

Д Е П

В. И. ПОЛИКОВСКИЙ

инженер ЦАГИ

1972

8002

450/162

ВЕНТИЛЯТОРЫ, ВОЗДУХОДУВКИ И КОМПРЕССОРЫ

821.63
7-50

Под редакцией проф. Б. Н. ЮРЬЕВА

Допущено Главным Управлением Учебными Заведениями НКТП СССР для издания
в 1933 г. в качестве учебника.

РЕСПУБЛИКАНСКАЯ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА

ОНТИ  НКТП СССР

Государственное энергетическое издательство
МОСКВА—1933—ЛЕНИНГРАД

1/282060 ПТ584

ЭТ-55-5-2

Редактор инж. П. А. Петров. Техредактор А. Д. Чаров.

Сдано в производство 11 марта 1933 г. Подписано к печати 11 июля 1933 г. Уполном. Главлита № В-57555. Энергоиздат № 410. Тираж 7 000. Бумага 72×110. 21^{1/2} п. л. и 1 вкл. Количество знаков в п. л. 77 104.

4-я типография ОНТИ НКТП СССР „Красный Печатник“, Ленинград, Международ. пр., 75а.

Предисловие редактора.

Настоящая работа инж. В. И. Поликовского отличается от ряда вышедших у нас аналогичных работ новизною и свежестью конструктивного материала и оригинальным изложением теории центробежных и осевых машин для подачи воздуха. В манере излагать материал всюду чувствуется, что инж. Поликовский является не только теоретиком, но и руководителем проектирования этих машин. Поэтому все теории у него доводятся до формы, непосредственно примененной для инженерного расчета.

Автор дает ряд новых теоретических подходов к изучению явления работы центробежных колес и, уточняя старую теорию Цейнера, приходит к весьма существенным результатам. Ему удается объяснить давно наблюдавшиеся сильные отклонения этой классической теории от результатов опытов и построить новую схему расчета, устраняющего указанную неувязку, без введения в расчет каких-либо произвольных коэффициентов. Приведенные в ЦАГИ обширные исследования по этому вопросу позволяют смело рекомендовать предложенные им методы для расчета центробежных машин. В настоящее время, еще до выхода из печати этой книги, предложенные инж. Поликовским методы применяются на ряде наших заводов (Ленингр. металлический завод им. Сталина, завод Электросила, ЦАГИ и др).

В заключение следует отметить, что настоящая книга является плодом многолетней работы автора, причем основные моменты нового расчета турбо-машин были разработаны и доложены им еще в 1930 г. в ЦАГИ, на производственном совещании научных работников.

Проф. Б. Юрьев.

Предисловие.

Настоящая работа инж. В. И. Поликовского должна быть признана капитальным трудом в области машин, служащих для перемещения газов.

Она весьма полно огибжает современное состояние вопроса.

Особого внимания заслуживает раздел, посвященный вентиляторам осевым и центробежным и воздуходувкам.

Автор не только сумел собрать все то, что имеется ценного по этому вопросу в мировой литературе, но и внес весьма много оригинального.

На основании глубокого анализа экспериментального материала некоторых европейских исследователей и, главным образом, работ, поставленных в Вентиляторной Секции Экспериментально-Аэродинам. Отдела ЦАГИ, В. И. Поликовский заново перестроил расчет центробежных машин, приведя его в соответствие с физической сущностью явлений, в то время как применяющийся до сих пор метод расчета по сечениям в значительной мере идеализирует процесс.

Работа В. И. Поликовского должна найти самое широкое распространение, и ее выход в свет можно только приветствовать.

Вентиляторная Секция ЦАГИ. Ушаков.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

ГЛАВА I.

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВОЗДУХА.

§ 1. Единица измерения.

Состояние воздуха определяется:

- 1) давлением,
- 2) температурой,
- 3) влажностью.

Давление. Давление p воздуха может быть выражено:

- 1) через силу, действующую на единицу поверхности:

$$p \text{ кг/м}^2, \quad p \text{ кг/см}^2;$$

- 2) через высоту H метров такого столба воздуха, который давил бы на единицу поверхности (м^2) с силой p . Очевидно, что высота H определится из равенства:

$$H\gamma = p,$$

где γ — удельный вес воздуха;

$$H = \frac{p}{\gamma} \text{ метров};$$

- 3) через высоту H столба воды (обычно в миллиметрах), который давил бы на единицу площади основания с силой $p \text{ кг/м}^2$:

$$\frac{H}{1000} \gamma_{\text{воды}} = \frac{1000}{1000} H = H = p \text{ кг/м}^2.$$

Последнее равенство означает, что давление, выраженное в миллиметрах вод. ст. численно равняется значению того же давления в кг/м^2 ;

- 4) через высоту H миллиметров столба ртути, который давил бы на единицу площади основания с силой $p \text{ кг/м}^2$ ($\gamma_{\text{ртути}} = 13600 \text{ кг/м}^3$)

$$\frac{H}{1000} \gamma_{\text{ртути}} = \frac{13600}{1000} H = 13,6H = p \text{ кг/м}^2.$$

Поэтому

$$H = \frac{p}{13,6} \text{ мм рт. ст.}$$

Пример. Одна техническая атмосфера равна:

$$p = 1 \text{ кг/см}^2 = 10\,000 \text{ кг/м}^2 = 10\,000 \text{ мм вод. ст.} = 736 \text{ мм рт. ст. (точнее, 735,6 мм рт. ст.)}$$

Одна физическая атмосфера:

$$p = 760 \text{ мм рт. ст.} = 10\,330 \text{ кг/м}^2 = 1,033 \text{ кг/см}^2 = 10\,330 \text{ мм вод. ст.}$$

Давление измеряется в технических атмосферах. При этом $p \text{ кг/см}^2 = p_{\text{ата}}$. Избыточное давление, сверх давления наружной атмосферы p_a (величина переменная), обозначается через:

$$p_{\text{ати}} = p_{\text{ата}} - p_a.$$

Температура. Температура измеряется в градусах Цельсия — $t^{\circ}\text{Ц}$ (Celsius) и в абсолютных градусах — T° ¹. Абсолютные градусы отсчитываются от абсолютного нуля температур, равного — 273° :

$$T^{\circ} = t^{\circ}\text{Ц} + 273.$$

Влажность. Абсолютная влажность f измеряется в граммах водяных паров, приходящихся на 1 м^3 рассматриваемого объема. Обычно удельный вес пара γ_n определяют в $\text{кг}/\text{м}^3$; следовательно, абсолютная влажность

$$f = 1000 \gamma_n.$$

Относительная влажность ψ определяется как отношение абсолютной влажности рассматриваемого объема к наибольшей возможной, при которой начинается выделение воды (запотевание, точка росы):

$$\psi = \frac{f}{f_{\text{макс}}}.$$

Очевидно, что величина ψ — нулевого порядка.

§ 2. Характеристическое уравнение.

Если не рассматривать ни очень низких температур, близких к температуре ожигения воздуха, ни очень высоких температур, при которых начинается диссоциация молекул воздуха, то можно считать, что воздух следует основным уравнениям идеальных газов.

1. Закон Бойля-Мариотта:

$$\text{при } T = \text{const}, pv = C_1 = \text{const} (v — \text{уд. об.}).$$

2. Закон Гей-Люссака (иначе — закон Шарля):

$$\text{при } v = \text{const}, \frac{p}{T} = C = \text{const}.$$

Соединяя оба закона воедино, получим:

$$pv = RT.$$

Это есть основное характеристическое уравнение для воздуха, иногда называемое уравнением Клапейрона. Отметим, что R не есть величина нулевой размерности. В системе $\text{м} — \text{кг} — \text{сек} — ^{\circ}\text{Ц}$ размерность R будет:

$$R = \frac{pv}{T} = \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^3}{\text{м}^3 \cdot \text{кг} \cdot ^{\circ}\text{Ц}} = \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{кг} \cdot ^{\circ}\text{Ц}} = \frac{\text{м}}{^{\circ}\text{Ц}}.$$

Поэтому, например, при измерении в метрах и градусах Цельсия $R = 29,27 \text{ м}/^{\circ}\text{Ц}$; при измерении в футах и градусах Фаренгейта $R = 53,18 \text{ фут}/^{\circ}\text{Ф}$.

Пример. Определить значение плотности воздуха

$$\rho = \frac{\text{кг} \cdot \text{сек}^3}{\text{м}^4} \text{ при } t = 15^{\circ}\text{Ц} \text{ и } p = 760 \text{ мм рт. ст.}$$

Плотность: $\rho = \frac{v}{g}$, уд. вес: $\gamma = \frac{1}{v}$.

$$pv = \frac{p}{\gamma} = RT; \quad v = \frac{p}{RT} \text{ и } \rho = \frac{p}{gRT};$$

$$p = 760 \text{ мм рт. ст.} = 10330 \text{ кг}/\text{м}^2;$$

$$t = 15^{\circ}\text{Ц}; \quad T = 288^{\circ};$$

$$\rho = \frac{10330}{9,81 \cdot 29,27 \cdot 288} = 0,125 = \frac{1}{8} \frac{\text{кг} \cdot \text{сек}^3}{\text{м}^4}.$$

¹ Иногда можно встретить в английской и американской литературе измерения $^{\circ}\text{Ф}$ (градусы Фаренгейта)

$$^{\circ}\text{Ф} = 32 + \frac{9}{5} ^{\circ}\text{Ц}.$$

Пример. Известно (см. ниже), что напор H , развиваемый любым вентилятором, пропорционален плотности всасываемого воздуха.

При испытании, при $t_0 = 30^\circ \text{Ц}$ и $p_0 = 735 \text{ мм рт. ст.}$, вентилятор создал напор $H_0 = 65 \text{ мм вод. ст.}$ Определить, какой напор H даст тот же вентилятор при том же режиме при $t = 20^\circ \text{Ц}$ и $p_1 = 760 \text{ мм рт. ст.}$

По заданию:

$$H = k\rho = k\gamma = k \cdot \frac{p_1}{RT_1};$$

$$\frac{H_1}{H_0} = \frac{p_1 \cdot T_0}{p_0 \cdot T_1} = \frac{(273 + t_0) p_1}{(273 + t_1) p_0} = \frac{760 \cdot 303}{735 \cdot 293} = 1,07;$$

$$H_1 = 1,07 H_0 = 69,5 \text{ мм вод. ст.}$$

Написанное выше характеристическое уравнение справедливо для $v = \text{уд. об.} = \text{объему } 1 \text{ кг.}$ Мы можем помножить почленно обе части равенства на произвольный вес G рассматриваемого количества газа.

Тогда:

$$p v G = G R T,$$

но vG есть объем G килограммов воздуха, т. е. объем V , занимаемый этим количеством воздуха (или, вообще, газа) и следовательно

$$pV = GRT.$$

§ 3. Влажный воздух.

Представим себе некоторый изолированный объем V , в который помещен сосуд с водой. Температура воздуха в этом объеме t_0 . Очевидно, что вода будет испаряться из сосуда до тех пор, пока воздух не насытится парами воды, т. е. пока количество испаряющейся воды не сравнится с количеством воды, конденсирующейся на ее поверхности. При этом весь объем будет заполнен насыщенными парами воды.

Подчеркнем, что парами воды насыщается не воздух, а объем; при этом по закону Дальтона воздух и пары воды ведут себя совершенно независимо, как будто бы второго газа в данном объеме нет.

При этом:

$$V_{\text{смеси}} = V_{\text{пара}} = V_{\text{возд}};$$

$$T_{\text{смеси}} = T_{\text{пара}} = T_{\text{возд}};$$

$$G_{\text{смеси}} = G_{\text{пара}} + G_{\text{возд}};$$

$$p_{\text{смеси}} = p_{\text{пара}} + p_{\text{возд}}.$$

$p_{\text{пара}}$ и $p_{\text{возд.}}$ называются парциальными давлениями.

Если рассматриваемый объем заполнен насыщенными парами воды, то, по данному выше определению, относительная влажность

$$\psi = \frac{f}{f_{\text{насыщ}}} = 1,$$

так как дальнейшее добавление паров воды вызовет немедленную конденсацию такого же количества.

Как известно, давление (парциальное в данном случае) паров воды $p_{\text{пара}}$ и уд. в. γ_n для случая насыщенного пара вполне определяются температурой испарения. Поэтому если дано, что относительная влажность равна единице, и дана температура влажного воздуха (смеси), то абсолютная влажность определяется однозначно при помощи таблиц насыщенного пара.

Пример. Определить абсолютную влажность f воздуха при $\psi = 1$ и $t = 30^\circ \text{Ц}$. Из таблицы получим при $t = 30^\circ \text{Ц}$:

$$p = 429 \text{ кг/м}^2;$$

$$\gamma_{\text{насыщ}} = 0,0308 \text{ кг/м}^3;$$

$$\approx 30 \text{ г/м}^3.$$

Таблица насыщенного водяного пара. Сухой водяной пар от 0° до 200° Ц (3-я таблица Mollier).

Температура $t, ^\circ\text{C}$	Давление p кг/см ² абс.	Давление p мм рт. ст.	Удельный объем сухого пара v_s м ³ /кг	Удельный вес сухого пара γ_s кг/м ³	Температура $t, ^\circ\text{C}$	Давление p кг/см ² абс.	Давление p мм рт. ст.	Удельный объем сухого пара v_s м ³ /кг	Удельный вес сухого пара γ_s кг/м ³
0	0,0063	4,80	204,97	0,00488	100	1,033	760	1,6702	0,5987
5	0,0089	6,53	146,93	0,00681	105	1,232	906	1,4166	0,7059
10	0,0125	9,17	106,69	0,00938	110	1,462	1 075	1,2073	0,8283
15	0,0173	12,70	78,23	0,01278	115	1,726	1 269	1,0338	0,9673
20	0,0236	17,40	58,15	0,01720	120	2,027	1 491	0,8894	1,1243
25	0,0320	23,6	43,667	0,02290	125	2,371	1 744	0,7681	1,3018
30	0,0429	31,5	33,132	0,03018	130	2,760	2 030	0,6664	1,5005
35	0,0569	41,8	25,393	0,03938	135	3,200	2 354	0,5800	1,7241
40	0,0747	54,9	19,650	0,05089	140	3,695	2 718	0,5071	1,9719
45	0,0971	71,4	15,346	0,06516	145	4,248	3 125	0,4450	2,2471
50	0,125	92,0	12,091	0,08271	150	4,868	3 581	0,3917	2,558
55	0,160	117,5	9,607	0,10409	155	5,557	4 088	0,3460	2,890
60	0,202	148,8	7,695	0,12995	160	6,323	4 651	0,3065	3,262
65	0,254	186,9	6,211	0,16100	165	7,170	5 274	0,2724	3,671
70	0,317	233,1	5,050	0,19800	170	8,104	5 961	0,2429	4,117
75	0,392	288,5	4,1353	0,2418	175	9,131	6 717	0,2171	4,607
80	0,482	354,6	3,4085	0,2934	180	10,258	7 546	0,1945	5,140
85	0,589	433,0	2,8272	0,3537	185	11,491	8 453	0,1748	5,720
90	0,714	525,4	2,3592	0,4239	190	12,835	9 442	0,1575	6 348
95	0,862	633,7	1,9797	0,5051	195	14,300	10 519	0,1423	7,028
					200	15,890	11 688	0,1288	7,763

Удалим теперь из рассматриваемого объема сосуд с водой и начнем подогреть воздух (точнее, смесь). С повышением температуры пар будет перегреваться; насыщенным он оставаться не сможет, так как при $t_1 > t_0$, $\gamma_{\text{насыщ}} > \gamma_0$ (см. таблицу); и, следовательно, для того, чтобы пар оставался насыщенным, нужно на каждый кубический метр рассматриваемого объема добавить количество пара $\gamma_1 - \gamma_0$, чего на самом деле не происходит, так как отсутствует поверхность испарения.

При этом абсолютная влажность, очевидно, останется та же. Относительная влажность будет равняться:

$$\psi = \frac{f}{f_{\text{макс}}} = \frac{\gamma_n}{\gamma_n},$$

где γ_n — уд. в. пара;

$\gamma_n = \gamma_{\text{насыщ}}$ — уд. в. насыщенного пара при данной температуре.

Если $t_1 > t_0$, то $\gamma_n > \gamma_0$ и, следовательно, $\psi < 1$.

Пример. Определить при $t = 50^\circ\text{C}$ относительную влажность ψ воздуха, бывшего насыщенным при $t = 30^\circ\text{C}$.

При этом γ_n (при $t = 50^\circ\text{C}$) равен 0,0827 кг/м³ и, следовательно,

$$\psi = \frac{\gamma_n}{\gamma_n} = \frac{0,0308}{0,0827} = 36,5\%.$$

При понижении температуры $\gamma'_n < \gamma_0$ и так как ψ не может быть больше единицы, произойдет выделение из рассматриваемого объема воды в количестве $\gamma'_n - \gamma_n$ на каждый кубический метр рассматриваемого объема, а относительная влажность

ψ останется равной единице; абсолютная влажность при этом упадет с $f = \frac{\gamma_0}{1000}$

$$\text{до } f' = \frac{\gamma_n}{1000}.$$

Как мы видели, при $\psi < 1$ пары воды получаются перегретыми. В то время как для влажного пара характеристическое уравнение неприменимо, оно с большой степенью точности применимо к сухому, насыщенному и перегретому пару. При этом для пара, насыщенного при данной температуре T , получим:

$$p \cdot v = \frac{p_n}{\gamma_n} = RT.$$

Для перегретого пара, заполняющего данный объем в действительности, получим:

$$p_n v_n = \frac{p_n}{\gamma_n} = RT.$$

R для паров воды равно $47,1 \text{ м}^3/\text{°C}$.

При помощи последних двух уравнений получим:

$$\psi = \frac{\gamma_n}{\gamma_n} = \frac{\frac{p_n}{RT}}{\frac{p_n}{RT}} = \frac{p_n}{p_n}.$$

Отсюда получаются окончательные формулировки для относительной влажности ψ .

Относительной влажностью ψ называется отношение абсолютной влажности рассматриваемого объема к насыщающей абсолютной влажности при соответствующей температуре, или относительной влажностью ψ называется отношение парциального давления паров воды во влажном воздухе к давлению насыщенных паров воды при данной температуре.

§ 4. Изменение относительной влажности с изменением температуры и давления.

Дано, что в начальном состоянии давление p_1 , температура T_1 , относительная влажность ψ_1 . Определить ψ_2 при p_2 и T_2 .

Представим себе процесс перехода от p_1, T_1 до p_2, T_2 происходящим в два приема. Сначала пусть имеет место изменение T_1 до T_2 при $p = p_1 = \text{const}$ (изобара). Очевидно, что парциальное давление p_n при этом не изменится¹, тогда как давление p_{1n} насыщенного пара изменится до p_{2n} соответственно T_2 . Поэтому при $p = p_1$ и $T = T_2$ получим:

$$\psi' = \frac{p_{1n}}{p_{2n}} = \frac{p_{1n}}{p_{1n}} \cdot \frac{p_{1n}}{p_{2n}} = \psi_1 \frac{p_{1n}}{p_{2n}}.$$

Затем, при $T = T_2$ изменим p с p_1 до p_2 . При этом p_{2n} останется без изменения, а p_{1n} изменится до p_{2n} , так что:

$$\frac{p_{2n}}{p_{1n}} = \frac{p_2}{p_1}.$$

¹ Это следует из следующих рассуждений:

$$p_n V = G_n R_n T \text{ для пара;}$$

$$p_g V = G_g R_g T \text{ для воздуха;}$$

$$(p_n + p_g) V = p V = G R T \text{ для смеси;}$$

$\frac{p_n}{p} = \frac{G_n R_n}{G R}$. Если $p = \text{const}$, то при $G_n = \text{const}$, $R_n = \text{const}$, $G = \text{const}$ и $R = \text{const}$ получим $\frac{p_n}{p} = \text{const}$.

Окончательная влажность получится равной:

$$\psi_2 = \frac{p_{2n}}{p_{2h}} = \frac{p_{1n} \cdot p_2}{p_{2h} \cdot p_1} = \psi_1 \frac{p_{1n} \cdot p_2}{p_{2h} \cdot p_1}$$

Пример. Воздух поступает в компрессор при давлении $p_1 = 10\,000 \text{ кг/м}^2$ и $t = 20^\circ \text{Ц}$ при относительной влажности $\psi_1 = 0,4$. Из компрессора горячий воздух попадает в холодильник, где охлаждается до $t_2 = 35^\circ \text{Ц}$, и при давлении в 7 ат поступает к потребителю. Нужно ли в холодильнике и в напорной магистрали между компрессором и потребителем ставить водоотделители?

Влажность после холодильника:

$$\psi_2 = \psi_1 \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{p_{1n}}{p_{2n}}$$

При $t_1 = 20^\circ \text{Ц}$, $p_{1n} = 0,0286 \text{ ат}$;

при $t_2 = 35^\circ \text{Ц}$, $p_{2n} = 0,0589 \text{ ат}$.

Отсюда:

$$\psi_2 = 0,4 \cdot \frac{7}{1} \cdot \frac{0,0286}{0,0589} \approx 1,16.$$

Так как в действительности относительная влажность $\psi_2 \leq 1$, то, очевидно, будет иметь место выделение воды, и, следовательно, водоотделитель необходим.

Пример. До какой наименьшей температуры допустимо охлаждать воздух в предыдущем случае, если нет водоотделителей?

Допустимая температура охлаждения определится из того условия, что $\psi_2 < 1$. Примем, например, (с запасом) условие: $\psi_2 = 0,9$.

Тогда:

$$\psi_2 = 0,9 = \psi_1 \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{p_{1n}}{p_{2n}} = 0,4 \cdot 7 \cdot \frac{0,0286}{p_{2n}}$$

Отсюда получим допустимое давление:

$$p_{2n} = \frac{0,4 \cdot 7 \cdot 0,0286}{0,9} = 0,075.$$

Из таблиц находим соответствующую наименьшую допустимую температуру охлаждения воздуха:

$$t_2 \approx 40^\circ \text{Ц}.$$

§ 5. Удельный вес воздуха.

Из характеристического уравнения уд. в. сухого воздуха получим:

$$\gamma_{сух} = \frac{p}{RT} = \frac{1}{29,27} \cdot \frac{p}{T}.$$

Если в 1 м³ при полном (не парциальном) давлении p находятся и пары воды, то $p_{\text{вод}} + p_n = p$.

Отсюда следует:

$$\gamma_{\text{вод}} = \frac{p - p_n}{R_{\text{вод}} T}, \quad \gamma_{\text{пара}} = \frac{p_n}{R_n \cdot T};$$

$$\begin{aligned} \gamma_{\text{смеси}} &= \frac{p - p_n}{29,27 \cdot T} + \frac{p_n}{47,1 T} = \frac{p}{29,27 \cdot T} - \frac{p_n}{T} \left(\frac{1}{29,27} - \frac{1}{47,1} \right) = \\ &= \gamma_{сух} - 0,0127 \frac{\psi \cdot p_n}{T} < \gamma_{сух}. \end{aligned}$$

Уд. в. γ' одного сухого воздуха, входящего в качестве одной из составляющих влажного воздуха:

$$\gamma'_{\text{вод}} = \frac{p - p_n}{29,27 \cdot T} = \frac{1 \cdot p}{29,27 \cdot T} - \frac{1}{29,27} \cdot \frac{p_n}{T} = \gamma_{сух} - 0,034 \frac{\psi \cdot p_n}{T} = \gamma_{сух} - 1,6 \cdot \psi \cdot \gamma_n.$$

Пример. Требуется подать $Q = 20\,000 \text{ м}^3/\text{час}$ сухого воздуха; этот расход отнесен к всасываемому объему при $t = 30^\circ \text{Ц}$, $p = 736,0 \text{ мм рт. ст.} = 10\,000 \text{ мм вод. ст.}$ Сколько нужно воздуха по объему при той же температуре и $\psi = 0,7$?

Очевидно, что

$$\frac{Q_{\text{в.л.}}}{Q_{\text{сух.}}} = \frac{\gamma_{\text{сух. возд.}}}{\gamma_{\text{в.л. возд.}}}$$

Уд. в. сухого воздуха для данных условий:

$$\gamma_{\text{сух. возд.}} = \frac{p}{29,27 T} = \frac{10\,000}{29,27 \cdot 303} = 1,12.$$

Уд. в. γ' воздуха, смешанного с парами воды:

$$\gamma_{\text{в.л. возд.}} = \gamma_{\text{сух. возд.}} - 1,6 \psi \gamma_n = 1,12 - 1,6 \cdot 0,7 \cdot 0,03 = 1,12 - 0,0336 = 1,087.$$

Таким образом объем воздуха, который приходится подать печи:

$$Q_{\text{в.л. возд.}} = 20\,000 \frac{1,12}{1,087} = 20\,600 \text{ м}^3/\text{час.}$$

Пример. В качестве стандартного уд. в., к которому следует приводить все результаты испытаний, принят уд. в. воздуха при давлении $p = 760 \text{ мм рт. ст.} = 10\,330 \text{ мм вод. ст.}$ при температуре $t = 20^\circ \text{Ц} = 293^\circ \text{абс.}$ и относительной влажности $\psi = 0,5$.

Определим для этого случая величину уд. в. γ' .

По таблице $p_n = 239 \text{ кг/м}^2$. Следовательно, $p_n = 0,5 \cdot 239 = 118 \text{ кг/м}^2$. Парциальное давление воздуха $p_a = 10\,330 - 118 = 10\,212 \text{ кг/м}^2$ и, следовательно, уд. в. воздуха в смеси:

$$\gamma'_a = \frac{10\,218}{29,27 \cdot 293} = 1,1915 \text{ кг/м}^3.$$

По таблице $\gamma_n = 0,0172 \text{ кг/м}^3$; $\gamma_n = 0,5$, $\gamma_n = 0,0085 \text{ кг/м}^3$. Уд. в. смеси:

$$\gamma = \gamma'_a + \gamma_n = 1,1915 + 0,0085 = 1,2 \text{ кг/м}^3.$$

Пример. Степень точности при испытании вентилятора $\pm 3\%$. Определить, начиная с какой температуры следует вводить в рассмотрение влажность воздуха. При барометрическом давлении $p \geq 700 \text{ мм рт. ст.}$, уд. в. смеси воздуха с парами воды:

$$\gamma_{\text{в.л.}} = \gamma_{\text{сух.}} - 0,0127 \frac{\psi \cdot p_n}{T} = \frac{p}{29,27 \cdot T} - 0,0127 \frac{\psi p_n}{T} = \frac{1}{T} \left(\frac{p}{29,27} - 0,0127 \psi p_n \right) \text{ кг/м}^3.$$

Условие, определяющее то максимальное парциальное давление p_n , которым можно пренебречь, определится из уравнения

$$100 \frac{\gamma_{\text{сух.}} - \gamma_{\text{в.л.}}}{\gamma_{\text{сух.}}} \geq 1\%.$$

где 1% — допустимая ошибка в расчетах, связанная с пренебрежением $\gamma_{\text{сух.}} - \gamma_{\text{в.л.}}$. При $\Delta_{\text{исп.}} = 3\%$ допустим $\Delta = 1\%$. Тогда в наихудшем случае, при $\psi = 1$, уд. в. влажного воздуха

$$\gamma_{\text{в.л.}} = \frac{1}{T} (325 - 0,0127 p_n);$$

уд. в. сухого воздуха:

$$\gamma_{\text{сух.}} = \frac{740 \cdot 13,6}{29,27 \cdot T} = \frac{325}{T}.$$

Этим значениям соответствует ошибка (по заданию):

$$100 \cdot \frac{\gamma_{\text{сух.}} - \gamma_{\text{в.л.}}}{\gamma_{\text{сух.}}} = 100 \frac{325 - 325 + 0,0127 p_n}{325} = \frac{1,27 \cdot p_n}{325}.$$

Следовательно:

$$p_n = \frac{325}{1,27} = 270 \text{ кг/м}^2.$$

Таким образом при $p_n < 250 \text{ кг/м}^2$ или соответственно $t < 20^\circ \text{Ц}$ наличием паров воды можно пренебречь, тем более, что обычно $\psi < 1$.

¹ Иногда приводят все данные и к $p = 1 \text{ ата} = 10\,000 \text{ мм вод. ст.} = 736 \text{ мм рт. ст.}$, а также к $t = 15^\circ \text{Ц}$ и $\psi = 0$.

ГЛАВА II.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ.

§ 1. Внутренняя энергия.

Внутренняя энергия воздуха, так называемая энергия состояния, зависит только от его температуры.

Может показаться, что воздух, сжатый до давления в 6 ат, обладает большим запасом внутренней энергии, чем воздух при давлении в 1 ат, даже если температура его в обоих случаях одинакова — скажем, 15° Ц. Это, однако, неверно. Дело в том, что хотя действительно была затрачена известная работа для того, чтобы поднять давление воздуха от 1 до 6 ат, но количество тепла, точно соответствующее этой работе¹, было отнято от сжатого воздуха, благодаря чему его температура и осталась равной 15° Ц.

Правда, этот воздух высокого давления, расширяясь, может произвести известную работу при расширении до атмосферного давления: если, однако, не подводить тепла во время расширения, то он охладится, причем падение температуры будет в точности соответствовать отданной работе².

§ 2. Изменения состояния.

Подведенная к воздуху извне работа равна, во-первых, повышению внутренней энергии воздуха плюс, во-вторых, отведенное от этого воздуха тепло.

Изменением кинетической энергии пренебрежем (в настоящем месте курса), учитывая малую скорость движения поршня.

Если обозначить через $A = \frac{1}{427}$ механический эквивалент тепла, через L — внешнюю работу в килограммометрах, через U — внутреннюю энергию и через $+Q$ — отведенное тепло, то баланс энергии примет следующий вид:

$$AL = (U_2 - U_1) + Q,$$

где U_1 — начальная внутренняя энергия воздуха;

U_2 — конечная внутренняя энергия воздуха.

Рассмотрим несколько основных случаев изменения состояния. Для этого представим себе все процессы протекающими в простейшем сосуде (фиг. 1). Очевидно, что поскольку баланс энергии не может зависеть от применения тех или иных механизмов, полученные нами выводы будут правильны и для любых иных устройств.

На фиг. 1: 1 — цилиндр, наполненный воздухом (вес воздуха — 1 кг), 2 — груз G , лежащий на невесомом поршне площади F , 3 — бак, наполненный водой.

1-й случай. Изменение температуры при постоянном объеме.

Пусть поршень неподвижно закреплен на месте, и пусть температура воды в баке ниже температуры воздуха. При этом произойдет охлаждение воздуха от температуры T_1 до T_2 и понижение его внутренней энергии от U_1 до U_2 , где

$$U_1 = f(T_1) \text{ и } U_2 = f(T_2) \text{ (см. § 1).}$$

Напишем для этого случая баланс энергии:

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

¹ Мы считаем, что читателю без дальнейших комментариев известно, что при превращении в работу 1 кал получается 427 кгм и при превращении 1 кгм в тепло получается

$$A = \frac{1}{427} \text{ кал.}$$

² Цитировано по Kearton, Turboblowsers and compressors, London 1926, стр. 14.

В данном случае:

$$AL = 0;$$

$$U_1 - U_2 = f(T_1) - f(T_2) = Q.$$

Как показывает опыт, величину U можно в первом приближении считать линейной функцией от T :

$$U = c_v T,$$

где для воздуха обычно можно практически считать $c_v = 0,170$.

Таким образом в нашем случае:

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

Очевидно

$$c_v = \frac{Q}{T_1 - T_2}$$

численно равняется количеству тепла, выделяющегося при охлаждении 1 кг воздуха на 1°C (и соответственно затрачиваемого при нагревании 1 кг воздуха на 1°C) при постоянном объеме. Коэффициент c_v называется теплоемкостью при постоянном объеме.

Очевидно, что в рассматриваемом случае объем воздуха v , равный уд. об. не изменится. Из характеристического уравнения

$$pv = RT \quad \text{или} \quad p = \frac{R}{v} \cdot T$$

следует, что при изменении температуры при постоянном объеме давление пропорционально температуре, и, следовательно, при подводе тепла давление повышается, при отводе — понижается.

2-й случай. Изменение температуры при постоянном давлении.

Пусть груз $G = \text{const}$, причем в каждый момент вес уравновешивается давлением p воздуха $= \frac{G}{F}$.

Начнем отводить тепло в окружающую воду. При этом из характеристического уравнения

$$pv = RT \quad \text{и} \quad v = \frac{R}{p} \cdot T$$

вытекает, что при падении температуры уменьшится объем v (уд. об.) воздуха в цилиндре, и, следовательно, поршень опустится на величину s . Пусть количество отведенного тепла — Q , начальная температура воздуха — t_1 , объем — v_1 , конечная температура — t_2 и объем — v_2 . Для этого случая уравнение сохранения энергии напишется в следующем виде:

$$AL = A \cdot G \cdot s = A \cdot p \cdot F \cdot s = Ap(v_1 - v_2) = U_2 - U_1 + Q.$$

Отсюда

$$Q = Apv_1 - Apv_2 + c_v T_1 - c_v T_2.$$

Заменяя pv через RT , получим:

$$Q = ART_1 - ART_2 + c_v T_1 - c_v T_2 = (T_1 - T_2)(c_v + AR) = c_p (T_1 - T_2).$$

Коэффициент $c_p = \frac{Q}{T_1 - T_2} = c_v + AR$, численно равный количеству тепла, отводимого при понижении или подводимого при повышении температуры 1 кг воздуха постоянного давления на 1°, называется „коэффициентом теплоемкости при постоянном давлении“.

Для воздуха при умеренных давлениях и температурах:

$$c_v = 0,17;$$

$$R = 29,27;$$

$$c_p = 0,17 + \frac{29,27}{427} = 0,239.$$

Отношение

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{0,239}{0,17} = 1,4.$$

В молекулярной физике доказывается, что это отношение, играющее значительную роль во всей термодинамике, остается постоянным для всех двухатомных газов (N_2 , O_2 , H_2 , воздух и т. д.).

При значительных давлениях и температурах величина c_p начинает заметно отклоняться от указанного значения (см. таблицу).

Величина теплоемкости c_p воздуха.

Давление в кг/см ²	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	0,3080

3-й случай. Изменение давления без отвода тепла $Q = 0$.

Пусть в начальный момент вес груза будет G_1 . Постепенно будем его увеличивать до G_2 , благодаря чему поршень будет, очевидно, опускаться до тех пор, пока начальное давление $p_1 = \frac{G_1}{F}$ не повысится до конечного давления $p_2 = \frac{G_2}{F}$.

Пусть при этом тепло через стенки цилиндра не отводится и не подводится. Для этого случая уравнение энергии:

$$AL = c_p(T_2 - T_1),$$

т. е. вся внешняя работа идет на повышение температуры воздуха. Такой процесс называется адиабатическим.

4-й случай. Изменение давления без повышения температуры, $t_2 = t_1$ (изотерма).

Этот случай аналогичен по своей схеме предыдущему, за исключением того обстоятельства, что при этом через стенки цилиндра отводится наружу такое количество тепла, что температура воздуха при сжатии не повышается, так что $t_2 = t_1$. При этом:

$$AL = c_p(T_2 - T_1) + Q = Q,$$

т. е. подводимая извне работа вся целиком идет на нагревание охлаждающей воды.

§ 3. Работа компрессора.

Компрессор, воздуходувка, вентилятор — все эти агрегаты устанавливаются нами в целях повышения давления воздуха. В большинстве случаев, кроме редких исключений, нагревание воздуха, получающееся при явлении сжатия, является ненужным или даже вредным. В то же время, как мы видим, работа сжатия расходуется нами исключительно на нагревание воздуха и охлаждающей воды, давление же в баланс энергии входит только постольку, поскольку оно связано с температурой воздуха характеристическим уравнением. В этом заключаются своеобразие науки о компрессорах и сложность связанных с ней физических представлений.

Если, например, мы имеем дело с паротурбинной установкой, то там общая схематическая концепция явления весьма проста: затрачивается тепло Q , получается

работа AL . Отношение затраченного тепла к полученной работе, выраженной в тепловых единицах, есть к. п. д. установки:

$$\eta = \frac{AL}{Q}.$$

При работе насоса затраченная мощность равняется N , полезная мощность VH и отношение полезной мощности к затраченной работе есть к. п. д. насоса:

$$\eta = \frac{VH}{75 \cdot N}.$$

При работе компрессора мы затрачиваем работу AL и получаем повышение температуры воздуха или повышение температуры охлаждающей воды или то и другое вместе. Соответствующие количества тепла увязываются с затраченной работой в общий баланс энергии, но этот баланс практически для нас несущественен, так как нас интересует не повышение температур, а повышение давлений. Что же касается повышения давления, то оно только косвенно входит в баланс энергии, являющийся обычно основой изучения машин. И то, что в наименее выгоднейшем процессе работы компрессора — изотермическом (см. ниже) — вся затрачиваемая работа идет на повышение температуры воды, а повышение давления воздуха получается, так сказать, побочным продуктом, на создание которого внешняя работа вообще не затрачивается, особенно резко подчеркивает своеобразие рассматриваемой ветви технической термодинамики ¹.

¹ Этим объясняется, что при изучении основных положений о работе компрессора предмет представляет для начинающего известную трудность. В то же время проработавшему эти несколько непривычные, но весьма простые основные положения большинство вопросов при повторном чтении представляется чрезвычайно элементарным.

КОМПРЕССОРЫ

ГЛАВА 1.

ЭНЕРГЕТИКА КОМПРЕССИИ. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ.

§ 1. Первое основное уравнение.

Рассмотрим затрату работы внешних сил на сжатие некоторого объема воздуха V от давления p_1 до давления p_2 и на перевод его из всасывающего трубопровода с давлением p_1 в нагнетательный с давлением p_2 .

При выводе теоретического уравнения идеального процесса компрессии мы будем считать, что процесс протекает без механических потерь (трение частей) и без потерь гидравлических (трение воздуха и вихреобразование). Совершенно очевидно, что соответствующая затрата работы не может зависеть от конструкции компрессора¹, а зависит только от промежуточных (от p_1 до p_2) состояний сжимаемого воздуха. Поэтому при выводе уравнения мы можем воспользоваться простой схемой идеального (работающего без потерь и с весьма малой скоростью движения поршня) поршневого компрессора одностороннего действия, изображенного на фиг. 2; V в этом случае равно объему, описываемому поршнем.

Вся рассматриваемая работа внешних сил L разбивается на три части:

- 1) работа всасывания L_1 ;
- 2) работа сжатия L_2 ;
- 3) работа нагнетания L_3 .

Работа цикла $L = L_1 + L_2 + L_3$.

Обозначим: F — площадь поршня, s — ход поршня, V — теоретически всасываемый в цилиндр объем воздуха, равный $F \cdot s$ (описанный объем цилиндра компрессора), p — давление воздуха в цилиндре (абс.).

Работа всасывания L_1 . Внешние силы, действующие на поршень, уравновешиваемые силой давления всасываемого воздуха $p_1 F$, действуют справа налево, тогда как поршень движется слева направо (фиг. 2):

$$L_1 = - p_1 \cdot F \cdot s = - p_1 V_1. \quad (1)$$

Работа сжатия L_2 . При сжатии поршень проходит часть хода ($z - z_2$) справа налево при закрытых клапанах. Очевидно, что работа, затрачиваемая на элементарный ход поршня ds , равняется:

$$d(L_2) = + F \cdot ds \cdot p = - dV \cdot p.$$

Перед dV стоит знак минус, так как при движении справа налево объем уменьшается, т. е. $dV < 0$ при $d(L_2) > 0$. Величина p — давление в цилиндре — меняется от p_1 до p_2 , причем объем меняется от V_1 до V_2 .

¹ Обычно принято машины для подачи воздуха под давлением ниже 1 000 мм вод. ст. (0,1 атм) называть вентиляторами.

От давления 0,1 атм до 2 атм эти машины называются воздуходувками и при больших давлениях — компрессорами. В 1-й части курса термин „компрессор“ мы будем применять в самом общем смысле, подводя под это понятие и воздуходувку и вентилятор.

Очевидно, что полная работа сжатия:

$$L_2 = \int_{p_1}^{p_2} -p \cdot dV = - \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV. \quad (2)$$

Работа нагнетания. При достижении давлением в цилиндре величины p_2 открываются нагнетательные клапаны. Часть хода s_2 поршень проходит при постоянном противодействии p_2 , и затрачиваемая работа

$$L_3 = F \cdot p_2 \cdot s_2 = p_2 \cdot V_2. \quad (3)$$

После конца подачи поршень начинает двигаться вправо, давление мгновенно (в начале обратного хода) падает до p_1 и идеальный процесс $ABCD$ начинается сначала.

Окончательно получим работу цикла компрессии:

$$L = L_1 + L_2 + L_3 = -p_1 V_1 - \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV + p_2 V_2.$$

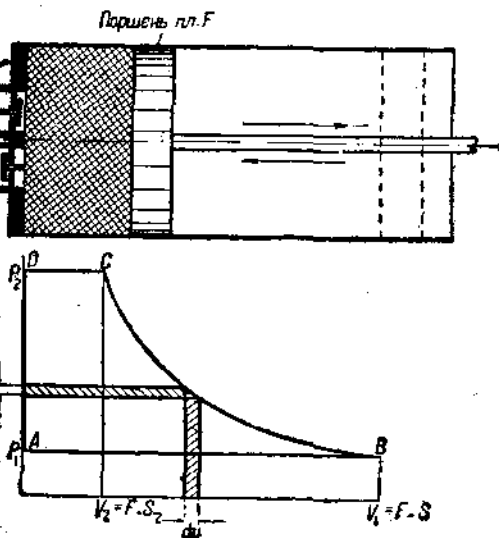
Согласно формулам интегрирования по частям, применяя символ Муаньо для обозначения подстановки, получим:

$$L = \left|_1^2 p \cdot v - \int_1^2 p \cdot dV = \int_1^2 V \cdot dp. \quad (4)$$

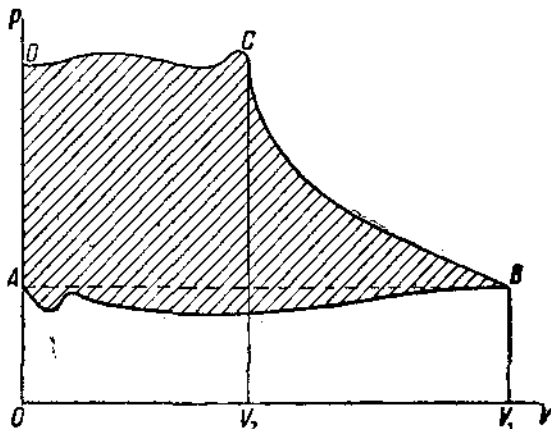
Это есть первое уравнение всей теории компрессоров.

§ 2. Индикаторная диаграмма ¹.

Если нанести на диаграмму для всего процесса компрессора давления p (по оси ординат) как функции объема V (по оси абсцисс) (фиг. 2), то получим весьма наглядное графическое изображение процесса. Отметим следующие свойства полученной так называемой „индикаторной диаграммы“:



Фиг. 2. Схема идеального поршневого компрессора одностороннего действия.



Фиг. 3. Индикаторная диаграмма.

1. Очевидно, что прямые AB и CD не изображают никакого термодинамического процесса, а являются только изображением наполнения цилиндра и выталкивания воздуха в нагнетательную линию p_2 . При этом меняется объем V , но остается постоянным удельный объем v .

¹ Описание индикатора и работы с ним см. Грамберг, „Технические измерения“.

2. Кривая BC изображает процесс сжатия. Так как элементарная вертикальная заштрихованная площадка равна $-pdV$, то площадь V_1BCV_2 равна работе сжатия L_2 .

3. Заштрихованная горизонтальная элементарная площадка равняется $V \cdot dp$, а следовательно, площадь $ABCD = \int_{p_1}^{p_2} V \cdot dp$ равна работе цикла L .

4. Также и в том случае, когда давления всасывания и нагнетания не остаются постоянными, площадь $ABCD$ дает работу цикла L (фиг. 3).

Действительно, в этом случае:

$$L_1 = - \int_A^B p \cdot dV = \text{площади } OABV_1;$$

$$L_2 = - \int_B^C p \cdot dV = \text{площади } V_2CBV_1;$$

$$L_3 = \int_C^D p \cdot dV = \text{площади } ODCV_2;$$

$$L = \int_B^A p \cdot dV = \text{площади } ABCD.$$

§ 3. Второе основное уравнение.

Из рассмотрения цикла идеального компрессора можно непосредственно видеть, что подвод энергии к воздуху производится только во время процесса сжатия BC . При этом работа сжатия L_2 расходуется: 1) на повышение внутренней энергии воздуха, т. е. на повышение его температуры (гл. I и II), и 2) на нагревание охлаждающей среды. Расход энергии на повышение внутренней энергии 1 кг воздуха будет равняться:

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

Расход энергии на нагревание охлаждающей среды (воды, воздуха) обозначим через Q_n . Тогда (для 1 кг воздуха) работа сжатия:

$$AL_2 = A \int_{v_1}^{v_2} p \cdot dv = c_v(T_2 - T_1) + Q_n. \quad (5)$$

Работа цикла:

$$\begin{aligned} AL &= AL_1 + AL_2 + AL_3 = c_v(T_2 - T_1) + Ap_2v_2 - Ap_1v_1 + Q_n = \\ &= c_v(T_2 - T_1) + ART_2 - ART_1 + Q_n = \\ &= (c_v + AR)(T_2 - T_1) + Q_n = c_p(T_2 - T_1) + Q_n. \end{aligned} \quad (6)$$

Это есть второе основное уравнение теории компрессора. Если процесс протекает без подвода и без отвода тепла, адиабатически, то

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

Если процесс протекает при постоянной температуре, изотермически, то

$$AL = Q_n.$$

Рабочие процессы компрессора могут протекать и с отводом тепла Q_n и с подводом тепла — Q_n . Примером последнего случая может служить работа компрессора без охлаждения и с наличием трения поршня о стенки. Развиваемая при этом тепмота отдается воздуху, т. е. имеет место подвод тепла — Q_n .

Если нам известна величина Q_n , то вся работа, затрачиваемая нами при работе компрессора, определяется изменением величины $c_p T$ от начального значения $c_p T_1$ до конечного $c_p T_2$. Величина $c_p T$ носит название теплосодержания газа (воздуха) и обозначается i . Таким образом уравнение (6) может быть переписано в следующем виде:

$$AL = i_2 - i_1 + Q_n. \quad (6')$$

§ 4. Графическое изображение процессов компрессора.

Диаграмма TS (см. приложение в конце книги). Из уравнений (6) и (6') можно видеть, что количество отводимого (подводимого) тепла Q_n , определяющее при заданных начальном и конечном давлениях температуру T_2 и работу L , определяет собой всю работу компрессора. В то же время эта величина непосредственно в диаграмму pV (индикаторную) не входит.

Построим новую диаграмму (фиг. 4), характеризующую тепловую сторону процесса. Для этого по оси ординат отложим температуры воздуха, а по оси абсцисс — особую величину S , определяемую тем условием, чтобы площадь, лежащая под кривой, изображающей какой-либо процесс, равнялась теплу $+Q_n$, отводимому от газа, или $-Q_n$, подводимого к газу во время протекания процесса. Элементарная заштрихованная площадка

$$TdS = -dQ, \quad dS = -\frac{dQ}{T} \quad \text{и} \quad S = -\int_A^B \frac{dQ}{T}.$$

При замечание. Обычно при подводе тепла принято считать $dQ > 0$, а при отвод $dQ < 0$.

В нашем случае [уравнение (5)] обозначения — обратные, и для того, чтобы можно было все же пользоваться обычными формулами и понятиями, величина S определяется как

$$S = -\int_A^B \frac{dQ}{T}.$$

Определенная последним равенством величина S носит название „энтропии“ (подробнее см. специальные курсы термодинамики).

Построенная таким образом диаграмма обладает целым рядом весьма примечательных свойств, которые мы ниже рассмотрим.

Диаграмма IS (см. приложение в конце книги). Если считать c_p функцией одной только температуры, то на диаграмме TS можно отметить на шкале ординат рядом с каждым значением T соответствующее значение теплосодержания $i = c_p T$. Разность теплосодержания любых точек A и B получится как разность соответствующих отметок i .

В связи с изменением величины c_p при изменении температуры шкала I получается неравномерной, так что отсчета разности теплосодержаний по масштабу (в миллиметрах) брать нельзя. Кроме того, даже при одной и той же температуре при высоких давлениях значения c_p изменяются довольно значительно (гл. I), что не может быть учтено в такой комбинированной (IS) — (TS)-диаграмме (вернее, номограмме). Поэтому, если желательно непосредственно получить из диаграммы измерением достаточно точные значения теплосодержаний, то следует диаграмму IS построить отдельно. В такой диаграмме IS , строящейся по точкам, шкала I будет равномерной, но, очевидно, изотермы не будут более параллельны оси абсцисс.

Построение диаграммы TS . Построение диаграммы сводится к построению в координатах TS сетки кривых:

- 1) $p = \text{const}$ — кривые постоянного давления (изобары);
- 2) $v = \text{const}$ — кривые постоянного уд. об. (изохоры);

3) $t = \text{const}$ — кривые постоянной температуры (изотермы), параллельные оси абсцисс.

Имея такую сетку кривых, мы можем найти в диаграмме точку, соответствующую любым двум, определяющим состояние газа, величинам: p и v , p и T , v и T .

Для построения указанной сетки кривых определим взаимную связь между величинами p , v , T и S .

По определению

$$dS = -\frac{dQ}{T},$$

откуда

$$dQ = -T \cdot dS.$$

Из уравнения (5) следует, что для 1 кг газа

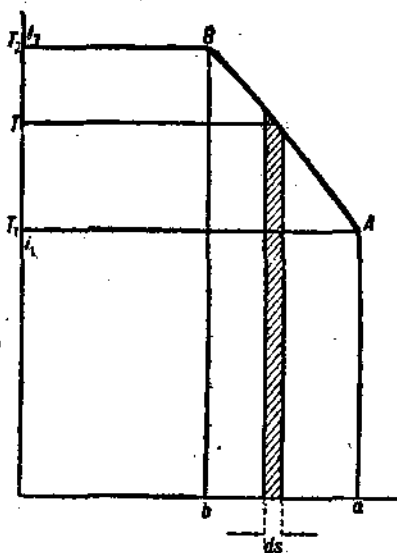
$$dQ = -c_v \cdot dT - Ap \cdot dv$$

и, следовательно,

$$dS = -\frac{dQ}{T} = c_v \cdot \frac{dT}{T} + Ap \cdot \frac{dv}{T}. \quad (7)$$

Из этого дифференциального уравнения следует, что конечная разность энтропии между состояниями 1 и 2:

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1}.$$



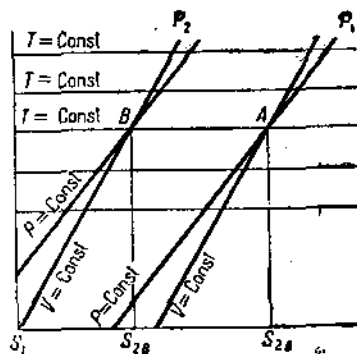
Фиг. 4. Площадь $aABb = \int_a^b T ds =$

$$= \int T \frac{Ml}{T} = -Q_{A-B}$$

Преобразуем, подставляя $c_p - AR$ вместо c_v :

$$\begin{aligned} S_2 - S_1 &= c_p \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \left(\ln \frac{v_2}{v_1} - \ln \frac{T_2}{T_1} \right) = \\ &= c_p \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \cdot \frac{T_1}{T_2} \right) = \\ &= c_p \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{p_1}{p_2} = \\ &= c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - AR \ln \frac{p_2}{p_1}. \end{aligned} \quad (8)$$

При помощи уравнений (7) и (8) мы можем приступить к построению диаграммы TS .



Фиг. 5. Изобары, изохоры, изотермы в диаграмме TS .

Кривые $p = \text{const}$ (фиг. 5). Задаемся начальным значением p_1 . Для изобары p_1 связь между T и S выразится уравнением:

$$S_{2B} - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - AR \ln \frac{p_2}{p_1} = c_p \ln \frac{T_2}{T_1},$$

т. е. изобара p_1 есть логарифмическая кривая.

Для любого другого значения $p = p_2$ получим:

$$S_{2A} - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - AR \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Рассмотрим расстояние AB между двумя изобарами p_1 и p_2 :

$$\overline{AB} = (S_2)_A - (S_2)_B = [(S_2)_A - S_1] - [(S_2)_B - S_1] = -AR \ln \frac{p_2}{p_1} = \text{const}.$$

Мы получим, следовательно, что кривые $p_1 = \text{const}$ и $p_2 = \text{const}$ конгруэнтны (совместимы) и эквидистантны в направлении, параллельном оси абсцисс. При этом расстояние $AB = AR \ln \frac{p_2}{p_1}$, что позволяет, построив одну кривую $p_1 = \text{const}$ (по уравнению $S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}$), строить любую изобару, проведя на расстоянии $\Delta S = AB = -AR \ln \frac{p_2}{p_1}$ вторую, точно такую же кривую.

Кривые $v = \text{const}$. Построение кривых $v = \text{const}$ (изохор) производится совершенно так же, как и построение изобар, так как из уравнения (7) видно, что условия построения их ничем не различаются.

Общие соображения. Очевидно [уравнения (7) и (8)], что с уменьшением p энтропия увеличивается, т. е. чем выше p , тем левее лежит соответствующая изобара. Для изохор имеет место обратное: они сдвигаются вправо с увеличением уд. об., чего, конечно, и следовало ожидать.

При повышении температуры, при постоянном давлении, уд. об. v увеличивается, т. е., двигаясь по изобаре вверх, мы переходим к большим уд. об. Следовательно, изобара, проходящая через данную точку A (фиг. 5), должна лежать положе изохоры, проходящей через ту же точку.

За счет увеличения c_p с повышением температуры и давления (гл. I) и изобары и изохоры несколько отклоняются от строгого логарифмического эквидистантного протекания при значительном повышении давлений и температур. При расчете воздухоудовок этим обстоятельством можно пренебречь, при расчете компрессоров высокого давления его необходимо принимать во внимание и пользоваться диаграммой TS , построенной по точкам с учетом $C_p = \text{var}$.

Построение диаграммы IS . Это построение удобнее всего производить при помощи диаграммы TS . Выбрав какую-либо точку диаграммы TS по p и T , например, определяем соответствующие S и $c_p T = i$. Полученная точка и будет одной из точек изобары p в диаграмме IS . Так как с повышением p теплоемкость c_p повышается, то при переходе к высоким давлениям, т. е. с приближением к оси ординат, значения $c_p T$, соответствующие $T = \text{const}$, повышаются, и изотермы несколько загибаются вверх (см. диаграмму в конце курса).

ГЛАВА II.

АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ КОМПРЕССОРА.

§ 1. Предварительные соображения.

Прежде чем приступить к анализу процессов компрессора, отметим несколько весьма существенных свойств диаграммы TS , позволяющей чрезвычайно наглядно представлять на ней указанные процессы.

1. По уравнению (6):

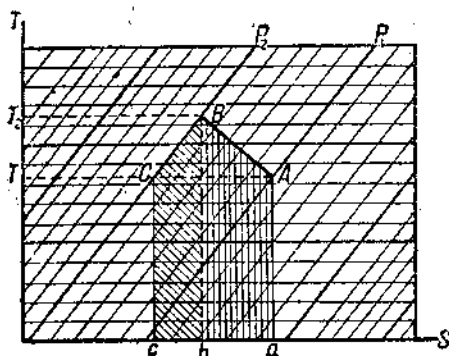
$$AL = c_p (T_2 - T_1) + Q_n.$$

По основному свойству диаграммы TS площадь под изображающей процесс кривой AB (фиг. 6) дает величину отведенного от воздуха тепла Q_n , причем:

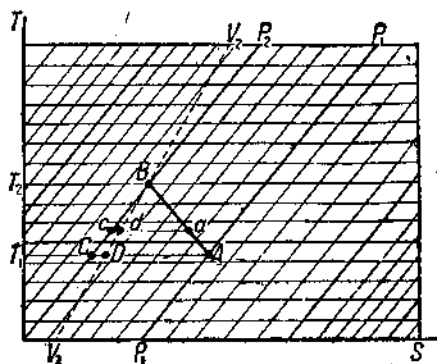
при $\Delta S < 0$ имеем $Q_n > 0$;

при $\Delta S > 0$ имеем $Q_n < 0$.

Рассмотрим площадь $cCBb$, лежащую под отрезком изобары от точки B до точки C , лежащей на изотерме T_1 . Очевидно, что эта площадь равняется количеству тепла, отводимого от 1 кг воздуха при охлаждении его по изобаре от T_2 до T_1 . Как известно из гл. I, это количество тепла равняется $c_p(T_2 - T_1)$. А раз это так, то площадь $cCBAa = c_v(T_2 - T_1) + Q_n = AL$.



Фиг. 6. Процесс с отводом тепла в диаграмме TS .



Фиг. 7. Определение показателя поли-тропы графическим путем.

Оказывается, что эта площадь дает работу цикла компрессора в калориях ту же, что площадь индикаторной диаграммы дает в килограммах.

2. Как можно видеть из рассмотрения диаграммы TS , радиусы кривизны изобар и изохор весьма велики. Поэтому можно в первом приближении считать отрезки кривых BC и BD за прямые (фиг. 7); то же можно сказать и об отрезке AB , дающем процесс сжатия в компрессоре. Подчеркнем, что в диаграмму TS из всего цикла теоретического компрессора переносится только кривая сжатия; что же касается линий нагнетания и всасывания, то, поскольку им не соответствуют никакие изменения состояния, они отобразятся в диаграмме TS соответственными точками A и B (фиг. 7).

Рассмотрим отношение

$$m = \frac{CA}{DA} \quad (BD — \text{изохора } v_2).$$

Очевидно, что

$$CA = S_A - S_c = c_v \ln \frac{T_A}{T_c} + AR \ln \frac{p_c}{p_A} = AR \ln \frac{p_2}{p_1};$$

$$DA = S_A - S_D = c_v \ln \frac{T_A}{T_D} + AR \ln \frac{v_A}{v_D} = AR \ln \frac{v_1}{v_2}.$$

Отсюда следует, что отношение

$$m = \frac{CA}{DA} = \frac{AR \ln \frac{p_2}{p_1}}{AR \ln \frac{v_1}{v_2}} = \frac{\ln p_2 - \ln p_1}{\ln v_1 - \ln v_2}.$$

Для любых промежуточных значений ca и da отношение

$$m' = \frac{ca}{da} \approx \frac{CA}{DA},$$

так что при приближенно прямолинейных отрезках AB и CD

$$m' = \frac{\ln p_2 - \ln p_1}{\ln v_1 - \ln v_2} = m$$

и, следовательно,

$$m \ln v_1 + \ln p_1 = m \ln v_2 + \ln p_2,$$

т. е.

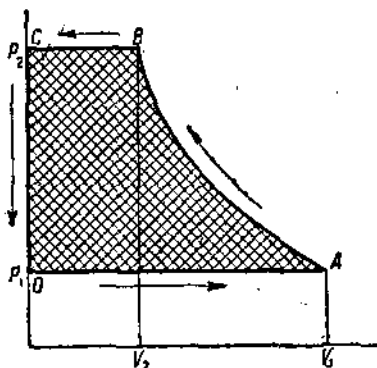
$$pv^m = p_1 v_1^m = p_2 v_2^m = \text{const.}$$

Величина m (показателя политропы сжатия) получается таким образом, непосредственно из диаграммы TS .

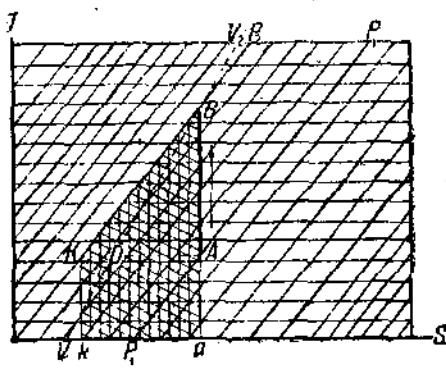
§ 2. Адиабатический цикл (фиг. 8, 9, 10).

При адиабатическом цикле $Q_k = 0$, $S_2 - S_1 = - \int_1^2 \frac{dQ}{T} = 0$. Процесс адиабатического сжатия в диаграммах IS и TS изобразится вертикальной прямой $S = \text{const.}$

Практически адиабатический цикл осуществляется в том случае, когда все тепло Q_{mp} , получаемое за счет трения поршня о стенки цилиндра, немедленно от-



Фиг. 8. Адиабата в диаграмме pv .



Фиг. 9. Адиабата в диаграмме TS .

водится охлаждающей водой. При этом к воздуху это тепло не подводится; если же отводимое тепло $Q_{одв} = Q_{mp}$, то от воздуха никакое тепло не отводится также.

Полная затрата работы на сжатие 1 кг (Gesamtleistung):

$$L_g = L_{ad} + L_{mp}.$$

Из фиг. 9 следует, что

$$AL_{ad} \approx \frac{T_1 + T_2}{2} (S_A - S_K) + AL_{mp} = \text{площади } kKBAa + Q_{mp}.$$

Из фиг. 10 следует, что

$$AL_{ad} = \bar{c}_p (T_2 - T_1) + Q_{mp} = (i_2 - i_1) + Q_{mp} = \overline{AB} + Q_{mp}.$$

Определим значение показателя m уравнения адиабаты $pv^m = \text{const}$ при помощи фиг. 9.

$$m = \frac{kA}{DA} = \frac{S_B - S_K}{S_B - S_D} = \frac{\bar{c}_p \ln \frac{T_B}{T_K} + AR \ln \frac{p_K}{p_B}}{\bar{c}_p \ln \frac{T_B}{T_D} + AR \ln \frac{v_B}{v_D}} = \frac{\bar{c}_p}{\bar{c}_v}.$$

Следовательно, уравнение адиабаты

$$AB = p \cdot v^{\frac{c_p}{c_v}} = p v^k = \text{const} \quad (\text{для воздуха } k \approx 1,41).$$

Как выведено выше, $L = \int_1^2 v dp$; при изменении состояния по любой политропе

$$p v^m = p_1 v_1^m, \text{ следует, что } v = \frac{p_1^{\frac{1}{m}} v_1}{p^{\frac{1}{m}}}.$$

Следовательно:

$$L = \int_1^2 p_1^{\frac{1}{m}} v_1 \frac{dp}{p^{\frac{m+1}{m}}} = p_1^{\frac{1}{m}} v_1 \left[\left(p^{\frac{m-1}{m}} \right)^{\frac{m}{m-1}} \right]_1^2 = L_{ad} = \frac{m}{m-1} p_1^{\frac{1}{m}} v_1 \times \\ \times \left(p_2^{\frac{m-1}{m}} - p_1^{\frac{m-1}{m}} \right) = \frac{m}{m-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right],$$

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

Для воздуха $k = 1,4$, и след. $L_{ad} = 3,5 p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{0,286} - 1 \right]$.

Таким образом при отсутствии потерь на трение и пр. мы получаем нижеследующие основные уравнения для определения работы адиабатического цикла, приходящейся на 1 кг подаваемого воздуха:

$$AL = AL_{ad} = c_p (T_2 - T_1) = i_2 - i_1 \text{ кал/кг}; \quad (9)$$

$$L = L_{ad} = 3,5 p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{0,286} - 1 \right] \text{ кгм/кг}.$$

§ 3. Процесс без охлаждения (фиг. 11, 12, 13).

В этом случае все тепло Q_{mp} сообщается воздуху. На диаграмме TS (фиг. 12) подведенное тепло Q_{mp} изобразится площадью $aAB'b'$ под линией AB' . Работа, приходящаяся на 1 кг воздуха, включая работу трения:

$$AL_g = AL + AL_{mp} = AL + Q_{mp}.$$

По общему уравнению:

$$AL = c_p (T_2' - T_1) - Q_{mp} \quad (\text{знак минус, так как тепло подводится}).$$

Поэтому:

$$AL_g = c_p (T_2' - T_1) - Q_{mp} + Q_{mp} = c_p (T_2' - T_1).$$

В этом случае площадь $kKB'b'$ дает нам всю затраченную работу, а площадь $ABCD$ (фиг. 11) индикаторной диаграммы дает нам только

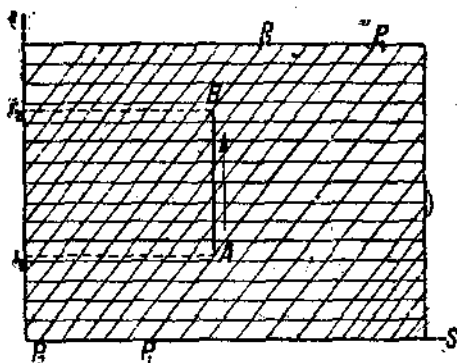
$$AL = AL_g - Q_{mp},$$

чему соответствует в диаграмме TS (фиг. 12) площадь $kKB'Aa$. Излишняя работа, затрачиваемая в этом случае по сравнению с адиабатическим циклом без потерь на трение, определится площадью $aBB'b'$ диаграммы TS или площадью ABB' (диагр. pv) + L_{mp} , т. е. этот излишек работы $> L_{mp}$. Этого и следовало

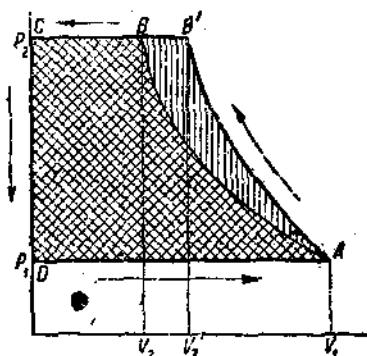
ожидать, так как при подводе тепла соответственно увеличиваются все значения v в выражении $\int_1^2 v dp$, т. е. увеличивается L .

При отсутствии потерь на трение $Q_{mr} = 0$ и $AL_g = AL_{ad}$. Этот случай будет идеальным в случае работы без охлаждения, причем чем лучше работает компрессор, тем ближе L_p к L_{ad} . Отношение $\frac{L_{ad}}{L_g}$ называется „адиабатическим к.п.д.“ и равняется

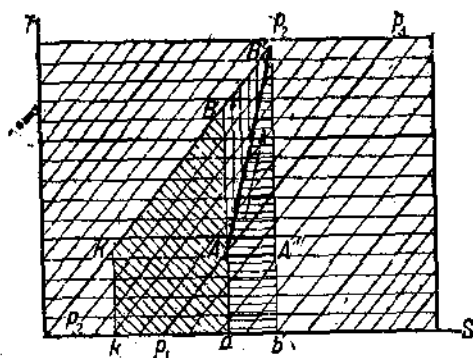
$$\eta_{ad} = \frac{L_{ad}}{L_g} = \frac{3,5 p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{0,286} - 1 \right]}{L_g}$$



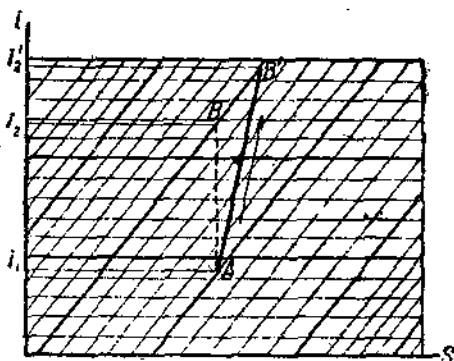
Фиг. 10. Адиабата в диаграмме $p-v$.



Фиг. 11. Процесс без охлаждения в диаграмме $p-v$.



Фиг. 12. Процесс без охлаждения в диаграмме $T-S$.



Фиг. 13. Процесс без охлаждения в диаграмме $i-S$.

Величину η_{ad} , служащую критерием для оценки компрессора, работающего без охлаждения, можно выразить еще и в таком виде:

$$\eta_{ad} = \frac{AL_{ad}}{AL_g} = \frac{c_p (T_{2ad} - T_1)}{c_p (T_2' - T_1)} = \frac{T_{2ad} - T_1}{T_2' - T_1} = \frac{\text{отр. } AB}{\text{отр. } A'B'} \quad (\text{фиг. 12}),$$

т. е.

$$\eta_{ad} = \frac{i_{2ad} - i_1}{i_2' - i_1} \quad (\text{фиг. 13}).$$

Задача. При заданной температуре T_1 , при конечном давлении p_2 компрессор без охлаждения работает с заданным η_{ad} ; определить температуру T_2 , с которой воздух выходит из компрессора.

Определим сначала T_{2ad} :

Для определения $(T_2)_{ад}$ воспользуемся уравнением адиабаты:

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k, \quad p_1 \cdot v_1 \cdot v_1^{k-1} = p_2 \cdot v_2 \cdot v_2^{k-1}.$$

Заменяя

$$p_1 v_1 = RT_1 \quad \text{и} \quad p_2 v_2 = RT_2,$$

получим

$$RT_1 v_1^{k-1} = RT_2 v_2^{k-1}.$$

Отсюда:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Таким образом для адиабатического сжатия:

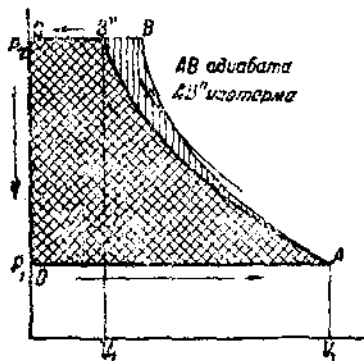
$$T_{2ад} = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Это равенство совместно с выведенным выше равенством и дает ответ на поставленную задачу:

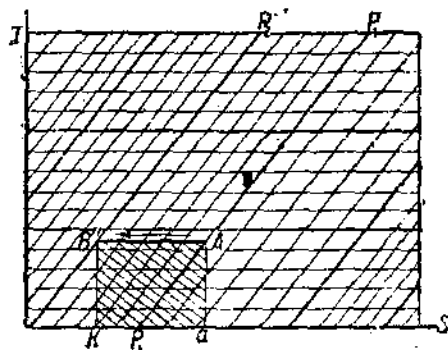
$$\eta_{ад} = \frac{T_{2ад} - 293}{T_2 - 293}; \quad T_2 = \frac{T_{2ад} - 293 (1 - \eta_{ад})}{\eta_{ад}}.$$

§ 4. Изотермический процесс.

В этом случае $T = \text{const}$. Значит на фиг. 14 кривая AB'' (гипербола) подчиняется уравнению $pv = RT = \text{const}$. На диаграмме TS (или iS) процесс сжатия изображается в виде прямой, параллельной оси абсцисс (фиг. 15).



Фиг. 14. Изотерма в диаграмме pv .



Фиг. 15. Изотерма в диаграмме TS .

В этом случае охлаждающей водой отводится тепло Q_{mp} и тепло Q_n .

Общее уравнение: $AL_g = AL + Q_{mp}$ приводится, следовательно, к виду:

$$AL_g = c_p (T_2 - T_1) + Q_n + Q_{mp} = Q_n + Q_{mp}.$$

Вся затрачиваемая работа $AL_g = Q_n + Q_{mp} = Q_g$, т. е. вся работа идет на нагревание охлаждающей воды.

Величина работы L определится из диаграммы TS .

$$AL = T(S_A - S_B) = T \left(c_p \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{p_2}{p_1} \right).$$

Иначе:

$$L = RT \ln \frac{p_2}{p_1} = p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

В идеальном случае, т. е. при отсутствии потерь на трение:

$$L = RT \ln \frac{P_2}{P_1} = p_1 v_1 \ln \frac{P_2}{P_1} \frac{\text{кгм}}{\text{кг}}.$$

Если T_1 — наименьшая температура, при которой мы можем производить наше изотермическое сжатие [T_1 иногда принимают равной $T_{н.в.}$ (наружного воздуха), иногда T_1 равно $T_{о.в.}$ (охлаждающей воды), иногда $T_1 = \frac{T_{н.в.} + T_{о.в.}}{2}$ (подробнее см. ниже), то очевидно, что площадь $aAB''k$, дающая идеальную работу цикла (без потерь), соответствует наименьшей возможной затрате работы на подачу¹ воздуха при данных начальных и конечных давлениях.

§ 5. Процессы с охлаждением.

При отсутствии отвода тепла мы можем в лучшем случае получить адиабатический процесс сжатия. При идеальном отводе тепла мы получим только что рассмотренный изотермический процесс. В обычных условиях, при практически осуществляемых охлаждениях, мы получаем политропический процесс сжатия — промежуточный между адиабатой и изотермой (обычно ближе к адиабате, с показателем $m = 1,3 \div 1,4$).

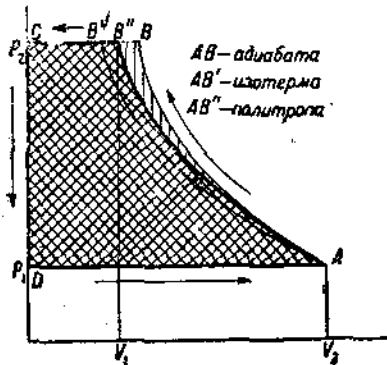
Согласно общему уравнению

$$AL_g = AL + Q_{тр},$$

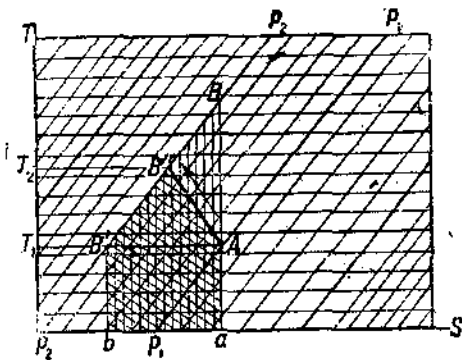
где

$$AL = c_p(T_2 - T_1) + Q_{н.} = \text{площади } bB'B''Aa.$$

Как видно непосредственно из фиг. 16 и 16а, показатель такой политропы n будет таким, что $1 < m < k = 1,41$. При этом по сравнению с адиабатической работой $AL_{\text{адиаб.}}$ дает выигрыш в работе, равный в соответствующем масштабе площади $AB''B'$; по сравнению с изотермой потребляемая мощность больше на площадь $AB'B'$.



Фиг. 16. Процесс с охлаждением в диаграмме $p-v$.



Фиг. 16а. Процесс с охлаждением в диаграмме $T-S$.

Очевидно, что при наличии охлаждения идеальный процесс, сравнение с которым указывает степень совершенства машины, будет уже не адиабатический, а изотермический. Коэффициент полезного действия, получаемый из сравнения с идеальным изотермическим циклом, называется „изотермический к. п. д.“ и определяется из равенства:

$$\eta_{is} = \frac{L_{is}}{L_g}.$$

¹ На сжатие воздуха при изотермическом процессе затрачивается больше работы, чем при адиабатическом.

Определить изотермический к. п. д. компрессора по следующим данным
 $p_1 = 7 \text{ атм}$, $V = 8000 \text{ м}^3/\text{час}$, $T_1 = 26^\circ \text{ Ц}$, $T_{\text{вс. вх.}} = 10^\circ \text{ Ц}$, $N = 800 \text{ л. с.}$

$$\eta_{\text{из}} = \frac{V \cdot R \cdot T_1 \ln 7}{3600 \cdot 75 \cdot 800}$$

$$\text{Отнесем } \eta_{\text{из}} \text{ к } T = \frac{T_{\text{вс. вх.}} + T_{\text{вс. вх.}}}{2} = 288^\circ (15^\circ \text{ Ц}).$$

Объем подачи ¹, приведенный к $T_{\text{оп}}$:

$$V_{\text{прив}} = V \frac{288}{293} = \frac{8000 \cdot 288}{293} = 7870 \text{ м}^3/\text{час}.$$

$$\eta_{\text{из}} = \frac{7870 \cdot 29 \cdot 27 \cdot 288 \cdot 1,94}{3600 \cdot 75 \cdot 800} \approx 0,6 = 60\%.$$

Примечание. Из основных уравнений политропического сжатия

$$L = \frac{m}{m-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right] = \frac{m}{m-1} R T_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right] \text{ кгм/кг}$$

и изотермического сжатия

$$L_{\text{из}} = p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1} = R T_1 \ln \frac{p_2}{p_1} \text{ кгм/кг}$$

вытекает, что расход работы, приходящейся на 1 кг сжимаемого воздуха, зависит только от начальной температуры и от отношения давлений, а не от разности их.

Таким образом на сжатие (и подачу) 1 кг воздуха от 1 до 4 атм затрачивается столько же работы, сколько на сжатие (и подачу) того же количества (весового, но никак не объемного) воздуха от 250 до 1000 атм, хотя в первом случае разность давлений 3 атм, во втором — 750 атм.

При одном и том же отношении давлений повышение температуры всасывания с 10 до 50° Ц увеличивает расход работы на подачу 1 кг воздуха в

$$\frac{273 + 50}{273 + 10} = 1,14 \text{ раза.}$$

Это обстоятельство, а также уменьшение коэффициента подачи (см. выше) заставляют принимать меры к возможно лучшему охлаждению каналов и клапанных коробок, через которые воздух входит в компрессор, а также к интенсивному охлаждению крышек. Это последнее имеет целью понижение температуры воздуха, оставшегося в цилиндре в конце хода сжатия и смешивающегося со всасываемым воздухом. Можно считать для обычных условий (по Гивцу), что повышение температуры всасываемого воздуха на 3° означает понижение коэффициента подачи на 1% и повышение расхода мощности на 1%.

ГЛАВА III.

МНОГОСТУПЕНЧАТОЕ СЖАТИЕ.

§ 1. Общие соображения.

В современных машинах процесс сжатия воздуха протекает в течение столь короткого промежутка времени, что его можно во всех случаях считать адиабатическим хотя бы в первом приближении (показатель политропы $n = 1,3 \div 1,4$). Это обстоятельство значительно упрощает термодинамический анализ работы компрессора.

Исходя из предположения адиабатического сжатия, рассмотрим вопрос о конечной температуре сжатия. При адиабатическом процессе (см. выше):

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

¹ Подача всегда задается в куб. метрах, приведенных к начальным условиям всасывания.

Для воздуха:

$$T'_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{0,286}$$

Из этого уравнения следует, что при высоком давлении сжатия p_2 температура в цилиндре может достигнуть таких пределов, что смазка станет невозможной; появляется опасность осмоления и даже вспышки масла.

Пример. При $p_1 = 1 \text{ ата}$ и $t_1 = 20^\circ \text{Ц}$ каково наивысшее давление, до которого допустимо адиабатическое сжатие воздуха в одном цилиндре компрессора, если наивысшая допустимая для смазки температура равна 140°Ц .

$$T_2 = 140 + 273 = 413^\circ = (20 + 273) \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{0,286};$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{413}{293} \right)^{\frac{1}{0,286}} = 1,41^{3,5} = 3,35 \text{ ата}^1, \text{ или } 2,35 \text{ атн.}$$

Во избежание чрезмерного нагрева воздуха процесс сжатия разбивают на ряд ступеней. При этом в I ступени сжимают газ от p_1 до p_2 , во II — от p_2 до p_3 и т. д. Между отдельными ступенями устраиваются холодильники, в которых происходит понижение температуры воздуха при перетекании его из одной ступени в другую (фиг. 17). Так как повышение температуры в каждой ступени есть функция отношения $\frac{p_2}{p_1}$, $\frac{p_3}{p_2}$ и т. д., а не самого давления p_2 , p_3 и т. д., то, охлаждая воздух после каждой ступени до начальной температуры T_1 и разбивая весь нужный нам перепад давления на сравнительно небольшое число ступеней (2—5), мы можем добиться того, что конечная температура во всех ступенях будет достаточно низкой, даже при достижении давлений порядка сотен атмосфер.

Примечание. На практике иногда бывает затруднительно доведение температуры воздуха в промежуточном холодильнике до начальной. При этом допускается некоторое превышение температуры в холодильнике, по сравнению с T_1 , на $10-20^\circ$.

Следует иметь в виду (см. выше, стр. 28), что повышение температуры воздуха на 3° соответствует повышению расхода мощности последующей ступени на $\sim 1\%$.

В двухступенчатой машине, например, в которой расход мощности во второй ступени составляет примерно 50% всей мощности, повышение на $10-15^\circ$ температуры воздуха, выходящего из холодильника, по сравнению с T_1 , приводит к увеличению всей расходуемой мощности на 2—2,5%.

Достижение высоких давлений в одном цилиндре кроме указанных чисто эксплуатационных неудобств приводит еще и к низким изотермическим к. п. д. компрессора, каковое обстоятельство является обычно решающим при выборе количества ступеней компрессора.

Энергетическую целесообразность разбивки давления по ступеням непосредственно можно усмотреть из приведенных индикаторных диаграмм многоступенчатых компрессоров (фиг. 18), на которых заштрихованная площадь соответствует выигрышу в работе, по сравнению с адиабатическим сжатием в одной ступени.

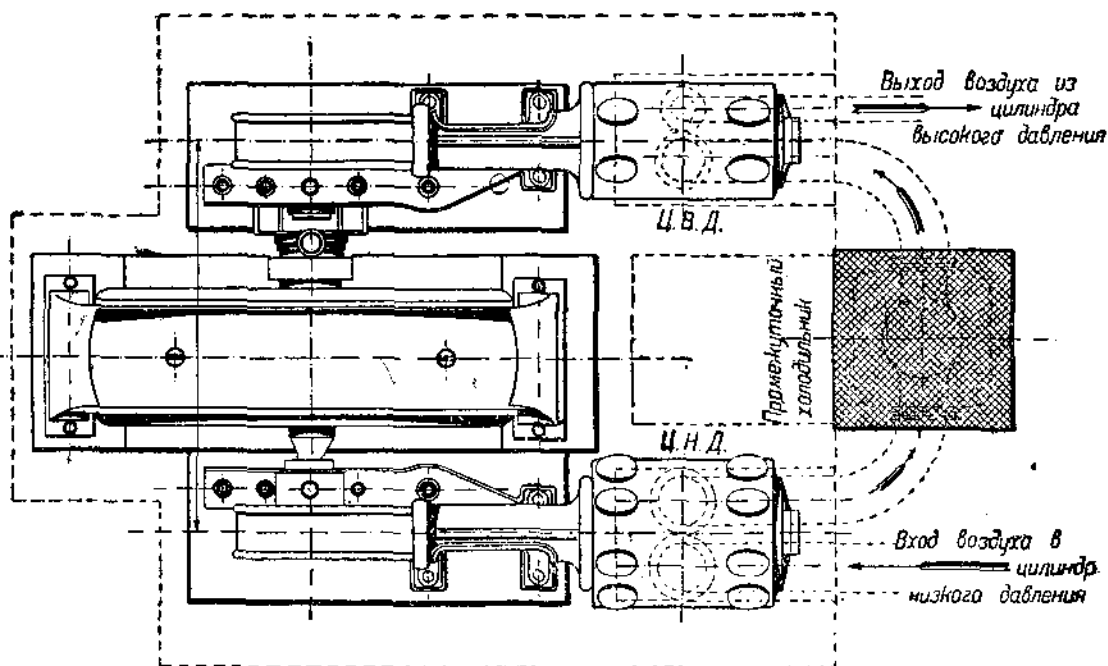
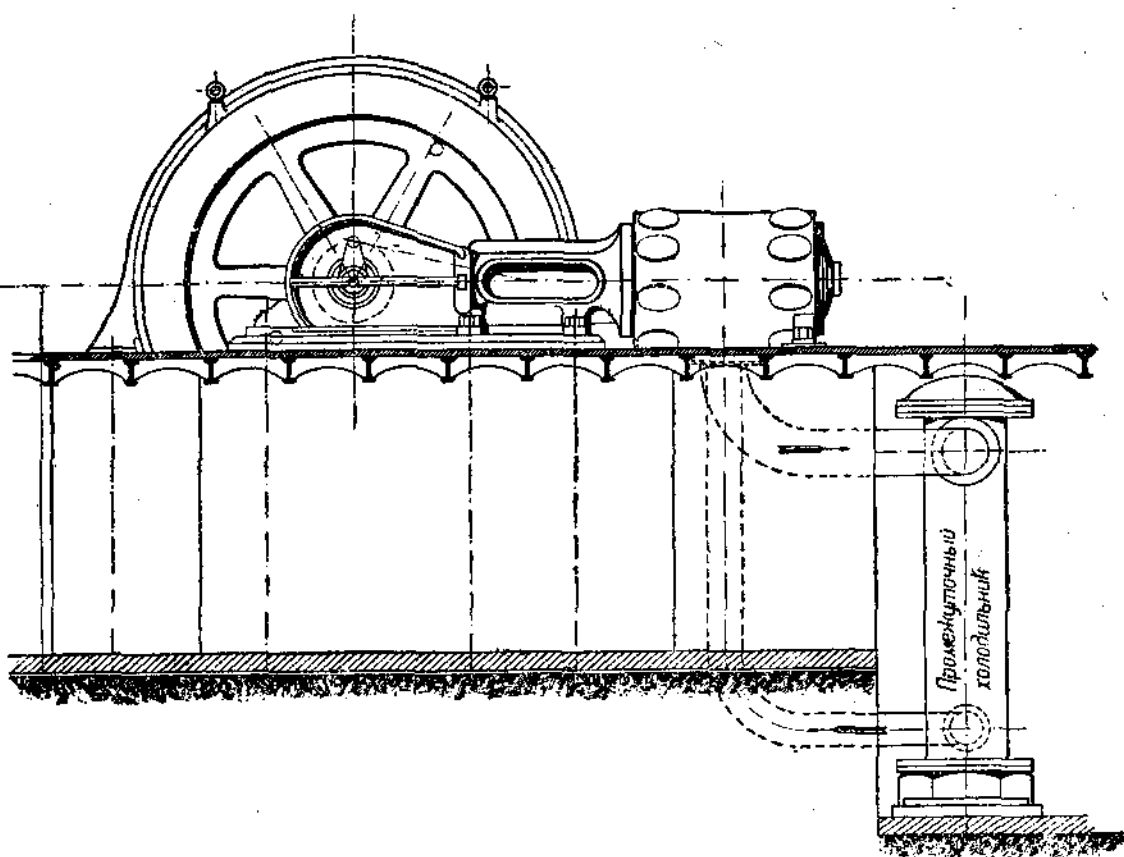
Если считать процесс компрессора адиабатическим, то для него

$$\eta_{is} = \frac{L_{is}}{L_{ad}} = \frac{p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1}}{3,5 p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{0,286} - 1 \right]} = 0,66 \frac{\lg \frac{p_2}{p_1}}{\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{0,286} - 1}.$$

Как видно из графика, изображающего указанную функцию (фиг. 19):

$$\eta_{is} = f\left(\frac{p_2}{p_1}\right) = 0,9 \text{ при } \left(\frac{p_2}{p_1}\right) = 2;$$

¹ Температура вспышки масла $160-300^\circ \text{Ц}$. В некоторых специфических случаях давление в одной ступени все же доводится до $p_2 = 8 \text{ ата}$, причем применяются специальные сорта смазки с очень высокой температурой вспышки.

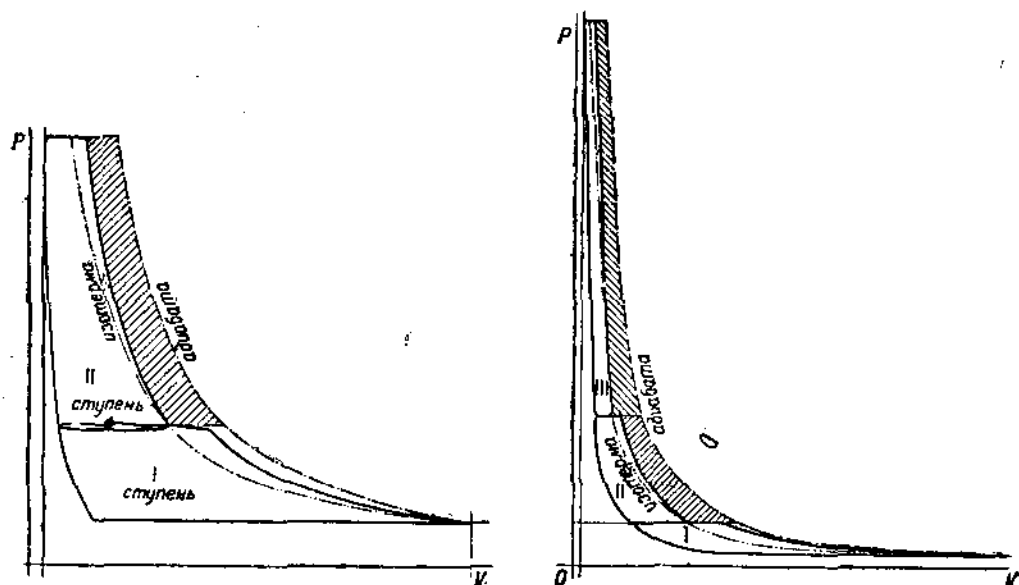


Фиг. 17. Схема действия двухступенчатого компрессора двойного действия с разделенными цилиндрами.

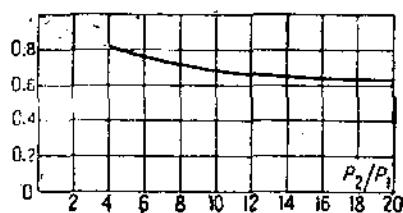
$$\eta_{is} = 0,7 \text{ при } \left(\frac{p_2}{p_1}\right) = 10;$$

$$\eta_{is} = 0,635 \text{ при } \left(\frac{p_2}{p_1}\right) = 20.$$

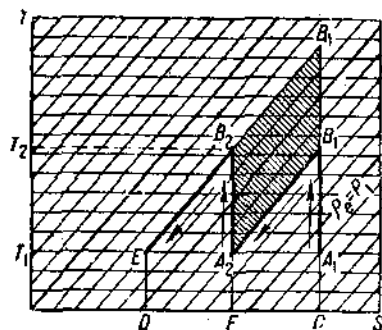
Как будет показано ниже, высокий перепад давлений в одной ступени приводит еще к целому ряду конструктивных затруднений. Основной причиной, однако, заставляющей разбивать процесс сжатия на ряд ступеней, является указанное выше ухудшение изотермического к. п. д. с увеличением перепада тепла в одной ступени.



Фиг. 18. Индикаторные диаграммы двух- и трехступенчатого сжатия.



Фиг. 19. Кривая изотермических к. п. д. адиабатического сжатия в зависимости от отношения p_2/p_1 .



Фиг. 20. Многоступенчатое сжатие в диаграмме TS .

Рассмотрим процесс многоступенчатой компрессии в диаграмме TS (фиг. 20). Как уже указывалось, работа адиабатического цикла выражается в диаграмме TS площадью CB_1ED .

Разобьем перепад давлений между p_e (начальное) и давлением p_a (конечное) на две ступени (фиг. 20), т. е.

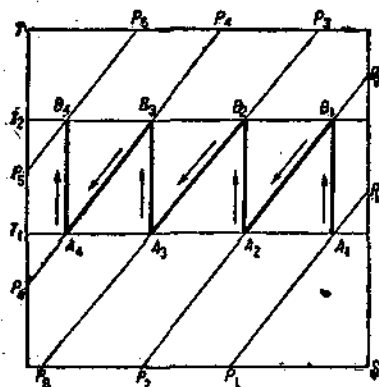
- 1) сожмем воздух в I ступени от $p_e = p_1$ до p_2 (AB_1);
- 2) охладим воздух при постоянном давлении p_2 до $T = T_1$ (B_1A_2);
- 3) сожмем воздух во II ступени от p_2 до $p_3 = p_a$;
- 4) охладим воздух при $p = p_3$ (B_2E).

Процесс охлаждения, очевидно, никак на расходе мощности, а следовательно, и к. п. д. не отражается, и охлаждение после последней ступени производится, то только по соображениям удобства потребителя, а не улучшения работы компрессорной установки.

Работа I ступени выражается площадью $EA_1B_1A_2F$, работа II ступени — площадью $FA_2B_2A_3F$, и, следовательно, полученный выигрыш в работе будет равняться площади $B_1BB_2A_2$. Соответственно этому повысится и изотермический к. п. д. компрессора.

§ 2. Распределение давлений по ступеням.

Можно доказать¹, что при разбивке перепада давлений на 2, 3, 4 и т. д. ступеней наивыгоднейшим будет такой процесс, при котором (фиг. 21):



Фиг. 21. Распределение по ступеням перепада давлений $p_1 - p_n$ при помощи диаграммы TS .

$$\left. \begin{aligned} T_{A_1} &= T_{A_2} = \dots T_{A_n}, \\ T_{B_1} &= T_{B_2} = \dots T_{B_n}. \end{aligned} \right\} n — \text{число ступеней.}$$

Практически стараются подойти, возможно ближе к указанному чередованию циклов, что с достаточным приближением (см. ниже) и удается.

Имея в виду конгруэнтность кривых $p_1, p_2, \dots, p_n$ (фиг. 21), получим, что криволинейные треугольники $A_1B_1A_2, A_2B_2A_3, \dots, A_nB_nA_{n+1}$ равны друг другу, и, следовательно, при наивыгоднейшем распределении давления по ступеням

$$A_1A_2 = A_2A_3 = \dots A_nA_{n+1}.$$

Но отрезки A_iA_{i+1} суть разности энтропий между точками A_i и A_{i+1} .

Следовательно:

$$A_iA_{i+1} = \Delta S = S_i - S_{i+1} = AR \ln \frac{p_{i+1}}{p_i} = \text{const.}$$

Отсюда следует, что

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_3}{p_2} = \dots = \frac{p_n}{p_{n-1}} = \frac{p_{i+1}}{p_i}.$$

При перемножении указанных равенств между собой получим:

$$\frac{p_n}{p_1} = \left(\frac{p_{i+1}}{p_i} \right)^n,$$

и, следовательно, для каждой из n ступеней наивыгоднейшее распределение давлений определится из формулы:

$$\frac{p_{i+1}}{p_i} = \sqrt[n]{\frac{p_n}{p_1}}.$$

Пример. Разбить по ступеням давление компрессора, если дано, что

$$\begin{aligned} p_1 &= 1 \text{ атм}, \\ p_n &= 175 \text{ атм}, \\ n &= 5. \end{aligned}$$

Очевидно, что

$$\frac{p_{i+1}}{p_i} = \sqrt[5]{175} \approx 2,8.$$

Следовательно (см. индикаторные диаграммы фиг. 22),

I ступень	II ступень	III ступень	IV ступень	V ступень
$p_1 = 1 \text{ ата}$	$p_2 = 2,8 \text{ ата}$	$p_3 = 8 \text{ ата}$	$p_4 = 23 \text{ ата}$	$p_5 = 65 \text{ ата}$
$p_2 = 2,8 \text{ ата}$	$p_3 = 8 \text{ ата}$	$p_4 = 23 \text{ ата}$	$p_5 = 65 \text{ ата}$	$p_6 = 175 \text{ ата}$

Перейдем к рассмотрению количественной стороны выгоды многоступенчатого сжатия.

При адиабатическом сжатии от p_e до p_a в одной ступени:

$$L_{ad} = 3,5 p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_a}{p_e} \right)^{0,286} - 1 \right].$$

При адиабатическом сжатии в n ступенях:

$$L_{ad} = 3,5 \cdot n \cdot p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_a}{p_e} \right)^{\frac{0,286}{n}} - 1 \right].$$

Соответственно этому последнему равенству компрессора, которое при $n=1$ равнялось

$$\eta_{ad} = \frac{L_{ad}}{L} = \frac{3,5 p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_a}{p_e} \right)^{0,286} - 1 \right]}{L},$$

приобретает более общую форму:

$$\eta_{ad} = \frac{3,5 \cdot n \cdot p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_a}{p_e} \right)^{\frac{0,286}{n}} - 1 \right]}{L},$$

где n — число ступеней.

Согласно правилам немецких „Regeln für Leistungsversuche an Ventilatoren u. Kompressoren“ (VDI Verlag, G. m. b. H. Berlin), η_{ad} компрессора всегда следует вычислять по последней формуле.

Изотермический к. п. д. такого многоступенчатого адиабатического цикла:

$$\eta_{is} = \frac{L_{is}}{L_{ad}} = \frac{p_1 v_1 \ln \frac{p_a}{p_e}}{3,5 \cdot n \cdot p_1 \cdot v_1 \left[\left(\frac{p_a}{p_e} \right)^{\frac{0,286}{n}} - 1 \right]}.$$

§ 3. Эффективность многоступенчатого сжатия.

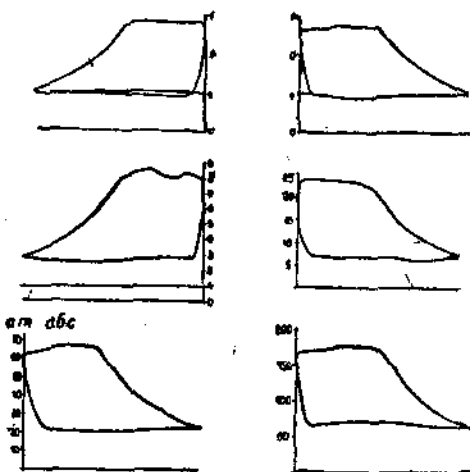
Обозначим термином „эффективность перехода от n к m ступеням“ отношение

$$\mathcal{E}_{n-m} = \frac{(\eta_{is})_m}{(\eta_{is})_n}; \quad (m > n);$$

$$\mathcal{E}_{n-m} = \frac{3,5 \cdot n \cdot \left[\left(\frac{p_a}{p_e} \right)^{\frac{0,286}{n}} - 1 \right]}{3,5 \cdot m \cdot \left[\left(\frac{p_a}{p_e} \right)^{\frac{0,286}{m}} - 1 \right]};$$

обозначим:

$$\left(\frac{p_a}{p_e} \right)^{0,286} = j.$$



Фиг. 22. Индикаторные диаграммы пяти ступеней компрессора на давление 175 атмосфер.

Тогда:

$$\varepsilon_{n-m} = \frac{n}{m} \frac{\left(j^{\frac{1}{n}} - 1\right)}{\left(j^{\frac{1}{m}} - 1\right)}.$$

Этот коэффициент эффективности позволяет определять, какое количество ступеней следует устанавливать в том или ином случае, и окупает ли повышение к. п. д. усложнение установки.

Значения ε_{1-2} для отношения $\frac{P_a}{P_s} = 2 \div 100$.

$\frac{P_a}{P_s}$	2	4	8	16	32	64	100
j	1,22	1,49	1,815	2,26	2,7	3,28	3,73
ε_{1-2}	1,05	1,11	1,18	1,26	1,31	1,41	1,47

Значения ε_{2-3} для отношения $\frac{P_a}{P_s} = 8 \div 200$

$\frac{P_a}{P_s}$	8	16	32	64	150
j	1,815	2,26	2,7	3,28	4,18
ε_{2-3}	1,06	1,08	1,1	1,12	1,14

Если иметь в виду, что повышение числа ступеней приводит к потерям напора при протекании через холодильники и клапана, к дополнительному трению поршней и к значительному усложнению конструкций, то делается ясным, что при ε_{n+n+1} , незначительно больших 1, повышение числа ступеней не окупается.

В обычных условиях считается достаточным для повышения числа ступеней от n к $n+1$ величина $\varepsilon_{n+n+1} \approx 1,1$.

При этом получается нормальное распределение давлений по ступеням¹:

при $\frac{P_2}{P_1} = 1 \div 5$, $n = 1$;

при $\frac{P_2}{P_1} = 5 \div 25$, $n = 2$;

при $\frac{P_2}{P_1} = 25 \div 64$, $n = 3$;

при $\frac{P_2}{P_1} = 64 \div 150$, $n = 4$;

при $\frac{P_2}{P_1} = 150$ и выше $n = 5 \div 6$.

Заметим, что данные этой таблицы ни в какой мере не являются обязательными. При наличии специфических условий указанные границы могут быть изменены в $1\frac{1}{2}$ — 2 раза. Так например, имеются одноступенчатые компрессоры $\frac{P_2}{P_1} = 7 \div 8$, двухступенчатые с $\frac{P_2}{P_1} = 60 \div 80$ и т. д.; применяются они в тех случаях, когда простота и дешевизна конструкции играют основную роль. Поэтому при подборе числа ступеней следует руководиться не только значениями „эффективности ε “ повышения числа

ступеней, но и соображениями стоимости, габарита и т. д. При этом в качестве предельных значений можно указать следующие:

$$\frac{P_2}{P_1} = 1 \div 8, \quad n = 1;$$

$$\frac{P_2}{P_1} = 5 \div 100, \quad n = 2;$$

$$\frac{P_2}{P_1} = 20 \div 200, \quad n = 3;$$

$$\frac{P_2}{P_1} = 60 \div 200, \quad n = 4;$$

$$\frac{P_2}{P_1} = 120 \text{ и выше, } n \geq 5.$$

ГЛАВА IV.

ДЕЙСТВИТЕЛЬНЫЙ ПРОЦЕСС В ПОРШНЕВОМ КОМПРЕССОРЕ.

Для изучения действительного процесса в поршневом компрессоре применяются так называемые индикаторы. Эти приборы¹, автоматически записывающие давление в цилиндре p как функцию от хода поршня s , позволяют сравнивать фактическую индикаторную диаграмму $p = f(s)$ с теоретической, рассмотренной выше, так как $v = F \cdot s = \text{const} \cdot s$.

§ 1. Вредное пространство.

Основное отличие между теоретической схемой явления в компрессоре и реальным явлением заключается в том обстоятельстве, что при конце хода сжатия, в крайнем левом положении поршня, между крышкой цилиндра и поршнем остается некоторый объем $v_0 = F \cdot s_0$, называемый вредным объемом.

В этот вредный объем входит также объем клапанных коробок, в которых также в мертвом положении поршня остается воздух, сжатый до давления p_2 .

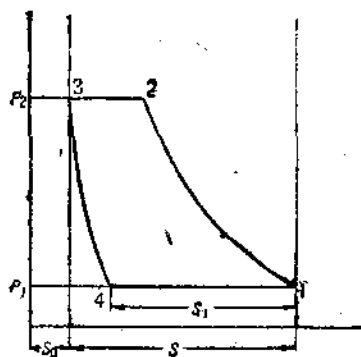
Величина вредного объема определяется либо из чертежа цилиндра, либо непосредственным обмером в натуре.

Иногда для определения величины вредного пространства ставят поршень в верхнее мертвое положение и вредное пространство заливают маслом или керосином. Объем залитой жидкости равняется при этом объему вредного пространства.

Величина вредного пространства обычно составляет 3—10% от описываемого поршнем объема. При этом, чем ниже давление, развиваемое компрессором, тем больше обычно допускаемая величина вредного пространства.

Термин „вредный объем“ $v_0 = F \cdot s_0$ не соответствует действительной роли объема, v_0 в процессе компрессора. Правильнее было бы назвать этот объем „бесполезным“, как будет показано ниже. Скажем более: излишняя погоня за малым вредным пространством может привести к ухудшению всей конструкции в целом и особо тяжело может отразиться на плавности работы клапанов.

Из-за наличия вредного объема v_0 процесс всасывания начинается не в самом начале обратного хода поршня, а тогда, когда давление в цилиндре упадет до давления всасывания p_1 (фиг. 23); это произойдет тогда, когда поршень пройдет уже часть хода $s - s_1$ вправо. Поэтому объем воздуха, засасываемый при каждом ходе поршня,



Фиг. 23. Влияние вредного объема s_0 на индикаторную диаграмму.

¹ Gramberg, Technische Messungen.

получается меньше, чем $F \cdot s$. Отношение действительно засасываемого объема Fs_1 к теоретическому Fs :

$$\lambda_0 = \frac{s_1 \cdot F}{s \cdot F} = \frac{s_1}{s}$$

называется „волюметрический к. п. д. компрессора“. Подчеркнем, что термин „волюметрический к. п. д.“ также не вполне удачен, ибо компрессор с худшим волюметрическим к. п. д. λ_0 может иметь лучший общий к. п. д., чем компрессор с лучшим λ_0 .

Волюметрический к. п. д. λ_0 оценивает только степень использования рабочего объема цилиндра. Чем ниже λ_0 , тем больше должен быть, при всех прочих равных условиях, объем цилиндра и тем выше его стоимость.

Определим значение λ_0 при данных p_1 , p_2 , s_0 и s . Объемы обозначим индексами, соответствующими цифрами на фиг. 23.

Получим:

$$\frac{v_4}{v_3} = \frac{s + s_0 - s_1}{s_0} = \frac{s}{s_0} + 1 - \frac{s_1}{s_0}$$

Обозначим отношение вредного объема к описываемому объему через ϵ_0 :

$$\epsilon_0 = \frac{s_0 \cdot F}{s \cdot F} = \frac{s_0}{s}$$

При этом:

$$\frac{v_4}{v_3} = 1 + \frac{1}{\epsilon_0} - \frac{s_1}{s_0} = 1 + \frac{1}{\epsilon_0} - \frac{s_1 \cdot s}{s \cdot s_0} = 1 + \frac{1}{\epsilon_0} - \frac{\lambda_0}{\epsilon_0}$$

Из этого уравнения определится величина волюметрического к. п. д.:

$$\lambda_0 = 1 - \epsilon_0 \left(\frac{v_4}{v_3} - 1 \right)$$

При политропическом расширении

$$\frac{v_4}{v_3} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{m}}$$

Таким образом:

$$\lambda_0 = 1 - \epsilon_0 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{m}} - 1 \right]$$

Процесс расширения протекает с показателем m политропы расширения $m = 1,15 \div 1,4$ в зависимости от интенсивности охлаждений крышки цилиндра.

Из последнего равенства видно, что при данном ϵ_0 величина волюметрического к. п. д. падает с увеличением перепада давления в одном цилиндре. При достаточно большом $\frac{p_2}{p_1}$ величина волюметрического к. п. д. может дойти до 0, т. е. компрессор перестанет подавать воздух.

Пример. Считая расширение от p_2 до p_1 адиабатическим и считая, что $\epsilon_s = 16\%$, определить, какое наибольшее давление может быть достигнуто.

Наибольшее давление соответствует полному прекращению подачи, т. е. равенству:

$$\lambda_0 = 1 - 0,1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{0,71} - 1 \right] = 0$$

Из этого уравнения получим:

$$\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{0,71} = 21; \quad \frac{p_2}{p_1} = 29.$$

Пример. Считая $m = 1,3$ и считая волюметрическим к. п. д. $\lambda_0 \geq 0,85$ определить соответствующую величину вредного пространства при:

$$\frac{P_2}{P_1} = 8;$$

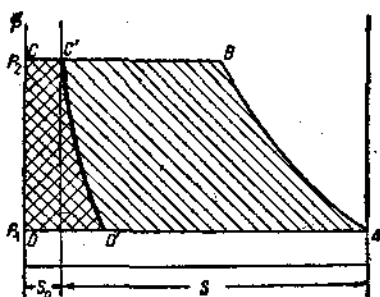
$$\frac{P_2}{P_1} = 2.$$

$$0,85 \leq 1 - \varepsilon_0 \left(8^{\frac{1}{1,3}} - 1 \right) = 1 - \varepsilon_0 \cdot 4; \quad \varepsilon_0 \leq 4\%;$$

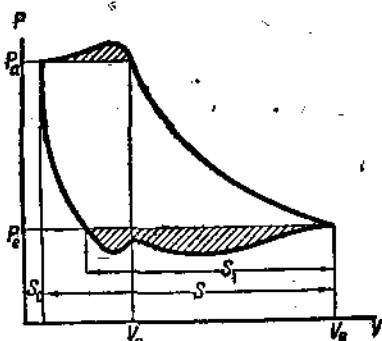
$$0,85 \leq 1 - \varepsilon_0 \left(2^{\frac{1}{1,3}} - 1 \right) = 1 - \varepsilon_0 \cdot 0,7; \quad \varepsilon_0 \leq 20\%.$$

Заметное уменьшение подачи с увеличением противодавления, вызванное наличием вредного объема, также служит одной из причин, по которой высокий перепад давлений следует разбивать на несколько ступеней.

При этом для каждой ступени $\lambda_0 = f\left(\frac{P_{i+1}}{P_i}\right)$ будет иметь допустимую величину.



Фиг. 24. Влияние вредного объема на расход мощности.



Фиг. 25.

Рассмотрим теперь влияние вредного объема на расход мощности. Можно представить себе, что при наличии вредного объема процесс протекает так, что за один оборот двигателя, во-первых, количество газа $G_1 = F(s - s_0) \cdot v_1$ совершает идеальный цикл ABCD (фиг. 24), затрачивая работу, во-вторых, количество газа $G_2 = F s_0 \cdot v_2$ совершает идеальный цикл D'C'CD, отдавая работу.

Затрачиваемая работа $AL_1 G_1$; отдаваемая работа $AL_2 G_2$; суммарная затрата работы за один ход поршня, приходящаяся на подачу количества G воздуха: $ALG = AL_1 G_1 - AL_2 G_2$.

Если оба цикла протекают по одному и тому же закону, то $AL_1 = AL_2$ и, следовательно, $ALG = AL_1 (G_2 - G_1)$. Так как $G = G_2 - G_1$, то, следовательно, наличие вредного объема не повышает расхода мощности (фиг. 24).

Обычно при расширении воздух несколько подогревается горячим неохлаждаемым поршнем. Тогда $AL_2 > AL_1$ и $AL < AL_1$, т. е. за счет наличия вредного объема происходит даже некоторое (правда, незначительное из-за малости ε_0) повышение к. п. д. компрессора. Поскольку подогрев воздуха повышает $T_{ср}$ и тем самым несколько увеличивает расход мощности, это повышение к. п. д. в расчетах обычно не учитывается.

§ 2. Действительная индикаторная диаграмма.

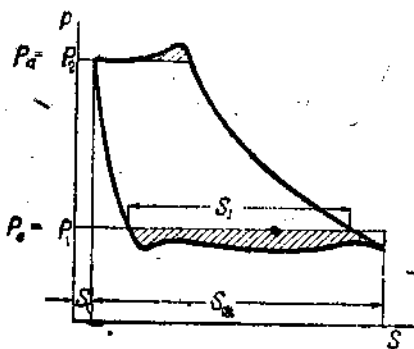
Давление всасывания в цилиндре ниже, чем давление p_s в линии всасывания, на величину Δp_s , идущую на покрытие сопротивления во всасывающих клапанах.

Величина $\Delta p_{1cp} = 0,05 \div 0,15 p_1$.

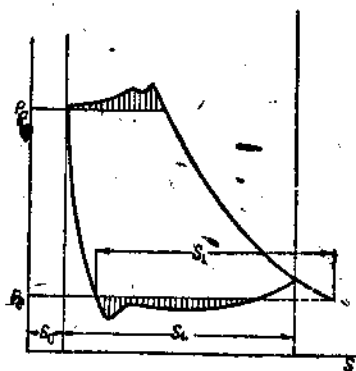
Аналогично давление в цилиндре при выталкивании выше давления в линии

нагнетания p_0 на величину Δp_2 , идущую на покрытие сопротивлений в нагнетательных клапанах. При этом обе величины Δp не постоянны, а увеличиваются к середине хода поршня, когда скорость протекания воздуха через клапана наибольшая.

Принципиально в конце хода всасывания скорость протекания воздуха через всасывающие клапана равна 0, а следовательно, и $\Delta p_1 = 0$. При этом сопротивление клапанов не влияет на волюметрический к. п. д. $\lambda_0 = \frac{s_1}{s}$ (фиг. 25).



Фиг. 26:

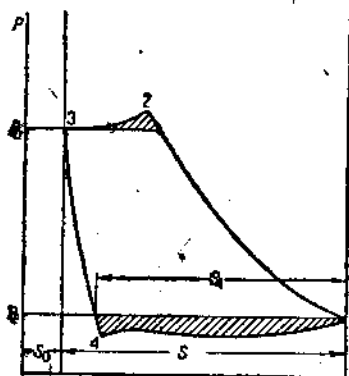
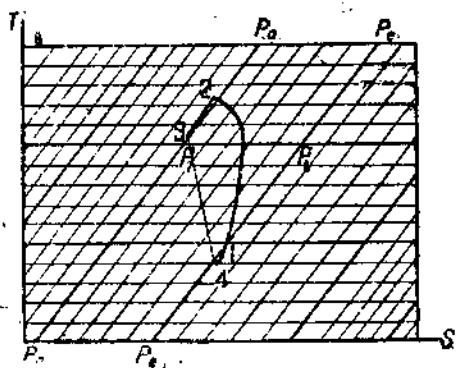


Фиг. 27.

Если клапана закрываются раньше, чем поршень достигнет правой мертвой точки, то следствием этого будет понижение волюметрического к. п. д.:

$$\lambda_0 = \frac{s_1}{s}$$

что непосредственно видно из диаграммы (фиг. 26).

Фиг. 28—29. Перенос индикаторной диаграммы pV в диаграмму TS .

В некоторых случаях, при длинных и узких всасывающих воздухопроводах, во всасывающей линии получаются волны давления; такая волна может в конце хода всасывания повысить давление в цилиндре выше p_1 .

Это приводит к повышению λ_0 , так как в его значение входит v_1 , приведенное к условиям всасывания, т. е. к давлению p_1 (фиг. 27). В некоторых случаях λ_0 получается благодаря указанному явлению даже больше единицы.

¹ Совершенно очевидно, что динамический напор линии всасывания, преобразуясь в статическое давление, не может сам по себе довести давление всасывания до значений выше атмосферного.

Отметим еще, что в начале процесса всасывания и нагнетания приходится преодолевать трение покоя клапанов¹ (при наиболее часто встречающемся клапанном распределении), за счет чего и следует отнести выступы в приведенных диаграммах в начале линий всасывания и нагнетания.

Если перенести индикаторную диаграмму *рv* (фиг. 28 и фиг. 29) в диаграмму *TS*, что нетрудно сделать, имея в диаграмме *TS* сетку изобар, изохор и изотери, то в диаграмме *TS* линия всасывания 4—1 и линия нагнетания 2—3 теоретически должны были бы отобразиться точками. Поскольку, однако, во время всасывания входящий объем воздуха несколько холоднее стенок цилиндра и расширившегося воздуха из вредного объема, он несколько подогревается, почему в диаграмме *TS* точка 4—1 заменяется коротким участком. На участке 2—3 сжатый воздух горячее стенок цилиндра, охлаждаемых водяной рубашкой, почему и он также отобразится на диаграмме кривой за счет охлаждения (отрезок 2—3 диаграммы *TS*).

На практике при изучении индикаторной диаграммы испытуемого компрессора весьма удобно определять показатель политропы сжатия и расширения путем переноса их на логарифмическую сетку координат *p* и *v*. При этом политропы сжатия и расширения превращаются в прямые линии, и определение их показателей не представляет затруднений.

§ 3. Коэффициент подачи.

Если определить из индикаторной диаграммы всасываемый объем воздуха

$$V_{ec} = v_1 G = \lambda_0 F_s$$

и затем промерить каким-либо иным путем действительную подачу V_{pod} , то всегда получается

$$\frac{V_{pod}}{V_{ec}} < 1 \text{ и } \lambda = \frac{V_{pod}}{V_m} < \lambda_0,$$

где V_{pod} — объем подачи, приведенный к условиям всасывания.

Объясняется это тем, что индикаторная диаграмма не учитывает нагрева воздуха при всасывании², а также всевозможных утечек воздуха через неплотности сальника, клапанов, поршневых колец и т. д. Величина $\lambda (< \lambda_0)$ называется „коэффициентом подачи“.

Отношение $\frac{\lambda_0}{\lambda} = \psi$, кроме учета подогрева, определяет степень плотности и тщательности сборки компрессора. Обычно $\psi = 0,8 \div 0,97$ в зависимости от целого ряда условий (изношенность, материал, допуски и т. д.).

Коэффициент ψ иногда называют „коэффициентом подогрева“, что нельзя считать удачным, так как во многих случаях на величину ψ влияние утечек и неплотностей оказывается во много раз более существенным, чем влияние подогрева воздуха при всасывании.

Отметим, что в то время как уменьшение волюметрического к. п. д. λ_0 не влечет за собой уменьшение η_{op} компрессора, уменьшение коэффициента ψ соответствует увеличению удельного расхода мощности, отнесенного к подаваемому объему воздуха, в $\frac{1}{\psi}$ раз.

§ 4. Коэффициенты полезного действия компрессора.

Как мы уже говорили, воздух, сжимаемый во вредном объеме, отдает при расширении затраченную на его сжатие работу. Действительно затраченная за один оборот двигателя работа (кроме механических потерь) равняется площади индикаторной диаграммы, почему соответствующая ей мощность $N_{ind} = \frac{L_{ind} n}{60 \cdot 75}$ и носит название „индикаторной мощности“.

¹ Нагрев воздуха о горячие стенки цилиндра при всасывании, очевидно, уменьшает объем воздуха, приведенный к температурным условиям всасывания.

Согласно общим определениям (см. вывод общих уравнений) получим (без учета $\eta_{\text{мех}}$):

$$1) \eta_{\text{is}} = \frac{N_{\text{is}}}{N_{\text{инд}}} \text{ (обычно } \eta_{\text{is}} = 0,65 \div 0,75),$$

• причем с повышением перепада давлений в одном цилиндре η_{is} падает;

$$2) \eta_{\text{ad}} = \frac{N_{\text{ad}}}{N_{\text{инд}}} \text{ (обычно } \eta_{\text{ad}} = 0,7 \div 0,9).$$

$$\text{Заметим, что } \eta_{\text{is}} = (\eta_{\text{is}})_{\text{ad}} \times \eta_{\text{ad}} = \frac{N_{\text{is}} N_{\text{ad}}}{N_{\text{ad}} N_{\text{инд}}}.$$

$$\text{Можно сказать что } (\eta_{\text{is}})_{\text{ad}} = \frac{N_{\text{is}}}{N_{\text{ad}}}$$

характеризует степень совершенства процесса идеального компрессора без охлаждения, работающего при заданном перепаде давлений,

$$\eta_{\text{ad}} = \frac{N_{\text{ad}}}{N_{\text{инд}}}$$

характеризует потери в машине, связанные с подводом тепла за счет трения.

Действительно, потребляемая для работы компрессора мощность $N > N_{\text{инд}}$ за счет механических потерь. Отношение $\frac{N_{\text{инд}}}{N} = \eta_{\text{мех}}$ называется механическим к. п. д. компрессора $\eta_{\text{мех}} = 0,85 \div 0,90$. Большие значения соответствуют большим агрегатам.

Общий изотермический к. п. д. компрессора:

$$\eta = \frac{N_{\text{is}}}{N} = \frac{N_{\text{is}}}{N_{\text{ad}}} \cdot \frac{N_{\text{ad}}}{N_{\text{инд}}} \cdot \frac{N_{\text{инд}}}{N} = (\eta_{\text{is}})_{\text{ad}} \cdot \eta_{\text{ad}} \cdot \eta_{\text{мех}} = \eta_{\text{is}} \cdot \eta_{\text{мех}}.$$

Коэффициент полезного действия компрессорной установки.

1. При электрическом приводе:

$$\eta_{\text{уст}} = \eta_{\text{мех}} \cdot \eta_{\text{перед}} \cdot \eta_{\text{компр}} = \eta_{\text{is}} \cdot \eta_{\text{мех}} \cdot \eta_{\text{мех}} \cdot \eta_{\text{перед}}.$$

2. Привод от поршневой машины (газовой или паровой):

$$(\eta_{\text{is}})_{\text{уст}} = \frac{(N_{\text{is}})_{\text{компр}}}{(N_{\text{ad}})_{\text{двиг}}};$$

(η_{is}) установки дает сравнение данной установки с идеальной установкой в части двигателя (чему соответствует адиабатический процесс) и с идеальной установкой в части компрессора (чему соответствует изотермический процесс).

Если дан расход пара G (в случае парового двигателя) на 1 м³ всасываемого воздуха, причем адиабатический перепад теплосодержаний пара (по диаграмме Молье) равняется $i_2 - i_1$, то

$$(\eta_{\text{is}})_{\text{ст}} = \frac{p_1 \ln \frac{p_2}{p_1}}{G(i_2 - i_1)}.$$

¹ Для отдельной ступени. Для многоступенчатых машин η_{ad} достигает значений единицы и даже выше.

ГЛАВА V.

РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ РАЗМЕРОВ КОМПРЕССОРА.

§ 1. Расчет основных размеров цилиндра.

Теоретический объем воздуха, засасываемый компрессором:

$$V_{th} = i F s n \text{ м}^3/\text{мин},$$

где F — рабочая площадь поршня;

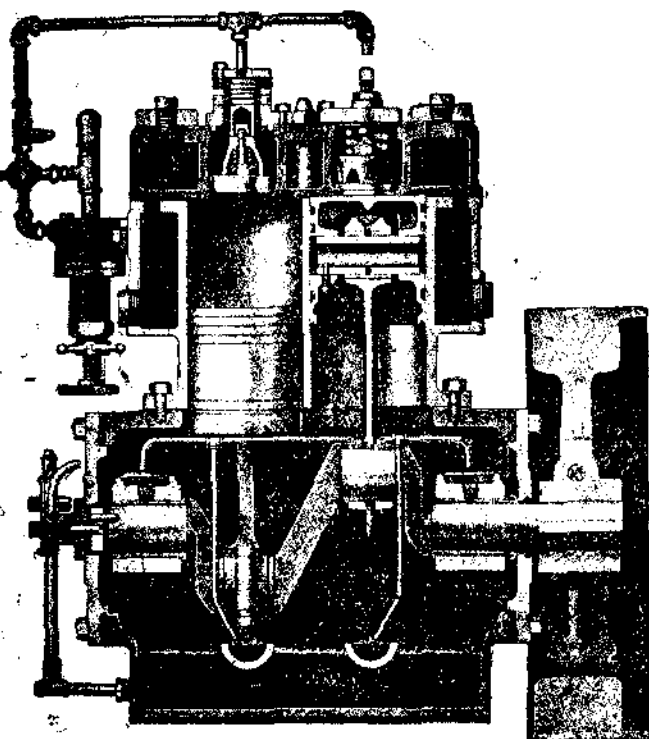
$$F = \frac{\pi}{4} (D^2 - d_0^2);$$

D — диаметр цилиндра;

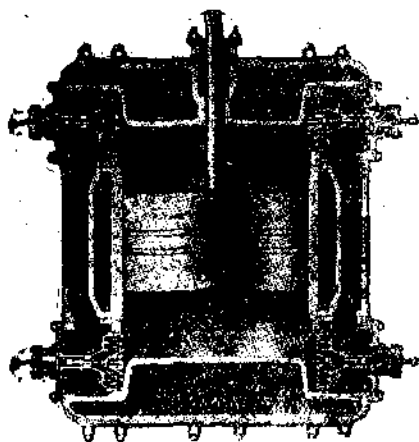
d_0 — диаметр штока¹;

s — ход поршня;

n — число ходов поршня в минуту (число оборотов маховика);



Фиг. 30. Двойные компрессоры простого действия; для каждого из цилиндров $i = 1$.



Фиг. 30а. Компрессор двойного действия; $i = 2$.

i — коэффициент, равный 1, для компрессора простого действия (фиг. 30), в котором работает только одна сторона цилиндра, равный 2, для компрессора двойного действия (фиг. 30а), в котором работают обе стороны цилиндра.

Действительная величина подачи, приведенной к условиям всасывания:

$$V_{эф} = \lambda \cdot V_{th} = \psi \lambda_0 V_{th} = \psi \lambda_0 i F s n.$$

Скорость движения поршня $s = \frac{\pi n}{30}$ берется обычно в пределах $1 \div 4$ м/сек. Для малых машин и для машин тихоходных ($n = 100 \div 400$ об/мин) скорость s берется обычно в пределах $1 \div 2,5$ м/сек; для больших и для быстроходных машин ($n = 300 \div 800$ об/мин) s берется в пределах $2 \div 4$ м/сек.

Для небольших вертикальных быстроходных компрессоров среднюю скорость поршня в некоторых случаях доводят до $5 \div 5,5$ м/сек.

Форма цилиндра определяется отношением $\frac{s}{D}$. Отношение $\frac{s}{D}$ выбирается

¹ При расчете ступени многоступенчатого компрессора D_0 может быть диаметром поршня другой ступени.

таким, чтобы при данном объеме $V = \frac{\pi D^3}{4} \cdot s$ поверхность цилиндра $F' = \pi \cdot D \cdot s + 2 \frac{\pi D^2}{4}$, а следовательно, и вес были наименьшими ¹.

Если $V = \text{const}$, то $sD^3 = k \text{ const}$.

Поверхность цилиндра $F' = \pi Ds + 2 \frac{\pi D^2}{4} = \pi \cdot D \cdot s + \frac{\pi \cdot D^3}{2} = \left(\frac{k}{D} + \frac{D^2}{2}\right) \pi$.

Для определения наименьшего значения $F' = f\left(\frac{D}{s}\right)$ продифференцируем это выражение по D и приравняем нулю первую производную.

Получим:

$$\frac{dF'}{dD} = -\frac{k}{D^2} + D = 0,$$

$$-k + D^3 = 0 \text{ и } D = \sqrt[3]{k}.$$

Затем имеем:

$$(sD^3)^3 = k^3 = s^3 D^9 = s^3 k^2 = k^3,$$

$$s^3 = k, \quad s = D \text{ и } \frac{s}{D} = 1.$$

Обычно берется $\frac{s}{D}$ вблизи указанного значения, т. е.:

$$\frac{s}{D} = 0,7 \div 1,3.$$

Крайние пределы колебания значений $s/D = 0,5 \div 2$.

Чем больше или быстрее ходит машина, тем меньше обычно берется отношение $\frac{s}{D}$.

Коэффициент подачи. Коэффициент $\lambda = \psi \lambda_0$ определяется из тех условий, что

$$\psi = 0,8 \div 0,97;$$

$$\lambda_0 = 0,75 \div 0,9 \text{ — для золотникового распределения;}$$

$$\lambda_0 = 0,75 \div 0,85 \text{ — для клапанного распределения.}$$

Определение расхода мощности и к. п. д. компрессора. Как уже указывалось, $\eta_{is} = (\eta_{is})_{ad} \cdot \eta_{ad} \cdot \eta_{мех}$.

Выражение для $(\eta_{is})_{ad}$, выведенное выше:

$$(\eta_{is})_{ad} = \frac{L_{is}}{L_{ad}} = 0,286 \frac{\ln \frac{p_2}{p_1}}{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{0,286} - 1},$$

$$\eta_{ad} = 0,65 \div 0,9 \text{ для обычных условий (для одной ступени, см. примечание к § 4),}$$

$$\eta_{мех} = 0,85 \div 0,95 \text{ в зависимости от величины машины и тщательности изготовления и сборки.}$$

Пример. Определить основные размеры цилиндра одноступенчатого компрессора с клапаным распределением по следующим данным:

$$p_1 = 1 \text{ атa; } p_2 = 7 \text{ атa; } V = 8 \text{ м}^3/\text{мин; } i = 2.$$

¹ Очевидно, что чисто конструктивные соображения могут заставить заметно отступить от наиболее выгодной формы.

Примем $\psi = 0,95$; $\lambda_0^1 = 0,92$; $\lambda = \psi \lambda_0 = 0,87$. Зададимся:

$$\frac{s}{D} = 1,1 \text{ и } c = 2,5 \text{ м/сек} = \frac{\pi n}{30};$$

$$V_{\text{мин}} = i \lambda F \pi n = i \lambda F \frac{60 \cdot c}{2};$$

$$F = \frac{V}{\lambda \cdot 30 \cdot c \cdot i} = \frac{8}{0,87 \cdot 30 \cdot 2,5 \cdot 2} = 0,062$$

Примем:

$$\xi = \frac{d_0}{D} \approx 0,15.$$

Тогда (при сквозном штоке),

$$F = (1 - \xi^2) \frac{\pi D^2}{2} = 0,062,$$

$$0,98 \frac{\pi D^2}{4} = 0,062 \text{ и } D = 280 \text{ мм},$$

$$s = 1,1 \cdot 280 = 308 \text{ мм}.$$

Число оборотов:

$$n = \frac{30 \cdot c}{s} = \frac{30 \cdot 2,5}{0,308} \approx 240 \text{ об/мин.}$$

Определение расхода мощности.

$$(\eta_{is})_{ad} = 0,286 \frac{\ln \eta_1}{\eta^{0,286}} = 0,76;$$

$$\eta_{ad} \text{ примем равной } 0,85;$$

$$\eta_{\text{мех}} \text{ примем равной } 0,9.$$

Получим:

$$L_{is} = p \ln \frac{P_2}{P_1} = 10\,000 \ln 7 = 19\,400 \text{ кгм/м}^2;$$

$$N_{is} = \frac{V \cdot L_{is}}{75 \cdot 60} = \frac{8 \cdot 19\,400}{75 \cdot 60} \approx 34 \text{ л. с.};$$

$$N_{\text{инд}} = \frac{N_{is}}{(\eta_{is})_{ad} \cdot \eta_{ad}} = \frac{34}{0,76 \cdot 0,85} = 52,5 \text{ л. с.};$$

$$N = \frac{N_{\text{инд}}}{\eta_{\text{мех}}} = \frac{52,5}{0,9} \approx 58 \text{ л. с.}$$

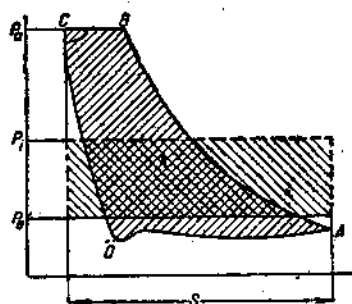
Расход мощности на подачу 1 м³/час (т. н. удельный расход мощности):

$$N' = \frac{N}{V_{\text{мин}} \cdot 60} = \frac{58}{480} = 0,12 \text{ л. с.}$$

§ 2. Среднее индикаторное давление на поршень.

p_1 есть средняя высота индикаторной диаграммы (фиг. 31):

$$p_{\text{инд}} = \frac{1}{s} \times \text{площадь } ABCD.$$



Фиг. 31. Определение среднего индикаторного давления p_1 на поршень.

¹ Можно задаться вредным пространством ε_0 и определить λ_0 по вышевыведенным формулам.

Очевидно

$$N_{\text{инд}} = \frac{i \cdot F \cdot s \cdot n \cdot p_{\text{инд}}}{75 \cdot 60}$$

и, следовательно:

$$p_{\text{инд}} = \frac{4500 \cdot N_{\text{инд}}}{i \cdot F \cdot s \cdot n}$$

Преобразуя это выражение путем соответствующих подстановок:

$$\frac{i \cdot F \cdot s \cdot n}{60} = \frac{V \text{ (м}^3/\text{сек)}}{\lambda} \text{ и } 75 N_{\text{инд}} = L_{\text{инд}} V,$$

получим:

$$p_{\text{инд}} = \frac{L_{\text{инд}} \cdot V}{V : \lambda} = \lambda L_{\text{инд}} \text{ кг/м}^2.$$

В приведенном выше примере среднее индикаторное давление

$$p_{\text{инд}} = 0,87 \frac{L_{\text{ис}}}{\eta_{\text{инд}}} = 0,87 \frac{19400}{0,76 \cdot 0,85} \approx 26000 \text{ кг/м}^2 \approx 2,6 \text{ ат.}$$

Расчет размеров многоступенчатого компрессора отличается от приведенного только тем обстоятельством, что для цилиндров высокого давления ход поршня s и число оборотов n определяется из расчета ц. н. д., т. е. является заданным. При компрессоре с дифференциальным поршнем приходится, кроме того, учитывать геометрическую схему машины, что, очевидно, не представляет никаких затруднений.

Описываемый объем цилиндров высокого давления (или ступени высокого давления) должен быть меньше объема цилиндра низкого давления, так как в этот цилиндр воздух поступает в сжатом и охлажденном виде. Считая, что в промежуточном холодильнике воздух охлаждается до начальной температуры, получим, что объемы V_{II} и V_{I} относятся обратно пропорционально давлениям всасывания, т. е.

$$\frac{V_{\text{II}}}{V_{\text{I}}} = \frac{p_{\text{I}}}{p_{\text{cp}}},$$

где p_{cp} — давление в холодильнике.

При числе ступеней z давление

$$p_{\text{cp}} = \sqrt[z]{\frac{p_a}{p_1}},$$

где p_a — давление всего компрессора.

Таким образом, например, для двухступенчатого компрессора с $p_a = 6-8 \text{ ат}$ получим теоретическое значение

$$\frac{V_{\text{I}}}{V_{\text{II}}} = \frac{p_{\text{cp}}}{1} = \sqrt[2]{6} \div \sqrt[2]{8} = 2,45 \div 2,83.$$

В действительности, отношение объема (а следовательно и площадей поршня) для таких машин колеблется в пределах 2,35 — 3.

ГЛАВА VI. I

ПЕРЕХОД ОТ УРАВНЕНИЙ ТЕРМОДИНАМИКИ К УРАВНЕНИЯМ ГИДРАВЛИКИ И ГИДРОДИНАМИКИ ПРИ МАЛЫХ НАПОРАХ.

§ 1. Основные уравнения.

При малой разности давлений участок политропы между точками A и B индикаторной диаграммы можно принять за прямую (фиг. 32).

Тогда

$$AL = \text{площади } ABCD = A(p_2 - p_1) v_{\text{cp}}.$$

Таким образом по отношению к среднему удельному объему основное уравнение для малых перепадов давления имеет тот же вид, что и уравнение работы для несжимаемой жидкости. Работа на подачу 1 м^3 равняется просто $(p_2 - p_1)^{0.1}$.

Пример. Сравнить расход энергии на подачу 1 м^3 воздуха при давлении

$$p_1 = 10\,000 \text{ мм вод. ст.}, p_2 = 10\,200 \text{ мм вод. ст.},$$

т. е.

$$p_2 - p_1 = 200 \text{ мм вод. ст. при } t_1 = 20^\circ \text{ Ц.}$$

1. При изотермическом сжатии (AB_1).
2. При адиабатическом сжатии (AB_2).
3. По формуле $L: v_{cp} = p_2 - p_1$
(для случая изотермического сжатия).
4. По формуле $L: v_1 = p_2 - p_1$.

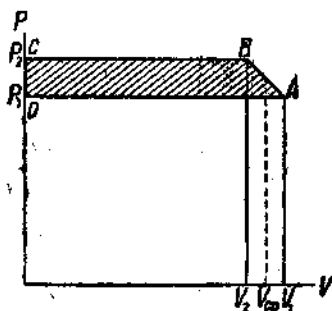
т. е. считая $v = \frac{1}{\gamma} = \text{const.}$

1. При изотермическом сжатии AB_1 (фиг. 33):

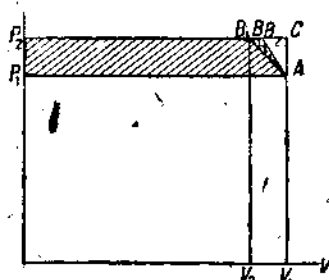
$$L = p_1 \ln \frac{p_2}{p_1} = 10\,000 \cdot 2,3 \cdot \lg 1,02 = 198 \text{ кг/м}^2.$$

2. При адиабатическом сжатии AB_2 :

$$L = 3,5 p_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{0,286} - 1 \right] = 35\,000 (1,0057 - 1) = 199 \text{ кг/м}^2.$$



Фиг. 32.



Фиг. 33. AC—изохора; AB_2 —адиабата; AB —политропа; AB_1 —изотерма.

3. По среднему уд. об. изотермического процесса:

$$v_1 = v_2 \frac{p_2}{p_1} = 1,02 v_2; \quad v_{cp} = 0,99 v_1.$$

На сжатие 1 м^3 воздуха объема v_1

$$L = (p_2 - p_1) \frac{v_{cp}}{v_1} = 200 \cdot 0,99 = 198 \text{ кг/м}^2.$$

4. Считая $v_2 = v_1 = \text{const}$ (AC), $L = p_2 - p_1 = 200 \text{ кг/м}^2$.

Имея в виду, что точность современного аэродинамического исследования не превышает 3%, тогда как различие в полученных результатах не превышает 1%, мы можем считать воздух в пределах давлений до 200 мм вод. ст. несжимаемым и пользоваться уравнением (4). При этом мы получаем также возможность безо-

¹ Это верно при сравнительно весьма малых скоростных напорах. При $\frac{c^2}{2}$ достаточно больших в уравнение работы, очевидно, войдет еще приращение скоростного напора.

ворочно пользоваться уравнениями гидравлики и гидродинамики, выведенными для жидкости при $\gamma = \text{const}$ ¹.

Пример. Сделать то же сравнение, что в прошлом случае, при $p_1 = 11\,000$ мм вод. ст., т. е. избыточном давлении $= 1\,000$ мм вод. ст.

1. При изотермическом сжатии:

$$L = p_1 \ln \frac{p_2}{p_1} = 23\,000 \cdot \lg 1,1 = 950 \text{ кг/м}^2$$

2. При адиабатическом сжатии:

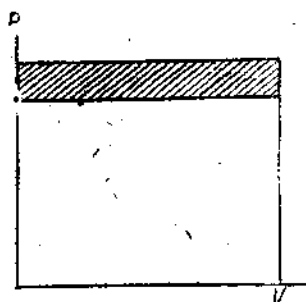
$$L = 3,5 p_1 (1,1^{0,286} - 1) = 35\,000 (1,0275 - 1) = 980 \text{ кг/м}^2$$

3. По среднему уд. об. изотермического процесса:

$$L = (p_2 - p_1) \frac{v_{cp}}{v_1} = 100 \frac{1}{1,05} = 955 \text{ кг/м}^2$$

4. Считая $v_1 = v_2 = \text{const}$:

$$L = p_2 - p_1 = 1\,000 \text{ кг/м}^2$$



Фиг. 34.

Как мы видим, при давлении в $1\,000$ мм вод. ст. уже нельзя принимать $v = \text{const}$, т. е. $\gamma = \text{const}$, но вполне допустимо вести все расчеты по

$$v = v_{cp} = \frac{v_1 + v_2}{2}$$

На основании этого германские „Правила для испытаний компрессоров и вентиляторов“ дают следующие правила для подсчетов, связанных с работой вентиляторов.

При $\frac{p_2}{p_1} < 1,02$, т. е. $H_2 < 200$ мм вод. ст., можно считать $\gamma = \gamma_1 = \text{const}$; при $\frac{p_2}{p_1} < 1,2$, т. е. при $H_2 < 2\,000$ мм вод. ст. следует считать $\gamma = \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}$; при $\frac{p_2}{p_1} > 1,2$, т. е. при $H_2 > 2\,000$ мм вод. ст. считать по уравнениям термодинамики. Отметим еще раз (конец гл. I), что только при малых давлениях, когда мы считаем $v_1 = v_2$ и $L = (p_2 - p_1) v_1$, мы можем понятие изменения теплосодержания заменить понятием разности давлений (фиг. 34)

$$c_p \frac{T_2 - T_1}{2} \approx 0$$

В баланс работы воздуходувной машины небольшого давления приращение давления входит как приращение энергии. При этом и выражение для к. п. д.

$$\eta = \frac{(p_2 - p_1) v_1}{L_{з.р.б.}} = \frac{\text{полученное}}{\text{затраченное}}$$

является величиной, технически характеризующей установку. Когда же мы переходим к высоким давлениям, то составить к. п. д. в форме $\eta = \frac{\text{полученное}}{\text{затраченное}}$ невозможно.

¹ Следует оговориться, что кроме разности $(p_2 - p_1)$, так называемой „разности статических давлений“, в вопросе о замене уравнений термодинамики уравнениями гидродинамики играет еще роль величина скоростей, при которых протекает процесс. Если так называемый „критерий Bairstow'a“ $= \frac{c}{c_s}$, где c — скорость воздуха, а c_s — скорость звука в среде данной плотности, приближается к единице, то пренебрегать термодинамической стороной явления нельзя даже при малой конечной разности статических давлений.

В работе вентиляторов при $H \leq 1\,000$ мм вод. ст. скорости не превышают $150-180$ м/сек, (обычно они значительно меньше), при каковых значениях „критерий Bairstow'a“ достаточно далек от единицы. См. Голубев, Теория крыла аэроплана, (теорема С. А. Чаплыгина).

Приходится поэтому прибегать к несколько искусственному построению к. п. д. по следующему принципу:

$$\eta = \frac{\text{наименьшая возможная в данных условиях затрата работы}}{\text{действительная затрата работы}}$$

Это будет либо

$$\eta_{\text{ад}} = \frac{L_{\text{ад}}}{L_{\text{эфф}}} = \frac{3,5 p_1 \cdot v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{0,286}{n}} - 1 \right]}{L_{\text{эфф}}},$$

либо

$$\eta_{\text{из}} = \frac{L_{\text{из}}}{L_{\text{эфф}}} = \frac{p_1 \cdot v_1 \ln \frac{p_2}{p_1}}{L_{\text{эфф}}} = \frac{RT_1 \ln \frac{p_2}{p_1}}{L_{\text{эфф}}},$$

причем, согласно правилам германского союза инженеров VDI („Regeln für Leistungsversuche an K. u. V.“), температура T_1 равняется температуре наружного воздуха при одноступенчатом компрессоре; $T_1 = \frac{T_{\text{возд}} + T_{\text{вод}}}{2}$ — средней температуре входящего воздуха и охлаждающей воды при двухступенчатом компрессоре.

$T_1 = T_{\text{вод}}$ при многоступенчатом ($n > 2$) компрессоре.

Объясняются эти условности в определении T_1 тем, что с повышением числа ступеней влияние $T_{\text{возд}}$ падает, а $T_{\text{вод}}$ увеличивается.

Примечание. Работа машин для подачи воздуха и газа при переменной температуре.

По существу дела все формулы, применяемые при расчете машин высокого давления, остаются в силе и при расчете машин низкого давления, каковы, например, вентиляторы.

Если, например, считать работу вентилятора низкого давления на статический напор 100 мм в. с. (см. ниже), происходящей без отвода тепла, то получим при статическом к. п. д. = 0,5, что работа, приходящаяся на 1 м³ воздуха

$$L = \frac{100}{0,5} = 200 \text{ кгм/м}^3.$$

На 1 кг воздуха приходится работа

$$L = 200 : \gamma = 200 : 1,2 = 167 \text{ кгм/кг.}$$

Часть этой работы затрачивается на создание кинетической энергии вытекающей струи. Так, например, при скорости выхода $C = 20 \text{ м/сек}$ соответствующая работа, затраченная на создание кинетической энергии

$$L_{\text{дин}} = \frac{C^2}{2g} = \frac{20^2}{2 \cdot 9,81} = 20,5 \text{ кгм/кг.}$$

Остальная работа идет на нагревание воздуха

$$L - L_{\text{дин}} = 167 - 20,5 = 146,5 \text{ кгм/кг} = \frac{C_p (T_a - T_s)}{A}.$$

При этом воздух нагревается на

$$T_a - T_s = \frac{146,5}{427 \cdot 0,24} = 1,43^\circ.$$

Практически эта величина весьма незначительная.

Если то же весовое количество воздуха подогреть в воздушном подогревателе до температуры $2 \times (273 + 20) = 585^\circ \text{ абс} = 312^\circ \text{ Ц}$, при соответственном увеличении объема в два раза, то, при всех прочих равных условиях, т. е. при том же напоре, к. п. д. скорости выхода получим

$$L = 200 \text{ кгм/м}^3 = 2 \cdot 167 = 334 \text{ кгм/кг,}$$

$$L_{\text{дин}} = 20,5 \text{ кгм/кг,}$$

$$L - L_{\text{дин}} = 334 - 20,5 = 313,5 \text{ кгм/кг.}$$

Соответственное повышение температуры

$$T_a - T_s = \frac{313,5}{427 \cdot 0,24} = 3^\circ.$$

Этот элементарный пример разъясняет, на что расходуется, с точки зрения баланса энергии, дополнительная мощность, которую приходится затрачивать при установке вентилятора на горячей стороне воздушных или газовых устройств хотя с внешней стороны явление совершенно при этом не меняется.

Определенное количество холодного воздуха входит в подогреватель (экономайзер, топку), нагревается и выходит наружу. При одном и том же весовом количестве воздуха (газа), при одних и тех же сопротивлении расход мощности может оказаться равным 10 л. с. при установке вентилятора на холодной стороне и, скажем, 20 л. с. при установке на горячей стороне. Куда деваются лишние 10 л. с.? На дополнительный подогрев воздуха, на столь незначительную величину, которая практически никакой роли не играет.

В общем виде это обстоятельство вытекает из основных формул политропического процесса.

$$L = \frac{m}{m-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right] \text{ кгм/кг.}$$

$$L = \frac{m}{m-1} p_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right] \text{ кгм/м}^3.$$

При одном и том же $\frac{p_2}{p_1}$, т. е. при одном и том же p_2 , если $p_1 = \text{const}$, работа, приходящаяся на 1 кг, прямо пропорциональна v_1 , т. е. обратно пропорциональна удельному весу протекающего воздуха (газа).

Потому-то, чем в более горячем месте стоит вентилятор (дымосос), тем больше затрата мощности при заданном весовом количестве протекающего воздуха (газа).

Иначе говоря (форм. 2) работа, приходящаяся на 1 м³, при заданном $\frac{p_2}{p_1}$ не зависит от удельного веса сжимаемого газа, не зависит от того, что сжимается, углекислота или водород, воздух при температуре 0° или 500° Ц. Поэтому, чем больше кубических метров протекает через машину, тем больше затрата мощности при данном p_2 . При этом, чем легче (по удельному весу) сжимаемый газ, тем сильнее он будет нагреваться в машине.

ГЛАВА VII.

ПОРШНЕВЫЕ КОМПРЕССОРЫ И ВОЗДУХОУДВКИ. ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИЙ.

В настоящем курсе мы рассмотрим только наиболее типичные конструкции компрессоров в качестве примеров технического осуществления изложенных выше общих принципов.

Детальное описание современных поршневых компрессоров, зачастую весьма интересных с конструктивной точки зрения, но принципиально ничем не отличающихся от рассмотренных основных типов, не входит в задачу данного курса ¹.

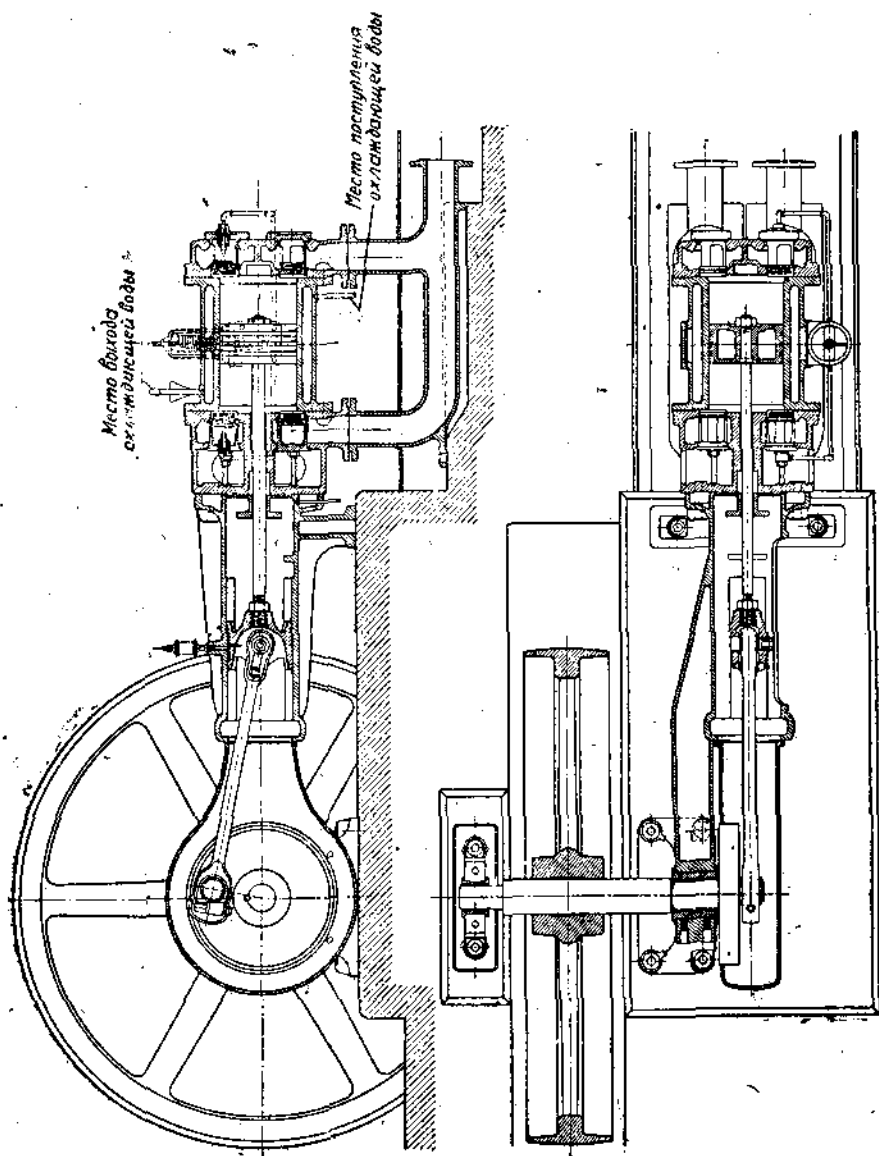
§ 1. Одноступенчатый компрессор.

Одноступенчатый компрессор—обычно чрезвычайно простая машина. Таков, например, чрезвычайно распространенный компрессор (фиг. 35) горизонтальный, одноступенчатый, двойного действия, применяемый для производительности 1—40 м³/мин, при рабочем давлении 2 ÷ 6 атм. Охлаждающая вода подводится снизу и отводится сверху. Такое направление протекания воды через водяную рубашку преследует две цели:

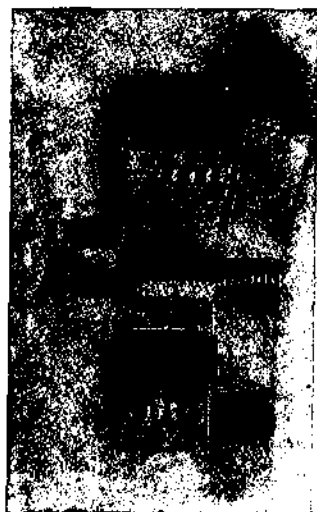
1. При значительном нагреве воды выделяются пары, которые не получают возможности скапливаться в верхней части рубашки.

2. В тех местах, где выделяется больше тепла, усиливается ток воды за счет падения ее удельного веса и выделения паров, так что именно наиболее опасные места охлаждаются особенно интенсивно.

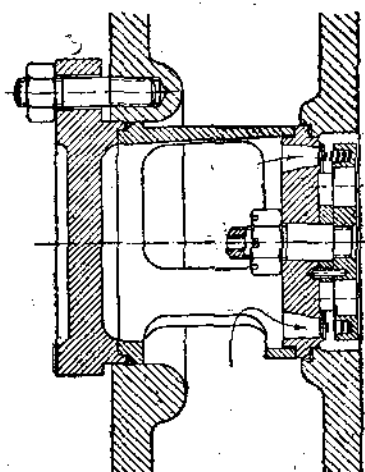
¹ Остертаг, Компрессоры и воздухоудвки. Гиршберг, Поршневые компрессоры.



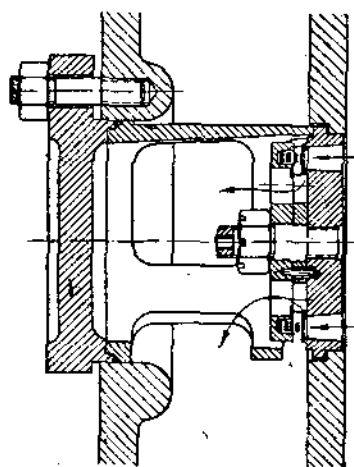
Фиг. 35. Поршневой одноступенчатый компрессор двойного действия сист. Борзиг.



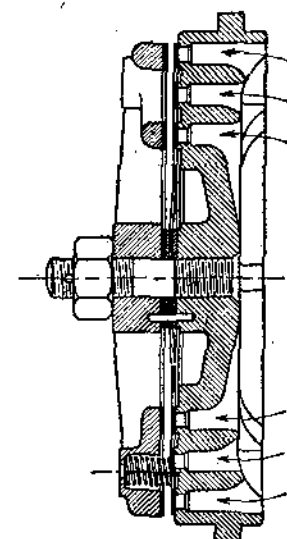
Фиг. 36с. Фото клапана фиг. 36а.



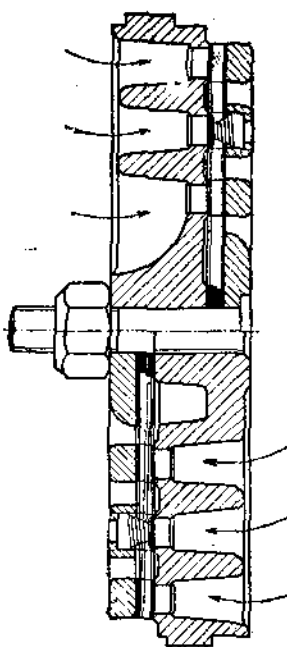
Фиг. 36б. Всасывающий пластинчатый клапан.



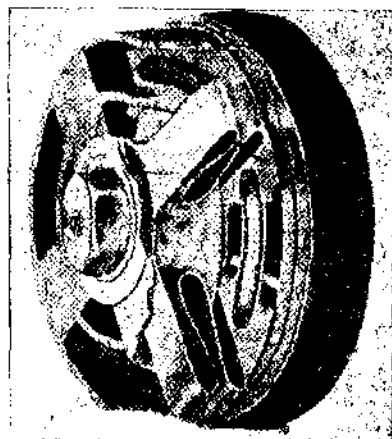
Фиг. 36а. Нагнетательный пластинчатый клапан.



Фиг. 37б.



Фиг. 37а.

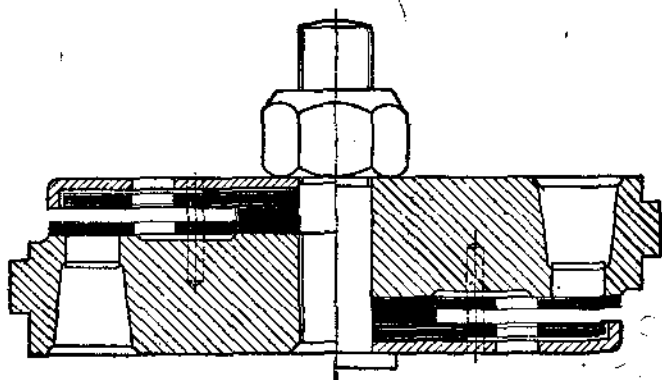


Фиг. 38.

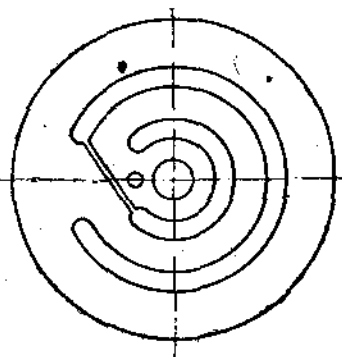
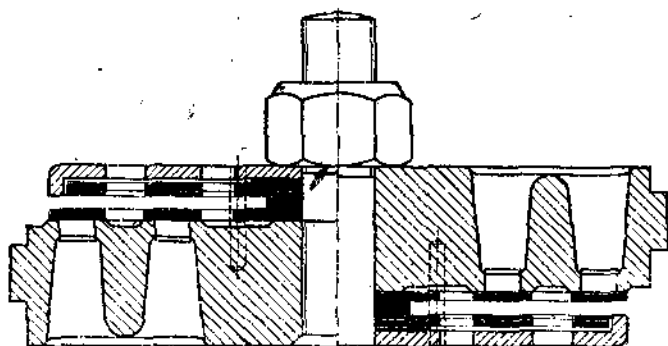


Фиг. 37с. Фотография разобранного клапана фиг. 37а.

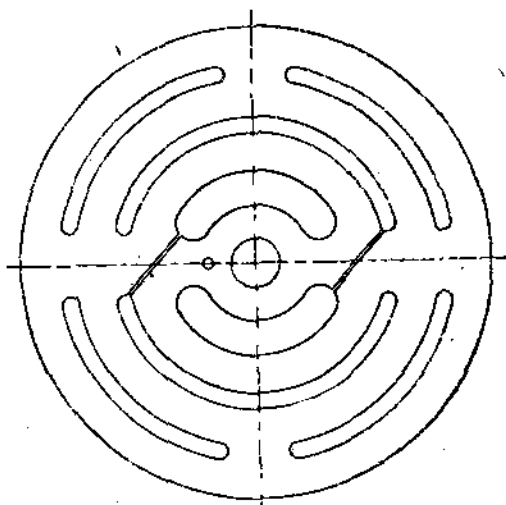
Клапаны компрессора приведенного типа (фиг. 36а, 36б, 36с) представляют собой одну из разновидностей наиболее распространенного в настоящее время клапана—самодействующего, автоматического пластинчатого клапана из тонкой листовой стали.



Фиг. 39а.

Фиг. 39б. Пластина клапана
фиг. 39а.

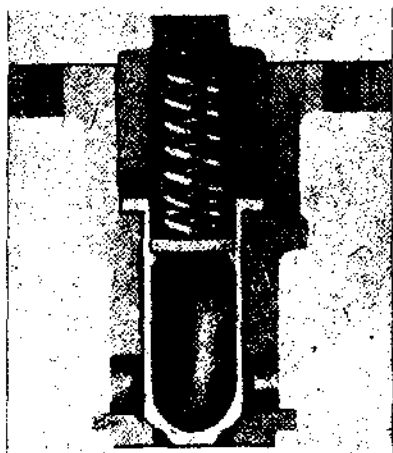
Фиг. 40а.



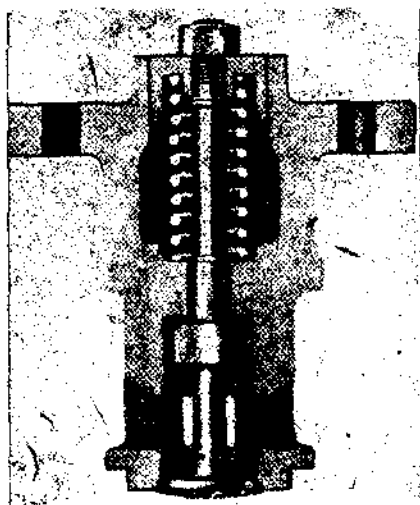
Фиг. 40б. Пластина клапаны фиг. 40а.

Нагнетательные клапаны открываются, когда давление в цилиндре повышается сверх давления в нагнетательном резервуаре (трубопроводе) (фиг. 36а и 36с); всасывающие клапаны открываются, когда давление в цилиндре падает ниже давления в линии всасывания (фиг. 36б).

Обратная посадка клапанов на седла происходит либо под влиянием пружины, отжимающей клапан на седло (фиг. 36а, 36б, 36с, 37а, 37б, 37с, 38), либо под влиянием упругости самой пластины клапана (фиг. 39а, 39б, 40а, 40б).

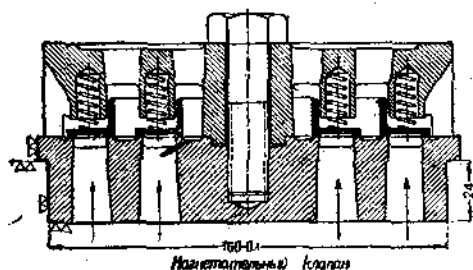
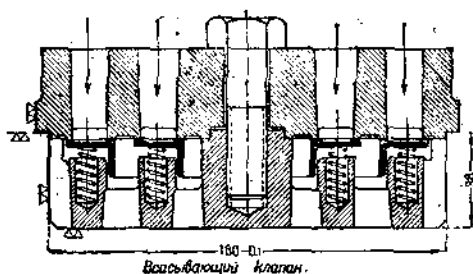


Фиг. 41а. Нагнетательный тарельчатый клапан.

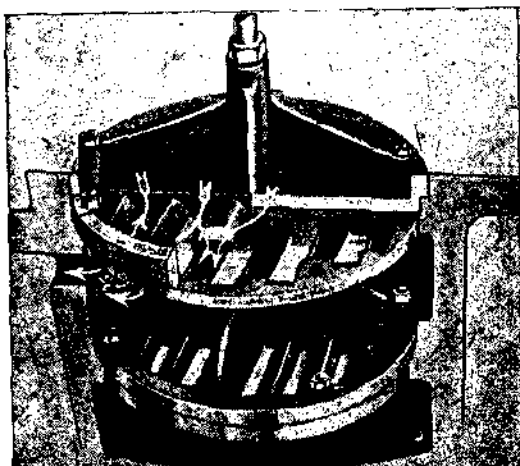


Фиг. 41б. Всасывающий тарельчатый клапан.

Самодействующие пружинные клапаны кроме пластинчатых встречаются и других типов. Таковы, например, тарельчатые клапаны (фиг. 41а, 41б, 41с), клапаны Демаг (фиг. 42), в которых клапан разбит на ряд отдельных узких пластин, кла-



Фиг. 41с. Тарельчатые клапаны завода „Борец“ в Москве.

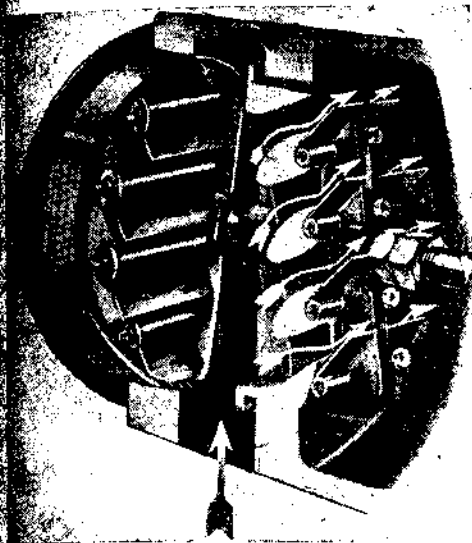


Фиг. 42. Пластинчатый клапан Демаг.

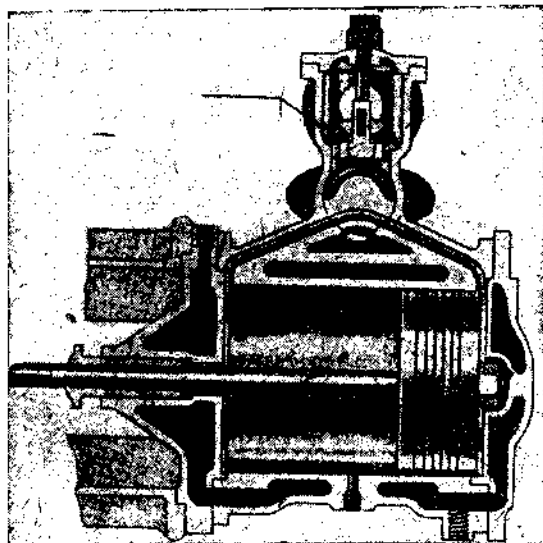
паны Гутермута (фиг. 43), в которых клапан представляет собой несколько плоских пластин, навитых спиралью на стержни, поворачивание которых позволяет регулировать прижатие клапана к седлу.

В некоторых случаях (особо быстроходные машины и машины, работающие с большими перепадами давлений в одном цилиндре¹, для которых требуется особо

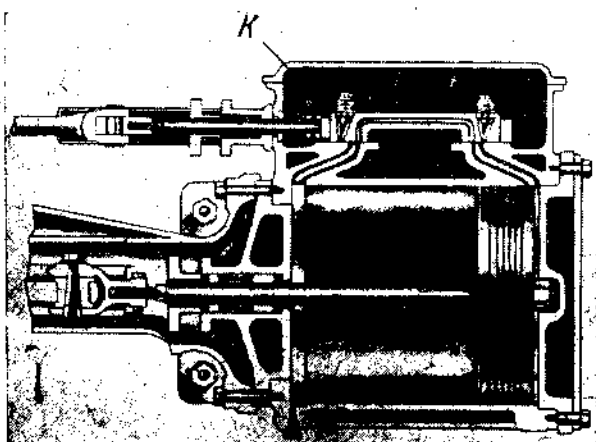
¹ Обычно в вакуум-насосах.



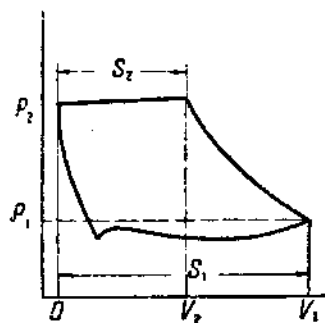
Фиг. 43. Клапан Гутермута.



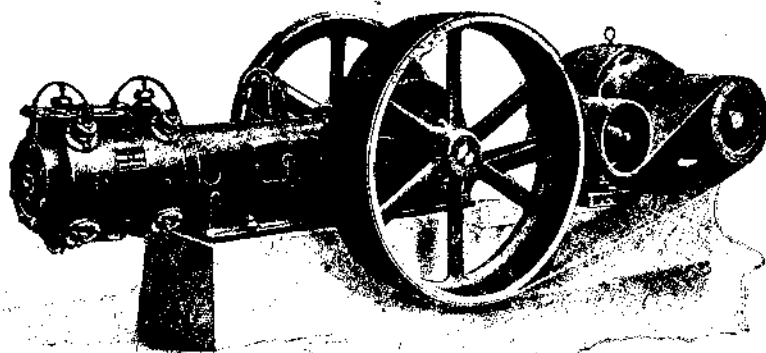
Фиг. 44. Поршневой компрессор с крановым распределением.



Фиг. 45. Поршневой компрессор с золотниковым распределением.



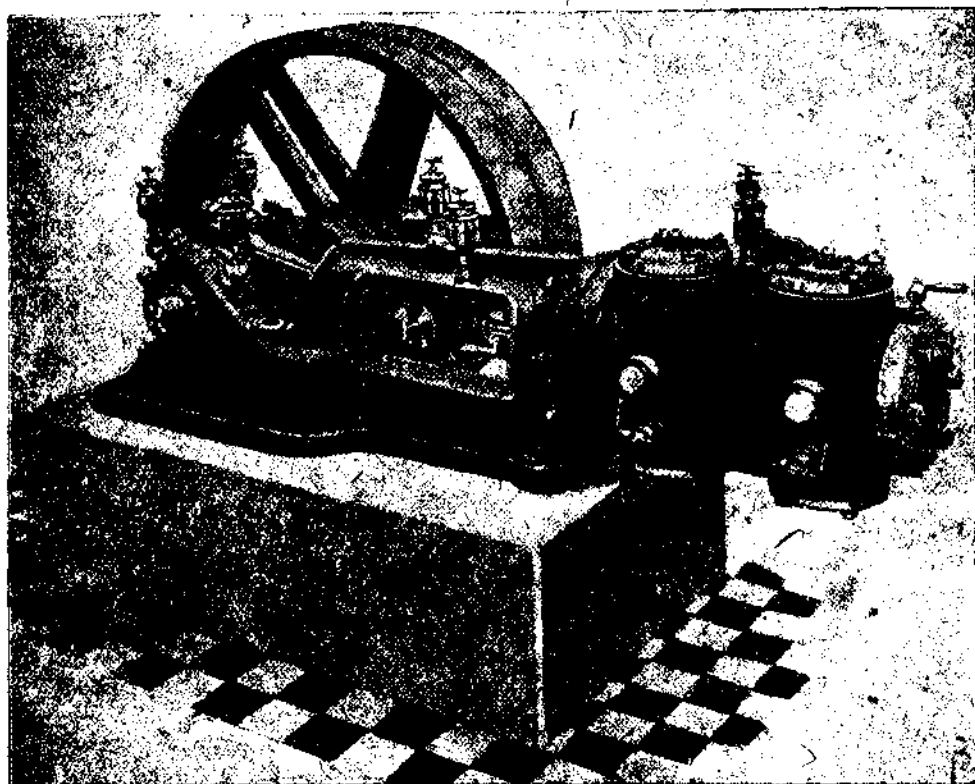
Фиг. 46.



Фиг. 47. Горизонтальный одноступенчатый компрессор двойного действия с ременным приводом.

малое вредное пространство) применяются также и золотниковый впуск и выпуск воздуха из цилиндров (фиг. 44 и 45). Само устройство золотникового распределения у компрессоров того же типа, что и в паровых поршневых двигателях. При этом, однако, в линии нагнетания всегда устанавливаются нагнетательные самодействующие клапаны с тем, чтобы давление в цилиндре не могло значительно превысить давления в линии нагнетания. Поэтому золотниковое распределение в компрессоре регулирует впуск и конец выпуска.

Наибольшую трудность при проектировании и изготовлении клапанов представляет правильный выбор упругости пластин и пружин. Приходится, с одной



Фиг. 48. Горизонтальный одноступенчатый компрессор двойного действия с ременным приводом

стороны, избегать большой жесткости во избежание больших потерь и, с другой стороны, нельзя применять слабых пружин, так как при этом пластины начинают хлопать и дрожать во время работы.

При расчете сечений клапанов следует исходить из скоростей протекания воздуха через сечение. Обычно расчет сечения производится, исходя из средних скоростей протекания порядка $c = 20 \div 30$ м/сек; в некоторых случаях, однако, доходят до скоростей 60 м/сек, как это, например, имеет место в компрессорах для двигателей внутреннего сгорания.

Всасывающие клапаны работают половину всего времени при одностороннем компрессоре и все время при двухстороннем компрессоре.

Поэтому

$$c_{\text{ср}} = \frac{V_{\text{ср}}}{iF_{\text{клан}}}$$

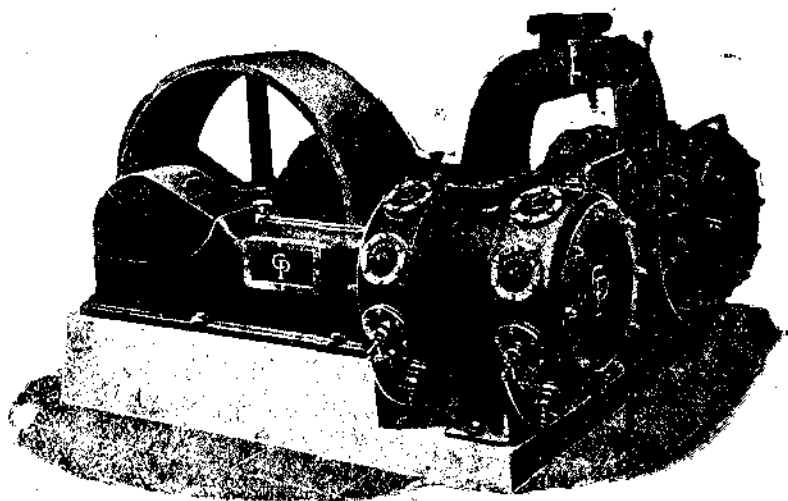
где $V_{\text{ср}}$ — секундный всасываемый объем.

Что же касается нагнетания, то

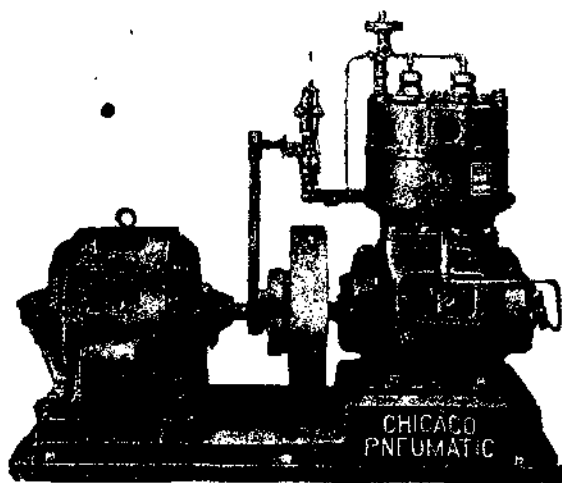
$$c_{\text{наг}} = \frac{2V_{\text{наг}}}{\epsilon i F_{\text{клан}}},$$

где ξ — коэффициент, учитывающий то обстоятельство, что подача протекает только в течение части обратного хода. Из индикаторной диаграммы (фиг. 46) видно, что в первом приближении:

$$\xi = \frac{s_2}{s_1} = \frac{V_2}{V_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}}.$$



Фиг. 49. Горизонтальный одноступенчатый компрессор двойного действия с ременным приводом.



Фиг. 50а. Вертикальный одноступенчатый двойной компрессор простого действия с приводом от электромотора.

В то же время

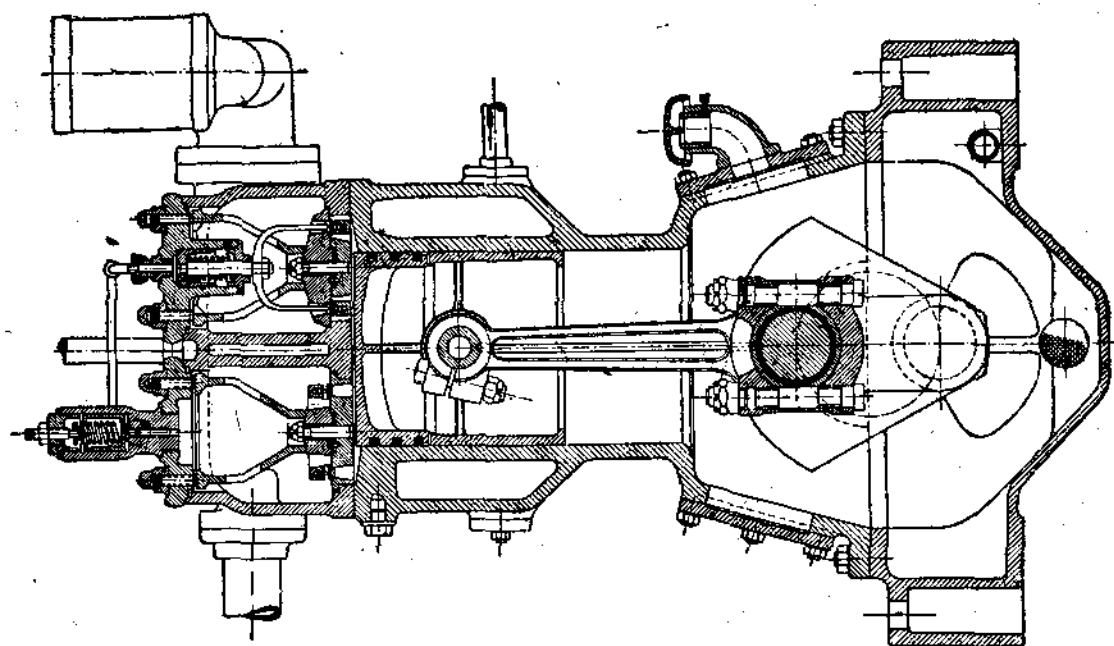
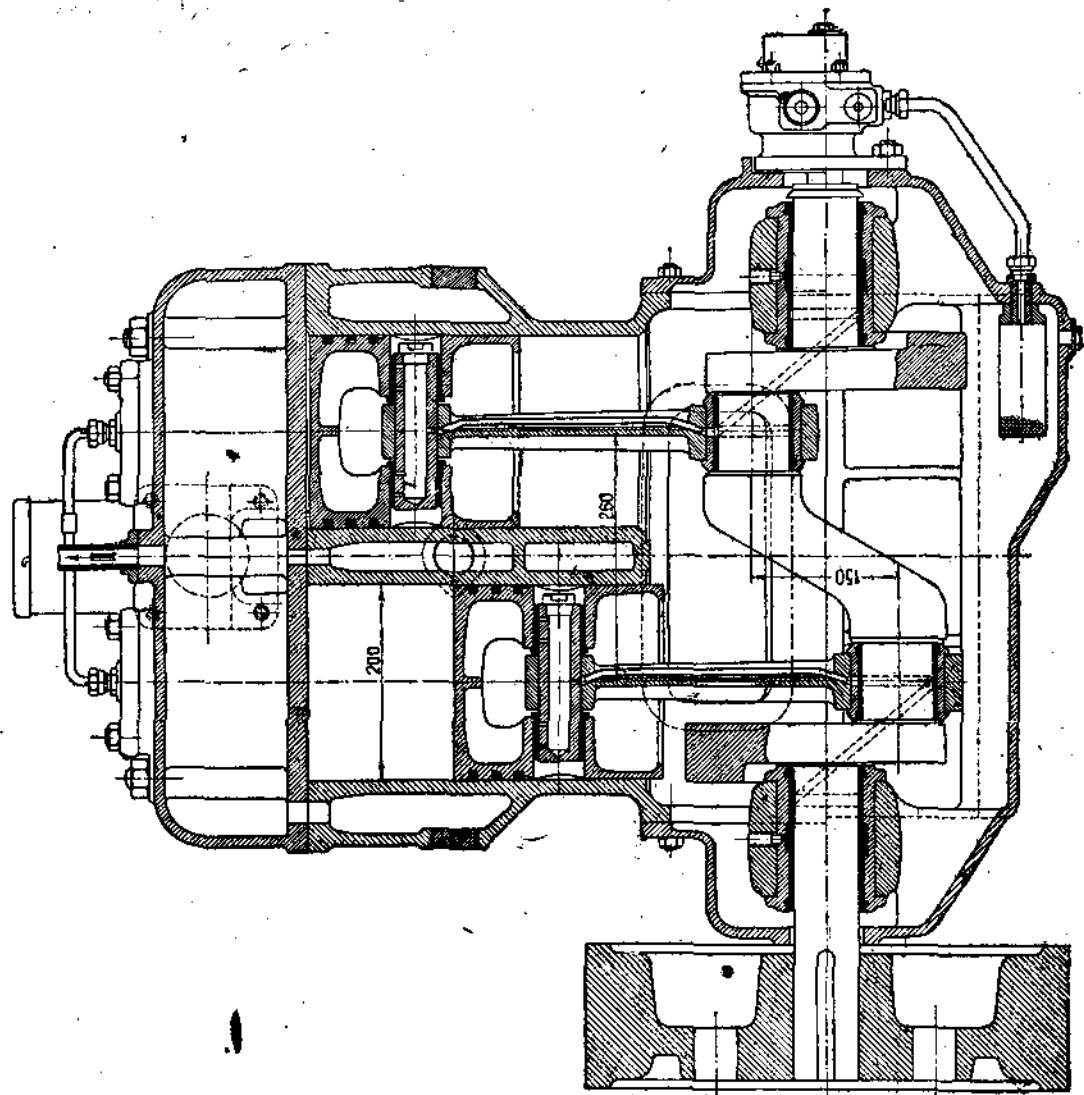
$$V_{\text{нат}} = V_{\text{св}} \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}}.$$

Если задаться постоянной скоростью протекания воздуха через клапаны, то получим:

$$\frac{2V_{\text{св}}}{i \cdot F_{\text{кл. св}}} = \frac{2V_{\text{нат}}}{\xi i \cdot F_{\text{кл. нат}}} = \frac{2V_{\text{св}}}{\xi i \cdot F_{\text{кл. нат}} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}}} = \frac{2V_{\text{св}}}{i \cdot F_{\text{кл. ном}}},$$

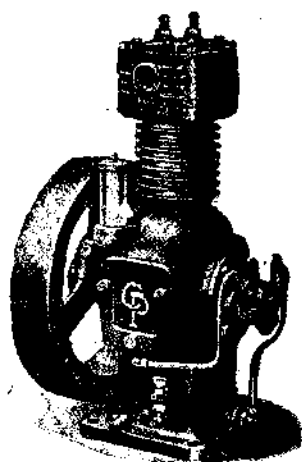
откуда:

$$F_{\text{кл. ном}} = F_{\text{кл. св.св.}}.$$

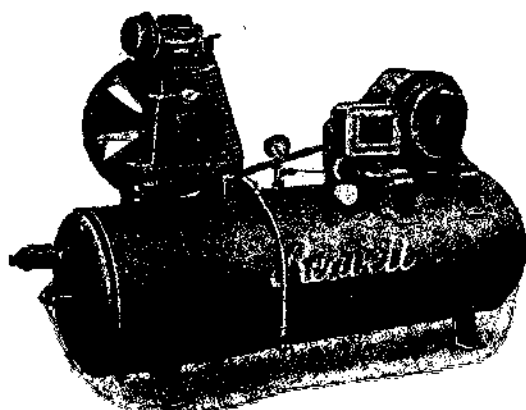


На практике обычно сечение $F_{кл. вс}$ делают несколько больше $F_{кл. наг}$ и клапана делают взаимозаменяемые, соответственно устанавливая прижимающие пружины.

На фиг. 47 и 48 изображен внешний вид одноступенчатого компрессора с ременным приводом. Типична для целого ряда современных конструкций консоль-

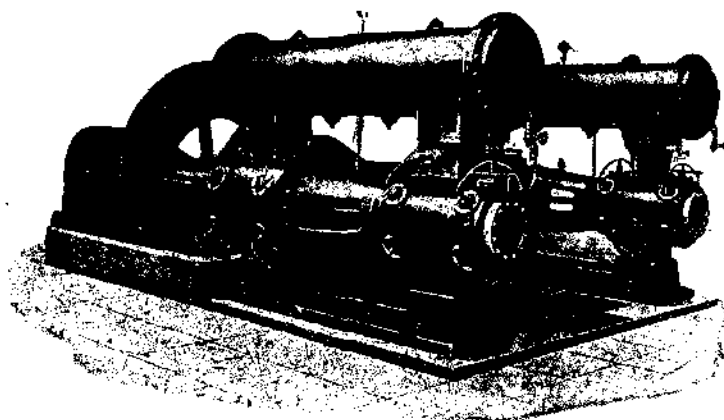


Фиг. 51а. Компрессор с воздушным охлаждением.



Фиг. 51б. Компрессор с воздушным охлаждением.

ная подвеска цилиндра компрессора. На фиг. 49 дан внешний вид двойного горизонтального одноступенчатого компрессора. На фиг. 50 изображен внешний вид вертикального двойного одноступенчатого компрессора. Такие двойные компрессоры применяются обычно для подачи 40—80 м³/мин при рабочем давлении 2—5 атм. На фигуре показан регулятор давления, описанный ниже, открывающий всасываю-



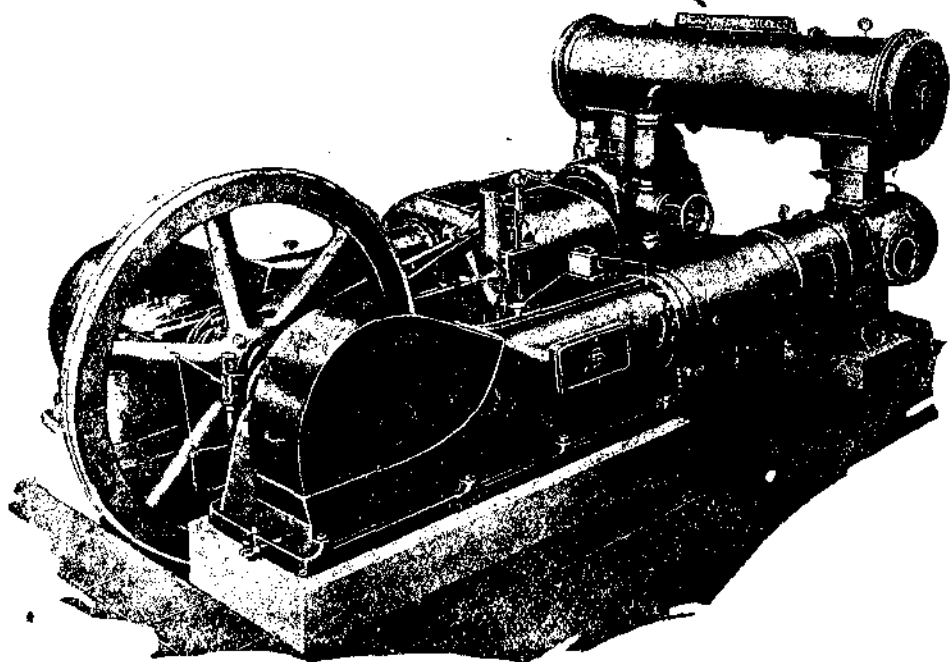
Фиг. 52. Горизонтальный двойной двухступенчатый компрессор двойного действия с разделенными ступенями с расположением цилиндров тандем.

щие клапаны при чрезмерном повышении давления и тем самым временно прекращающий подачу.

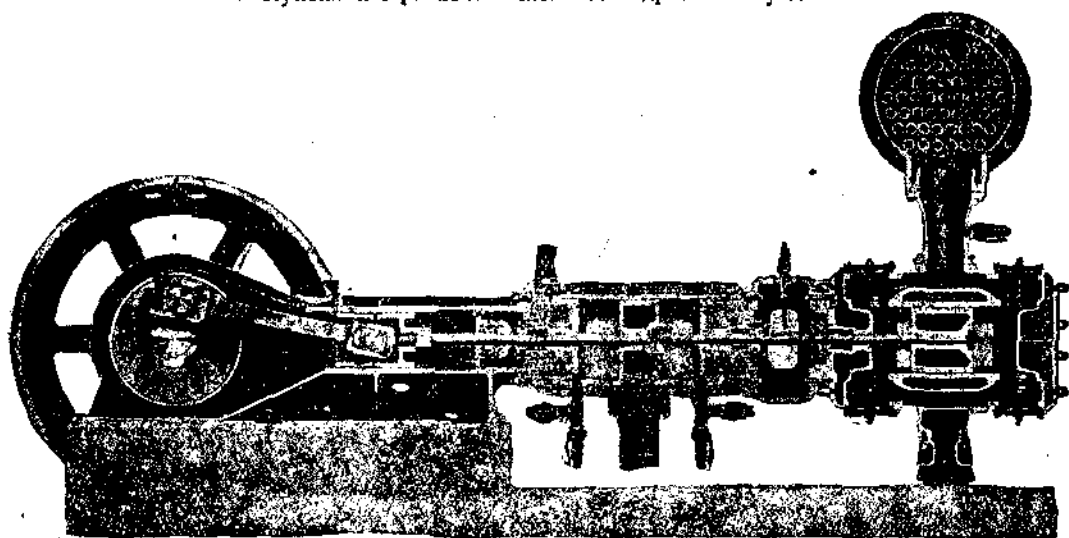
Там же изображен центробежный регулятор, назначение которого держать открытыми всасывающие клапана до тех пор, пока число оборотов не дойдет до нормального. Благодаря этому пуск компрессора в ход происходит при очень малых нагрузках, что весьма благоприятно отзывается на работе мотора.

На фиг. 50а показана конструкция вертикального быстроходного одноступенчатого компрессора завода „Борец“ в Москве.

Малые одноступенчатые компрессоры на подачу 2—5 м³/мин часто делаются без водяного охлаждения и с ребристой поверхностью цилиндра. За счет ребер поверхность цилиндра увеличивается настолько, что достаточное охлаждение получается за счет теплоотдачи охлаждающему воздуху (фиг. 51а и 51б).



Фиг. 53а. Горизонтальный двухступенчатый компрессор двойного действия с разделенными ступенями с расположением цилиндров компаунд.



Фиг. 53б. Разрез компрессора фиг. 53а.

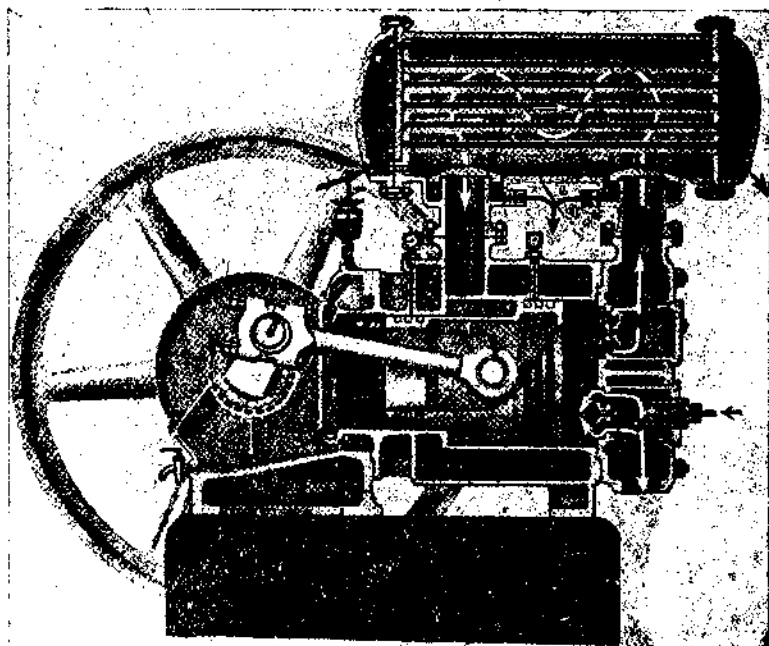
§ 2. Многоступенчатые компрессоры. Схемы работы.

В многоступенчатых компрессорах сжатие происходит либо в разделенных цилиндрах при подаче 10—100 м³/мин, либо в одном и том же цилиндре при меньших подачах.

В первом случае мы просто имеем два компрессора, стоящие последовательно (тандем) (фиг. 52) либо параллельно (компаунд) (фиг. 53а и 53б).

Воздух переходит из одного цилиндра в другой, проходя через холодильник, расположенный над цилиндрами или под ними.

При меньших подачах от 4 до 25 м³/мин применяется сжатие в одном цилиндре с так называемым ступенчатым дифференциальным поршнем. В цилиндре имеется несколько (по числу ступеней) рабочих объемов, причем воздух, перетекая из одного объема в другой, проходит через холодильники.



Фиг. 54. Горизонтальный двухступенчатый компрессор с дифференциальным поршнем.

Расчет такого ступенчатого компрессора ничем не отличается от расчета одноступенчатого цилиндра, кроме того, что здесь:

- 1) ход s для всех ступеней один и тот же;
- 2) $\xi = \frac{D_0}{D}$ может получить очень большое значение (до $\xi = 0,8 + 0,9$), что ясно видно из фиг. 54.

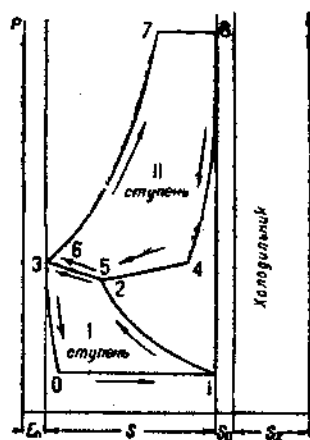
Для ясного представления сущности процесса многоступенчатого сжатия рассмотрим работу двухступенчатого компрессора в диаграммах $p-v$ и TS , причем рассмотрим два наиболее типичных варианта.

1. Всасывание происходит в обеих ступенях попеременно (фиг. 55).

2. Всасывание происходит в обеих ступенях одновременно (фиг. 57).

I вариант (фиг. 55). Всасывание происходит попеременно в двух ступенях.

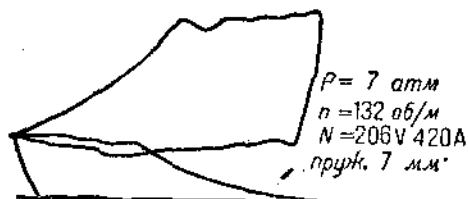
Цилиндр низкого давления. Всасывание 0—1 и сжатие 1—2 происходят, как в одноступенчатом компрессоре. В момент 2 открываются нагнетательные клапана, соединяющие ступень низкого давления с холодильником; в это же время происходит процесс всасывания ц. в. д., и дальнейший ход поршня 2—3 соответствует выталкиванию воздуха в конечный переменный (уменьшающийся) объем холодильника плюс часть объема рабочего ц. в. д.



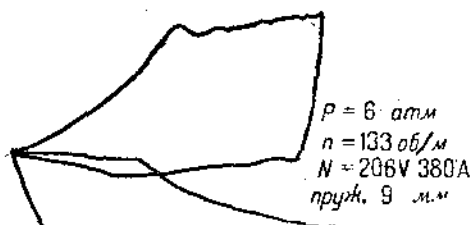
Фиг. 55. Индикаторная диаграмма двухступенчатого компрессора (вариант I).



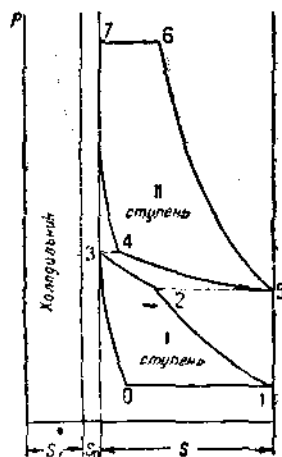
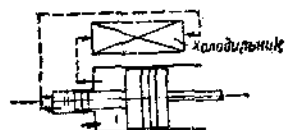
Фиг. 56а. Индикаторные диаграммы двухступенчатого компрессора зав. „Борец“.



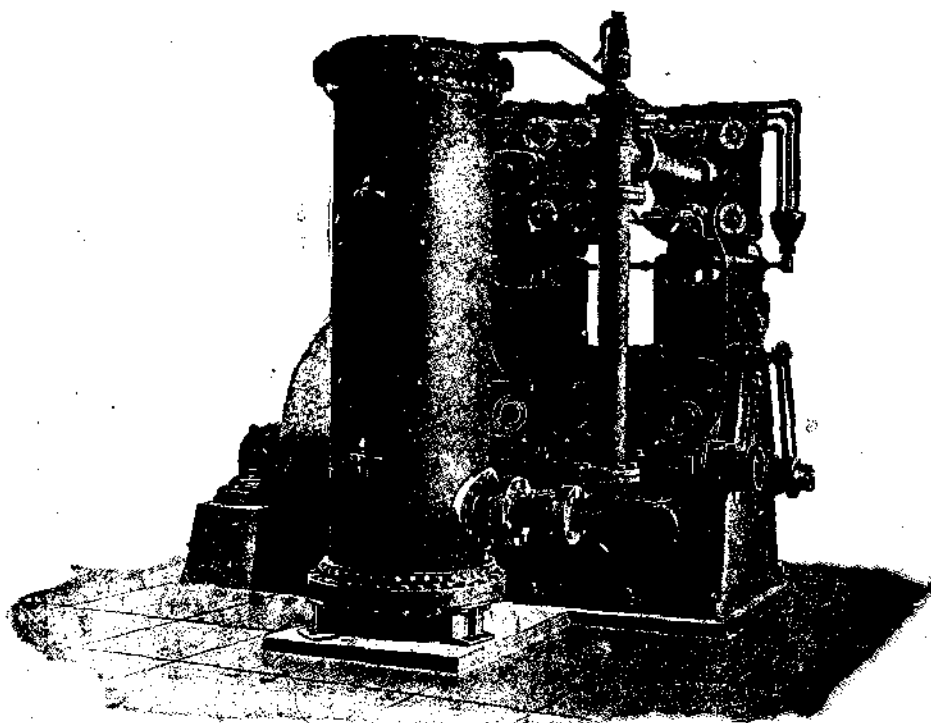
Фиг. 56б. Индикаторные диаграммы двухступенчатого компрессора зав. „Борец“.



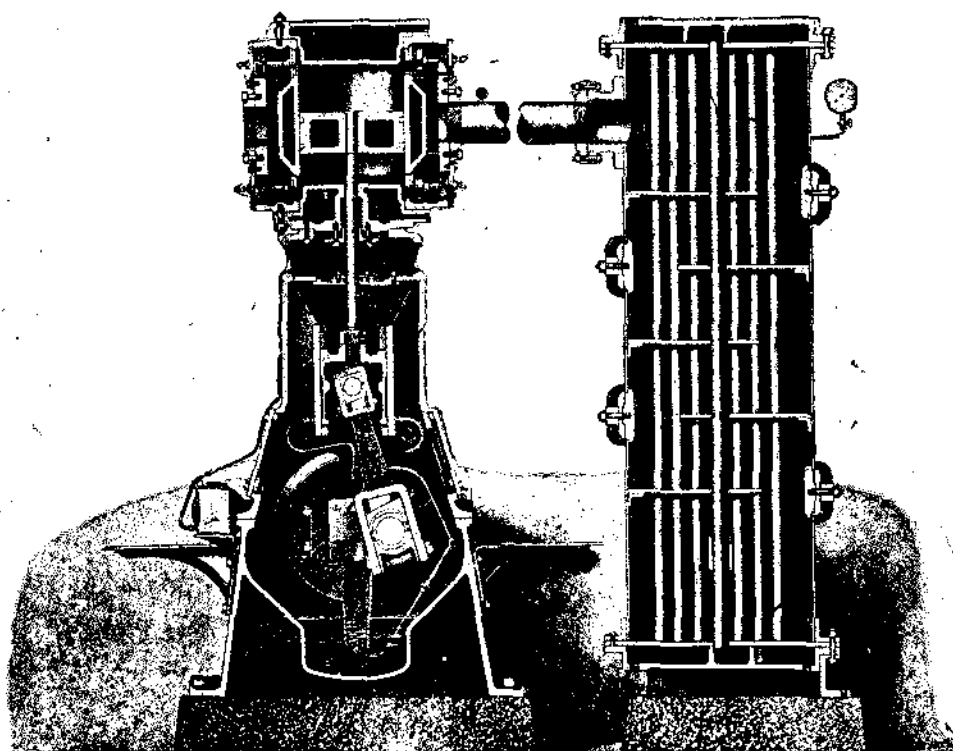
Фиг. 56с. Индикаторные диаграммы двухступенчатого компрессора зав. „Борец“.



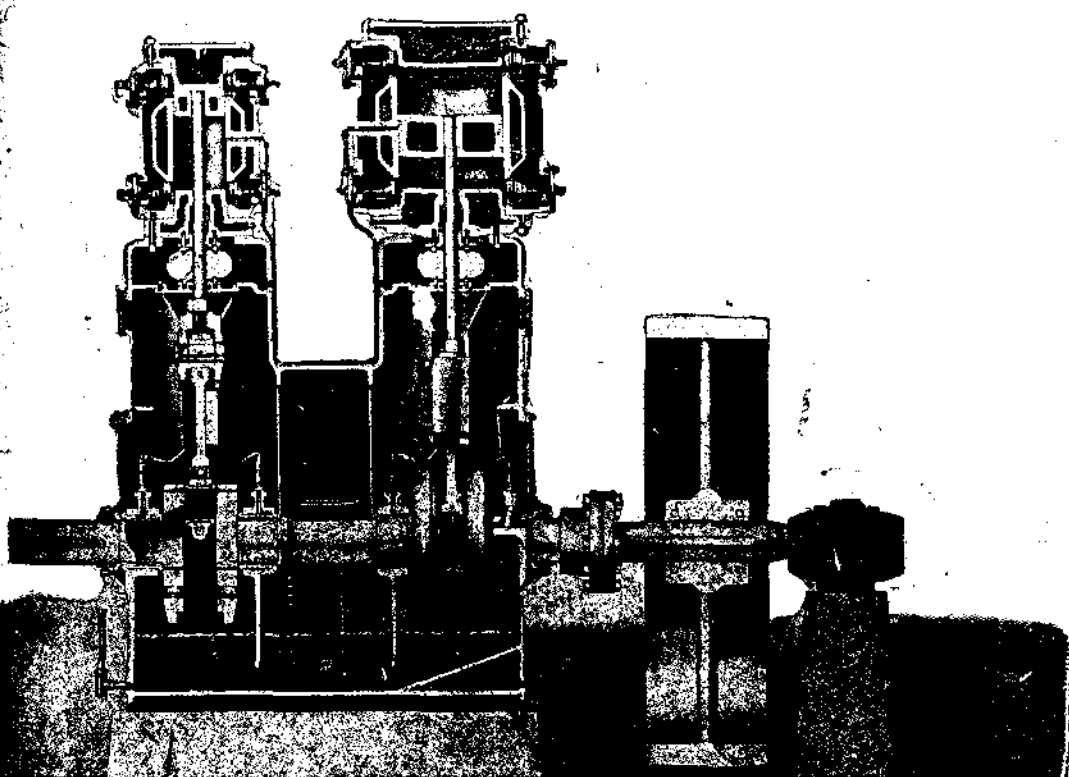
Фиг. 57. Индикаторная диаграмма двухступенчатого компрессора (вариант II).



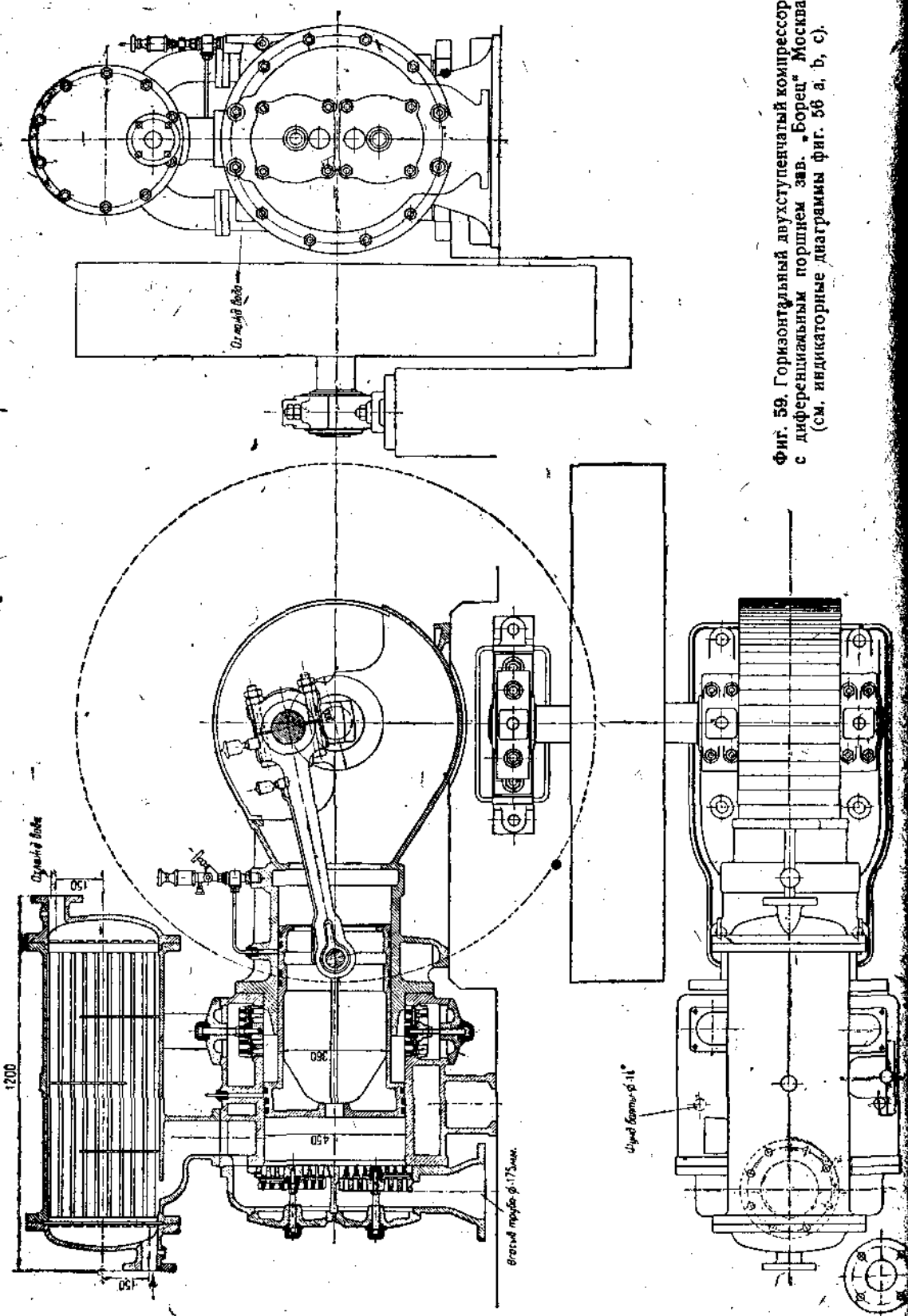
Фиг. 58а. Вертикальный двухступенчатый компрессор двойного действия с разделенными ступенями.



Фиг. 58b. Разрез компрессора фиг. 58а.



Фиг. 58с. Разрез компрессора фиг. 58а.



Фиг. 59. Горизонтальный двухступенчатый компрессор с дифференциальным поршнем зав. "Борец" Москва (см. индикаторные диаграммы фиг. 58 а, б, в, г).

При этом получается дополнительное сжатие воздуха по линии 2—3¹. Цилиндр высокого давления. Всасывание 4—5 ведется из замкнутого объема холодильника и сопровождается падением давления. В момент 5 (соот-



Фиг. 60а. Схема распределения ступеней пятиступенчатого компрессора.

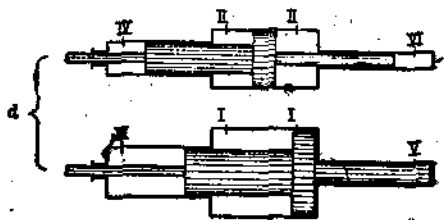


Фиг. 60b. Схема распределения ступеней трехступенчатого компрессора.

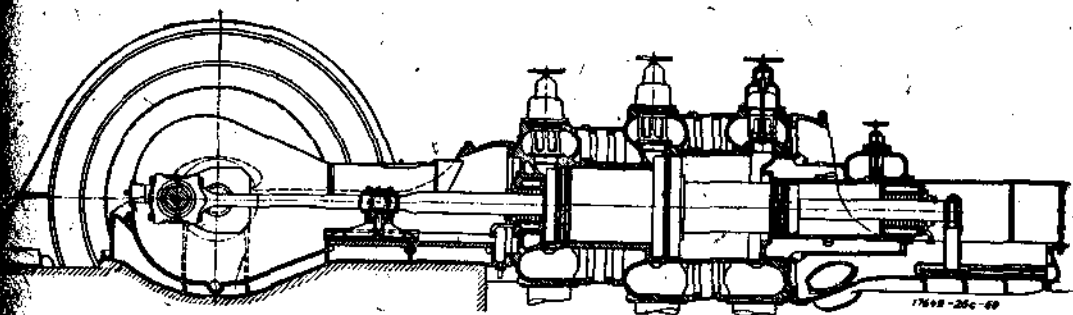
ветствующий 2) открываются нагнетательные клапаны ц. н. д. и происходит выталкивание воздуха через холодильник в цилиндр BD, с чем связано повышение давления по линии 5—3. Дальнейший процесс 6—7—8—4 ничем не отличается от процесса одноступенчатого компрессора.

На фиг. 56а, 56b, 56с показаны снятые с натуры индикаторные диаграммы двухступенчатого компрессора типа Борзиг завода „Борец“, работающего по разобранный схеме.

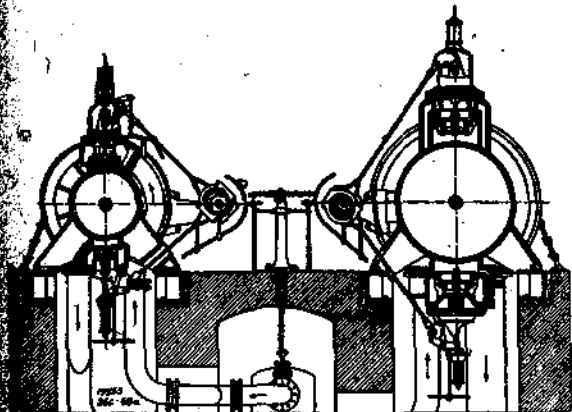
II вариант (фиг. 57). В ц. в. д. в начале всасывания клапана, соединяющие ц. в. д. с холодильником, открыты; клапаны, соединяющие холодильник с ц. н. д. закрыты, и, следовательно, цилиндр забирает воздух из замкнутого объема, т. е. происходит расширение воздуха, бывшего в холодильнике, по кривой 4—5.



Фиг. 60с. Схема распределения ступеней пятиступенчатого компрессора с разделенными ступенями.



Фиг. 61а. Разрез пятиступенчатого компрессора (схема фиг. 60с) с конечным давлением до 1 000 ат



Фиг. 61b. Разрез компрессора фиг. 61а.

Дальнейший процесс 5—6—7—4 протекает так же, как в одноступенчатом компрессоре.

В ц. н. д. всасывание 0—1 и сжатие 1—2 происходят так же, как и в одноступенчатой машине.

Выталкивание происходит в объем холодильника. Всасывающие клапаны ц. в. д. закрыты, и поэтому выталкивание фактически является дополнительным сжатием, ему соответствует заметное повышение давления по линии 2—3.

В начале хода всасывания нагнетательные клапаны закры-

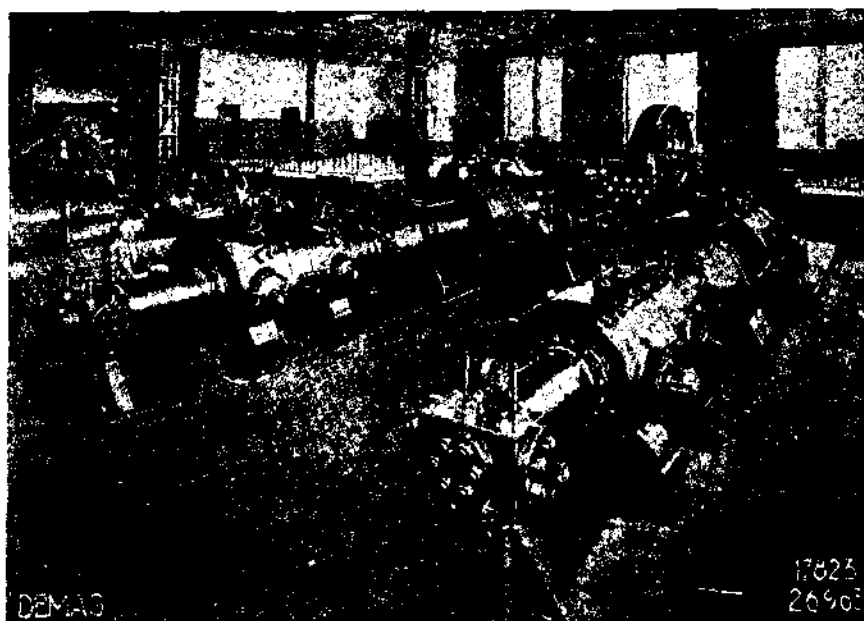
¹ При разборе схемы явления потерями в холодильнике мы пренебрегаем.

ваются и дальнейший процесс протекает, как в обычном одноступенчатом цилиндре.

Примеры двухступенчатых компрессоров были уже рассмотрены выше (фиг. 53, 54).

На фиг. 58а, 58б и 58с приведены два схематических разреза и внешний вид вертикального двухступенчатого компрессора с разделенными ступенями.

На фиг. 59 приведен разрез горизонтального двухступенчатого компрессора завода „Борец“ в Москве.



Фиг. 61с. Внешний вид компрессора фиг. 61а и б.

На фиг. 60а, 60б и 60с приведено несколько типичных распределений давлений по ступеням в компрессорах высокого давления с числом ступеней больше двух; на фиг. 61а и 61б показаны разрез и внешний вид такого многоступенчатого компрессора высокого давления (до 1000 ат).

§ 3. Компрессоры для двигателей внутреннего сгорания.

Для двигателей Дизеля применяются поршневые двух- или трехступенчатые компрессоры, развивающие давление 80 ÷ 100 ат.

Обычно применяются три ступени (фиг. 62). Двухступенчатые компрессоры применяются, главным образом, в тех случаях, когда простота и компактность конструкции играют доминирующую роль. При этом степень сжатия в каждом цилиндре $\frac{P_a}{P_s} \approx 10$, чему соответствует уже настолько высокая конечная температура сжатия ($T_a > 250^\circ \text{C}$), что компрессор требует специальных сортов смазки и работает весьма неэкономично.

Рабочий объем компрессора обычно задается в зависимости от рабочего объема (iFs) соответствующего двигателя.

Для работы двигателя обычно бывает достаточно:

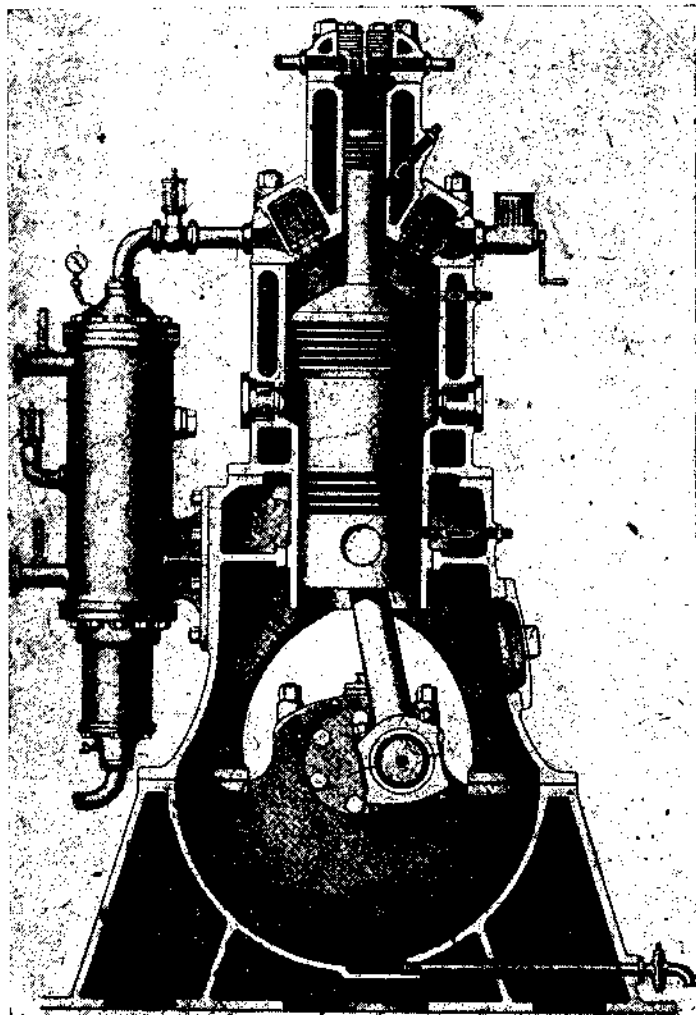
$$\alpha = \frac{(i \cdot Fs)_{\text{компр}}}{(iFs)_{\text{двигат}}} \approx 0,06 \div 0,07.$$

Для быстроходных двигателей необходимый рабочий объем больше

$$\alpha = 0,12 \div 0,14.$$

Указанные отношения являются минимальными, а поэтому, если строить компрессоры по этим данным, то при неисправностях в поршне компрессора, в воздухопроводе и т. д. воздуха нехватает. Поэтому обычно отношение α берется на $20 \div 30\%$ выше указанных.

Если не имеется дополнительных пусковых компрессоров, то компрессор работает с полной нагрузкой только при наполнении пусковых баллонов. При работе двигателя приходится дросселировать воздухопроводы.



Фиг. 62. Трехступенчатый компрессор для двигателя Дизеля.

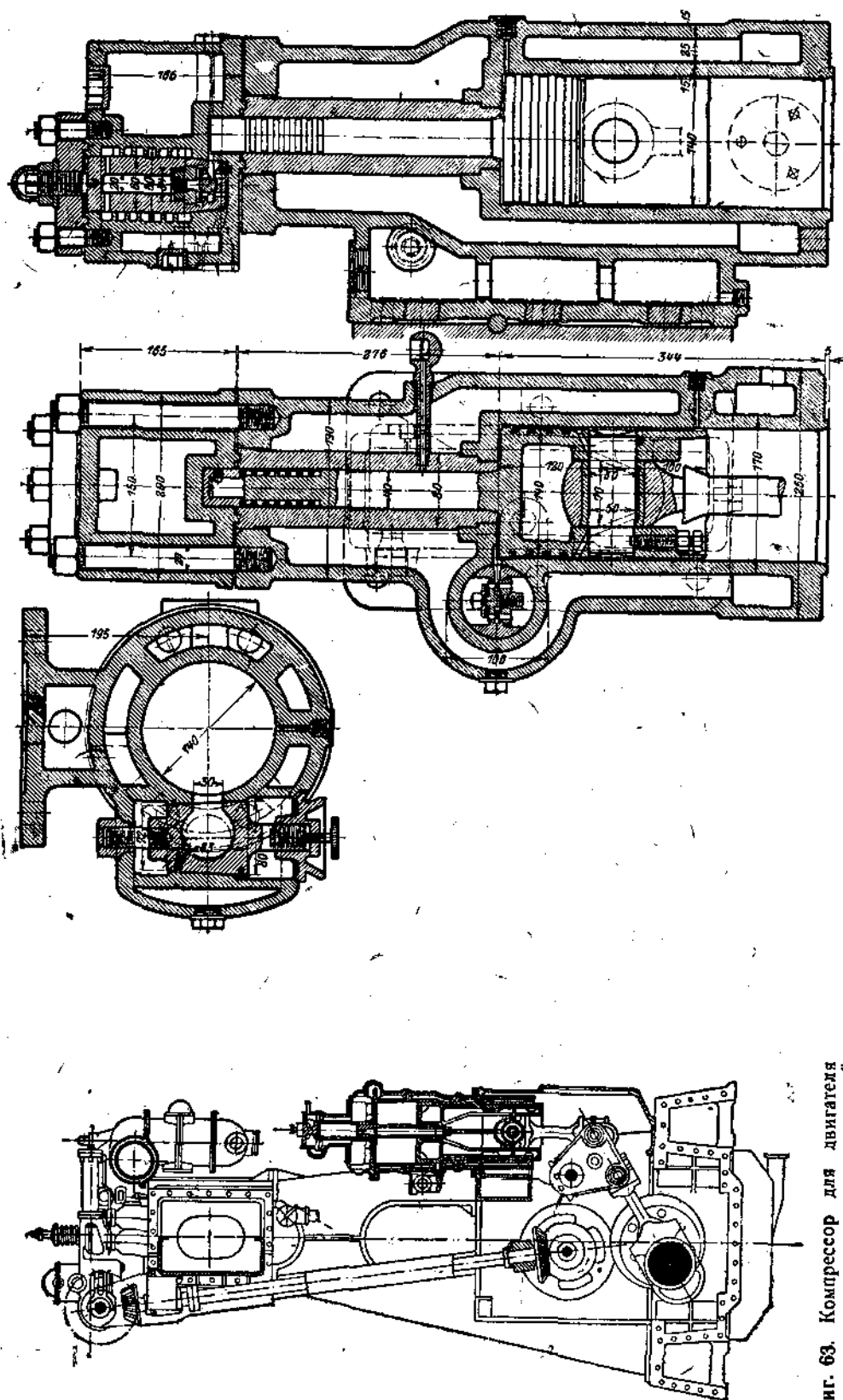
Мощность, расходуемая на работу компрессора, составляет обычно $8 - 10\%$ N_e соответствующего двигателя Дизеля.

Продувочные насосы. При работе двухтактных двигателей кроме компрессоров высокого давления требуются еще воздуходувки низкого давления, так называемые продувочные насосы. Они должны развивать давление порядка $1500 \div 3000$ мм вод. ст. ($p_a = 1,15 \div 1,3$ атм) и иметь отношение:

$$\alpha = 1,25 \div 1,4.$$

Из тех же соображений, что и в компрессорах высокого давления, обычно задаются:

$$\alpha = 1,4 \div 2.$$



Фиг. 63. Компрессор для двигателя внутреннего сгорания, приводимый в движение непосредственно от ко-ренного вала двигателя.

Фиг. 64. Двухступенчатый компрессор для двигателя Дизеля

Конструкции компрессоров и продувочных насосов. Компрессоры и продувочные насосы для двигателей Дизеля могут приводиться в движение либо непосредственно от коренного вала, либо от отдельного двигателя.

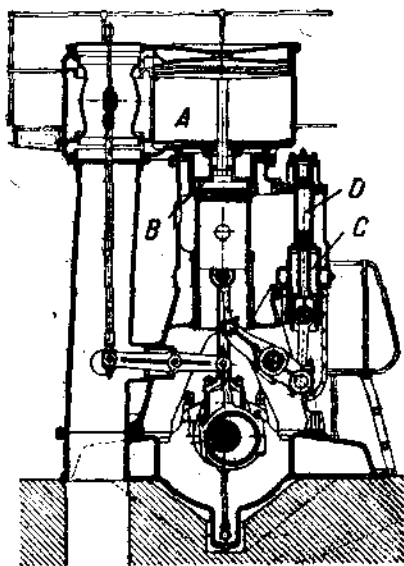
Первая схема дает точную регулировку подачи воздуха по числу оборотов, но в то же время значительно усложняет конструкцию двигателя и требует наличия запасных пусковых устройств.

Вторая схема проще конструктивно, но требует устройства дополнительного регулирования для соответствия числа оборотов компрессора и числа оборотов двигателя.

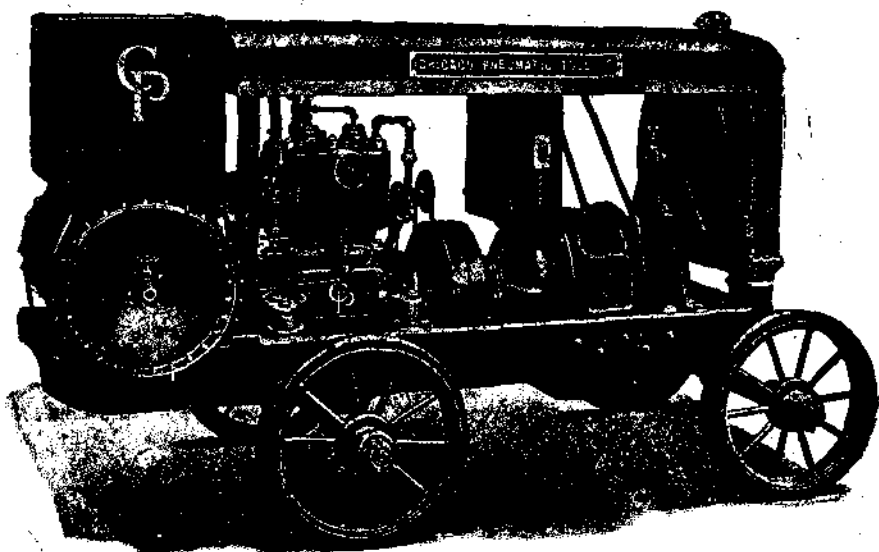
Обычно из соображений экономии места применяются вертикальные компрессоры со ступенчатыми поршнями.

В качестве типичного примера конструкции и расположения компрессора по первой схеме рассмотрим компрессор для большого двигателя MAN мощностью 2 000 л. с. (фиг. 63). Особо следует обратить внимание на весьма типичную для компрессоров со ступенчатыми поршнями деталь, а именно: нижняя, ближайшая к картеру рабочая часть является частью среднего давления, II ступенью. Поэтому даже при ходе всасывания давление в ней выше атмосферного, благодаря чему избегается опасность засасывания смазочного масла в цилиндр.

В качестве примера работы по второй схеме рассмотрим двухступенчатый малый компрессор (фиг. 64) с промежуточным холодильником внутри картера компрессора. Взамен холодильника после последней ступени, обязательного в компрес-



Фиг. 65. Компрессор и продувочный насос для двухтактного двигателя Дизеля.



Фиг. 66. Передвижной компрессор с электроприводом.

сорах для дизелей, устроен в головке цилиндра (со стороны высокого давления) винтообразный канал. Протекая по этому каналу, воздух охлаждается, так как стенки канала омываются водой, охлаждающей крышку.

В качестве примера комбинированного компрессора для двухтактного двигателя приведем конструкцию фирмы Зульцер (фиг. 65).

Этот компрессор приводится в движение от коленчатого вала, являющегося продолжением коренного вала двигателя. Непосредственно от коленчатого вала приводятся в движение поршень двухстороннего продувочного насоса *A* и ступень низкого давления *B* трехступенчатого компрессора *B—C—D*.

При помощи двух рычагов, связанных поршнем *B*, приводятся в движение золотниковое распределение воздушного насоса *A* и поршни *C* и *D* компрессора.

§ 4. Передвижные компрессорные¹ установки.

На фиг. 66 представлен одноступенчатый передвижной двоянный компрессор, вертикальный двуцилиндровый. Он ничем не отличается от обычных компрессоров, за исключением того, что охлаждающая вода в таких переносных компрессорах охлаждается в радиаторе, через который осевым вентилятором просасывается охлаждающий воздух. Ресивер смонтирован на той же тележке.

Такие передвижные компрессоры обычно изготавливаются на давление до 8 *атм* в одной ступени, на производительность 1,5—6 *м³/мин*. Приводятся они в движение либо электромоторами, либо двигателями внутреннего сгорания.

§ 5. Установка поршневого компрессора.

В начале всасывающего трубопровода устанавливается фильтр, обычно металлический или матерчатый.

Проходя мимо смоченных маслом металлических поверхностей либо мимо больших матерчатых поверхностей, воздух обеспыливается, что необходимо для нормальной работы компрессора (особенно клапанов).

За компрессором (а иногда и перед ним) устанавливаются специальные резервуары, ресиверы, служащие для успокоения воздушного потока, вытекающего толчками из компрессора.

Объем ресивера обычно делается тем больше, чем больше описываемый объем компрессора *F_s*. Для компрессоров двойного действия (*i* = 2), вытекающий из нагнетательного штуцера воздушный поток отличается значительно большей равномерностью, чем у компрессоров простого действия (*i* = 1). Поэтому для компрессоров двойного действия объем ресивера может быть значительно уменьшен. Практически удовлетворительными получаются ресиверы, объем которых определяется по формуле

$$V_{\text{ресив}} = \frac{25 \div 40}{i} F_s.$$

Ресиверы снабжаются предохранительными клапанами, выпускающими наружу избыток воздуха при повышении давления в ресивере сверх нормального. Благодаря этому, а также благодаря тому, что между компрессором и ресивером никогда не устанавливают никаких запорных приспособлений (задвижек, вентиля и т. д.), компрессор находится в безопасности от неожиданного резкого повышения противодавления, могущего оказаться опасным как для самого компрессора, так и для его привода.

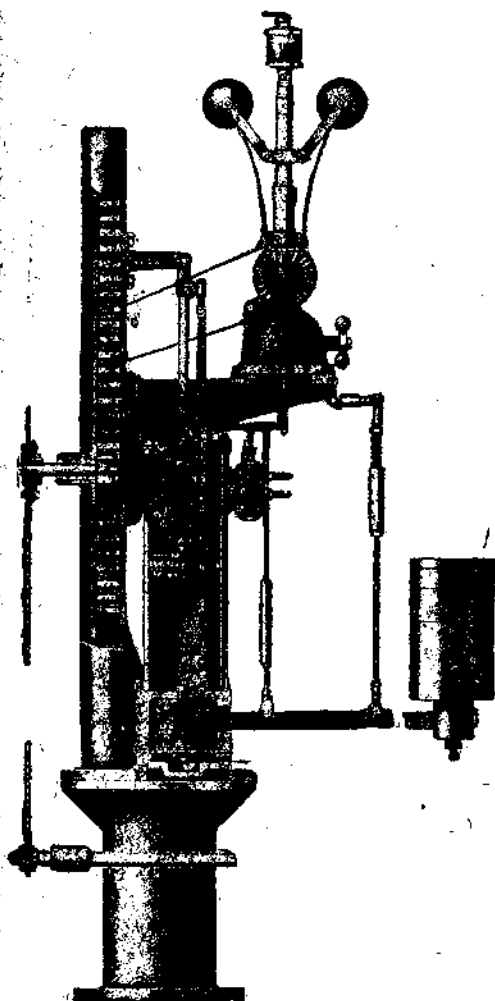
ГЛАВА VIII.

РЕГУЛИРОВАНИЕ ПОРШНЕВЫХ КОМПРЕССОРОВ И ВОЗДУХОДУВК.

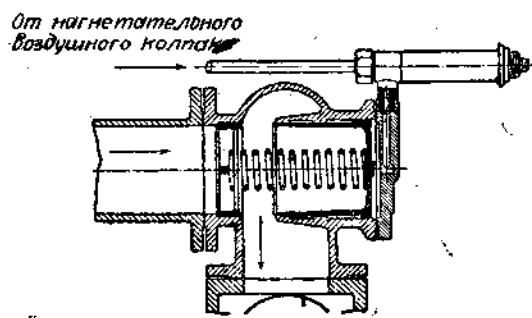
При постоянном числе оборотов подачу компрессора можно считать постоянной, если не учитывать некоторого, обычно весьма незначительного, уменьшения коэффициента подачи с увеличением противодавления. Поэтому устройство каких-либо регуляторов постоянного объема для поршневых компрессоров является излишним, кроме обычных регуляторов числа оборотов привода. Регулирование объема в смысле его изменения может оказаться нужным с целью уменьшения подачи при увеличении противодавления с тем, чтобы избежать заметного увеличения потребляемой мощности. С этой целью применяются регуляторы объема.

См. также гл. „Ротационные воздуходувки“.

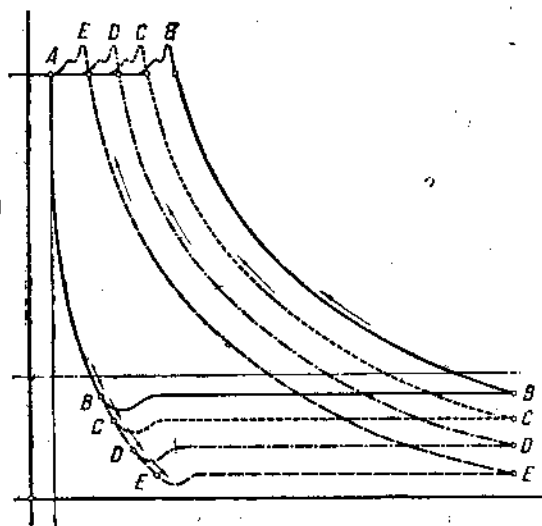
Гораздо более употребительны регуляторы постоянного давления, служащие для изменения подачи воздуха при изменении его потребления. При отсутствии таких регуляторов, т. е. при условии постоянной подачи воздуха в ресивер при переменном его потреблении, имело бы место чрезвычайно сильное колебание давления в ресивере, что само по себе является недопустимым в целом ряде случаев, как, например, в случае применения компрессора для пневматических орудий. Кроме того, длительное превышение подачи над потреблением привело бы к такому повышению давления в ресивере, что пришлось бы путем открывания предохранительного клапана выпускать часть воздуха из ресивера наружу. Очевидно, что при этом со-



Фиг. 67. Регулятор постоянного давления сист. Chicago „Pneumatic Tool Co“.



Фиг. 68. Регулятор постоянного давления.



Фиг. 69. Влияние регулятора фиг. 68 на индикаторную диаграмму.

вершенно нецелесообразно расходуется мощность на излишнюю работу компрессора.

При автоматическом регулировании объема и подачи источником силы, служащей для перестановки регулирующих устройств, служит в огромном большинстве случаев сам сжатый воздух, находящийся в ресивере и сообщающийся при помощи особой трубки с регулятором.

§ 1. Регуляторы постоянного давления.

В некоторых случаях, главным образом, при работе компрессора по схеме тандем от поршневой паровой или газовой машины, применяется регулирование путем изменения числа оборотов двигателя.

В качестве примера приведем регулятор, применяемый для больших компрессоров фирмы Chicago Pneumatic Tool Co. New-York, приводимых в движение от паровой машины.

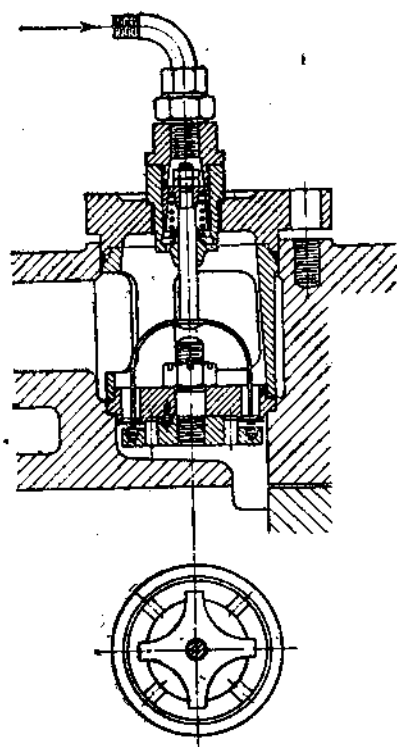
Регулятор изображен на фиг. 67. Воздух высокого давления давит на мембрану, уравновешиваемую грузом. При повышении давления сверх нормального мембрана приподнимает рычаг, благодаря чему перемещается поршень сервомотора, и вода, нагнетаемая под давлением отдельным центробежным насосом, получает доступ к верхней стороне поршня регулятора. Опускаясь, поршень тянет за собой зубчатую рейку, вращающую зубчатое колесо и переставляющую золотниковую штангу машины таким образом, чтобы уменьшить подачу пара в цилиндр и тем самым уменьшить число ее оборотов. Благодаря этому величина подачи падает, и давление также падает до нормальной величины.

Обратное действие регулирования при уменьшении подачи ясно из той же фиг. 67.

Следует обратить внимание на то, что увеличение числа оборотов машины, вызывающее подъем

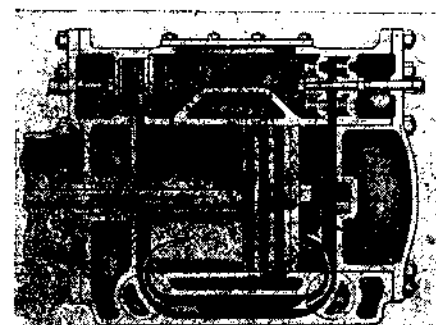
регулятора, действует так же, как повышение давления, так что этот же регулятор служит и для регулирования числа оборотов машины.

Фиг. 70. Регулятор постоянного давления.



Фиг. 71. Всасывающий клапан, открываемый регулятором фиг. 70 при повышении давления в ресивере сверх допустимого.

регулятора, действует так же, как повышение давления, так что этот же регулятор служит и для регулирования числа оборотов машины.



Фиг. 72.

В тех случаях, когда регулирование числа оборотов двигателя затруднительно, прибегают к регулированию путем воздействия на самый процесс компрессора.

Таков, например, регулятор, изображенный на фиг. 68.

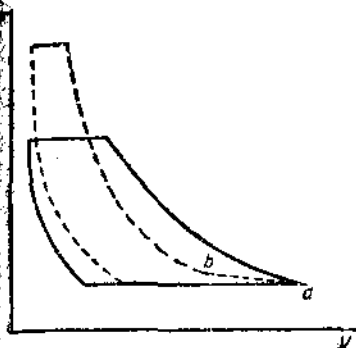
Во всасывающей линии устанавливается поршень, к которому подводится давление из резервуара после В. Ц. Д. Сила, действующая на поршень, уравновешивается давлением пружины при нормальном давлении в ресивере. При повышении давления сверх нормального поршень регулятора начинает опускаться, благодаря чему понижается давление всасывания воздуха в цилиндр компрессора.

Это, в свою очередь, приводит к понижению волуметрического к. п. д. и к уменьшению подачи, благодаря чему давление падает до допустимых пределов (см. диаграмму, фиг. 69).

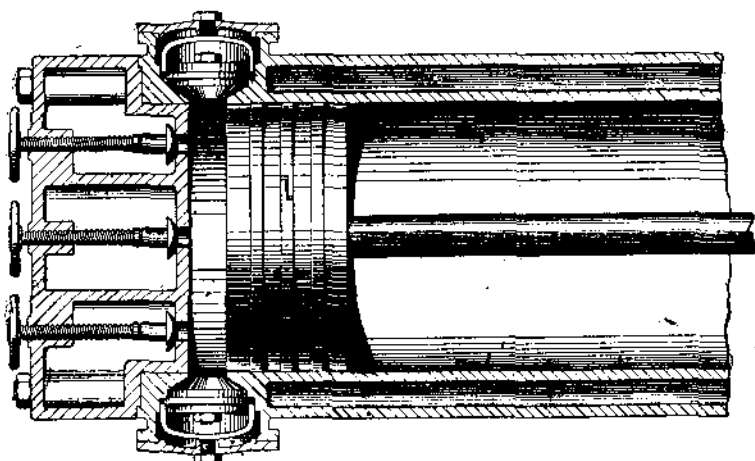
Другой метод регулирования при постоянном числе оборотов, наиболее распространенный, заключается в том, что при обратном ходе поршня рабочий объем цилиндра продолжает сообщаться с всасывающим пространством до тех пор, пока давление в газгольдере не опустится до допустимых пределов.

Таков, например, регулятор, изображенный на фиг. 70.

Пространство над пластиной (сверху), поддерживаемой пружиной, сообщается с ресивером. Давление со стороны газгольдера меньше давления пружины, и пластина плотно прижимается к седлу.



Фиг. 73. Индикаторная диаграмма с запаздыванием времени закрытия всасывания.

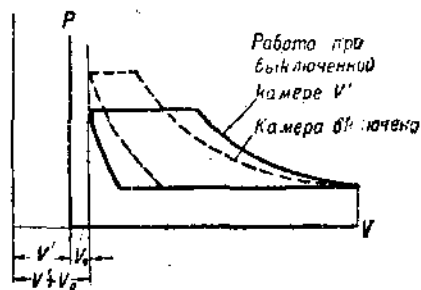
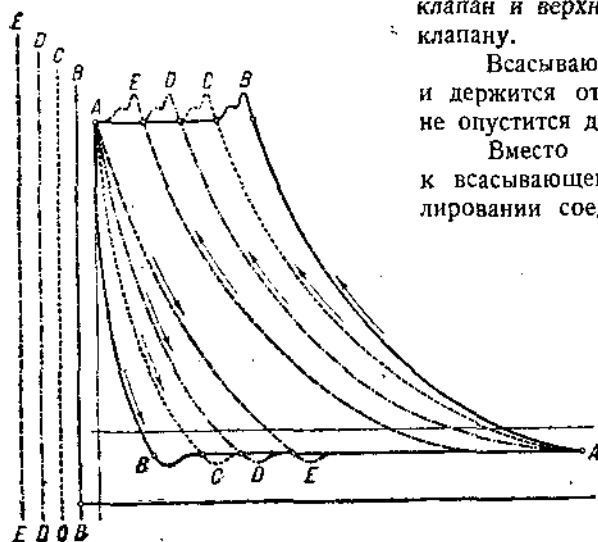


Фиг. 74а. Регулирование величины подачи путем изменения вредного пространства.

При повышении давления сверх допустимого, на которое рассчитана пружина, пластина регулятора отжимается книзу и пропускает сжатый воздух через шаровый клапан и верхний правый штуцер к всасывающему клапану.

Всасывающий клапан открывается (фиг. 71) и держится открытым до тех пор, пока давление не опустится до допустимых пределов.

Вместо присоединения рабочего объема к всасывающему пространству можно при регулировании соединить между собой поворотными



Фиг. 74b и c. Индикаторные диаграммы к фиг. 74а.

клапанами оба рабочих объема, что, очевидно, приведет к тому же эффекту (фиг. 72).

Открывая эти клапана, можно при пуске машины снизить ее нагрузку в несколько раз, что зачастую бывает весьма желательным и целесообразным.

Регулирование, связанное с изменением работы всасывания, приводит, очевидно, к уменьшению подачи против нормальной. Поэтому компрессоры, снабженные таким регулированием, должны быть рассчитаны на наибольшую необходимую подачу.

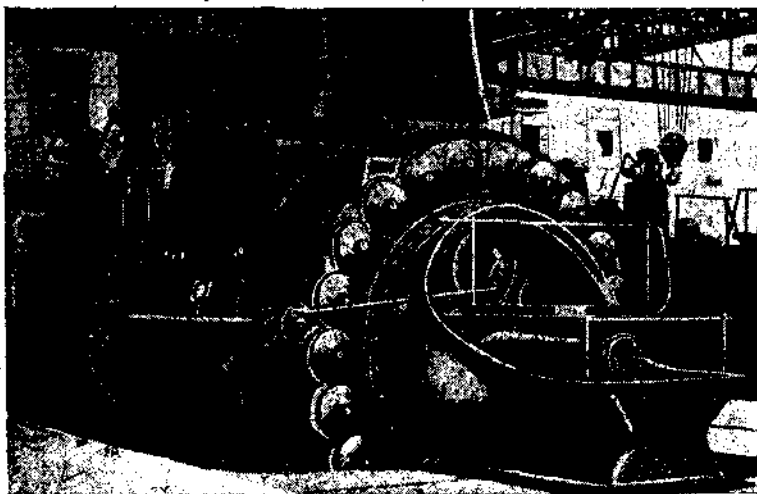
§ 2. Регулирование величины подачи.

При изменении расхода в незначительных пределах компрессор, приводимый в движение паровой машиной или асинхронным электромотором, является до некоторой степени саморегулирующимся.

С увеличением расхода падает противодействие газгольдера, индикаторная мощность падает, и число оборотов двигателя соответственно увеличивается, приспособляясь к изменившемуся расходу.

С уменьшением расхода противодействие растет, и число оборотов двигателя несколько падает, опять-таки приспособляясь к изменившемуся расходу.

При значительных колебаниях в величине подачи приходится прибегать к регулированию. При этом основная задача регулирования (особенно при приводе от двигателей внутреннего сгорания, не допускающих перегрузки) — избежать чрезмерного увеличения площади индикаторной диаграммы и соответственно момента на валу двигателя при значительном увеличении противодействия.



Фиг. 75.

В случае золотникового распределения воздуха, допускающего закрытие всасывающего клапана в произвольный момент, прибегают обычно к закрыванию всасывающего клапана с переменным запаздыванием.

При заметном увеличении противодействия всасывающие клапана закрывают с таким запаздыванием *ab*, чтобы площадь индикаторной диаграммы оставалась примерно постоянной (фиг. 73).

Другой способ, применяемый обычно при клапанном распределении, заключается в присоединении к цилиндру при возрастающем противодействии большого вредного пространства (отдельной камеры, фиг. 74a). При этом также получается заметное уменьшение площади индикаторной диаграммы (фиг. 74b, 74c).

На фиг. 75 показан внешний вид большой (доменной) воздуходувки. Сбоку видна тяга *a*, служащая для открывания камеры (дополнительного вредного пространства) при повышении противодействия (при запуске печи).

Следует отметить наличие на крышке цилиндра отдельных люков против каждого клапана. Большое количество таких лючков, типичное для любой воздуходувки и компрессора, позволяет быстро и удобно производить осмотр и замену клапанов.

ГЛАВА IX.

РАСЧЕТ ХОЛОДИЛЬНИКА ДЛЯ КОМПРЕССОРА.

Как уже указывалось, в целях повышения экономичности процесса, в целях уменьшения влияния вредного пространства, в целях понижения температуры процесса (смазка) и, наконец, в целях подачи потребителю холодного воздуха устанавливаются

холодильники, в которых температура воздуха понижается за счет отдачи тепла охлаждающей воде.

Обычно холодильник представляет собой цилиндрический резервуар, в дно которого ввальцованы тонкостенные трубки из оцинкованного железа, медные или латунные.

Обычно по трубкам течет вода, а в поперечном направлении протекает воздух, совершающий благодаря перегородкам зигзагообразный путь (фиг. 76а, 76б и 77). В некоторых особых случаях воздух протекает по трубкам, а вода обтекает трубки в поперечном направлении (фиг. 78).

§ 1. Определение коэффициента теплопередачи¹.

По общеизвестной формуле, количество тепла, передаваемого через элементарный участок стенки dF , определяется по формуле:

$$dQ = k \cdot dF \cdot \Delta T,$$

где ΔT — разность температур с двух сторон стенки, и коэффициент теплопередачи от воздуха к воде: •

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} + \frac{\delta}{\lambda}},$$

где α_1 — коэффициент теплопередачи от воздуха к стенке;

α_2 — коэффициент теплопередачи от стенки к воде;

δ — толщина стенки;

λ — коэффициент теплопроводности стенки.

В обычных условиях:

$$\alpha_1 \approx 400 \quad (\alpha_1 = 25 \div 400);$$

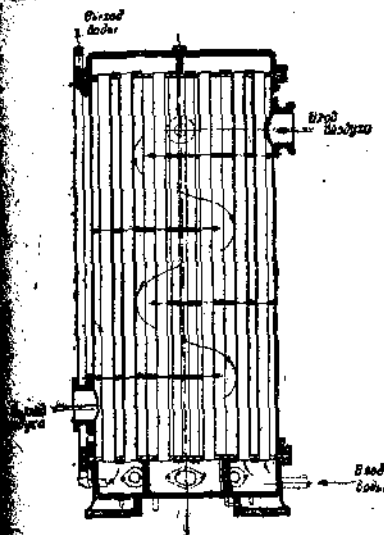
$$\alpha_2 \approx 10\,000 \quad (\alpha_2 = 3\,000 \div 10\,000);$$

$$\lambda \approx 50 \quad (\lambda = 50 \div 60);$$

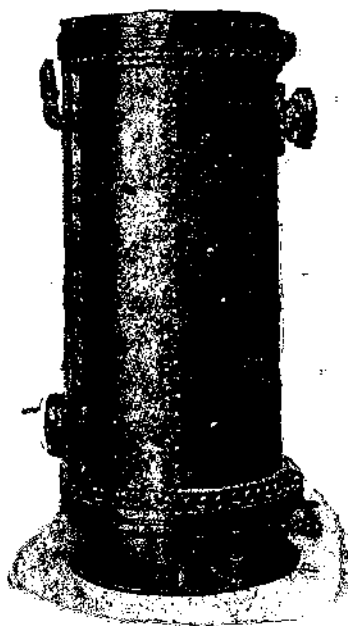
$$\delta = 0,002 \div 0,003 \text{ м.}$$

Поэтому в предельном случае:

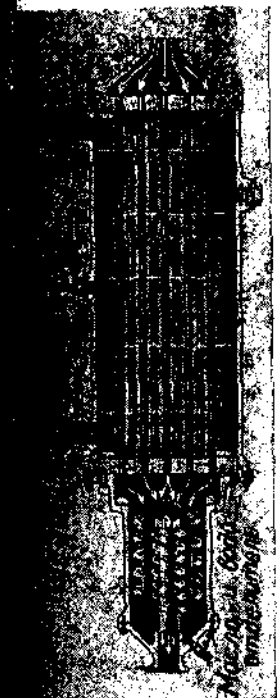
$$k_{\text{макс}} = \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} + \frac{\delta}{\lambda} \right)^{-1} = (0,0025 + 0,0001 + 0,00006)^{-1} = (0,0026 + 0,00006)^{-1} = 375.$$



Фиг. 76а. Холодильник. Вода течет по трубам, омываемым воздухом.



Фиг. 76б. Внешний вид холодильника фиг. 76а.



Фиг. 77. Холодильник на фиг. 76 с центробежным масло- и водоотделителем. Слева виден предохранительный клапан, справа — предохранительная пробка.

¹ Т. Бош, Теплопередача. Перевод В. И. Поликовского, под редакцией проф. Л. С. Аббазона, Нефт. изд., 1930.

Если мы пренебрежем значением $\frac{\delta}{\lambda}$ по сравнению с $\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2}$, то в этом крайнем случае мы допустим ошибку:

$$\frac{k - k'}{k'} = \frac{383 - 375}{375} \approx 3\%.$$

Поскольку поверхность холодильника всегда берется с некоторым запасом и поскольку точность расчета теплопередачи при современном состоянии теории теплопередачи значительно ниже 3%, слагаемым $\frac{\delta}{\lambda}$ можно пренебречь и, следовательно, можно считать:

$$k \approx \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{\alpha_1 \cdot \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2}.$$

§ 2. Коэффициенты теплопередачи для воздуха.

1-й случай. Вода протекает по трубам, воздух омывает трубы снаружи.

Основное уравнение для определения коэффициента α_1' :

$$\alpha_1 = 23,8 f_d' \cdot w^{0,54} \text{ кал/м}^2 \text{ час } ^\circ\text{Ц},$$

$$\text{где } f_d' = \frac{0,145}{d^{0,44}}.$$

Значения $f = \Phi(p, t)$, где t — температура трубки $\approx t_{\text{средн}}$ и $f_d' = f(d)$ приведены в двух графиках, взятых из курса Т. Боша „Теплопередача“ (фиг. 79 и 80).

Пример. Определить коэффициент теплопередачи от воздуха к стенкам при $d_n = 20 \text{ мм}$ (d_n — наружный диаметр трубки).

Скорости протекания воздуха через холодильник:

$$w = 2 \text{ м/сек};$$

$$T_c = 20^\circ \text{Ц}.$$

Давление воздуха в холодильнике:

$$p_1 = 20 \text{ ат};$$

$$f_d' = 1,03;$$

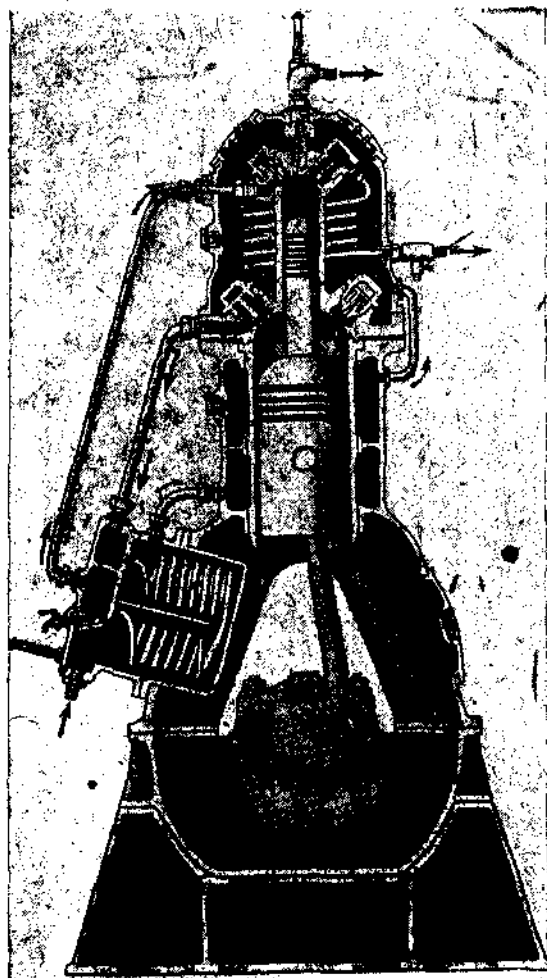
$$f = 5,5;$$

$$w^{0,54} = 1,40.$$

$$\alpha_1 = 23,8 \cdot 1,03 \cdot 5,5 \cdot 1,4 \approx 190 \text{ кал/м}^2 \text{ час } ^\circ\text{Ц}.$$

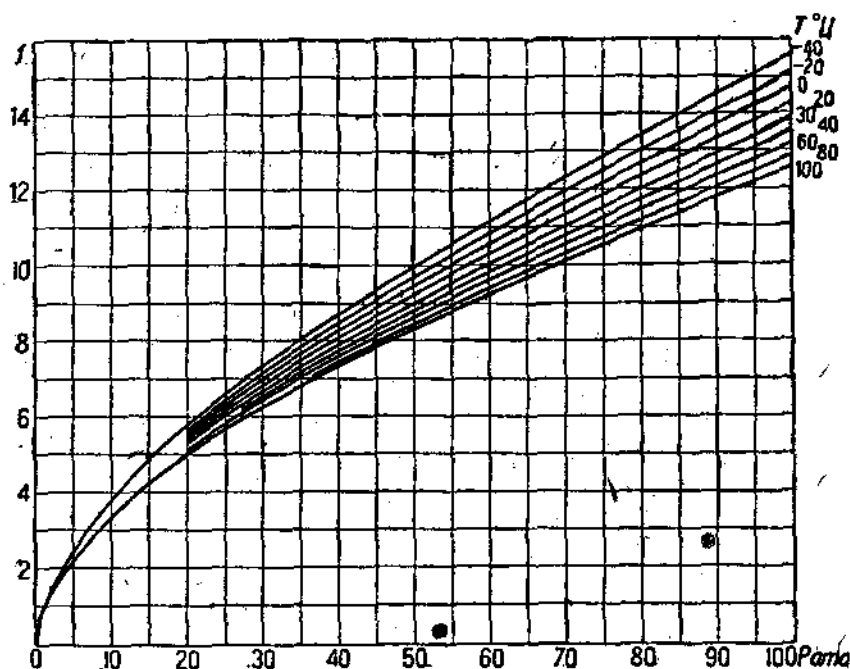
При $p = 4 \text{ ат}$ и $w = 2 \text{ м/сек}$ мы получили бы $f \approx 2$ и $\alpha_1 = 23,8 \cdot 1,03 \cdot 2 \cdot 1,4 = 69 \text{ кал/м}^2 \text{ час } ^\circ\text{Ц}.$

¹ Т. Бош, Цит. из стр. 230 и далее.



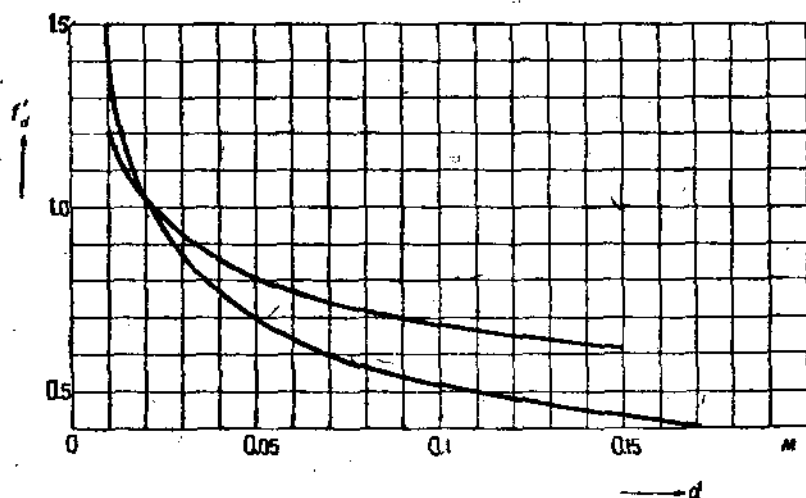
Фиг. 78. Компрессор с двумя холодильниками (промежуточным и последующим), в которых воздух протекает по трубам змеевиков, омываемым водой снаружи.

Как явствует из основной формулы, скорость протекания воздуха через холодильник не должна быть слишком малой. С другой стороны, слишком большие



Фиг. 79. $\alpha_1 = 23,8 f_d' \cdot f \cdot w^{0,54} \text{ кал/м}^2 \text{ час } ^\circ\text{Ц.}$

скорости дают слишком большие гидравлические потери, почему расчет холодильника следует вести, учитывая оба фактора— α и Δp . Обычно при течении воздуха снаружи трубок скорости выбираются сравнительно малыми из чисто конструктивных сооб-



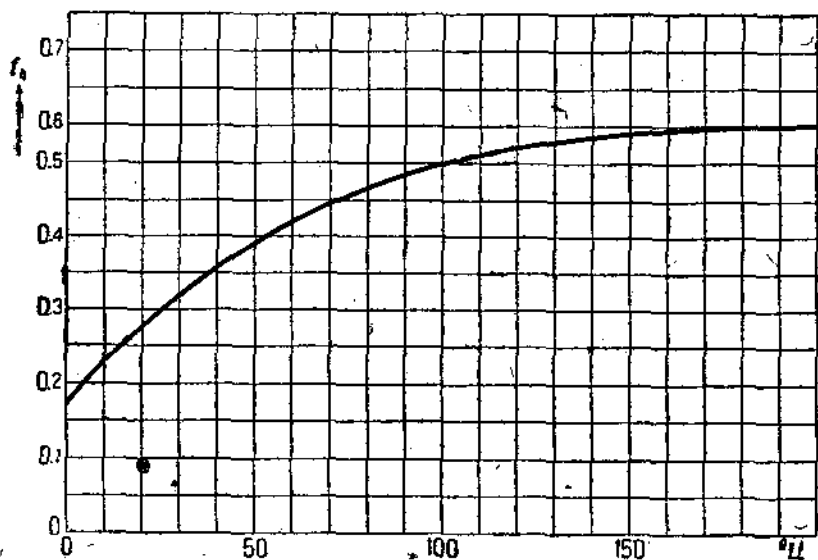
Фиг. 80. $\alpha_1 = 23,8 f_d' \cdot f \cdot w^{0,54} \text{ кал/м}^2 \text{ час } ^\circ\text{Ц.}$

ужений, и поэтому потери напора в этом случае можно не учитывать. При течении воздуха внутри трубок скорости w выбираются в пределах 20—30 и даже до 40 м/сек.

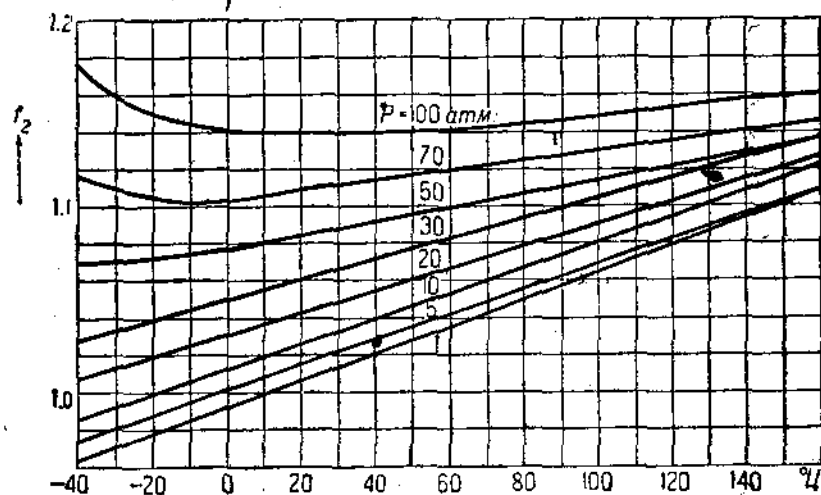
Основное уравнение для определения коэффициента α_2 для воды, текущей по трубам:

$$\alpha_2 = 13\,600 \cdot f_d \cdot f_g \cdot w^{0,75},$$

где значения f_d см. фиг. 81 и значения f_g берутся из графика 80¹.



Фиг. 81. $\alpha_2 = 13\,600 f_d \cdot f_g \cdot w^{0,75}$ кал/м² час °Ц.



Фиг. 82. $\alpha = 3,07 f_1 \cdot f_2 \frac{G^{0,75}}{d^{1,75}}$ кал/м² час °Ц.

Пример. Определить α_2 для предыдущих случаев, считая:

$$d_1 = 17 \text{ мм};$$

$$w = 2 \text{ м/сек (обычно } w = 0,5 \div 2),$$

$$t_{\text{воды}} = 15^\circ \text{ Ц};$$

$$f_d = 1,1; \quad f_g = 0,25; \quad w^{0,75} = 1,65;$$

$$\alpha_2 = 13\,600 \cdot 0,25 \cdot 1,1 \cdot 1,65 \approx 6000 \text{ кал/м}^2 \text{ час } ^\circ \text{Ц}.$$

¹ График f_g построен из предположения, что $t_{\text{стенки}} = t_{\text{воды}}$.

Общий коэффициент теплопередачи в первом случае:

$$k = \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} = \frac{190 \cdot 6000}{6190} = 189 \text{ кал/м}^2\text{час} \cdot ^\circ\text{Ц};$$

во втором случае:

$$k = \frac{69 \cdot 6000}{6070} = 68 \text{ кал м}^2\text{час} \cdot ^\circ\text{Ц}.$$

Из этих равенств видно, что при малых значениях α_1 можно считать $k \approx \alpha_1$, что ясно также и из основного уравнения.

2-й случай. Воздух протекает по трубам, а вода обтекает трубы снаружи:

$$\alpha = 3,07 f_1 \cdot f_2 \cdot \frac{G^{0,75}}{d^{1,75}},$$

где G —расход воздуха через 1 трубку в кг/сек,

f_1 —коэффициент, учитывающий влияние температуры стенки $t \approx t_{\text{воды}}$, определяемый по приведенной таблице;

f_2 —коэффициент, учитывающий влияние температуры и давления воздуха, определяется по фиг. 82.

Таблица значений f_1 .

$t \text{ воды } ^\circ\text{Ц}$	Температура воздуха $^\circ\text{Ц}$			
	0	50	100	150
0	1,11	1,15	1,06	0,95
50	1,06	1,11	1,14	1,14
100	1,00	1,07	1,11	1,13

Пример. Определить значение коэффициента теплопередачи от воздуха к стенкам при давлении $p = 3 \text{ ата}$, подача $= 3\,300 \text{ м}^3/\text{час} = \frac{3\,300 \cdot 1,2}{3\,600} = 1,1 \text{ кг/сек}$.

В холодильнике 100 труб. $D_{\text{от}} = 32 \text{ мм}$;

$$t_{\text{воды}} = 25^\circ \text{Ц}; \quad t_{\text{возд}} = 70^\circ \text{Ц};$$

$$f_1 \approx 1,1; \quad f_2 = 1,045 \text{ и } \frac{G}{100} = 0,011;$$

$$\alpha = 3,07 \cdot 1,1 \cdot 1,045 \cdot 0,011^{0,75} = 0,032^{-1,75} = 45.$$

§ 3. Определение коэффициента теплопередачи для воды.

Для определения коэффициента α_2 для воды, текущей поперек трубчатой решетки, можно пользоваться приближенным опытным уравнением, применяемым при расчете паровых котлов:

$$\alpha_2 \approx 300 + 1\,800 \sqrt{w_2},$$

так как более точные формулы можно считать недостаточно подтвержденными опытными данными.

Если в выше рассмотренном случае $w_2 = 0,75 \text{ м/сек}$, то

$$\alpha_2 = 300 + 1\,800 \sqrt{0,75} = 1\,860;$$

$$k = \frac{\alpha \alpha_2}{\alpha + \alpha_2} = \frac{45 \cdot 1\,860}{1\,905} = 44.$$

Это значение вполне соответствует получаемым опытным путем.

§ 4. Расчет холодильника.

Обычно в холодильниках направления движения охлаждаемого воздуха и нагреваемой воды взаимно противоположны (так называемый противоток)¹. Это позволяет нагревать воду до температуры выше температуры выходящего из холодильника воздуха, что невозможно при прямотоке и, следовательно, повышает использование воды.

При переменной температуре жидкостей с обеих сторон стенки средняя разность температур вычисляется по формуле:

$$\tau_{cp} = \frac{\tau_a - \tau_e}{\ln \frac{\tau_a}{\tau_e}},$$

где $\tau = t_{возд} - t_{вод}$, индекс a означает „в месте выхода воздуха“, а индекс e означает „в месте входа воздуха“.

Очевидно, что если обозначить начальные температуры индексом I и конечные индексом II, то получим в случае противотока:

$$\tau_a = t_{II\text{ возд}} - t_{I\text{ вод}}; \quad \tau_e = t_{I\text{ возд}} - t_{II\text{ вод}};$$

в случае прямотока:

$$\tau_a = t_{I\text{ возд}} - t_{II\text{ вод}}, \quad \tau_e = t_{I\text{ вод}} - t_{II\text{ возд}}.$$

Выражение для средней разности температур удобно привести к такому виду:

$$\tau_{cp} = \tau_a \frac{1 - \frac{\tau_e}{\tau_a}}{\ln \frac{\tau_a}{\tau_e}} = \tau_a \frac{\frac{\tau_e}{\tau_a} - 1}{\ln \frac{\tau_e}{\tau_a}}.$$

Пример. Определить среднюю разность температур при противотоке

$$t_{I\text{ возд}} = 120^\circ \text{Ц}; \quad t_{II\text{ возд}} = 25^\circ \text{Ц};$$

$$t_{I\text{ вод}} = 12^\circ \text{Ц}; \quad t_{II\text{ вод}} = 30^\circ \text{Ц};$$

$$\tau_a = 25 - 12 = 13^\circ \text{Ц}; \quad \tau_e = 120 - 30 = 90^\circ; \quad \frac{\tau_e}{\tau_a} \approx 7;$$

$$\tau_{cp} = 13 \frac{1 - 7}{2,3 \ln 7} = \frac{13 \cdot 6}{2,3 \cdot 0,845} = 40^\circ \text{Ц}.$$

Эта величина заметно отличается от разности средних температур:

$$\tau' = \frac{120 + 25}{2} - \frac{12 + 30}{2} = 51^\circ \text{Ц},$$

так что пользование этим последним выражением может привести к значительным ошибкам.

Имея величину коэффициента теплопередачи k и величину средней разности температур, мы можем определить поверхности F холодильника по формуле:

$$Q_{\text{вод}} = k \cdot F \cdot \tau,$$

где $Q_{\text{вод}}$ — количество тепла, подлежащее отводу в час,

$$Q_{\text{вод}} \approx G_{\text{вод}} \cdot c_p (t_{I\text{ вод}} - t_{II\text{ вод}}).$$

К этому количеству тепла следует прибавить еще количество тепла Q_1 , выделяемое водой, конденсирующейся из воздуха при его охлаждении. Обычно это обстоя-

¹ Скорее схема работы холодильника соответствует последовательно включенным скрепляющимся токам. При современном состоянии теории передачи тепла точная схема явления может быть введена в расчет с чрезвычайной сложностью, не повышая точности расчета.

тельство учитывается повышением на 10—15% поверхности F , определенной без учета Q_1 . Подсчет количества выделяемой воды:

$$G_{\text{воды}} = G_{\text{возд}} \left(\frac{f_{\text{вз}}}{\gamma_1} - \frac{f_{\text{вык}}}{\gamma_2} \right),$$

(где f — абсолютная влажность = $\psi \gamma_s$ — см. главу „Физические свойства воздуха“; γ — удельный вес воздуха) производится обычно только с целью определения количества воды, подлежащей отводу.

Весьма характерной величиной при расчете холодильника является поверхность холодильника, приходящаяся на 1 м³ всасываемого воздуха в 1 мин.:

$$F' = \frac{F}{V_{\text{мин}}} = \frac{F \gamma_c}{G} = 1,2 \frac{F \text{ м}^2 \cdot \text{мин}}{G \text{ кг}}.$$

По основному уравнению:

$$Q_{\text{кас}} = G_{\text{кас}} c_p (t_I - t_{II}) = kF \cdot \tau,$$

$$F = \frac{G_{\text{кас}} \cdot c_p (t_I - t_{II})}{k \cdot \tau}$$

$$F' = \frac{60 \cdot 1,2 F}{G_{\text{кас}}} = \frac{72 \cdot c_p (t_I - t_{II})}{k \cdot \tau} \approx 17 \frac{t_I - t_{II}}{k \cdot \tau}.$$

Для промежуточных холодильников двухступенчатых компрессоров можно в среднем считать:

$$t_I - t_{II} \approx 80 \div 110^\circ \text{Ц};$$

$$k_{cp} \approx 45 - 60 \text{ кал/м}^2 \text{ час } ^\circ \text{Ц};$$

$$\tau_{cp} \approx 50^\circ \text{Ц};$$

$$F' = 17 \frac{80 \div 110}{2000 \div 3000} = 0,45 \div 1.$$

При больших k или τ величину F' удастся уменьшить против указанного среднего значения на 10—15%. С повышением давления коэффициент k быстро возрастает, тогда как Q меняется незначительно. Поэтому удельная площадь F' для холодильников высокого давления (после II и III ступеней) получается значительно меньшей, чем поверхность холодильника после первой ступени.

В первом приближении можно считать, что площадь холодильника после каждой ступени составляет 35—50% от площади холодильника предыдущей ступени.

Отметим, что площадь холодильника всегда следует считать по тому диаметру, который омывается воздухом, а не водой. При незначительных D трубок разница между обеими поверхностями может дойти до 20%.

Вторая величина, характеризующая холодильник, есть расход воды на 1 м³ всасываемого воздуха. Если иметь в виду, что количество тепла, отдаваемое 1 м³, в одном холодильнике $\approx 30 \text{ кал}$, а повышение температуры воды при протекании через холодильник $\Delta t_{\text{воды}} \approx 5 \div 10$, то получим удельный расход воды: $G_{\text{воды}} = 3 \div 8 \text{ л/м}^3$, в среднем $5 \div 6 \text{ л/м}^3$.

После определения поверхности F холодильника нужно определить его размеры, т. е. диаметр, число и длину трубок, а также и размеры самого барабана холодильника.

Диаметр трубок d обычно лежит в пределах $d_{\text{ен}} = 1/2 \div 1 1/2''$ (12—36 мм) при толщине стенок $\delta = 1 \div 2 \text{ мм}$.

Число трубок z определяется по расходу Q и скорости w воды (или воздуха) протекающей внутри трубок:

$$Q = \frac{\pi d_{\text{ен}}^2}{4} z w.$$

Отсюда:

$$z = \frac{Q}{\frac{\pi \cdot d_{\text{ен}}^2}{4} w}$$

Длина трубок определяется по данному диаметру (со стороны воздуха), по числу трубок и поверхности охлаждения F :

$$F = \pi \cdot d_{\text{нар}} \cdot l \cdot z; \quad l = \frac{F}{\pi dz}$$

Диаметр D барабана определяется, исходя из тех соображений, что шаг l (расстояние между осями трубок) $= 1,5 \cdot 2d$. Нужная скорость движения воздуха достигается при помощи перегородок.

Если воздух течет по трубкам, а вода омывает трубки снаружи (фиг. 78), то размеры холодильника получаются небольшие, значительно меньшие, чем в холодильнике обычного типа.

Такие холодильники имеют, однако, существенный недостаток, заключающийся в малом воздушном объеме холодильника.

Для большей равномерности работы компрессорной установки [желательно, чтобы перед компрессором (при наличии сколько-нибудь длинного всасывающего воздухопровода), между ступенями компрессора и особенно перед выпуском воздуха к потребителю имелся достаточно большой воздушный объем, величину которого можно определять следующей рабочей формулой:

$$V = \frac{kFs}{t}$$

Для промежуточных холодильников величина k лежит обычно в пределах $k = 2 \div 5$.

Для конечного холодильника, если он же служит и ресивером, $k = 20 \div 30$; если это конструктивно неудобно, то устанавливают отдельные ресиверы.

В обычных конструкциях берется при этом отношение длины резервуара (или холодильника) к его диаметру.

$$\frac{L}{D} \approx 1,5 \div 3$$

Расчет холодильника заканчивается определением потерь напора в линии воды и воздуха; последняя потеря напора соответственно отразится в диаграммах $p\alpha$ (на фигуре линии всасывания II ступени пройдут ниже, чем указано на величину потерь).

Пример. Определить поверхность и основные размеры холодильника для двухступенчатого компрессора с разделенными ступенями по следующим данным.

Количество воздуха $V = 20 \text{ м}^3/\text{мин}$, $i = 2$, ход поршня 450 мм, диаметр поршня — 500 мм ($F = 0,2 \text{ м}^2$); температура воздуха, входящего в холодильник:

$$t_E = 125^\circ \text{ Ц};$$

температура воздуха, выходящего из холодильника:

$$t_A = 40^\circ \text{ Ц};$$

температура воды, входящей в холодильник:

$$t_E' = 15^\circ \text{ Ц};$$

температура воды, выходящей из холодильника:

$$t_A' = 20^\circ \text{ Ц};$$

коэффициент теплопередачи:

$$k = 70 \text{ кал/м}^2 \text{ час}^\circ \text{ Ц}.$$

Решение. Количество отводимого тепла:

$$Q_{\text{нао}} = V_{\text{нас}} \cdot \gamma \cdot c_p (t_E - t_A) = 29\,500 \text{ кал/час}.$$

Поверхность холодильника:

$$F = \frac{Q_{\text{нао}}}{k\tau_{\text{ср}}}$$

При заданных перепадах температур и противотоке:

$$\tau_E = 125 - 15 = 110^\circ \text{Ц};$$

$$\tau_A = 40 - 20 = 20^\circ \text{Ц};$$

$$\tau_{cp} = \tau_A \left(\frac{\tau_E}{\tau_A} - 1 \right) : \ln \frac{\tau_E}{\tau_A} = 45^\circ \text{Ц}.$$

Отсюда поверхность холодильника:

$$F = \frac{29500}{70 \cdot 45} = 9 \text{ м}^2.$$

Учитывая конденсацию паров воды, увеличим поверхность на 10%.
Получим:

$$F = 1,1 \cdot 9 \approx 10 \text{ м}^2,$$

что соответствует поверхности, приходящейся на 1 м² минутной подачи

$$F' = \frac{10}{20} = 0,5 \text{ мин/м}^2,$$

каковая величина лежит в нормальных пределах.
Количество протекающей воды:

$$G_{\text{сеп}} = \frac{Q_{\text{час}}}{(t_A' - t_E') \cdot 3600} = 1,86 \text{ л/сек} \approx 100 \text{ л/мин}.$$

Количество воды, приходящейся на 1 м³ воздуха:

$$G' = \frac{100}{20} = 5 \text{ л/м}^3,$$

то можно считать вполне нормальным.

Задаемся следующими величинами:

1. Объем холодильника (исключая трубки) при $k = 3$.

$$V \approx \frac{kFs}{l} = \frac{3}{2} \cdot 2 \cdot 0,2 \cdot 0,45 = 0,27 \text{ м}^3.$$

2. Шаг трубок $t = 2d$, где d — наружный диаметр трубок (фиг. 83).

3. Отношение диаметра холодильника к его длине:

$$D : l = 0,3.$$

Из этих трех условий вытекают следующие самоочевидные равенства:

$$1. \quad \frac{\pi \frac{D^2}{4}}{z \cdot \pi \frac{d^2}{4}} = \frac{t^2}{\pi \frac{d^2}{4}} = \frac{4}{\pi} \left(\frac{t}{d} \right)^2 = 5,1,$$

т. е.

$$D^2 = 5,1 z d^2.$$

2.

$$\pi d l z = F = 10 \text{ м}^2,$$

т. е.

$$d l z = 3,2 \text{ м}^2.$$

3.

$$V = \frac{\pi D^2}{4} l - \frac{z \pi d^2 l}{4} = 0,27 \text{ м}^3,$$

т. е.

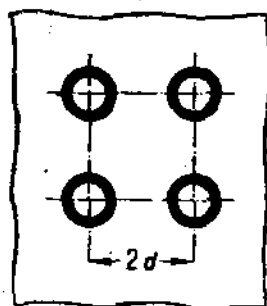
$$(D^2 - z d^2) l = 0,34.$$

4.

$$\frac{D}{l} = 0,3.$$

Решая эту систему из четырех уравнений с четырьмя неизвестными D , l , d и z , получим:

$$D = 0,5 \text{ м}; l = 1,67 \text{ м}; d = 25,5 \text{ мм}; z = 64; t = 2d = 50 \text{ мм}.$$



Фиг. 83.

Остается проверить скорость протекания воды по трубкам, так как слишком большие скорости могут привести к большим потерям и большой затрате мощности насосом.

При толщине стенок трубок $\delta = 1,5$ мм получим площадь поперечного сечения трубок:

$$f = z \frac{\pi (d - 2\delta)^2}{4} = 25 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2.$$

Соответствующую скорость протекания воды

$$w = \frac{1,66 \cdot 10^{-3}}{25 \cdot 10^{-3}} = 0,07 \text{ м/сек}$$

можно считать удовлетворительной.

ЦЕНТРОБЕЖНЫЕ ВЕНТИЛЯТОРЫ.

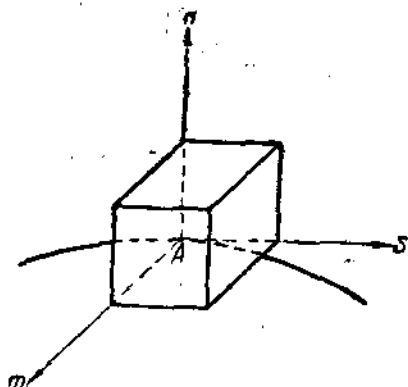
ГЛАВА I.

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ ВЕНТИЛЯТОРОВ.

§ 1. Основные уравнения гидродинамики.

При выводе основных уравнений мы будем считать рассматриваемую жидкость (а) идеальной и несжимаемой. Действительная жидкость обладает вязкостью и переменной плотностью (часть 1); эти свойства мы в дальнейшем учтем поправками и коэффициентами.

Для рассмотрения движения жидкости выберем неподвижную систему координат. Так как выбор начала системы и направления осей вполне произволен, остановимся на так называемой натуральной системе координат¹. Начало координат совместим с положением рассматриваемой точки в данный момент времени. Одну из осей на фиг. 84 (ось As) направим по касательной к траектории точки в направлении скорости; вторую ось — по главной нормали к траектории в рассматриваемой точке (ось Am) и третью ось — в направлении бинормали (ось Am).



Фиг. 84.

Эта система координат имеет то достоинство, что в ней проекция скорости c точки на направление оси $As = c_s = c$. В то же время $c_n = 0$, $c_m = 0$.

Через промежуток времени dt точка пройдет расстояние:

$$ds = c_s dt.$$

При этом у точки могут уже появиться составляющие скорости (первого порядка малости):

$$c_n = \frac{\partial c_n}{\partial t} dt \quad \text{и} \quad c_m = \frac{\partial c_m}{\partial t} dt.$$

По определению бинормаль кривой в данной точке проводится по нормали плоскости, проходящей через три точки, бесконечно близкие к рассматриваемой. Отсюда следует, что, отойдя от точки A на расстояние ds , мы не выйдем из рассматриваемой плоскости, нормальной к оси Am .

Поэтому:

$$c_m = \frac{\partial c_m}{\partial t} dt = 0.$$

И так, мы обозначили:

c — скорость элементарного параллелепипеда $ds \cdot dm \cdot dn$, расположенного в точке A ;

p — сила давления жидкости на стенки параллелепипеда (идеальная жидкость принимает только нормальные к поверхности усилия).

¹ Kucharsky, *Stromungen einer reibungsfreien Flüssigkeit bei Rotation fester Körper*, Leipzig 1918, а также G. Flügel, *Ein neues Verfahren zur graphischen Integration*, Leipzig 1914.

Плотность жидкости

$$\rho = \frac{\gamma}{g} \frac{\text{кг} \cdot \text{сек}^2}{\text{м}^4},$$

где γ — удельный вес жидкости в $\text{кг}/\text{м}^3$;

g — ускорение силы тяжести в $\text{м}/\text{сек}^2$;

Сила, действующая на элементарный параллелепипед в направлении As , есть разность давлений, действующих на две поверхности: $dn \cdot dm$ (силами тяжести пренебрежем).

$$\Delta p = - \left(p + \frac{\partial p}{\partial s} ds \right) dn \cdot dm + p \cdot dn \cdot dm = - \frac{\partial p}{\partial s} ds \cdot dn \cdot dm.$$

Знак для p выбран так, что давление, направленное внутрь частицы, получается положительным.

Масса частицы $\Delta M = \rho \cdot ds \cdot dn \cdot dm$.

Ускорение в направлении оси As :

$$\frac{dc_s}{dt} = \frac{dc}{dt}.$$

Скорость c есть функция времени и координат точки

$$c = f(t, s, n, m).$$

Отсюда следует, что

$$\frac{dc}{dt} = \frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial c}{\partial s} \frac{ds}{dt} + \frac{\partial c}{\partial n} \frac{dn}{dt} + \frac{\partial c}{\partial m} \frac{dm}{dt}.$$

Из рассмотрения выбранной нами системы координат видно, что

$$\frac{ds}{dt} = c, \quad \frac{dn}{dt} = \frac{dm}{dt} = 0,$$

так что

$$\frac{dc}{dt} = \frac{\partial c}{\partial t} + c \frac{\partial c}{\partial s}.$$

Подставив в общее уравнение

$$\Delta p = \frac{dc}{dt} \Delta M,$$

получим:

$$- \frac{\partial p}{\partial s} \cdot ds \cdot dn \cdot dm = \rho \left(\frac{\partial c}{\partial t} + c \frac{\partial c}{\partial s} \right) ds \cdot dn \cdot dm$$

или

$$\frac{\partial c}{\partial t} + c \frac{\partial c}{\partial s} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s}. \quad (1)$$

Прибавим к этому уравнению еще два, выводимые аналогичным путем:

$$\frac{\partial c_n}{\partial t} + c \frac{\partial c_n}{\partial s} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial c_m}{\partial t} + c \frac{\partial c_m}{\partial s} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial m}. \quad (3)$$

Уравнения (1), (2) и (3), дающие скорости, ускорения и давления в рассматриваемой точке как функция от ее координат, называются уравнениями Эйлера (Leonard Euler, 1754).

Основной величиной в теории вентиляторов является „суммарный напор H^* “, равный сумме потенциальной энергии давления жидкости p (или $H_{ст}$) $\frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{м}^3}$ и кинетической энергии $H_{дин} = \rho \frac{c^2}{2} \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{м}^3} \frac{1}{\text{м}^3}$.

¹ В настоящей части курса мы будем считать теплоемкость жидкости бесконечно большой, т. е. $t = \text{const}$. Термодинамическая сторона явления — см. гл. IV и VII.

В настоящей части курса нам удобнее относить полный напор не к единице объема, как это обычно делается, а к единице массы.

Тогда:

$$H = \frac{p}{\rho} + \frac{c^2}{2}.$$

Попытаемся ввести эту величину в наши уравнения (1), (2) и (3)¹. Продифференцируем для этого обе части равенства (4) по s , n и m .

$$\frac{\partial H}{\partial s} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} + c \frac{\partial c}{\partial s}, \quad \frac{\partial p}{\partial s} = \rho \left(\frac{\partial H}{\partial s} - c \frac{\partial c}{\partial s} \right);$$

$$\frac{\partial H}{\partial n} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} + c \frac{\partial c}{\partial n}, \quad \frac{\partial p}{\partial n} = \rho \left(\frac{\partial H}{\partial n} - c \frac{\partial c}{\partial n} \right);$$

$$\frac{\partial H}{\partial m} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial m} + \frac{1}{g} c \frac{\partial c}{\partial m}, \quad \frac{\partial p}{\partial m} = \rho \left(\frac{\partial H}{\partial m} - c \frac{\partial c}{\partial m} \right).$$

Введем эти значения частных производных p по s , m , n в уравнения Эйлера.

Получим:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + c \frac{\partial c}{\partial s} = -\frac{1}{\rho} \rho \frac{\partial H}{\partial s} + c \frac{\partial c}{\partial s}, \quad (4)$$

т. е.

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial H}{\partial s} = 0. \quad (5)$$

Аналогично:

$$\frac{\partial c_n}{\partial t} + \frac{\partial H}{\partial n} - c \left(\frac{\partial c}{\partial n} - \frac{\partial c_n}{\partial s} \right) = 0; \quad (6)$$

$$\frac{\partial c_m}{\partial t} + \frac{\partial H}{\partial m} - c \frac{\partial c}{\partial m} = 0. \quad (7)$$

В дальнейшем мы будем рассматривать исключительно установившееся движение, при котором

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial c_n}{\partial t} = \frac{\partial c_m}{\partial t} = 0.$$

Для такого движения по (5):

$$\frac{\partial H}{\partial s} = 0,$$

т. е. полный напор не изменяется вдоль линии тока при установившемся движении (так называемое уравнение Бернулли).

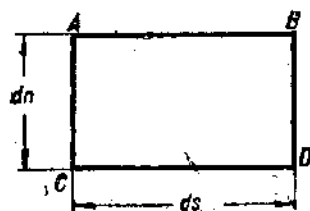
Из уравнений (5) и (6) для установившегося движения следует, что изменение напора H в других направлениях (n и m) возможно только в том случае, когда величины $\left(\frac{\partial c}{\partial n} - \frac{\partial c_n}{\partial s} \right)$ и $\frac{\partial c}{\partial m}$ соответственно не равны нулю².

Основной задачей всякого вентилятора является как раз изменение полного напора подаваемого газа, поэтому эти величины

$$\left(\frac{\partial c}{\partial n} - \frac{\partial c_n}{\partial s} \right) \text{ и } \frac{\partial c}{\partial m}$$

приобретают для нас основное значение. Рассмотрим их несколько подробнее.

Для этого нам придется выяснить, как деформируется прямоугольник $ABCD$ фиг. 85.



Фиг. 85.

¹ Mises, Theorie der Wasserräder.

² Мы рассматриваем жидкость движущуюся, а не неподвижную, так что скорость $c \neq 0$.

Во время движения проекция скорости точки C на направление оси AS будет очевидно:

$$c + \frac{\partial c}{\partial n} dn;$$

проекция относительной скорости точки c по отношению к точке A на то же направление будет:

$$c + \frac{\partial c}{\partial n} dn - c = \frac{\partial c}{\partial n} dn.$$

Если рассматривать точку A как мгновенный центр вращения системы, то, очевидно, угловая скорость вращения точки c , лежащей на радиусе $Ac = dn$, будет равна:

$$\omega_c = \frac{\partial c}{\partial n}.$$

Аналогичным путем получим угловую скорость вращения точки B , лежащей на радиусе $AB = ds$. Угловая скорость точки B вокруг той же оси Am будет равна:

$$\omega_B = - \frac{\partial c_n}{\partial s}.$$

Знак—взят потому, что при положительном приращении скорости

$$\Delta c_n = \frac{\partial c_n}{\partial s} ds$$

вращение будет направлено по часовой стрелке, т. е. в отрицательном направлении.

Среднее арифметическое из полученных угловых скоростей обозначим ¹ через:

$$\lambda_m = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial c}{\partial n} - \frac{\partial c_n}{\partial s} \right).$$

Индекс m обозначает, что вращение рассматривается относительно оси m .

Величина λ_m характеризует деформацию и вращение элемента $dsdn$ относительно оси m .

При

$$\frac{\partial c}{\partial n} = - \frac{\partial c_n}{\partial s}$$

частица вращается вокруг оси m как твердое тело; при $ds = dn$ легко показать что λ_m есть угловая скорость вращения диагонали квадрата $dn \cdot ds^2$.

Во всех остальных случаях величину λ_m следует рассматривать как некую инвариантную (независящую от выбора осей координат) величину, характеризующую вращение и деформацию частицы, не придавая величине λ_m никакого геометрического толкования.

Величину λ называют „вихрь“; „интенсивностью вихря“ λ_m в данной точке, называют произведение величины λ_m на площадь $ds \cdot dn^3$.

Аналогично

$$\lambda_m = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial c}{\partial n} - \frac{\partial c_n}{\partial s} \right),$$

можем найти вихрь с осью, параллельной оси n :

$$\lambda_n = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial c}{\partial m} - \frac{\partial c_m}{\partial s} \right) = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial c}{\partial m}.$$

Для более легкого запоминания отметим, что вихрь λ получается как соответствующий определитель матрицы ⁴.

$$\frac{1}{2} \begin{vmatrix} \frac{\partial c}{\partial s} & \frac{\partial c_n}{\partial n} & \frac{\partial c_m}{\partial m} \\ 1 & 1 & 1 \\ \frac{\partial s}{\partial s} & \frac{\partial n}{\partial n} & \frac{\partial m}{\partial m} \end{vmatrix}$$

¹ По Гельмгольцу.

² Lamb, Hydrodynamiks.

³ В векторном изложении „вихрь“ равен $\text{curl} =$ вектору.

⁴ В. Ф. Каган, „Теория детерминант“.

Теперь мы можем переписать уравнения (5) и (7) для установившегося движения в таком виде (по Helmholtz'у):

$$\frac{\partial H}{\partial s} = 0; \quad (8)$$

$$\frac{\partial H}{\partial n} - 2c\lambda_m = 0; \quad (9)$$

$$\frac{\partial H}{\partial D} - 2c\lambda_n = 0. \quad (10)$$

Из этих уравнений следует:

1. Вдоль линии тока полный напор H не меняется.
2. При переходе с одной линии тока на другую полный напор H меняется в зависимости от завихренности поля.
3. Если все поле сплошь незавихренно ($\lambda_m = \lambda_n = 0$ во всех точках), то и полный напор H есть величина постоянная во всех точках поля:

$$H = \frac{p}{\rho} + \frac{c^2}{2} = \text{const.} \quad (11)$$

Это уравнение есть так называемое обобщенное уравнение Бернулли.

Попробуем теперь на основе выведенных уравнений перейти к рассмотрению физических явлений.

Пусть вентилятор засасывает идеальный газ из неподвижного пространства, где давление p неподвижного газа постоянное, т. е. $H = \text{const.}$ Подходя к вентилятору, газ приобретает скорость c_0 , причем эта скорость может быть создана исключительно за счет давления $H = \frac{p}{\rho}$ среды, так как мы считаем, что идеальный газ (идеальная жидкость) может воспринимать только давление (p положительно) и, следовательно, вентилятор не может "тянуть" газ к себе (хотя и служит основной причиной создания потока воздуха).

При таком преобразовании давления в скорость полный напор H должен остаться постоянным. Но если до вентилятора $H_0 = \text{const.}$, то по (8), (9) и (10) при $c \neq 0$ получим $\lambda_m = \lambda_n = 0$, т. е. поле незавихрено.

К вентилятору всегда подходит незавихренный поток с $H_0 = \text{const.}$

Согласно общему уравнению Бернулли, напор вдоль линии тока остается постоянным. Поэтому напор H для любой точки, прошедшей через вентилятор, останется равным H_0 и так как напор H_0 до вентилятора был одинаков для всех точек, то и после вентилятора полный напор H останется для всего потока постоянным и равным H_0 . При этом, так как $H = H_0 = \text{const.}$ и $c \neq 0$, то величины λ_m и λ_n останутся равными нулю, т. е. поле останется незавихренным.

Основная задача вентилятора, как мы уже говорили, есть повышение полного напора H . Как мы видим, эта задача для идеального газа является невыполнимой. В неподвижном идеальном газе вентилятор не может поднять давления¹.

Отсюда следует, что реальные газы, в которых вентиляторы работают (обычно воздух), обладают какими-то свойствами, дающими возможность повышать напор жидкости. Свойство это — вязкость. Благодаря вязкости на границах твердых тел могут образоваться поверхности разрыва и вихри, которые и дают возможность вентилятору работать; при этом образование поверхностей разрыва и вихрей остается возможным при сколь угодно малой вязкости.

§ 2. Циркуляция.

В главе о работе колеса вентилятора мы рассмотрим вопрос о возникновении вихрей в вязкой среде и о связанном с этим вопросом механизме изменения полного напора жидкости. Пока что попытаемся заменить понятие "вихрь" каким-либо другим, более удобным и наглядным. Действительно, понятие вихря λ обладает физическим значением только в исключительных случаях, как уже указыва-

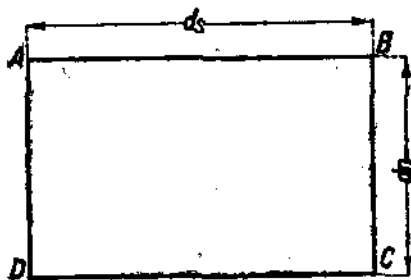
¹ См. цит. работу Кухарского.

лось. С другой стороны, понятие λ — вихрь относится к одной точке пространства, так что, изучая какое-либо поле, мы должны рассматривать все его точки, что весьма затруднительно.

Составим выражение для суммы произведений составляющих скоростей, направленных вдоль сторон прямоугольника $ds \cdot dn$ на длины соответствующих сторон прямоугольника (фиг. 86). Получим сумму (при движении наблюдателя в положительную сторону, т. е. против часовой стрелки):

$$\begin{aligned} c_n dn + \left(c + \frac{\partial c}{\partial n} dn \right) ds - \left(c_n + \frac{\partial c_n}{\partial s} ds \right) dn - c \cdot ds = \\ = \frac{\partial c}{\partial n} dn \cdot ds - \frac{\partial c_n}{\partial s} ds \cdot dn = 2\lambda_n \cdot ds \cdot dn. \end{aligned}$$

Это выражение называется „циркуляцией по бесконечно-малому замкнутому контуру ABCD“. Как мы видим, величина циркуляции Γ по бесконечно-малому замкнутому контуру равняется удвоенной интенсивности вихря в данной точке x площади бесконечно-малого контура.



Фиг. 86.



Фиг. 87.

Выражение для циркуляции по любому конечному контуру определим как $\int c_s ds$, где c_s есть составляющая скорости по направлению касательной к траектории в данной точке. Рассмотренный выше пример циркуляции вокруг бесконечно-малого контура $ds \cdot dn$ есть частный случай этого более общего определения.

Новым понятием „циркуляции по контуру“ гораздо более удобно пользоваться, чем понятием „вихря“. Понятие вихря в данной точке A следует при этом представлять себе как $1/2$ предела отношения циркуляции по контуру, охватывающему точку A , к площади, лежащей внутри контура, при стягивании контура в точку A ¹.

Вновь введенное нами понятие циркуляции по данному замкнутому контуру обладает рядом свойств, подробно излагаемых в основных курсах гидродинамики. Важнейшие из них мы должны рассмотреть.

Если разбить площадь, лежащую внутри данного контура, на несколько частей (конечное или бесконечно-большое), то циркуляция вокруг всего контура будет равна сумме циркуляций вокруг отдельных площадок, лежащих внутри данного контура.

Правильность этой теоремы непосредственно видна из фиг. 87.

При сложении частных циркуляций все произведения составляющих скоростей на участки контуров, лежащих внутри рассматриваемой площади, войдут по два раза с обратными знаками, т. е. взаимно уничтожатся. (Стрелками на фиг. 84 показано направление движения наблюдателя вдоль каждой линии, лежащей внутри контура, по два раза в противоположных направлениях.)

¹ Кроме особо оговоренных случаев мы рассматриваем обычно т. н. односвязное (голомное) пространство, в котором стягивание в точку возможно. Подробнее см. Lamb, Hydrodynamik, а также Саткевич, Аэродинамика.

Это свойство циркуляции весьма важно; оно позволяет судить о завихренности конечных поверхностей без изучения каждой частицы всего поля¹, что зачастую было бы невозможно. С другой стороны, достаточно знать, что внутри данного контура вихри отсутствуют, чтобы утверждать, что циркуляция по наружному контуру равна нулю.

Рассмотрим теперь следующий вопрос: может ли измениться циркуляция по данному контуру при движении его вместе с жидкостью? Иначе говоря, может ли величина циркуляции измениться во времени, если контур все время проходит через одни и те же точки движущегося потока?²

По определению циркуляции

$$\Gamma = \int_A c \cos \alpha dl, \text{ где } \cos \alpha \text{ — угол между } c \text{ и } l.$$

Найдем производную циркуляции Γ по времени:

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \frac{d}{dt} \int_A c \cos \alpha dl = \int_A \frac{dc_i}{dt} dl + c \cdot d \left(\frac{\cos \alpha dl}{dt} \right)$$

По уравнению Эйлера:

$$\frac{dc_i}{dt} dl = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial l} dl.$$

Ватем:

$$c \cdot d \left(\frac{dl \cos \alpha}{dt} \right) = c \cdot dc.$$

Таким образом:

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \int_A - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial l} dl + c \cdot dc = \left| - \frac{p}{\rho} + \frac{c^2}{2} \right|_A = gH.$$

Для идеальной жидкости и при отсутствии особых точек

$$\int_A gH = 0 = \frac{d\Gamma}{dt},$$

т. е. циркуляция по любому замкнутому контуру, движущемуся вместе с жидкостью, остается постоянной.

Эта теорема еще раз подтверждает то обстоятельство, что в среде идеального газа вентилятор работать не может. Действительно, в неподвижном воздухе до вентилятора $\Gamma = 0$ по любому контуру, а следовательно, и при прохождении воздуха через вентилятор и после вентилятора циркуляция по любому наружному замкнутому контуру останется равной нулю, т. е. поток останется незавихренным. Если же $\Gamma = \lambda_m = \lambda_n = 0$ все время, то, как мы уже показали,

$$\frac{\partial H}{\partial s} = \frac{\partial H}{\partial n} = \frac{\partial H}{\partial m} = 0, \text{ т. е. } H = \text{const}$$

и вентилятор создать напора не может.

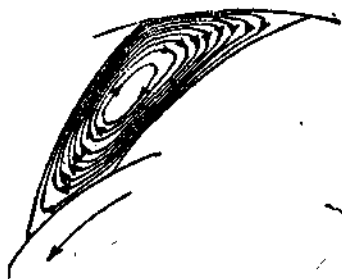
Из этой же теоремы о постоянстве циркуляции следует, что в идеальной жидкости невозможно ни создание, ни уничтожение вихря. Всякое вихреобразование и всякое затухание вихрей, наблюдаемые в действительности, связаны с вязкостью жидкости. Идеальная жидкость одинаково плавно будет течь и в закругленных и в ломаных каналах.

Остановимся несколько подробнее на физическом смысле невозможности возникновения циркуляции, так как это обстоятельство обычно недостаточно ясно усваивается в смысле создания правильных представлений.

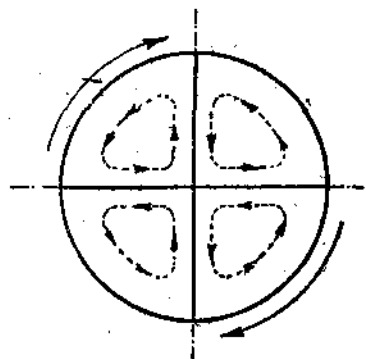
¹ Повторим, что вихрь есть отношение циркуляции по бесконечно-малому контуру к площади, лежащей внутри его; это равенство и связывает оба понятия.

² Вывод приведен по Глауэрту — см. „Основы теории крыльев и винта“ стр. 34—35.

Возьмем сосуд произвольной формы (фиг. 88), наполненный идеальной неподвижной жидкостью, или вставим в круглый сосуд с неподвижной идеальной жидкостью мешалку и завертим ее относительно оси сосуда (фиг. 89). Немедленно внутри сосудов начнется относительное вращение жидкости по направлениям, указанным стрелками. При этом каждая элементарная частица будет иметь среднюю относительную (по отношению к сосуду) угловую скорость, равную угловой скорости вращения сосуда и направленную в обратную сторону.



Фиг. 88. Относительное движение жидкости во вращающемся сосуде ψ_1 .



Фиг. 89. Относительное движение жидкости во вращающемся сосуде.

Если же в сосуд налить вязкую жидкость, то она только в первый момент будет иметь относительно сосуда обратную угловую скорость; через некоторое же время вязкая жидкость завертится вместе с сосудом¹. В этом-то и все дело. Вязкую жидкость можно завертеть при помощи вентилятора, ей можно сообщить циркуляцию. Ниже мы покажем, что сообщить циркуляцию—значит изменить полный напор. Идеальную же жидкость, не вращающуюся от начала, от возникновения, ничем невозможно привести во вращательное движение: другими словами, в ней нельзя ни изменить циркуляцию ни изменить полный напор (см. примечание к стр. 114).

ГЛАВА II. РАБОТА ЦЕНТРОБЕЖНОГО ВЕНТИЛЯТОРА.

§ 1. Вывод основного уравнения.

Вентилятор—прибор, посредством которого механическая работа сообщается воздуху. Если обозначить через n число оборотов вентилятора в минуту, через N —мощность, расходуемую на работу идеального вентилятора (без потерь) в килограммметрах и через M —момент на валу, то, как известно:

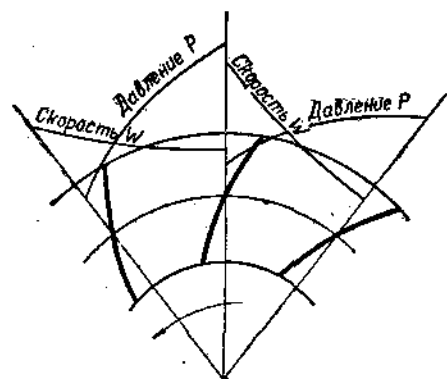
$$M = \frac{N60}{2\pi n} = \frac{N}{\omega}.$$

Если количество лопаток равно z , то момент, действующий на одну лопатку

$$M_s = \frac{M}{z}.$$

Этот момент создается в основном за счет разности статических давлений воздуха с двух сторон лопатки². Из этого следует, что среднее давление с передней (лобовой) стороны лопатки должно быть выше среднего давления с задней стороны. Поперек канала между лопатками должно происходить постепенное падение давления по направлению вращения колеса. Круговая диаграмма для какого-нибудь радиуса r ($H_{ст}$ отложено по радиусу) имеет вид, изображенный на фиг. 90.

Фиг. 90. Распределение относительных скоростей и давлений между лопатками.



В. И. Поликовский, «Возникновение вращения вязкой жидкости в цилиндрическом сосуда» (готовится к печати).

² Строго говоря, к моменту нормальных сил, действующих на лопатку, следует добавить еще момент сил трения, составляющий обычно не более 10% величины M_s .

На элементарную площадку ds , вырезанную в лопатке, действует сила, равная произведению из разности давлений ΔH на площадку ds (ширина вентилятора принята равной единице):

$$P = \Delta H \cdot ds.$$

Сила эта действует по нормали к площадке¹; момент этой силы относительно оси вентилятора:

$$dM = (\Delta H ds)_u \cdot r^2,$$

где индекс u обозначает проекцию на направление окружной скорости (нормально к радиусу), а r — радиус-вектор площадки ds . Очевидно, что

$$M = \frac{60N}{2\pi n} = z \int_{r_1}^{r_2} (\Delta H ds)_u \cdot r,$$

где r_1 — внутренний радиус вентилятора;

r_2 — наружный радиус вентилятора.

Через любую точку, находящуюся на радиусе r , — таком, что $r_1 < r < r_2$, в течение секунды пройдет nz лопаток. При прохождении лопатки через точку будет происходить скачкообразное понижение давления. Затем до прохождения следующей лопатки давление будет непрерывно возрастать; при прохождении следующей лопатки давление снова мгновенно упадет и т. д.

Очевидно, что для неподвижного наблюдателя явление будет периодическим во времени, причем ввиду разрыва непрерывности всех функций при прохождении лопатки через взятую точку уравнения этого периодического движения получаются весьма сложными.

Все явление значительно упростится, если количество лопаток z принять бесконечно-большим²: тогда момент можно считать приложенным непосредственно к самой жидкости, причем скорости и давления будут функциями одного только радиуса (при заданной форме лопаток и числа оборотов n); периодичность и разрывность функций исчезнут.

При этом направление движения всех струй можно будет считать совпадающими с профилями лопаток. При конечном же числе лопаток профили их дают только направление движения непосредственно примыкающих к лопаткам частиц.

Это условная схематизация явления, предложенная Цейнером (Zeipner), — рассмотрение бесконечно-большого числа бесконечно-тонких лопаток с бесконечно-малым расстоянием между ними, весьма облегчает составление основных уравнений, давая возможность непосредственного перехода от геометрии лопатки к динамике явления.

В действительности количество лопаток конечно, и траектории струй отличаются от них по форме; однако удобнее ввести впоследствии поправку к полученным основным уравнениям, последовательно усложняя рассуждение, чем с самого начала иметь дело с периодичностью рассматриваемого движения.

Прежде чем перейти к выводу самих уравнений, отметим еще одно обстоятельство. Для неподвижного наблюдателя, как уже говорилось, движение воздуха через вентилятор с конечным числом лопастей есть явление периодическое; для наблюдателя, вращающегося вместе с колесом вентилятора, во времени не происходит никакого изменения аргументов³. Поэтому для такого наблюдателя, прикрепленного к диску, течение воздуха через вентилятор есть явление установившееся. Этим соображением придется воспользоваться в дальнейшем.

¹ Силы вязкости несколько отклоняют направление полного давления P от нормали. См. прим. 2 стр. 90.

² При радиальных лопатках сила, действующая на лопатку, есть сила Кориолиса.

³ Lorentz, Neue Theorie u. Berechnung der Kreiselräder, Oldenburg.

⁴ В действительном вентиляторе распределение давлений по наружному радиусу, а также расход через отдельные участки диска в значительной мере зависят от формы кожуха. Так как давление вдоль кожуха обычно меняется, действительное течение воздуха через вентилятор есть явление периодическое и для абсолютного и для относительного движения. Здесь мы считаем вентиляторный диск работающим в безграничном воздушном пространстве, либо в идеально работающем кожухе.

Введем обозначения: окружная скорость — u ; относительная скорость частицы воздуха относительно колеса — w ; абсолютная скорость — c ; проекцию c на направление u , как и раньше, обозначим c_u ; угол между u и c обозначим через α ; внутренний радиус — R_1 ; все величины на внутреннем радиусе также обозначаются индексом 1, т. е.:

$$c_{1u} = c_1 \cos \alpha_1; \quad u_1 = 2\pi R_1 n \text{ и т. д.}$$

наружный радиус обозначим R_2 и соответственно:

$$c_{2u} = c_2 \cos \alpha_2; \quad u_2 = 2\pi R_2 n \text{ и т. д.}$$

В каждой точке:

$$\vec{c} = \vec{w} + \vec{u},$$

где чертой обозначены вектора скоростей.

Индексом r обозначим составляющие скорости в направлении радиуса.

Очевидно (фиг. 91), что

$$c^2 = c_u^2 + c_r^2,$$

$$c_r = w_r.$$

Составим выражение для момента количества движения секундной массы воздуха $\rho \cdot Q_{сек}^1$ на окружности радиуса R_1 :

$$m_1 = \rho \cdot Q_{c_{1u}} R_1$$

и на окружности радиуса R_2 :

$$m_2 = \rho \cdot Q_{c_{2u}} R_2.$$

По основному уравнению механики для установившегося движения жидкости изменение момента количества

движения секундной массы равно моменту приложенных сил:

$$M = \rho \cdot Q (c_{2u} R_2 - c_{1u} R_1).$$

Переданная мощность:

$$N = M\omega = \rho Q (c_{2u} R_2 \omega - c_{1u} R_1 \omega) = \rho Q (c_{2u} u_2 - c_{1u} u_1).$$

По самому общему уравнению, действительному для любых машин, подающих воздух при $\rho = \text{const}^2$, при H , равном изменению запаса энергии на 1 м^3 :

$$N = Q_{сек} H = \rho Q (c_{2u} u_2 - c_{1u} u_1),$$

откуда приращение запаса энергии, полный напор, сообщаемый воздуху:

$$H' = \rho (c_{2u} u_2 - c_{1u} u_1)$$

или:

$$\frac{gH}{\gamma} = \frac{H}{\rho} = c_{2u} u_2 - c_{1u} u_1.$$

Заметим, что $\frac{H}{\gamma}$ м, есть высота столба жидкости с удельным весом $\gamma \text{ кг/м}^3$ (в частности, воздуха), создающим давление $H \text{ кг/м}^2$ или, иначе, $H \text{ мм вод. ст.}$

¹ Массы, протекающей через вентилятор в 1 сек.

² См. гл. I, ч. 4 — „Компрессоры и воздуходувки“.

(H мм вод. ст.). Поэтому, если обозначить эту высоту $\frac{H}{\gamma} = H'$, то мы приведем наше уравнение к следующему виду:

$$gH' = c_{2u}u_2 - c_{1u}u_1.$$

В таком виде это уравнение было впервые выведено Леонардом Эйлером.

Рассмотрим несколько подробнее это выражение.

$$\frac{H}{\rho} = c_{2u}u_2 - c_{1u}u_1 = \omega (c_{2u}R_2 - c_{1u}R_1) = \frac{\omega}{2\pi} (c_{2u} \cdot 2\pi R_2 - c_{1u}2\pi R_1).$$

По ранее данным определениям величину $c_{2u}2\pi R_2$ можно назвать „циркуляцией по окружности радиуса R_2 “. Обозначим ее через Γ_2 .

Соответственно $c_{1u}2\pi R_1 = \Gamma_1$.

При этих обозначениях получим:

$$\frac{H}{\rho} = \frac{\omega}{2\pi} (\Gamma_2 - \Gamma_1) \quad \text{и} \quad H = \rho \frac{\omega (\Gamma_2 - \Gamma_1)}{2\pi}.$$

Таким образом полный напор, переданный воздуху колесом, пропорционален плотности воздуха, угловой скорости вращения колеса и изменению циркуляции от входа к выходу воздуха из колеса.

Этот вывод находится в полном соответствии с ранее доказанной теоремой о том, что изменение напора возможно только при условии наличия вихрей.

В главе о рабочем колесе мы покажем, что влияние вязкости проявляется на границах твердых тел; при отсутствии твердого тела или в достаточном удалении от него вязкая жидкость ведет себя как идеальная жидкость. Из этого можно сделать следующий вывод: по выходе из рабочего диска вентилятора воздух не встречает более никаких твердых тел до самой стенки спирального кожуха¹. При этом циркуляция по любой окружности радиуса $R > R_2$:

$$\Gamma = 2\pi R c_u = \Gamma_2 \text{ м}^2/\text{сек} = \text{const},$$

т. е.

$$c_u = \frac{\Gamma_2}{2\pi R}.$$

Радиальная скорость воздуха в кожухе по окружности любого радиуса R , очевидно, равна:

$$c_r = \frac{Q}{2\pi R b} \text{ м/сек},$$

где b — ширина вентилятора.

При постоянной ширине вентилятора b :

$$\frac{c_u}{c_r} = \frac{\Gamma_2 2\pi R b}{2\pi R Q} = \text{const (при } R > R_2\text{)}.$$

Обозначим расход, приходящийся на единицу ширины вентилятора, через

$$Q' = \frac{Q}{b} \text{ м}^3/\text{сек}.$$

Тогда

$$\frac{c_u}{c_r} = \frac{\Gamma_2}{Q'}.$$

Заметим, что отношение $\frac{Q'}{\Gamma_2}$ определяет свойства вентилятора. Если $\frac{Q'}{\Gamma_2}$ мало, то вентилятор — высоконапорный, если $\frac{Q'}{\Gamma_2}$ велико, то вентилятор — низконапорный.

¹ Речь идет об одноступенчатых вентиляторах без направляющих аппаратов. Трением о стенки кожуха в настоящем месте курса мы пренебрегаем (см. ниже).

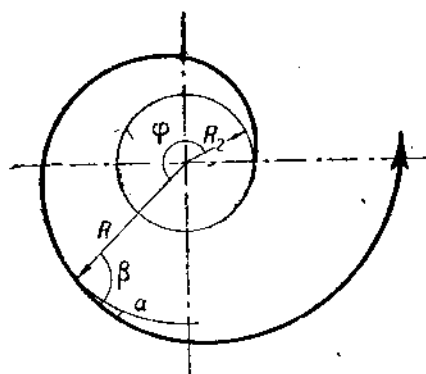
Отношение $\frac{c_u}{c_r}$ равно, очевидно, $\operatorname{ctg} \alpha$, где α — угол наклона траектории к направлению касательной к соответствующей окружности.

При $R > R_2$ получим: $\operatorname{ctg} \alpha = \frac{c_u}{c_r} = \operatorname{const}$, и, следовательно, траектории точек будут логарифмическими спиралями (фиг. 92); уравнение этих спиралей $R = R_0 e^{m \cdot \varphi}$, где $m > 0$ и $R_0 = R_2$ — радиус начальной окружности, так как при $\varphi = 0$:

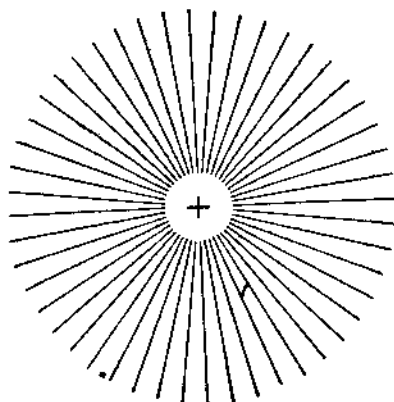
$$R = R_2 = R_0 e^{m \cdot 0} = R_0;$$

$m = \operatorname{ctg} \beta$, где β — угол, образуемый спиралью с радиусом-вектором: $\beta = 90^\circ + \alpha$;

$$|\operatorname{ctg} \beta| = |\operatorname{tg} \alpha| = \frac{c_r}{c_u}.$$



Фиг. 92. Траектория частицы, сбегающей с колеса, в плоско-параллельном потоке.



Фиг. 93. Источник $c_u = 0$; $c_r = \frac{Q'}{2\pi \cdot R}$

Таким образом уравнение движения струй после вентилятора:

$$R = R_2 e^{\frac{c_r}{c_u} \varphi} = R_2 e^{\frac{Q'}{I_1} \varphi}.$$

При $\Gamma_1 = 0$, что обычно имеет место, наше основное уравнение приведет к виду

$$H = \varrho \frac{\omega}{2\pi} \Gamma_2.$$

Отсюда следует, что

$$N = QH = \varrho Q \frac{\omega}{2\pi} \Gamma_2.$$

Полученные уравнения для N и H суть основные уравнения работы вентилятора. При бесконечно-большом количестве лопаток они справедливы для всех струек и всех радиусов; при конечном количестве лопаток они справедливы в общей форме только для всего потока в целом, на некотором расстоянии от колеса, где можно считать поток выравнившимся и все скорости одинаковыми.

Заметим, что если $c_u = 0$, то $c = c_r = \frac{Q}{2\pi R b} = \frac{Q'}{2\pi R}$.

Полученные скорости соответствуют двумерному истечению из источника, находящегося в точке $R = 0$, количества жидкости Q' , причем истечение происходит равномерно во все стороны (фиг. 93). Разлагая в циркуляционном потоке скорость на c_r и c_u , мы как бы делим поток на 2:

1) чисто циркуляционный $c_u \neq 0$, $c_r = 0$ (фиг. 93а).

2) источник $c_u = 0$; $c_r = \frac{Q}{2\pi R}$ (фиг. 93).

¹ См. главу о расчете спирального кожуха.

Сам по себе каждый из этих потоков не потребляет мощности: в первом случае ($c_r = 0$):

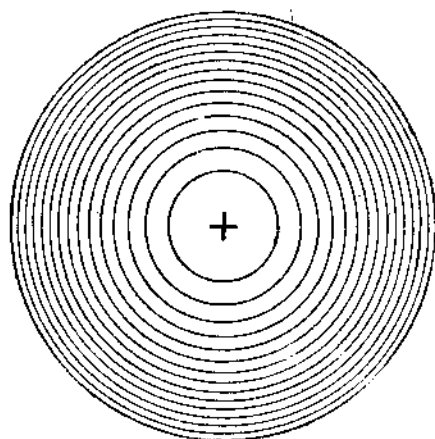
$$N = QH = 0 \cdot H = 0;$$

во втором случае:

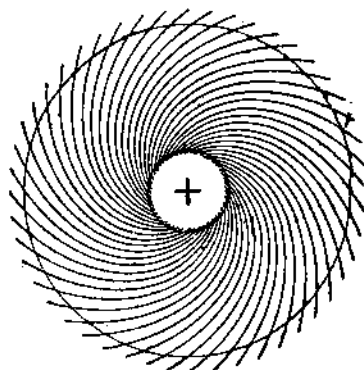
$$N = QH = Q \cdot 0 = 0.$$

И только для суммарного потока, получающегося при векториальном суммировании обоих потоков по всем точкам поля (фиг. 93b):

$$N = QH \neq 0.$$



Фиг. 93а. Чисто циркуляционный поток $c_u \neq 0$; $c_r = 0$.



Фиг. 93b. Суммарный поток фиг. 93 и 93а.

Заметим, что в тех участках поля между радиусами R_x и R_y , где воздух протекает при $\Gamma = \text{const}$, также не потребляется и не отдается воздуху мощность, так как

$$H_{xy} = H_y - H_x = \frac{\omega}{2\pi} e (\Gamma_y - \Gamma_x) = 0,$$

и, следовательно:

$$N_{xy} = Q \cdot 0 = 0.$$

Как уже говорилось, циркуляция притекающего к вентилятору воздуха $\Gamma_0 = 0$; если Γ_2 также равно нулю, то вентилятор не будет потреблять мощности и не будет создавать напора. При этом c_{2u} и скорость c_2 направлены по радиусу.

Теоретически возможен еще такой случай, что $\Gamma_2 < 0$, т. е. c_{2u} направлена в сторону, обратную u_2 . Тогда $H < 0$, т. е. полный напор к центру повышается. При этом и $N = QH < 0$, т. е. прибор будет работать как центробежная турбина, через которую (от R_1 к R_2) происходит истечение сжатого воздуха, сопровождающееся отдачей мощности на вал.

При $Q < 0$, т. е. при стоке, находящемся на оси, и скоростях c_r , направленных к центру, получим при положительном $\Gamma_2 - \Gamma_1$ обычную турбину, дающую:

$$N = -eQ \frac{\omega}{2\pi} (\Gamma_2 - \Gamma_1),$$

причем с увеличением радиуса растет напор H .

Примечание. Возможен еще случай, когда $Q < 0$ и $(\Gamma_2 - \Gamma_1) < 0$, причем $N > 0$, т. е. мы имеем дело с „центростремительным вентилятором“. Напор $H = \frac{\omega}{2\pi} e (\Gamma_2 - \Gamma_1)$; полное давление к центру повышается. К такого рода вентиляторам воздух должен подходить с некоторым начальным давлением и работа их весьма невыгодна, так как повышение напора в них идет на бесполезное увеличение скорости закручивания потока при одновременном падении статического давления. (См. главу о параллельной работе вентиляторов.)

Последний случай (центростремительные вентиляторы) может показаться противоречащим самому принципу работы „центробежного“ вентилятора, который как будто развивает напор за счет центробежной силы вращающегося воздуха. На самом же деле центробежный вентилятор использует центробежную силу на создание только части всего напора. Весь же напор создается, как мы уже показали, за счет изменения всех свойств скоростного поля, определяемых изменением циркуляции.

Для большей ясности выясним, какую часть полного напора мы создаем за счет центробежных сил.

Рассмотрим (фиг. 94) элементарный объем $\frac{2\pi Rb}{z} dR$ между двумя лопатками в колесе, шириной b . Масса его

$$m = \rho \frac{2\pi R}{z} dR \rho.$$

При вращении всего колеса с угловой скоростью ω на этот элемент действует центростремительная сила

$$dP = m\omega^2 R = \rho \frac{2\pi R}{z} dR \omega^2 R.$$

При отсутствии расхода сила dP создается за счет разности давлений dp с двух сторон элемента:

$$dp \left(\frac{2\pi R}{z} \right) = \rho \frac{2\pi R}{z} dR \omega^2 R;$$

$$dp = \rho \omega^2 R dR$$

$$p_2 - p_1 = \rho \int_{R_1}^{R_2} \omega^2 R dR = \rho \omega^2 \frac{R_2^2 - R_1^2}{2} = \rho \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}.$$

Таково будет давление, развиваемое вентилятором за счет центробежных сил. Заметим, что это же выражение мы могли бы получить, и пользуясь общим уравнением Эйлера, считая Q бесконечно-малой величиной.

Действительно:

$$\frac{H}{\rho} = \frac{\omega}{2\pi} (\Gamma_2 - \Gamma_1) = c_{2u} u_2 - c_{1u} u_1.$$

При

$$c_r \approx 0^1, \quad c_u \approx u,$$

т. е.

$$\frac{H}{\rho} = u_2^2 - u_1^2.$$

Это будет приращение полного напора.

Полный напор H равняется сумме статического и динамического:

$$H = H_{ст} + H_{дин},$$

откуда:

$$H_{ст} = H - H_{дин}.$$

Скоростной напор $H_{дин} = \rho \frac{c^2}{2}$, а приращение скоростного напора будет:

$$\rho \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = \rho \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}.$$

¹ Величина c_r может быть бесконечно-малой, но равной нулю c_r не может быть, так как в этом случае $Q = 0$ и уравнения Эйлера неприменимы.

Следовательно получим, что приращение статического напора за счет центробежных сил равно:

$$\left(\frac{H_{ст}}{\rho}\right)_{4,6} = (u_2^2 - u_1^2) - \left(\frac{u_2^2 - u_1^2}{2}\right) = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}$$

$$(H_{ст})_{4,6} = P_2 - P_1 = \rho \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} = \rho \frac{u_1^2}{2} \left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2\right].$$

Полный напор $H = \rho u_2 c_{2u}$. Поэтому напор, развиваемый за счет центробежных сил, составляет только часть полного напора:

$$\frac{H_{ст,6}}{H} = \frac{\rho u_1^2 \left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2\right]}{\rho u_1 c_{2u}} = \frac{u_1}{c_{2u}} \left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2\right].$$

§ 2. Работа вентилятора.

Для отчетливого представления о работе вентилятора и о функциях его в воздухопроводной сети следует отчетливо усвоить себе то положение, что вентилятор совершает механическую работу, подводимую на его вал, и дополнительную энергию, сообщаемую им воздуху, причем это приращение полной энергии воздуха происходит только при протекании воздуха без колеса вентилятора.

Применим это положение к нескольким наиболее типичным примерам.

1. Вентилятор работает без сопротивлений в схеме 1, изображенной на фиг. 95а.

Предположим, что потеря в канале нет и скорости

$$c_1 = c_2 = c_3 = c.$$

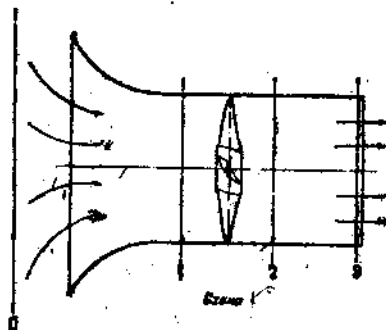
При рассмотрении уравнений Бернулли, написанных и для этого случая и для всех предыдущих, может представиться неясным то, что на линии всасывания уравнения пишутся между сечениями 1 и 0, причем в сечении 0 на достаточном расстоянии от всасывающей

точки воздух неподвижен; в то же время на линии нагнетания уравнение Бернулли пишется между сечениями 2 и 3, а не между сечением 2 и атмосферой, что приводит бы к результатам, в корне отличным от получаемых выше.

Объясняется это тем, что особенно удобно пользоваться уравнением Бернулли между сечениями, между которыми нет гидравлических потерь. Между сечениями 1, где имеет место плавное втекание воздуха в трубу с постепенным сужением сечения, потерями в первом приближении можно пренебречь. Поэтому в этом случае допустимо писать уравнение Бернулли без потерь. То же имеет место между сечениями 2 и 3. После сечения 3 воздух вытекает в неподвижную атмосферу, его скоростной напор теряется на удар по Борда-Карно (Borda-Carnot) о неподвижный воздух. Поэтому, если писать уравнение между сечениями 2 и атмосферой, получится, обозначая потери на удар через $\delta p_{уд}$:

$$p_2 + \rho \frac{c_2^2}{2} = p_a + \delta p_{уд} = p_a + \rho \frac{(c_2 - 0)^2}{2} = p_a + \rho \frac{c_2^2}{2},$$

т. е. мы и приходим к нашей прежней системе уравнений для сечений 2 и 3, причем давление в сечении трубопровода, непосредственно примыкающем к атмосфере, оказывается равным p_a .



Фиг. 95а.

Напишем уравнение Бернулли для сечений:

$$0, \text{ где } c_0 \approx 0 \text{ и } p = p_a, \text{ и } 1;$$

$$p_a = p_1 + \rho \frac{c_1^2}{2};$$

$$p_1 = p_a - \rho \frac{c_1^2}{2}$$

и

$$p_1 - p_a = H_{ст1} = -\rho \frac{c_1^2}{2}.$$

Таким образом перед вентилятором образуется статическое разрежение, равное по величине скоростному напору. Причиной появления этого разрежения является процесс преобразования энергии давления в скоростной напор. В сечении вентилятора давление p_1 повышается до $p_2 = p_a$, а скорость остается та же: $c_2 = c_1 = c$.

Пишем уравнение Бернулли между сечениями 1 и 2:

$$p_1 + \rho \frac{c_1^2}{2} = p_2 + \rho \frac{c_2^2}{2} = p_a + \rho \frac{c^2}{2} - \Delta p,$$

где Δp (или H) — энергия, сообщенная воздуху вентилятором.

Из вышеизложенного следует, что

$$\Delta p = p_a - p_1 = \rho \frac{c^2}{2} = H.$$

Таким образом вентилятор сообщает воздуху дополнительный напор, равный его скоростному напору.¹

При изучении работы вентилятора рассматриваются два к. п. д.

$$\text{Полный к. п. д.: } \eta = \frac{Q_{сек} \cdot H}{75 \cdot N}.$$

$$\text{Статический к. п. д.: } \eta_{ст} = \frac{Q_{сек} \left(H - \rho \frac{c_a^2}{2} \right)}{75 \cdot N},$$

где c_a — скорость выхода воздуха из вентилятора.

Статический к. п. д. вводится в рассмотрение потому, что скоростной напор выходящего из вентилятора воздуха есть та часть полного напора, которая может быть использована для покрытия сопротивлений с весьма большим трудом и обычно с большими потерями. Поэтому в большинстве случаев, когда вентилятор предназначается для покрытия сопротивлений, качество его определяется при помощи:

$$\eta_{ст} = \frac{Q_{сек} H_{ст}}{75 \cdot N} = \frac{Q_{сек} \left(H - \rho \frac{c_a^2}{2} \right)}{75 \cdot N},$$

где $H_{ст} = H - H_{дин}$ выхода.²

В рассмотренном нами случае:

$$\eta = \frac{Q_{сек} H}{75 N} = \frac{Q_{сек}}{75 N} \cdot \rho \frac{c_a^2}{2}$$

и

$$\eta_{ст} = \frac{Q_{сек} H_{ст}}{75 N} = \frac{Q_{сек} \left(H - \rho \frac{c_a^2}{2} \right)}{75 N} = 0.$$

¹ В дальнейшем обозначаем:

p — абс. давление (p_a — атмосферное);

$H_{ст}$ — изб. давление (напор) = $p - p_a$ мм вод. ст.;

H — полный напор = $\left(H_{ст} + \rho \frac{c^2}{2} \right)$ мм вод. ст.

² H и $H_{ст}$ без индексов — полный и статический напор вентилятора:

$$H_{ст} = H - \rho \frac{c_a^2}{2};$$

$$H = \Delta p.$$

Этого и следовало ожидать, так как мощность, очевидно, затрачена только на создание скоростного напора. На преодоление сопротивлений мощности затрачено не было, а следовательно, вентилятор не работал на создание так называемого "полезного статического напора", идущего на покрытие сопротивлений. Отметим еще раз, что, несмотря на это обстоятельство, статическое разрежение до вентилятора имело место (схема I).

2. Вентилятор работает без сопротивлений по схеме II фиг. 95b¹ с диффузором.

Предположим, что потерь в канале нет и что $c_3 \approx 0$, т. е. что сечение 3 весьма велико. Тогда по аналогии с первым случаем:

$$p_1 = p_a - e \frac{c_1^2}{2} \text{ и } H_{cm_1} = -e \frac{c_1^2}{2}.$$

Пишем уравнение Бернулли между сечениями 2 и 3:

$$p_2 + e \frac{c_2^2}{2} = p_3 + e \frac{c_3^2}{2} = p_a$$

и, следовательно:

$$p_2 - p_a = H_{cm_2} = -e \frac{c_2^2}{2} (\leq H_{cm_1}).$$

Для определения напора, создаваемого вентилятором, пишем обобщенное уравнение Бернулли между сечениями 1 и 2:

$$p_1 + e \frac{c_1^2}{2} = p_2 + e \frac{c_2^2}{2} - \Delta p.$$

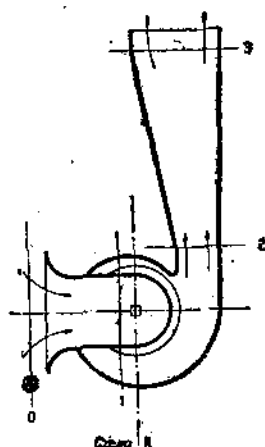
Но

$$p_1 + e \frac{c_1^2}{2} = p_a$$

$$p_2 + e \frac{c_2^2}{2} = p_a,$$

откуда

$$\Delta p = H = 0.$$



Фиг. 95б.

Этого и следовало ожидать, так как при отсутствии потерь полный напор $H_1 = H_2$; таким образом в этом случае вентилятор вообще не повышает напора воздуха, и при отсутствии потерь в самом вентиляторе, на вращение его не придется затрачивать мощности.

И в этом случае статическое разрежение H_{cm_1} перед вентилятором существует, но полезного статического напора вентилятор не развивает.

Для этого случая $\eta = 0$ и η_{cm} вентилятора < 0 (η_{cm} установки, очевидно, равно 0).

3. Вентилятор работает без потерь по схеме III (фиг. 95с).

Единственное предположение в данном случае — это отсутствие потерь. Что же касается сечений, то соотношение сечений 1, 2 и 3 совершенно произвольно.

Для этого случая:

$$p_1 = p_a - e \frac{c_1^2}{2}, \text{ т. е. } H_{cm_1} = -e \frac{c_1^2}{2};$$

$$p_2 + e \frac{c_2^2}{2} = p_3 + e \frac{c_3^2}{2} = p_a + e \frac{c_3^2}{2};$$

$$p_1 + e \frac{c_1^2}{2} = p_2 + e \frac{c_2^2}{2} - \Delta p = p_a + e \frac{c_3^2}{2} - \Delta p;$$

$$\Delta p = e \frac{c_2^2}{2} H.$$

¹ На схемах даны осевые и центробежные вентиляторы; ход рассуждения от применения того или иного типа не зависит.

² Полный напор $H = H_{cm} + p \frac{c^2}{2}$.

Таким образом при отсутствии потерь вентилятор всегда сообщает воздуху напор, равный скоростному напору на выходе из воздухопровода.

Очевидно, что полезный расход мощности

$$N_{\text{полез}} = \frac{QH}{75N}$$

будет тем меньше, чем меньше H , т. е. чем меньше скорости выхода. Поэтому стараются скорости c_3 уменьшить, т. е. увеличить сечение 3. Величина выходного сечения самого вентилятора (при $\eta = \text{const}$) роли не играет.

В случае III:

$$\eta = \frac{QH_{\text{дин}}}{75}; \left| \begin{array}{l} \eta_{\text{ст}} > 0, \text{ если } F_3 < F_2; \\ \eta_{\text{ст}} < 0, \text{ если } F_3 > F_2; \end{array} \right| \eta_{\text{ст}} \text{ установки} = 0.$$

В некоторых случаях (например в аэродинамических трубах) весьма существенно получение больших скоростей в определенной части („рабочей части“) канала. Если бы воздух выбрасывался из трубы со скоростью рабочей части, то пришлось

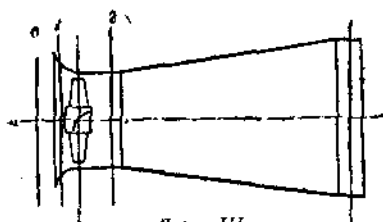


Схема III
Фиг. 95с.

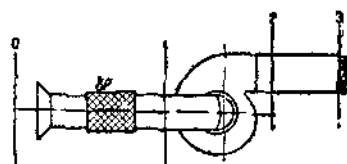


Схема IV
Фиг. 95d.

бы затрачивать огромные мощности на работу трубы. Поэтому рабочую часть помещают в узком сечении канала (сечение 1), а воздух выбрасывают из широкого конического раструба-диффузора. При этом удастся получить выигрыш в расходе энергии в несколько раз (до 13 раз).

В этом случае статическое разрежение перед вентилятором может достигнуть очень больших величин, доходящих на практике до 600 мм вод. ст., и все же полезного статического напора вентилятор воздуху почти не сообщает.

Схема IV, фиг. 95d. Вентилятор работает на всасывание, причем во всасывающей линии имеется сопротивление $\delta H (= \delta p)$. Для этого случая:

$$p_1 + \rho \frac{c_1^2}{2} + \delta p = p_a; \quad H_{\text{ст}_1} = -\rho \frac{c_1^2}{2} - \delta p.$$

Затем:

$$p_2 + \rho \frac{c_2^2}{2} = p_3 + \rho \frac{c_3^2}{2} = p_a + \rho \frac{c_3^2}{2};$$

$$\Delta p = H = p_2 + \rho \frac{c_2^2}{2} - p_1 + \rho \frac{c_1^2}{2} = \rho \frac{c_3^2}{2} + \delta p.$$

В этом случае разрежение $H_{\text{ст}_1} = -\rho \frac{c_1^2}{2} - \delta H$; часть разрежения $\rho \frac{c_1^2}{2}$ получена за счет преобразования части давления p_a в скоростную энергию. Вентилятор в этом случае сообщает воздуху динамический напор, равный:

$$H_{\text{дин}_3} = \rho \frac{c_3^2}{2};$$

и полезный статический напор, идущий на преодоление сопротивлений δH . В этом случае:

$$\eta = \frac{QH}{75N} = \frac{Q(H_{\text{дин}_3} + \delta H)}{75N}$$

и, если $F_3 = F_a$ — сечению выхода вентилятора, то

$$\eta_{cm} = \frac{Q \cdot \delta H}{75N} = \frac{Q \left(H_{cm} - e \frac{c_1^2}{2} \right)}{75N}.$$

На это последнее выражение следует обратить особое внимание, так как из него непосредственно видно, что полезный статический напор в линии всасывания меньше фактического (замеренного) на величину скоростного напора в линии всасывания.

Схема V, фиг. 95е. Вентилятор работает на нагнетание, причем в линии нагнетания имеется сопротивление $\delta p = \delta H$, при этом сечение 3 равно сечению 2.

$$p_1 + e \frac{c_1^2}{2} = p_a; \quad H_{cm} = -e \frac{c_1^2}{2};$$

$$p_2 + e \frac{c_2^2}{2} = p_3 + e \frac{c_3^2}{2} + \Delta p = p_a + \delta p + e \frac{c_3^2}{2}.$$

Отсюда следует, что разность полных напоров до и после вентилятора

$$\Delta p = H = p_2 + e \frac{c_2^2}{2} - \left(p_1 + e \frac{c_1^2}{2} \right) = p_a + \delta p + e \frac{c_3^2}{2} - p_a = \delta p + e \frac{c_3^2}{2}.$$

В этом случае вентилятор сообщает воздуху напор, равный:

1. $H_{дин}$ выхода из сети.

2. Напор δp , идущий на преодоление сопротивлений.

В этом случае:

$$\eta = \frac{QH}{75N} = \frac{Q(H_{дин.а} + \delta H)}{75N}.$$

Если $F_2 = F_3$, то, очевидно, $H_{cm} = p_2 - p_a = \delta p$ и статический напор вентилятора $H_{cm} = H - H_{дин} = \delta H$.

Таким образом:

$$\eta_{cm} = \frac{QH_{cm}}{75 \cdot N} = \frac{Q \cdot \delta H}{75N}.$$

В полезный статический напор H_{cm} входит только давление за вентилятором; разрежение до вентилятора, как и в случае I, II, III, в полезный статический напор не входит.

Схема VI, фиг. 95f. Вентилятор работает на нагнетание, причем в линии нагнетания имеется сопротивление; кроме того, линия нагнетания кончается диффузором.

В этом случае, как и в предыдущем, вентилятор сообщает воздуху напор, равный:

$$H_{дин.а} = e \frac{c_3^2}{2}$$

и полезный статический напор δH , идущий на преодоление сопротивлений. Однако, так как $H_{дин.а}$ в этом случае меньше, чем в случае 5, то при том же H и том же η получится больший полезный статический напор.

Для этого случая:

$$\eta = \frac{QH}{75N} = \frac{QH_{дин.а} + \delta H}{75 \cdot N}.$$

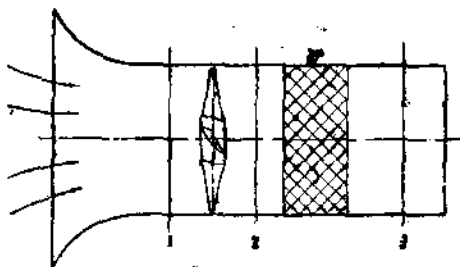


Схема V
Фиг. 95е.

Для всей установки включая диффузор $\eta_{ст} = \frac{Q \cdot \delta H}{75N}$, при этом $\delta H > H_{ст 2} =$
 $= H - e \frac{c_2^2}{2}$.

Отметим, что при малых сопротивлениях δH и больших, хорошо спроектированных диффузорах давление после вентилятора может быть даже отрицательным.

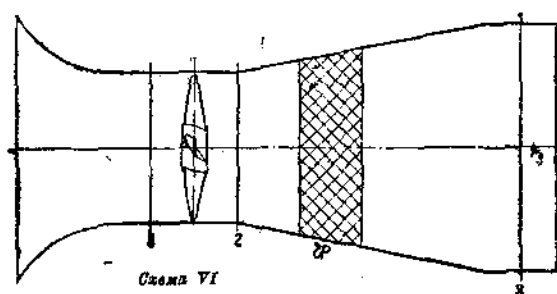
Из сравнения случаев V и VI можно видеть, что в зависимости от наличия диффузора статический к. п. д. одной и той же вентиляторной установки может быть больше либо меньше; если сечение 3 настолько велико, что скоростями c_2 можно пренебречь, то

$$\eta_{ст. уст} = \eta_{полн}.$$

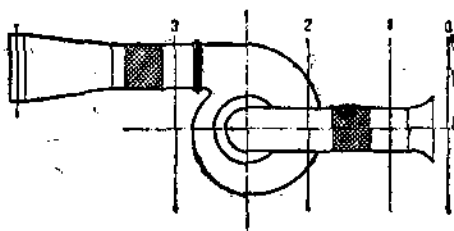
Статический к. п. д. вентилятора в случае V и VI определяется из формулы

$$\eta_{ст} = \frac{Q \left(H - e \frac{c_a^2}{2} \right)}{75N},$$

где c_a — скорость выхода непосредственно из вентилятора.



Фиг. 95f.



Фиг. 95g.

Если диффузор непосредственно прикреплен к вентилятору, то вопрос о том, что считать выходным сечением вентилятора, — вопрос условия, оговариваемого в каждом частном случае.

Схема VII фиг. 95g. Вентилятор работает с сопротивлениями в обеих линиях — нагнетательной и всасывающей.

Все предыдущие случаи являются, вообще говоря, частными случаями данного общего случая, для которого

$$\begin{aligned} p_a &= p_2 + e \frac{c_2^2}{2} + \delta p_{0-2}; \\ p_2 + e \frac{c_2^2}{2} &= p_4 + e \frac{c_4^2}{2} + \delta p_{3-4} = p_a + e \frac{c_4^2}{2} + \delta p_{3-4}; \\ H &= p_3 + e \frac{c_3^2}{2} - \left(p_2 + e \frac{c_2^2}{2} \right) = \\ &= p_a + e \frac{c_2^2}{2} + \delta p_{3-4} - (p_a - \delta p_{0-2}) = e \frac{c_2^2}{2} + \delta p_{1-2} + \delta p_{3-4}. \end{aligned}$$

Полный напор, развиваемый вентилятором, равняется сумме сопротивлений всей сети плюс скоростной напор на выходе из сети.

Если мы хотим этот напор выразить через давления и скорости, замеренные непосредственно до и после вентилятора, то получим:

$$H = H_{ст 2} + e \frac{c_2^2}{2} - \left(H_{ст 1} + e \frac{c_1^2}{2} \right).$$

Выражение, стоящее в скобках, есть, очевидно, не что иное, как полезный статический напор всасывания, равный δH_{0-1} .

Полезный статический напор нагнетания:

$$\delta H_{3-4} = H_{cm3} + \rho \frac{c_3^2}{2} - \rho \frac{c_4^2}{2}.$$

В случае наличия диффузора в конце линии: $\delta H_{3-4} > H_{cm3}$; при наличии сжатия сечения при выходе $\delta H_{3-4} < H_{cm3}$.

Для определения статического к. п. д. вентилятора нужно брать полезный статический напор ($\delta H_{0-2} + \delta H_{3-4}$) для того случая, когда $c_3 = c_4$.

Тогда: имея в виду, что $H_{cm1} < 0$ и, следовательно, $-H_{cm1} > 0$;

$$\eta_{cm} = \frac{Q(\delta H_{0-2} + \delta H_{3-4})}{75N} = \frac{Q(-H_{cm1} - \rho \frac{c_1^2}{2} + H_{cm2})}{75 \cdot N}.$$

При наличии диффузора:

$$\eta_{cm} = \frac{Q \left[(-H_{cm1} - \rho \frac{c_1^2}{2}) + (H_{cm3} + \rho \frac{c_3^2}{2} - \frac{c_4^2}{2}) \right]}{75 \cdot N}.$$

Последнее выражение в скобках соответствует тому положению, что если бы диффузора не было, то выражение во вторых скобках стало бы меньше на величину разности скоростных напоров ($\rho \frac{c_3^2}{2} - \rho \frac{c_4^2}{2}$) и, следовательно, полезный статический напор в линии нагнетания оказался бы меньше на соответствующую величину.

В некоторых случаях, при отсутствии диффузора, полного напора H вентилятора могло бы даже не хватить на создание одного скоростного напора выхода при данном расходе. Это соответствует тому случаю, когда $\eta_{cm} < 1$. При этом при отсутствии диффузора вентилятор вообще не смог бы подать рассматриваемого количества воздуха, даже работая без сопротивлений.

ГЛАВА III.

РАСЧЕТ РАБОЧЕГО КОЛЕСА.

§ 1. Гидродинамическая схема явления.

Основное уравнение для расчета рабочего колеса вентилятора:

$$H_m = \rho u_2 c_{2u} = \frac{\rho \cdot \omega}{2\pi} \Gamma_2 \quad (1)$$

является не чем иным, как одним из основных уравнений механики, уравнением моментов количества движения. Поэтому при переходе к конкретному явлению не следует даже ставить вопроса о правильности применения этого уравнения к реальному явлению; оно безусловно применимо во всех случаях. Вопрос совсем в другом: какова будет та реальная кинематическая картина явления, исходя из которой мы должны определить величину циркуляции $\Gamma_2 = 2\pi R_2 c_{2u}$, пропорциональную изменению момента количества движения (величина ω однозначно определяется заданным числом оборотов).

Вернемся к основной схеме (фиг. 96). Определим величину суммы циркуляций Γ' вокруг отдельных лопаток (теорема Гельмгольца):

$$\sum \Gamma' = \int_{a_1}^{a_2} c_s ds + \int_{a_2}^{a_3} c_s ds + \int_{a_3}^{a_4} c_s ds + \int_{a_4}^{a_5} c_s ds + \dots$$

Очевидно, что все слагаемые интегралы по линиям $0a_1$, $0a_2$ и т. д., проходящие по два раза в противоположных направлениях, сократятся, и останется только

$$\sum_{z=1}^z \Gamma' = \int_{a_1}^{a_2} c_u ds + \int_{a_2}^{a_3} c_u ds + \dots + \int_{a_z}^{a_1} c_u ds;$$

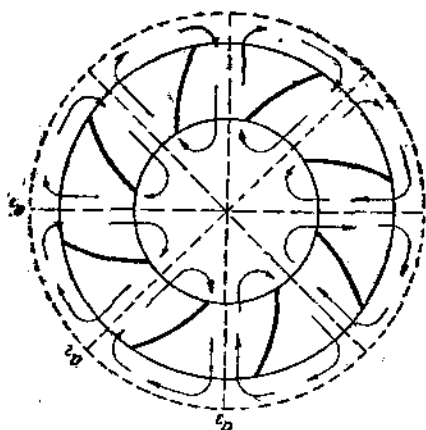
$$\sum \Gamma' = \int_{L=2\pi R_1} c_u ds = \Gamma.$$

Если считать, что колесо работает в симметричных условиях, то циркуляция вокруг каждой лопатки одна и та же.

Таким образом:

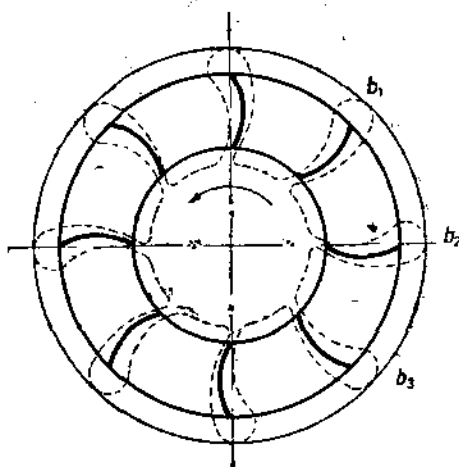
$$\sum \Gamma' = \Gamma = z\Gamma',$$

$$\Gamma' = \frac{\Gamma}{z}.$$



Фиг. 96. Циркуляция по контуру $a_1 a_2 a_3 \dots a_1$ равна сумме циркуляций вокруг отдельных лопаток

$$\Gamma = \sum \Gamma'$$



Фиг. 97.

Это выражение определяет величину циркуляции вокруг каждой лопатки.

В гл. 1 ч. 3, рассматривая течение идеальной жидкости, мы установили, что в ней возникновение циркуляции невозможно. Иначе говоря, если циркуляция по любому контуру до вентилятора была равна нулю, то и по любому контуру после вентилятора циркуляция тоже будет равна нулю. Там же мы выяснили, что повышение полного напора H жидкости в таких условиях невозможно.

Набросаем общую схему явления для идеальной жидкости. При вращении колеса без расхода (т. е. при бесконечно-малом расходе) циркуляция абсолютной скорости, взятая по контуру $a_1 \dots a_n$, должна равняться нулю. Отсюда ясно, что между отдельными лопатками должны образоваться замкнутые токи относительного движения ψ_1 вроде изображенных на фиг. 88.

Дадим расход жидкости через колесо, т. е. наложим на колесо источник. В абсолютном движении он будет незавихренным, т. е. циркуляция скоростей источника, взятая по любому контуру, будет равна нулю. Посмотрим, какова будет циркуляция по любому контуру $b_1 b_2 \dots b_n b_1$ (фиг. 97) в относительном движении.

Для получения скорости относительного движения мы должны из скорости c каждой точки вычесть переносную скорость u . Таким образом, если, например,

циркуляция абсолютной скорости по круговому контуру $b_1 b_2 \dots b_i b_1 = 0$, то циркуляция относительной скорости:

$$\Gamma_{отн} = -2\pi R^2 \omega^1.$$

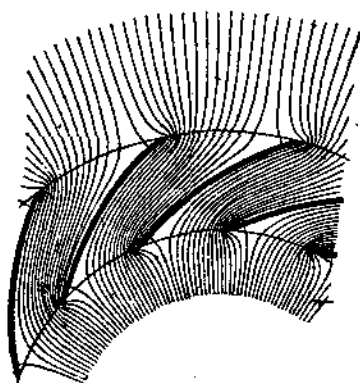
Для любого другого ломаного профиля b' циркуляция также будет существовать, определяясь выражением:

$$\Gamma_{отн} = - \int_{b_1'}^{b_2'} R^2 \omega ds = - \omega \int_{b_1'}^{b_2'} R^2 ds.$$

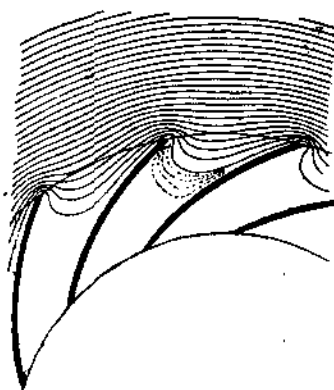
Мы можем источник, обладающий в относительном движении циркуляцией, разбить на два относительных потока ²:

1. Источник—без циркуляции в относительном движении ψ_2 (фиг. 98).
2. Круговой циркуляционный поток ψ_3 (фиг. 99).

Рассмотрим сперва случай рабочего колеса с радиальными лопатками. В этом случае источник протекает вдоль лопатки со скоростями конечными во всех точках.



Фиг. 98. Источник без циркуляции в относительном движении вдоль лопаток ψ_2 .



Фиг. 99. Круговой циркуляционный поток вокруг лопаток ψ_3 .

Что же касается циркуляционного относительного потока, то он при обтекании острой задней кромки лопатки образует зону бесконечно-больших скоростей (фиг. 100).

В действительном течении реальной вязкой жидкости с бесконечно-большим градиентом скоростей возникают в потоке бесконечно-большие силы, деформирующие поток. При этом согласно многократно проверенной гипотезе акад. Чаплыгина поток деформируется так, что исчезают бесконечно-большие скорости у выходной кромки (фиг. 101 и 102). Это соответствует как раз наложению на поток дополнительной циркуляции ψ_4 (фиг. 100), обладающей у задней кромки лопатки бесконечно-большими скоростями, направленными в сторону, обратную бесконечно-большой скорости основного относительного кругового циркуляционного потока ψ_3 (фиг. 100).

При этом благодаря тому, что у задней кромки лопатки потоки скоростей потоков ψ_3 и ψ_4 взаимно уничтожаются, а скорость потока $\psi_1 \approx 0$ ³, получается, что относительная скорость W_2 вполне определяется одним источником ψ_2 , т. е. совпадает по направлению с направлением выходного участка радиальной лопатки.

¹ Это же ясно и из общего уравнения, выведенного выше:

$$\Gamma_2 = -2F\lambda = \pi R^2 - 2\omega = -2\pi R^2 \omega.$$

² Oertli, Untersuchung der Wasserströmung durch ein rotierendes Zellen-Kreiselrad.

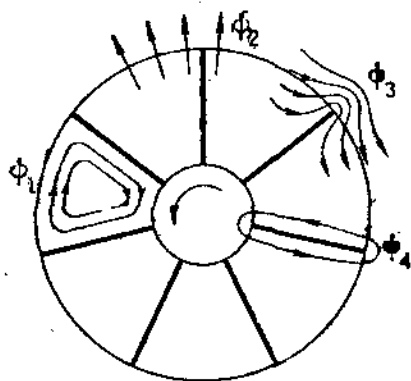
³ То есть угол у выходной кромки лопатки есть для потока застойная область; доказательство этого лежит вне задач курса.

Перед лопаткой (считая по вращению) скорости циркуляционного потока вычитаются из скоростей источника, за лопаткой они складываются. Поэтому скорость перед лопаткой ниже, чем позади лопатки.

Нарастание статического давления внутри вентилятора вдоль относительных линий тока получается за счет центробежных сил и за счет уменьшения относительной скорости (по уравнению Бернулли):

$$\Delta H_{cm} = \rho \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} + \rho \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} \quad 1.$$

На окружности одного и того же радиуса разница давлений (определяемая основным воздействием сил Кориолиса), соотв. передаваемому жидкости моменту, выражается разницей скоростей w , так как w_1 — относительная скорость входа, для всех струек — одинакова. Поэтому с уменьшением скорости связано повышение статического давления, с увеличением скорости — понижение. Благодаря этому с двух



Фиг. 100. Потoki ψ_2 , ψ_3 и ψ_4 для случая чисто радиальных лопаток.



Фиг. 101. Поток с бесконечно-большими скоростями у задней кромки крыла.



Фиг. 102. Бесконечно-большие скорости у задней кромки уничтожены за счет наложения циркуляции.

сторон лопатки получают различные давления, на вращение вентилятора приходится затрачивать мощность, идущую на создание момента количества движения жидкости.

Если бы все струйки имели то же направление вытекания из канала между лопатками, что струйки, непосредственно примыкающие к лопатке, то мы получили бы ту же картину, что и при наличии бесконечно-большого количества лопаток.

Из треугольника скоростей видно, что в этом случае при радиальных лопатках напор равнялся бы (фиг. 103):

$$H = \rho u_2 c_{2u} = \rho u_1^2.$$

В действительности, однако, по мере удаления от лопатки, влияние циркуляционного потока вокруг лопатки ψ_4 (которому соответствует величина циркуляции $\Gamma = \Gamma_2 : 2$) начинает падать, и струйки отклоняются от направления выходной кромки к направлению, соответствующему бесциркуляционному протеканию жидкости через рабочее колесо. Иначе говоря, направление c_2 приближается к радиальному, c_2 отклоняется назад, а c_{2u} уменьшается.

Поэтому:

$$(c_{2u})_{cp} = c_{3u} < c_{2u\infty} \text{ (фиг. 103),}$$

¹ Приращение полного напора

$$H = \Delta H_{cm} + \Delta H_g = \rho \left[\frac{u_2^2 - u_1^2}{2} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} \right] + \rho \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}.$$

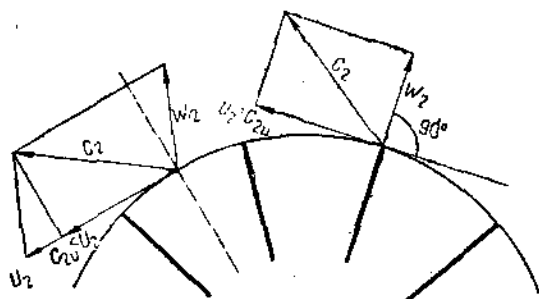
Заменяя в этом равенстве w^2 через $u^2 + c^2 - 2uc_u$, получим выведенное выше уравнение Эйлера.

где c_{3u} — тангенциальная составляющая скорости на некотором (малом) расстоянии за лопаткой, где скорости уже успевают выровняться.

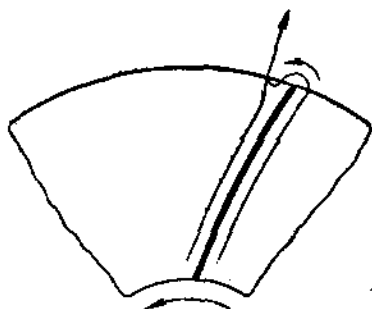
$c_{2u\infty}$ — тангенциальная составляющая скорости за лопаткой при бесконечно-большом количестве лопаток.

Из уравнения (1) следует также, что

$$H_{вф\phi} = \rho u_2 c_{3u} < H_{th\infty}$$



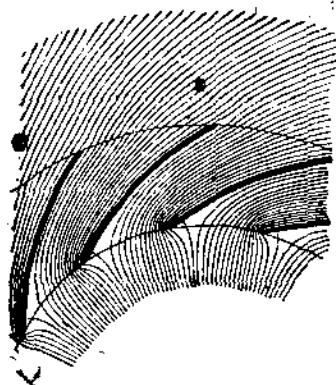
Фиг. 103. Треугольники скоростей выхода для струи, непосредственно примыкающей к лопатке, и для струи, текущей между лопатками.



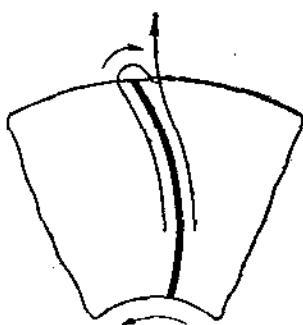
Фиг. 104.

т. е. даже при отсутствии потерь вентилятор не может дать теоретического напора, соответствующего бесконечно-большому числу лопастей.

При лопатках, загнутых назад, источник потенциальный (бесциркуляционный) в относительном движении также создает у выходной кромки лопатки бесконечно-большие скорости, причем, как видно из фиг. 104, эти скорости, пропорциональ-



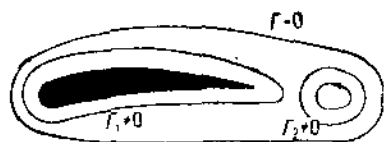
Фиг. 105. Суммарный поток $\psi = \psi_1 + \psi_2 + \psi_3 + \psi_4$ для лопаток, загнутых назад.



Фиг. 106.



Фиг. 107. Пусковой вихрь.



Фиг. 108. Возникновение циркуляции вокруг контура крыла.

ные расходу, направлены в сторону, обратную бесконечно-большим скоростям относительного циркуляционного потока.

Поэтому интенсивность циркуляции, определяемая теми бесконечно-большими скоростями у хвоста лопатки, которые должны быть уничтожены, а следовательно, и напор H падают с увеличением расхода.

На фиг. 105 показан суммарный поток $\psi_1 + \psi_2 + \psi_3 + \psi_4$, в котором бесконечно-большие скорости у выходных кромок уничтожены, и струи, примыкающие к лопатке, имеют на выходе направление выходной кромки лопатки.

При лопатках, загнутых вперед (фиг. 106), бесконечно-большие скорости источника складываются со скоростями циркуляционного потока ψ_3 , и поэтому величина циркуляции $\Gamma' = \frac{\Gamma}{z}$ растет вместе с расходом. Это обстоятельство соответствует тому положению, что при лопатках, загнутых вперед, теоретический пол-

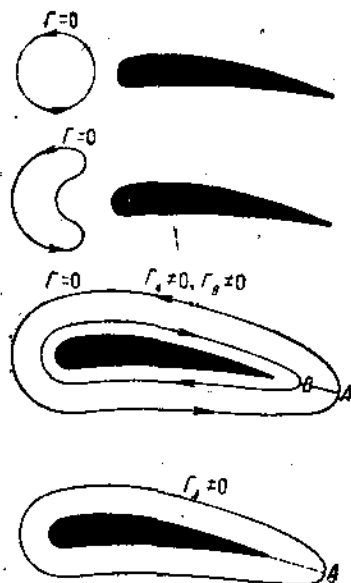
ный напор растет вместе с расходом, а при лопатках, загнутых назад, — падает при увеличении расхода.

Небесполезным будет еще несколько осветить картину возникновения циркуляции вокруг лопатки с точки зрения общих представлений современной гидродинамики. Из гипотезы акад. Чаплыгина вытекает, что циркуляция вокруг твердого контура вообще должна образоваться при определенных условиях. Рассмотрим механизм этого образования циркуляции.

Рассмотрим сперва начальный момент — момент пуска в ход.

Струи, находящиеся под лопаткой, подходя к хвосту, поджимаются (коллектор), а струи, находящиеся над лопаткой, расширяются (диффузор), как показано на фиг. 107. Поэтому у хвоста образуется так называемая поверхность разрыва с различными скоростями по обе стороны. Частицы, находящиеся у этой поверхности, получают вихревое движение, и получившийся так называемый „пусковой вихрь“ — „Anlaufwirbel“ (фиг. 107) уносится потоком. Если взять циркуляцию по контуру, охватывающему сорвавшийся вихрь и самую лопатку, то по этому контуру циркуляция как была, так и осталась равной нулю. Но циркуляция по контуру равняется сумме циркуляций по контурам, лежащим внутри его; поэтому профиль начинает играть роль вихря, вращающегося в сторону, обратную вращению сорвавшегося вихря и служащего источником циркуляции, обратной циркуляции, соответственной сорвавшемуся вихрю (фиг. 108). При этом:

$$\Gamma_{\text{крыла}} + \Gamma_{\text{вихря}} = 0.$$



Фиг. 109. Возникновение циркуляции вокруг контура крыла.

Посмотрим далее, как циркуляция, возникшая вокруг контура, проникает внутрь незавихренного потока. Для этого рассмотрим контур L незавихренного потока, набегающего на крыло. Как видно из фиг. 109, циркуляция по контуру, который не может „пересечь“ крыла, складывается из двух обратных по знаку циркуляций вокруг крыла, которые, по доказанному в первой части, равны друг другу ввиду наличия внутри них только одного и того же вихря — крыла (лопасти). Таким образом (как это было впервые показано проф. Прандтлем, Геттинген), образование циркуляции вокруг твердого тела, имеющего за собой поверхность разрыва, ни в какой мере не противоречит основным уравнениям и общим понятиям гидродинамики.

§ 2. Влияние конечного расстояния между лопатками.

Очевидно, что чем больше расстояние между лопатками, тем меньше отношение $H_{th} : H_{th\infty}$, где H_{th} — теоретический напор, развиваемый вентилятором с числом лопаток z , а $H_{th\infty}$ — теоретический напор вентилятора с бесконечно-большим числом лопаток.

При приближенных подсчетах можно считать, что отношение

$$\mu = \frac{H_{th}}{H_{th\infty}}$$

есть функция от расстояния между лопатками вблизи выходной кромки. Кроме того, из смысла механики подобия, а также из теории размерностей непосредственно следует, что μ есть функция не самого расстояния между выходными кромками $t \sin \beta_2$, а

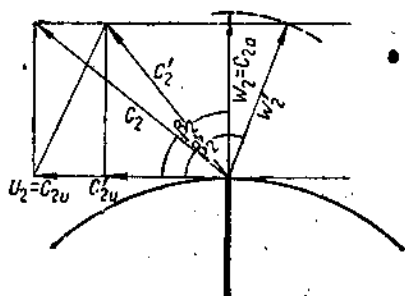
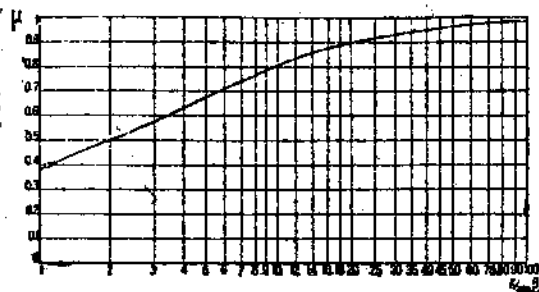
$$\begin{aligned} \mu &= f\left(\frac{t}{R_2} \sin \beta_2\right) = \\ &= f\left(\frac{2\pi R_2}{z R_2} \sin \beta_2\right) = \\ &= f\left(\frac{\sin \beta_2}{z}\right). \end{aligned}$$

В работе Kucharsky „Strömungen einer reibungsfreien Flüssigkeit bei Rotation fester Körper“, Verl. Oldenburg, 1918 разобран вопрос о значениях $\mu = f(z)$ для случая $R_1 = 0$ и $\beta_2 = 90^\circ$, т. е. $\sin \beta_2 = 1$.

Кроме этого анализа имеются еще попытки определить вид этой функции, исходя из ряда допущений.¹ Чрезвычайная приближенность полученных этим путем выражений, а также их непроверенность на практике не позволяют рекомендовать их к пользованию.

Более обосновано пользование кривой, приведенной в цитированной работе Кухарского (фиг. 110), если по оси абсцисс откладывать не z , а $\frac{z}{\sin \beta_2}$.

Подробное исследование влияния формы и количества лопаток центробежных колес, произведенное в Центральном аэрогидродинамическом институте в Москве, показало,² что при точных расчетах влияние количества лопаток следует учитывать, вводя поправку на величину косинуса угла выхода относительного потока воздуха.



Фиг. 110. Влияние конечного количества лопаток (по Кухарскому)

Фиг. 111.

При увеличении нагрузки на лопатку, т. е. при увеличении циркуляции вокруг лопатки:

$$\Gamma_z = \frac{2\pi R_2 c_{zu}}{z},$$

где c_{zu} определяется из треугольника скоростей, струя воздуха все более и более отклоняется от теоретического направления β_2 назад, с чем, очевидно, связывается и уменьшение передаваемого воздуху напора H .

Величина циркуляции прямо пропорциональна скорости закручивания c_{zu} и обратно пропорциональна числу лопаток; кроме того, чем больше окружная скорость u_2 , тем легче, очевидно, создать закручивание струи c_{zu} . Иначе говоря, чем больше величина u_2 , тем меньше отклонение струи от теоретического направления, определяемого углом β_2 . Из этого и вытекает подтвержденное опытом положение, что отклонение струи от направления β_2 определяется формулой вида

$$\Delta \cos \beta_2 = -k \frac{c_{zu}}{zu} = k \frac{2\pi R_2 c_{zu}}{z \cdot 2\pi R_2 u} = k \frac{\Gamma_z}{z 2\pi R_2 u} = k \Gamma_0'.$$

Величина Γ_0' носит название относительной циркуляции.

Обозначая $\frac{c_u}{u}$ через φ , а следовательно, $\frac{c_{zu}}{u_2}$ через φ_2 , получим выражение для определения среднего отклонения струи назад от расчетного направления, определяемого углом выхода лопатки β_2 :

$$\Delta \cos \beta_2 = -k \Gamma_0' = -k \frac{\varphi_2}{z}.$$

¹ Pfeleiderer, Kreiselpumpen, Stodola, Dampfturbinen.

² „Труды ЦАГИ“, вып. „К вопросу о работе центробежного колеса“ — Полниковский.

Как показывает опыт, величина k меняется в пределах

$$k = 2 + 4,$$

причем нижний предел соответствует широким колесам $\left(\frac{b}{D_2} \geq 0,3\right)$ и мало нагруженным лопаткам $\left(\frac{q_2}{z} \leq 0,05\right)$, верхний предел соответствует узким колесам $\left(\frac{b}{D_2} \leq 0,1\right)$ и сильно нагруженным лопаткам $\left(\frac{q_2}{z} \geq 0,1\right)$.

Таким образом, если действительный угол выхода струи обозначить через β_2' , а угол выхода лопатки через β_2 , то

$$\cos \beta_2' = \cos \beta_2 + \Delta \cos \beta_2 = \cos \beta_2 - k \Gamma_0'.$$

Пример (фиг. 111). Вентилятор имеет 12 радиальных лопаток. Задано:

$$w_2 = c_{2r} = 20 \text{ м/сек},$$

$$u_2 = 40 \text{ м/сек}.$$

Определить H_{th} и α_2 , что нужно для построения направляющего аппарата:

$$(c_{2u})_{th \infty} = u_2.$$

По кривой фиг. 110:

$$H_{th} : H_{th \infty} = \frac{c_{2u}}{(c_{2u})_{th \infty}} = 0,825;$$

$$c_{2u} = 0,825 \cdot 40 = 35 \text{ м/сек};$$

$$H_{th} = \rho u_2 c_{2u} \approx \frac{1}{8} \cdot 40 \cdot 35 = 175 \text{ мм вод. ст.};$$

$$\alpha_2 = \arctg \frac{c_{2r}}{c_{2u}} = \arctg \frac{20}{35} \approx 30^\circ.$$

По более точной формуле, считая $k \approx 3$, получим:

$$\cos \beta_2' = \cos \beta_2 - k \frac{c_{2u}}{u_2} = 0 - \frac{3}{12} = -0,25,$$

$$\beta_2 = \arccos \beta_2' - 0,25 = 105^\circ,$$

$$c_{2u} = u_2 + w_2 \cos \beta_2 = 40 - 20 \cdot 0,25 = 35 \text{ м/сек},$$

т. е. ответ совпадает с полученным при пользовании кривой фиг. 110.

Если бы пренебречь влиянием числа лопаток, то получили бы:

$$(\alpha_2)_{z=\infty} = \arctg \frac{20}{40} = 26,5^\circ$$

и

$$(H_{th})_\infty = \rho u_2^2 = 200 \text{ мм вод. ст.}$$

§ 3. Основы расчета.

По классической теории Зеупера расширяющийся канал между лопатками может работать как диффузор. В действительности, однако, как показывает пересчет целого ряда рабочих колес¹, струя воздуха в канале между рабочими лопатками не замедляет своей скорости. Объясняется это тем, что по самой природе явления скорости у передней стенки ниже, чем у задней.

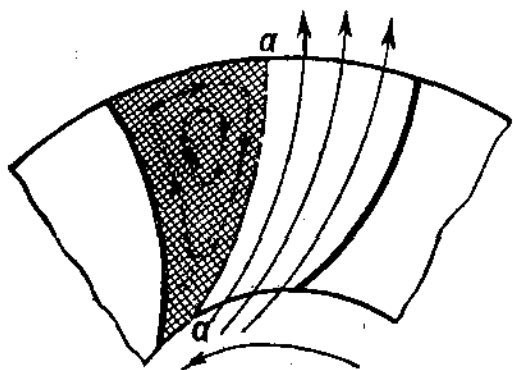
Мы получаем таким образом диффузор с несимметричным потоком; в таких диффузорах даже при самых малых углах раскрытия не удастся добиться уменьшения скорости. При увеличении сечения происходит отрыв струи от стенки, скорость w остается равной w_1 , и в незаполненной активным потоком части канала образуется застойная мертвая зона (фиг. 12). Можно показать, что наличие мертвых зон обуславливает постоянство скоростей w в канале между лопатками². Действительно, пре-

¹ См. цит. работу Каррара.

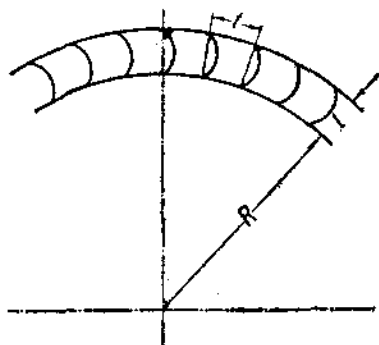
² См. цит. работу „К вопросу о работе центробежного колеса“.

небрегая скоростями внутри мертвой зоны, мы можем считать, что вдоль пограничной поверхности мертвой зоны $a-a$ (фиг. 12) давления нарастают по закону

$$H_x - H_1 = e \frac{w^2}{2} (R_x^2 - R_1^2) \quad (1)$$



Фиг. 112. Действительная картина протекания жидкости в канале между рабочими лопатками.



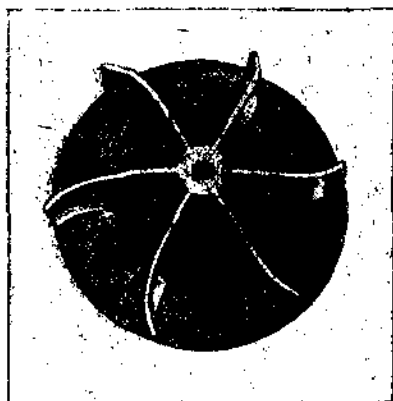
Фиг. 113.

При устойчивом, установившемся процессе закон нарастания давлений со стороны активного потока определяется уравнением

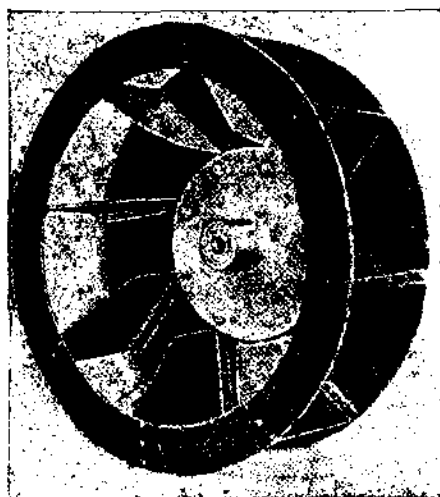
$$H_x - H_1 = e \frac{w^2}{2} (R_x^2 - R_1^2) + e \frac{w_1^2 - w_x^2}{2} - \Delta H_{\text{потерь}} \quad (2)$$

Приравнявая одно другому выражения (1) и (2), получим

$$e \frac{w_1^2 - w_x^2}{2} = \Delta H_{\text{потерь}}$$



Фиг. 114.



Фиг. 115.

Другими словами, изменение относительной скорости w имеет место только при наличии потерь и в такой степени, что соответствующее приращение статического давления целиком расходуется на покрытие потерь внутри колеса.

В некоторых случаях, при неправильной и нерациональной формуле лопаток потери в колесе весьма существенны. При этом диффузорный эффект внутри колеса имеет место, т. е. $w_2 < w_1$, что отразится на величине мощности:

$$N = \rho u_2 (u_2 + w_2 \cos \beta_2).$$

В огромном большинстве случаев, кроме определенно нерациональных машин, величиной потерь внутри колеса можно пренебречь, т. е. (по сравнению с величиной $\rho \frac{w_1^2}{2}$) считать величину $\Delta H_{\text{потерь}} = 0$. При этом $\rho \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} \cong 0$, т. е. $w_2 = \text{const.}$ Скорость вдоль лопатки не меняется.

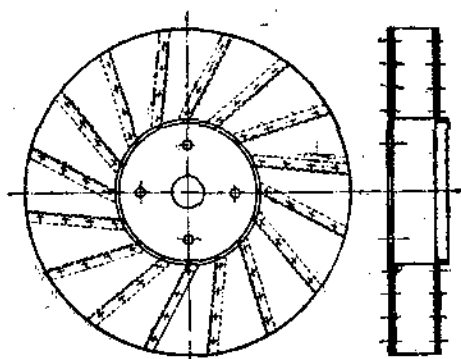
Таким образом скорость выходящей струи правильнее считать: $w_2 = w_1$, а не исходить из сечений входа $F_1 = \pi D_1 b_1 \sin \beta_1$ и сечения выхода $F_2 = \pi D_2 b_2 \sin \beta_2$.

Как мы видели при рассмотрении самого процесса работы лопатки, по мере увеличения расстояния между лопатками средняя выходная скорость c_s все более отклоняется к радиальному направлению; компонента c_{su} , а следовательно, и H падают. Это обстоятельство и является основным при определении количества лопаток.

Для коротких лопаток практика установила соотношение: $l : t \approx 1$ (фиг. 113). При $z = 64$, получаем:

$$t = \frac{\pi D}{64} \quad \text{и} \quad l = \frac{\pi D}{64} = 0,05D.$$

Эти соотношения нормальны, например, для вентиляторов типа „Сирокко“.



Фиг. 116.



Фиг. 117.

Для вентиляторов с длинными лопатками число лопаток выбирается, исходя из учета влияния конечного количества лопаток и из соображений жесткости рабочего колеса (различные колеса показаны на фиг. 114, 115, 116 и 117).

Во всяком случае, должно быть:

$$t_2 = \frac{\pi D}{z} \geq \frac{D_2}{2}, \quad \text{т. е. } z \geq 2\pi \approx 6 \text{ лопаткам.}$$

Хотя в пылевых вентиляторах делается до 5 лопаток, но это уже делается за счет резкого уменьшения создаваемого напора и за счет значительного увеличения толщин боковин колеса и самих лопаток.

Рекомендуется при выборе числа лопаток останавливаться на числах, удобных для разметки $z = 4 : 6 : 8 : 12 : 16 : 24 : 32 : 48 : 64$.

§ 4. Определение наиболее выгодного внутреннего диаметра лопаток D_1 .

Как мы уже говорили, заставить лопатки вентилятора работать диффузором почти невозможно. Даже в тех случаях, когда удастся уменьшить скорость w_2 по сравнению с w_1 , явление сопровождается настолько значительными потерями, что работа вентилятора становится невыгодной (см. В. Поликовского „К вопросу о работе ц. б. вентилятора“). Иначе говоря, имея данную скорость w_1 , трудно ее уменьшить (но легко ускорить). Поэтому желательно иметь скорость w_1 поменьше, так как это повышает возможности маневрировать величиной w_2 .

Еще имеется одно соображение, заставляющее стремиться к понижению относительной скорости входа w_1 . Дело в том, что, как указано подробнее в главе о гидравлических потерях, потеря напора от удара и на трение при набегании струи на

лопатку пропорциональна w_1^2 , поэтому уменьшение этой скорости приводит к уменьшению потерь.

Если исходить из того соображения, что $c_0 = \frac{Q_{сек}}{\pi D_1 \frac{2}{4}} = c_1$, т. е. что, подходя

к лопаткам, струя не замедляет скорости своего притекания c_0 , то величина относительной скорости при отсутствии закручивания струи перед входом на лопатки (т. е. $\varphi_1 = \frac{c_{1a}}{u_1} = 0$) определится из уравнения:

$$w_1^2 = u_1^2 + c_1^2 = \left(\frac{\pi D_1 n}{60} \right)^2 + \left(\frac{Q_{сек}}{\pi D_1 \frac{2}{4}} \right)^2 = 0,00275 D_1^2 n^2 + 1,62 \frac{Q_{сек}^2}{D_1^4}.$$

Дифференцируя правую часть этого уравнения по D_1 и приравнявая производную нулю, получим следующее равенство для определения значения D_1 , соответствующего (w_1)_{мин}

$$D_1 = 3,25 \sqrt[3]{\frac{Q_{сек}}{n}}.$$

Учитывая то обстоятельство, что в действительности величина $\varphi_1 \neq 0$ и может достигать значения $\varphi_1 = 0,3 \div 0,5$, величину D_1 можно увеличивать без ухудшения работы вентилятора до $D_1 \approx 4 \sqrt[3]{\frac{Q_{сек}}{n}}$.

Уменьшение D_1 ниже первого значения и увеличение выше последнего указанного не рекомендуется.

Примеры.

1. Вентилятор кузнечного типа:

$$Q = 900 \text{ м}^3/\text{час} = 0,25 \text{ м}^3/\text{сек}; \quad n = 1500 \text{ об/мин};$$

$$D_1 \approx 3,5 \sqrt[3]{\frac{0,25}{1500}} = 0,18 \text{ м.}$$

2. Вентилятор типа „Сирокко“ № 5:

$$Q = 6900 \text{ м}^3/\text{час} = 1,92 \text{ м}^3/\text{сек}; \quad n = 820 \text{ об/мин};$$

$$D_1 = 3,5 \sqrt[3]{\frac{1,92}{820}} \approx 0,45 \text{ м.}$$

3. Вентилятор шахтного типа:

$$Q = 90 \text{ м}^3/\text{сек}; \quad n = 334 \text{ об/мин};$$

$$D_1 = 3,25 \sqrt[3]{\frac{90}{334}} = 2,15 \text{ м.}$$

§ 5. Определение ширины рабочего колеса и кожуха.

Ширина рабочего колеса должна быть определена, исходя из ширины кожуха, с определения которой мы и начнем.

Сечение выхода кожуха бывает обычно либо весьма близко к квадратному, в случае клепаных и сварных кожухов, либо круглое в случае литых кожухов (фиг. 119, 120, 121). Поэтому для определения размера B_1 и B_2 (фиг. 118) достаточно определить площадь выхода:

$$F_a = B_1 B_2 \approx B^2$$

либо

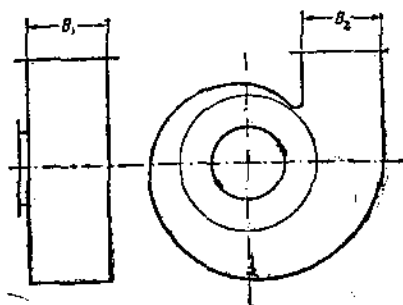
$$F_a = \frac{\pi B^2}{4}.$$

¹ Точная формула для определения D_1 с учетом φ_1 имеет вид $D_1 = 3,25 \sqrt[3]{\frac{Q_{сек}}{n(1-\varphi_1)}}$.

Сечение F_a определяется по заданной скорости выхода.

Примечание. Навыгоднейшая скорость выхода определится следующим приближенным рассуждением.

Кривая статических к. п. д. имеет максимум против $\zeta' \approx \frac{Q_{\max}}{2}$.



Фиг. 118.

Как показывает опыт, значение так называемого „коэффициента подачи“, соответствующее наибольшему статическому к. п. д.:

$$\varphi = \frac{Q}{F_a \cdot u} = 0,35 \div 0,6,$$

где 0,35 имеет место для лопаток, загнутых назад, а 0,6 — для лопаток, загнутых вперед.

С другой стороны величину статического напора, развиваемого вентилятором, на режиме максимального к. п. д. можно приближенно считать:

$$H_{ст} = \mu \rho u^2,$$

где для лопаток, загнутых вперед

$$\mu \approx 1;$$

для лопаток радиальных

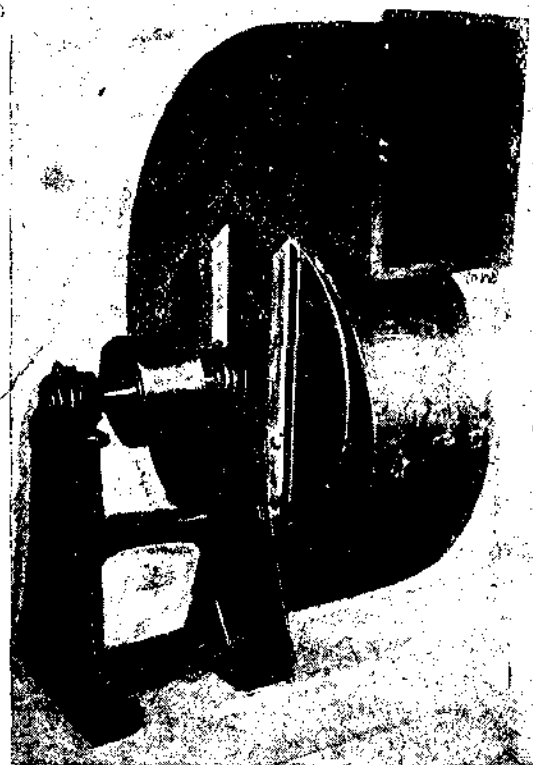
$$\mu = 0,6 \div 0,8;$$

для лопаток, загнутых назад

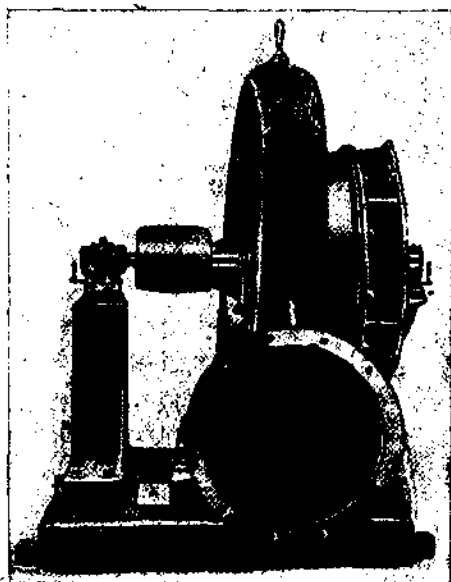
$$\mu' = 0,4 \div 0,5.$$

Таким образом невыгоднейший режим соответствует

$$Q' = (0,35 \div 0,6) u F_a,$$



Фиг. 119.



Фиг. 120.

т. е. скорость выхода $c_a' = 0,35 \div 0,6 u$, и в невыгоднейших условиях:

$$H'_{дин} (= 0,35 \div 0,6)^2 \varrho \frac{u_2^3}{2} = (0,12 \div 0,36) \varrho \frac{u_2^3}{2}.$$

В то же время

$$H_{ст} = 0,8 + 2q \frac{u_2^2}{2}.$$

Отсюда получаем, что невыгоднейшее отношение:

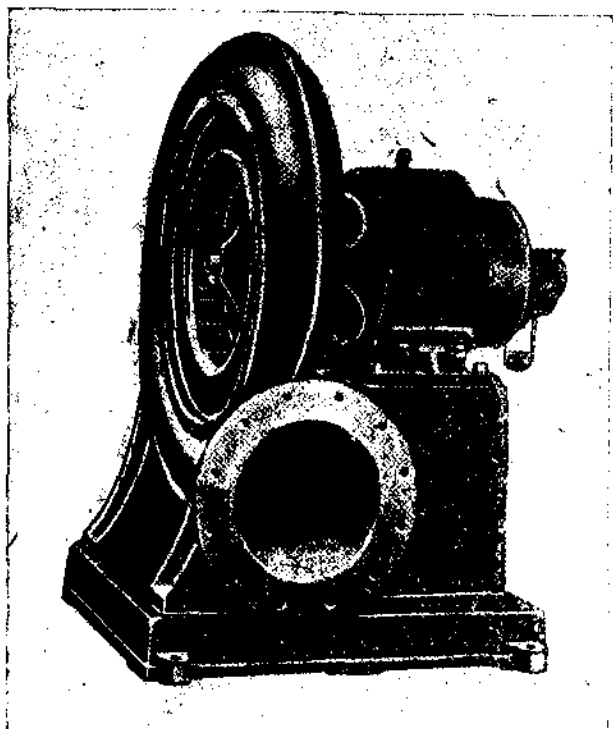
$$\frac{H_{дин}}{H_{ст}} = \frac{0,12}{0,8} \div \frac{0,36}{2} = 15 \div 18\%.$$

Целый ряд опытных данных¹ указывает практически наивыгоднейшее отношение:

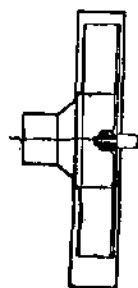
$$\frac{H_{дин}}{H_{ст}} = 16 \div 20\%.$$

Это соображение имеет цену только тогда, когда величиной, определяющей работу вентилятора, можно считать его статический к. п. д.

В ряде случаев статическое противодействие не играет определяющей роли, и в этих случаях скорость выхода определяется из частных соображений.



Фиг. 121.



Фиг. 122. Плоское колесо в плоском кожухе (тип ЦАГИ).

При скоростях выхода из вентилятора выше 15 м/сек (т. е. $h_{дин} \geq 14$ мм вод. ст.) шум выходящей из вентилятора воздушной струи делается заметным. Поэтому, в тех случаях, когда требуется бесшумная работа вентилятора, следует исходить при определении размеров выходного сечения из скорости выхода $c_a \approx 15$ м/сек.

У вентиляторов очень высокого давления, приближающихся к воздушным ($H_{ст} = 600 \div 1000$ мм вод. ст.), скорости выхода из вентилятора зачастую делаются значительно больше вышеуказанных значений. При этом обычно бывает целесообразна установка диффузора, органически связанного с вентилятором.

Имея ширину кожуха b у выхода, мы можем определить ширину колеса, задавшись одним из трех применяемых на практике типов размещения колеса в кожухе:

1. Плоские кожуха и плоские колеса (например тип „Сирокко“, ЭВ-ЦАГИ) (фиг. 122, 123, 124, 125).

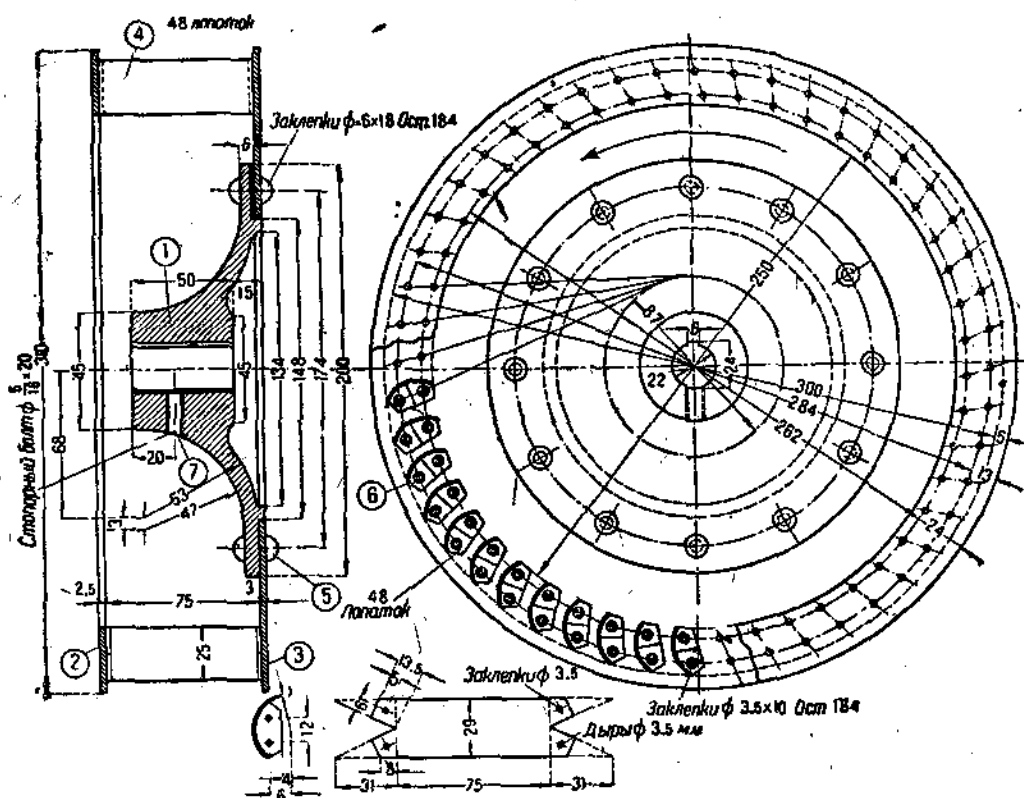
В этом случае ширина колеса

$$B' = B - B_1 - B_2,$$

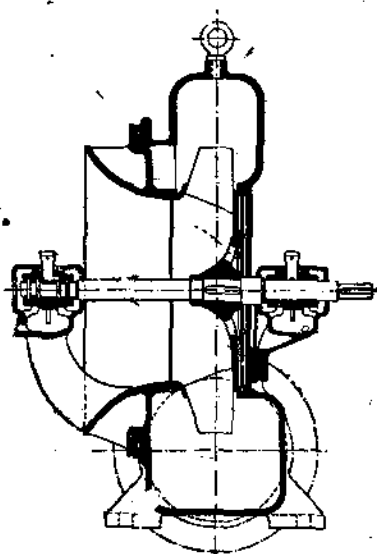
¹ Eng. Guide of Am. Soc. of Heat & Vent., „Eng“. 1929.



Фиг. 124. Плоский кожух вентилятора типа Сирокко высокого давления.



Фиг. 125. Плоское колесо к кожуху Фиг. 123



Фиг. 126. Коническое колесо в плоском кожухе (тип Рато).

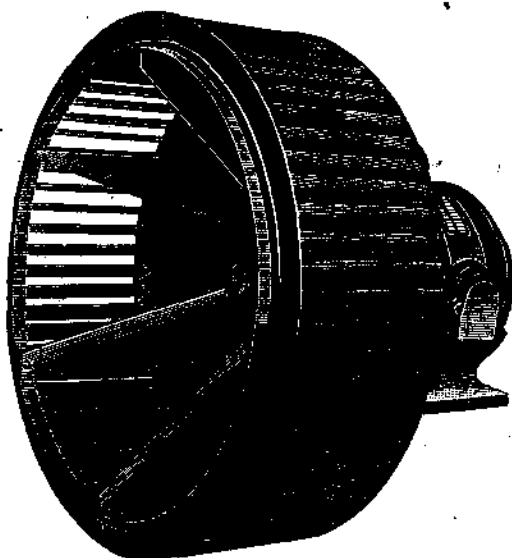


Фиг. 127. Коническое колесо в коническом кожухе (тип Рато).

закручивание не только безвредно, но может даже принести пользу¹. Поэтому ряд фирм устанавливает внутри колеса центробежного вентилятора несколько длинных лопаток, способствующих безударному входу воздуха в рабочее колесо (фиг. 129, 129а, 129б).

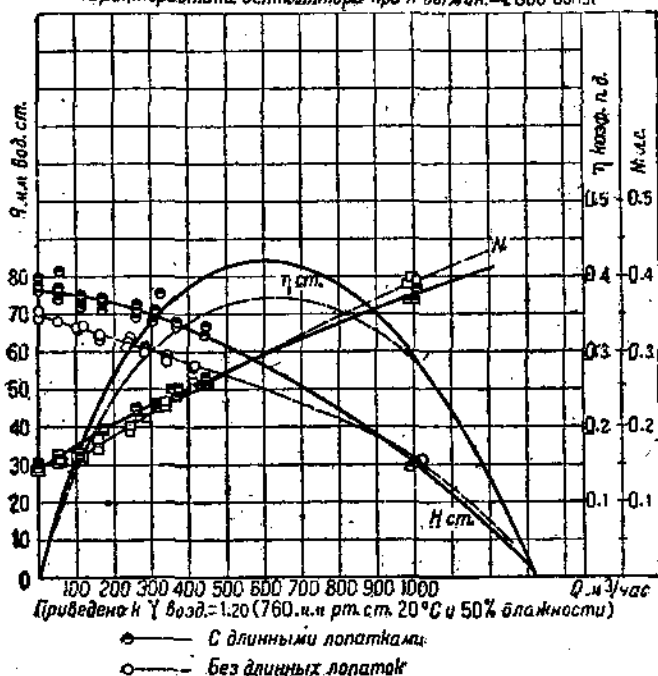
Отметим еще одно обстоятельство, смягчающее опасность удара воздуха при входе в рабочее колесо со слишком большим углом β_1 , (слишком малых углов β_1 на практике не встречается, так как это сопровождается очень значительными потерями). Дело в том (см. главу о гидравлических потерях), что воздух, находящийся в спиральном кожухе под давлением, перетекает через зазоры с наружной стороны рабочего колеса (фиг. 130), имея скорость закручивания $c_{1u} = \frac{\omega}{2} r_{1u}$. Если расход воздуха через зазор $Q_{заз}$, а радиус зазора, как это обычно бывает, равняется r_1 или близок к нему, то к скорости c_{1u} прибавляется еще скорость закручивания, определяемая из равенства

$$Q_{заз} \frac{\omega}{2} r_1 = (Q + Q_{заз}) c'_{1u}.$$



Фиг. 129. Колесо с косыми лопатками (тип Кейсс).

Характеристики вентилятора при $n_{обм.м.} = 2800 \text{ об/мин.}$



Фиг. 129а. Сравнительные характеристики вентилятора при наличии удлиненных лопаток и без них.

и β_2 и заключается весь расчет вентилятора как напоросоздающей машины. Мы рассмотрим вопрос о подборе угла β_2 в следующей главе, трактующей о выборе

Откуда:

$$c'_{1u} = \frac{Q_{заз}}{Q + Q_{заз}} \cdot \frac{\omega}{2} r_1.$$

Как раз в тех случаях, когда опасность удара особенно велика, т. е. когда $H_{ст}$ велико ($\frac{u_1}{c_1}$ велико), величина c'_{1u} оказывается весьма существенной.

Благодаря наличию $c_{1u} = \varphi_1 u_1 + c'_{1u}$ угол β_1 обычно получается не ниже допустимой величины:

$$\beta_{1\min} \approx 20^\circ + 25^\circ.$$

В целом ряде случаев угол β_1 приближается даже к 90° .

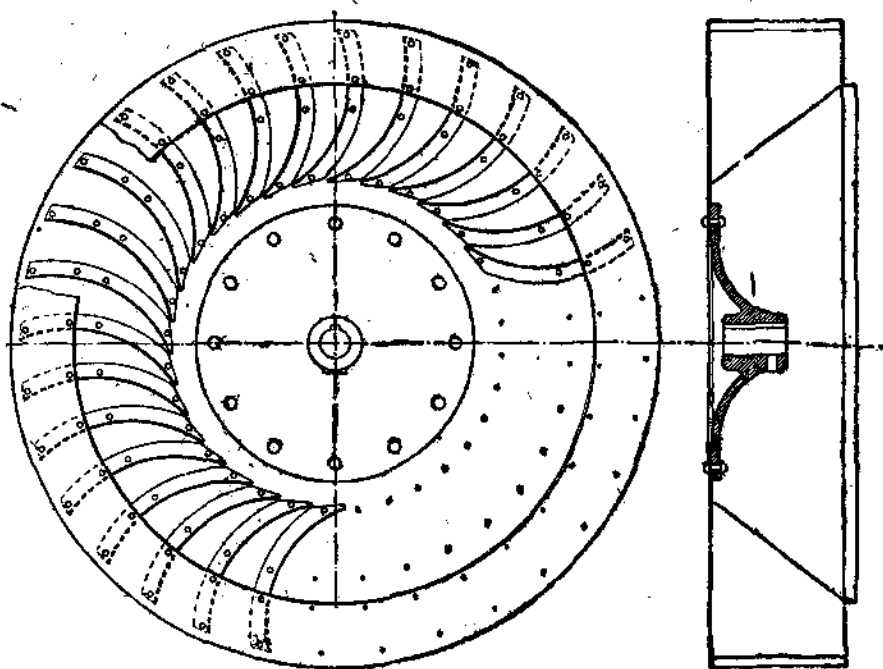
Определение углов выхода. Угол выхода воздуха из вентилятора β_2 подсчитывается совместно с наружным диаметром вентилятора. Собственно говоря, в определении D_2

¹ См. К. В. Чебышева, Влияние удлиненных лопаток на работу вентилятора.

наружного диаметра и числа оборотов. Сейчас мы остановимся только на ряде общих соображений о влиянии этого угла.

I. Угол $\beta_2 > 90^\circ$, лопатки загнуты назад (фиг. 131). При этом:

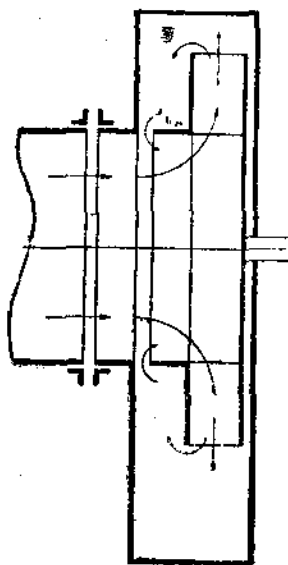
$$H_m = \varrho u_2 c_{2u} = \varrho u_2^2 \left(1 - \frac{w_{2u}}{u_2}\right) < \varrho u_2^2.$$



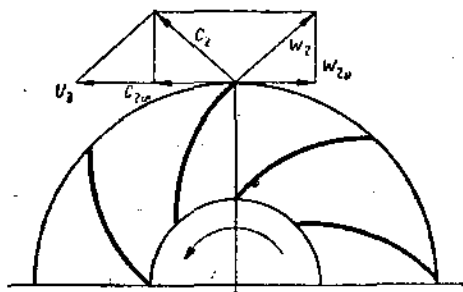
Фиг. 129b. Колесо с добавочными длинными лопатками.

В этом случае теоретический напор падает с увеличением скорости w_2 , т. е. с увеличением расхода. В целом ряде случаев (см. неустойчивый режим работы вентиляторов) это свойство само по себе является положительным. В то же время, однако, для достижения нужного H_m приходится увеличивать окружные скорости, т. е. либо увеличивать наружный диаметр колеса, либо прибавить к высоким числам оборотов, что зачастую оказывается желательным.

И то и другое обстоятельство заставляет утяжелять конструкцию вентилятора по сравнению с аналогичным вентилятором, имеющим лопатки, загнутые вперед.



Фиг. 130. Потери через зазор.



Фиг. 131. Лопатки загнуты назад.

В то же время, однако, загибая лопатки назад, мы получаем возможность создать каналы правильной формы с плавно растущим сечением и малыми гидравлическими

потерями. В связи с этим для вентиляторов высокого давления и для воздуходувок применяют только такие лопатки.

2. Угол $\beta_2 < 90^\circ$, лопатки загнуты вперед.

Основной недостаток таких лопаток — нерациональная форма развертки¹ (фиг. 132), в которой сечение сперва расширяется (диффузор), затем снова сужается (коллектор).

Избегать нерациональной формы развертки при длинных лопатках, т. е. при большом D_2 и малом D_1 , т. е. у высоконапорных вентиляторов с малой подачей, невозможно. У вентиляторов низконапорных и с большой величиной подачи, т. е., у вентиляторов с короткими лопатками, типа „Сирокко“ (большая величина D_1 по сравнению с D_2), удается избежать нерациональной формы лопаток, делая угол входа близким к 90° .

При лопатках, загнутых вперед:

$$H_m = \rho u_2 c_{2u} = \rho u_2 \left(1 + \frac{w_2 u}{u_2}\right) > \rho u_2$$

В то же время, однако, и скорость c_2 выходящей струи получает большое значение:

$$c_2 = \sqrt{(u + w_2 \cos \beta_2)^2 + c_m^2}$$

Поэтому:

$$(H_{cm})_2 = \rho u_2 c_{2u} - \rho \frac{c_2^2}{2}$$

малым по сравнению с H_m ². Для получения высокого статического напора выхода приходится заставлять выходящую струю замедлять свою скорость в кожухе. Как известно, всякий процесс преобразования скорости в давление сопровождается значительными потерями. Поэтому к. п. д. вентиляторов с лопатками, загнутыми

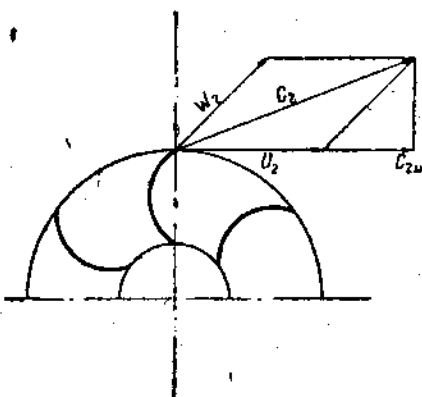
вперед, достигает сравнительно высоких значений $\eta_{полн} = 0,55 \div 6,5$ только в тех случаях, когда статический напор, создаваемый вентилятором, велик, а величина подачи значительна; для таких условий и следует применять лопатки, загнутые вперед.

Построение лопатки. Как показывает опыт, форма лопатки при данных углах входа и выхода и достаточной кривизне или очертании почти не играет роли.

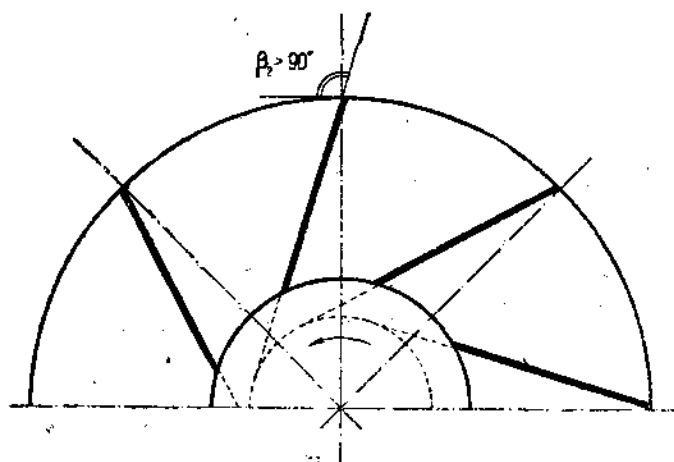
Поэтому на первый план

выступают требования производства, для которого удобнее всего иметь лопатку из дуги круга или, в крайнем случае, из дуги круга и отрезков прямой.

Наилучшая форма лопатки — прямая линия. Такие лопатки возможны при $\beta_1 > \beta_2 > 90^\circ$ и соответствуют тому случаю, когда лопатки загнуты назад (фиг. 133).



Фиг. 132. Лопатки, загнутые вперед.



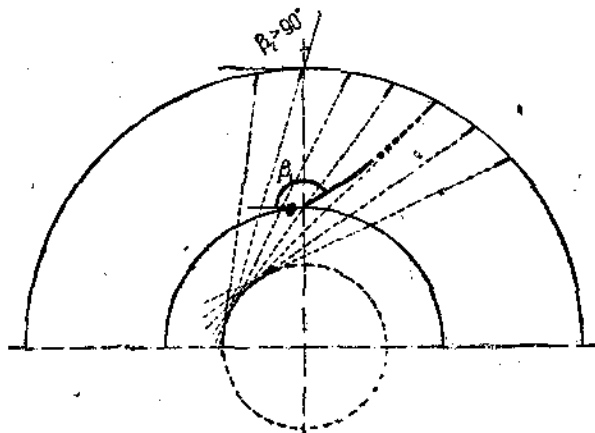
Фиг. 133. Построение лопаток колеса центробежного вентилятора.

¹ При построении развертки ширина каждого сечения определяется как диаметр вписанной окружности с центром на спрямляемой средней линии. Зачастую построение такой вписанной окружности можно выполнить только приближенно.

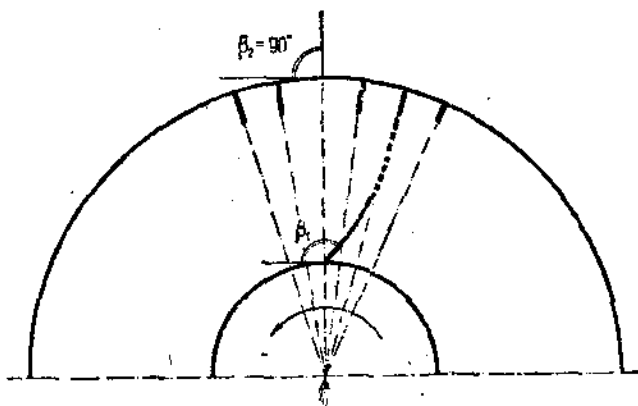
² Что соответствует приближению к так называемому „активному действию“ в противоположность „реактивному действию“, когда $H_m \approx H_{cm}$.

Если заданы углы β_1 и β_2 , то построение лопатки удобнее всего производить, как показано на фиг. 134, 135 и 136.

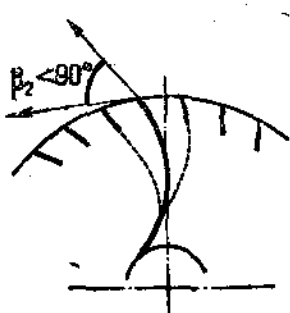
Наносим ряд отрезков под углом β_2 и соединяем плавной кривой от руки короткий отрезок β_1 , с одним из ближайших отрезков при β_2 , дающим возможность придать



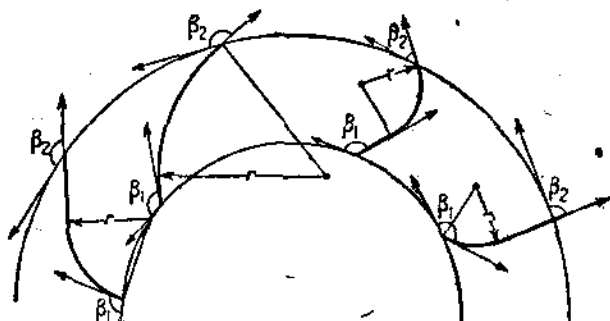
Фиг. 134. Построение лопаток колеса центробежного вентилятора.



Фиг. 135. Построение лопаток колеса центробежного вентилятора.



Фиг. 136. Построение лопаток колеса центробежного вентилятора.



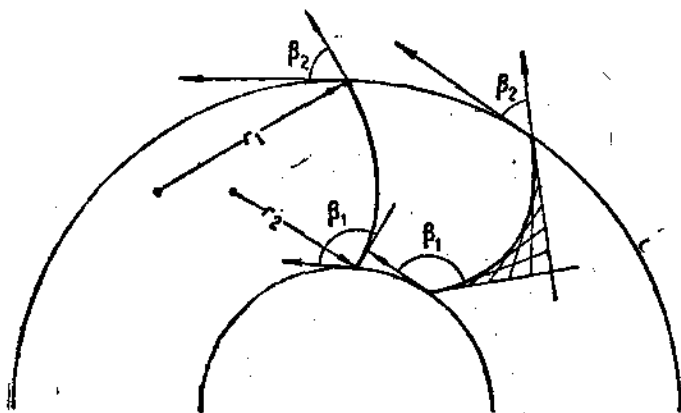
Фиг. 137. Построение лопаток колеса центробежного вентилятора.

лопатке гидравлически простую и конструктивную форму. Следует стараться, чтобы:

- 1) кривая лопатки не имела особых точек, в частности, точек перегиба;
- 2) чтобы радиус кривизны лопатки был либо постоянным (случай дуговой лопатки), либо был монотонной функцией радиуса, т. е. не переходил бы через

экстремальные значения. Это последнее требование приводит к тому, что прямолинейные участки должны лежать только с одной стороны лопатки.

Построив от руки приближенное очертание лопатки, проводим касательные к обеим кромкам. Восстанавливаем перпендикуляр к той рамке, у которой дуга круга начинается непосредственно (вторая сторона может начинаться прямой линией),



Фиг. 138.



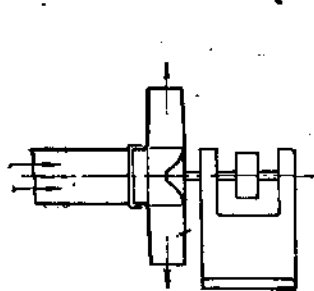
Фиг. 139. Колесо сист. Hirzel

и на пересечении перпендикуляра с биссектрисой угла между касательными находим центр для построения дугообразной части лопатки (фиг. 137).

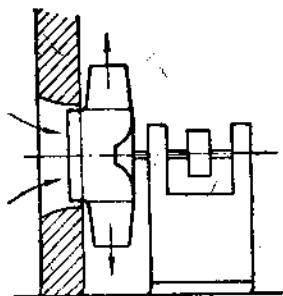
В некоторых случаях¹ лопатка строится подбором двух радиусов, что не дает, однако, никаких особых преимуществ (фиг. 138). На этой же фиг. 138 приведен метод построения очертания лопатки по параболе, применяемой некоторыми заводами.

§ 7. Расчет рабочего колеса (примеры).

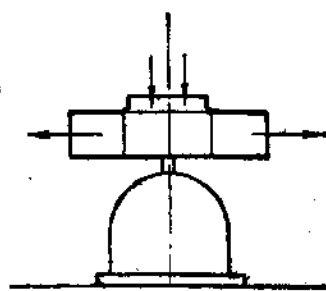
В качестве примера к расчету рабочего колеса мы рассчитываем три колеса серии Hirzel „Luftturbinen“. Эта серия, выполненная на практике (фиг. 139), особенно подходит в качестве примера для расчета, так как большая опытная работа по изучению данных этих колес позволит, с одной стороны, с надежностью сравнить получаемые результаты с фактическими данными, и, с другой стороны, потому,



Фиг. 140. Установка центробежного колеса без кожуха.



Фиг. 141. Установка центробежного колеса без кожуха.



Фиг. 142. Установка центробежного колеса без кожуха.

что данные этой фирмы о работе колес без кожухов (схемы на фиг. 140, 141 и 142) позволяют не вводить в расчет влияния кожуха, сильно усложняющего схему работы².

¹ Pfleiderer, Kreiselpumpen.

² См. также В. Поликовский, К вопросу о расчете центробежных колес „Труды ЦАГИ“, №.... Огромная экспериментальная работа, результаты которой изложены в указанном томе трудов, позволяет с достаточной надежностью утверждать, что излагаемая в настоящей книге теория расчета в основном применима к центробежным колесам любой формы.

Колеса системы Hirtzel'я обладают 60 лопатками, так что влиянием количества лопаток можно пренебречь.

При работе без кожуха величина скорости c_{2u} должна быть возможно малой, так как часть скоростного напора, равная $\varrho = \frac{c_{2u}^2}{2}$, есть чистая потеря. Поэтому из выражения для полного напора $H_m = \varrho u_2 c_{2u}$ и для статического

$$H_{cm} = u_2 c_{2u} - \varrho \frac{c_{2u}^2}{2} - \varrho \frac{c_{2u}^2}{2}$$

следует, что напор следует создавать, главным образом, не за счет циркуляции $2\pi r c_u$, а за счет окружной скорости $u \approx 2\pi R n$. Иначе говоря, следует применять загнутые назад лопатки.

В колесах системы Hirtzel'я лопатки загнуты назад с углами $\beta_2 \approx 45^\circ$.

Мы рассмотрим несколько примеров из серии LT.

1. Расход $Q = 2,5 \text{ м}^3/\text{мин}$; $H_{cm} = 5 \text{ мм вод. ст.}$; $n = 1700 \text{ об/мин}$. Числом оборотов n обычно задаются с последующей проверкой полученного колеса с конструктивной стороны.

Определение диаметра.

$$D_1 \approx 3,25 \sqrt[3]{\frac{Q_{сек}}{n}} \approx 3,25 \sqrt[3]{\frac{2,5}{60 \cdot 1700}} = 95 \text{ мм.}$$

Учитывая влияние сужения сечения лопатками, остановимся на

$$D_1 = 100 \text{ мм.}$$

При этом

$$c_1 = \frac{2,5}{60 \cdot \pi \cdot 0,1 \cdot \frac{2}{4}} = 5,3 \text{ м/сек;}$$

$$u_1 = \frac{\pi \cdot 0,1 \cdot 1700}{60} = 9 \text{ м/сек;}$$

$$w_1 = \sqrt{c_1^2 + u_1^2} = 10,4 \text{ м/сек.}$$

Более точно, учитывая влияние закручивания потока перед вентилятором

$$w_2 = \sqrt{c_1^2 + u_1^2 - c_{1u}^2};$$

принимаем:

$$w_2 = w_1 = 10,4 \text{ м/сек;}$$

$$H = \varrho u_2 (u_2 - 10,4 \cos 45^\circ) = \varrho u_2 (u_2 - 7,5);$$

$$H_{cm} = \varrho \left(u_2 c_{2u} - \frac{c_{2u}^2}{2} - \frac{c_{2u}^2}{2} \right) = \varrho \left(\frac{u_2^2}{2} - \frac{w_2^2}{2} \right)^1;$$

$$c_{2u} = w_{2u} = 7,5 \text{ м/сек;}$$

¹ Это последнее равенство вытекает из следующих соображений: приращение статического напора в колесе;

$$\Delta H_{cm} = H_{cm1-2} = \varrho \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} + \varrho \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} = \varrho \frac{u_2^2 - w_2^2}{2} + \varrho \frac{w_1^2 - u_1^2}{2}.$$

Таким образом статический напор колеса, т. е. приращение статического напора по отношению к давлению H_0 неподвижного объема всасывания;

$$\begin{aligned} H_{cm0-2} &= H_{cm0-1} + H_{cm1-2} = -\varrho \frac{c_1^2}{2} + H_{cm1-2} = \\ &= -\varrho \frac{w_1^2 - u_1^2}{2} + \varrho \frac{u_2^2 - w_2^2}{2} + \varrho \frac{w_1^2 - u_1^2}{2} = \varrho \left(\frac{u_2^2}{2} - \frac{w_2^2}{2} \right). \end{aligned}$$

Подробнее см. цит. труды ЦАГИ.

$$c_{2u} = (u_2 = 7,5) \text{ м/сек};$$

$$H_{cm} = \rho \left(0,5 u_2^2 - \frac{10,4^2}{2} \right) = 5 \text{ мм вод. ст.}$$

Статическое разрежение в притекающей струе:

$$H_{cm1} = -\rho \frac{c_1^2}{2} = \rho \frac{w_1^2 - u_1^2}{2}.$$

Следовательно, если считать работу, происходящей без потерь, то необходимая окружная скорость

$$u_2 \approx 13 \text{ м/сек.}$$

Это соответствует:

$$D_2 \approx \frac{13 \cdot 60}{\pi \cdot n} = \frac{13}{\pi \cdot 1700} 60 = 146 \text{ мм.}$$

В действительности выполнено $D_2 = 160 \text{ мм}$, что соответствует $u_2 = 14,5 \text{ м/сек}$ и потерям напора в самом колесе около 3 мм.

При этом:

$$H_m = \rho u_2 c_{2u} \approx \frac{1}{8} (14,5 - 6,4) 14,7 = 14,7 \text{ мм вод. ст.}$$

Гидравлическая мощность:

$$N_h = \frac{QH_m}{60 \cdot 75} = 0,008 \text{ л. с.}$$

Действительная мощность (по данным испытания) $N = 0,012 \text{ л. с.}$ и, следовательно,

$$\eta_{\text{мех}} = \frac{0,008}{0,012} \approx 0,6.$$

Ввиду ясности хода расчета проверим расчетом данные испытаний еще нескольких вентиляторов.

Данные вентилятора.

$$LT-3; Q_{\text{мех}} = 8 \text{ м}^3/\text{мин}; H_{cm} = 20 \text{ мм вод. ст.};$$

$$n = 2200 \text{ об/мин};$$

$$N = 0,11 \text{ л. с.};$$

$$D_2 = 225 \text{ мм};$$

$$D_1 = 150 \text{ мм};$$

$$b = 50 \text{ мм.}$$

Расчет,

$$c_1 = \frac{Q}{60 \cdot \pi \frac{D_1^2}{4}} = 7,55 \text{ м/сек};$$

$$u_1 = \frac{\pi \cdot D_1 n}{60} = 17,3 \text{ м/сек};$$

$$w_1 = \sqrt{c_1^2 + u_1^2} = 18,9 \text{ м/сек};$$

$$u_2 = \frac{\pi \cdot D_2 n}{60} = 26 \text{ м/сек};$$

$$c_{2u} = 26 - 18,9 \cdot 0,71 = 12,6 \text{ м/сек};$$

¹ Включая трение боковых поверхностей дисков о воздух.

$$H_m = \frac{1}{8} 26 \cdot 12,6 = 41 \text{ мм вод. ст.};$$

$$H_{cm} = \frac{1}{8} \left(0,5 u_2^2 - \frac{W_2^2}{2} \right) = \frac{1}{8} (338 - 180) = 19,7 \text{ мм} \approx 20 \text{ мм вод. ст.};$$

$$N_h = \frac{Q_{\text{жиз}} \cdot H_m}{60 \cdot 75} = \frac{8 \cdot 41}{60 \cdot 75} = 0,0728 \text{ л. с.}$$

$$\eta_{\text{мех}} = \frac{0,0728}{0,11} \approx 0,66 \approx 66\%.$$

Столь низкий механический к. п. д. объясняется малой мощностью установки (см. следующие примеры).

Если считать по средним скоростям, исходя из неразрывности потока, то получим:

$$w_2 = \frac{8}{\pi \cdot D_2 \cdot b \cdot 60 \cdot \sin 45^\circ} = 5,3 \text{ м/сек};$$

$$H_m = \frac{1}{8} (26 - 5,3 \cdot 0,71) 26 = 72 \text{ мм вод. ст.}$$

и

$$N_h = \frac{QH_m}{60 \cdot 75} = 0,128 \text{ л. с. (?)},$$

т. е. на 16% выше действительной.

$$H_{cm} = \frac{1}{8} (0,5 u_2^2 - 0,5 \cdot 5,3^2) = \frac{1}{8} (0,5 \cdot 26^2 - 0,5 \cdot 5,3^2) = 40 \text{ мм вод. ст.}$$

Таким образом и в этом случае потери на трение в лопатках $= 40 - 20 = 20 \text{ мм вод. ст.}$, что совершенно невероятно.

LT—28. Данные испытания.

$$Q_{\text{жиз}} = 2900 \text{ м}^3/\text{мин}; \quad H_{cm} = 20 \text{ мм вод. ст.};$$

$$n = 246 \text{ об/мин}; \quad D_2 = 2700 \text{ мм};$$

$$N = 42 \text{ л. с.}; \quad D_1 = 2200 \text{ мм};$$

$$b = 660 \text{ мм};$$

$$c_1 = 10 \text{ м/сек}; \quad u_2 = 35 \text{ м/сек};$$

$$u_1 = 28,3 \text{ м/сек}; \quad c_{2u} = 35 - 30 \cdot 0,71 = 14 \text{ м/сек};$$

$$w_1 = 30 \text{ м/сек} = w_2;$$

$$H_m = \frac{1}{8} 35 \cdot 14 = 61 \text{ мм вод. ст.};$$

$$H_{cm} = \frac{1}{8} \left(0,5 u_2^2 - \frac{30^2}{2} \right) = 19,5 \approx 20 \text{ мм вод. ст.}$$

$$N_h = \frac{2900 \cdot 61}{60 \cdot 75} = 39 \text{ л. с.}$$

$$\eta_{\text{мех}} = \frac{39}{42} = 0,93.$$

Если считать по Zeuner'у, то получим:

$$w_2 = 12,2 \text{ м/сек};$$

$$H_m = \frac{1}{8} (35 - 12,2 \cdot 0,71) 35 = 115 \text{ мм вод. ст.}$$

$$N_h = \frac{2900 \cdot 115}{60 \cdot 75} = 74 \text{ л. с.} = 1,76 N_{\text{эфф}}.$$

Этот результат подсчета ясно показывает несоответствие положенной в его основу схемы реальной картине явления.

Из этой серии примеров ясно видны как ход расчета рабочего колеса, так и правильность предположения, что $w_2 = w_1$. Поскольку это имеет место в колесах с почти прямолинейными лопатками и с большим количеством лопаток (т. е. при малых углах раскрытия лопаток), мы с полной уверенностью можем утверждать, что это будет иметь место и в любом другом случае за редкими исключениями.

Отметим еще, что при проектировании колес с малым удельным числом оборотов (малое b/D_2 и $\frac{D_1}{D_2}$) обязательно следует вводить в расчет не $H_{ст}$ выходящего из колеса потока, а полный развиваемый статический напор, включающий потери в колесе (на трение, удары в расширяющемся канале между лопатками и т. д.).

$$H'_{ст} = H_{ст} + \Delta H_{потери} = \rho u_2 c_{2u} - \rho \frac{c_2^2}{2} - \rho \frac{c_{2m}^2}{2}.$$

Кроме того, в рассмотренных колесах углы входа выполнены настолько загнутыми назад ($\beta_{1\text{лопатки}}$ больше $\beta_{1\text{потока}}$), что коэффициент предварительного закручивания получается $\varphi_1 \approx 0$. Обычно $\varphi_1 = 0,25 \div 0,40$ и величину относительной скорости $w_2 = w_1$ следует определить по формуле

$$w_2 = w_1 = \sqrt{u_1^2 + c_1^2 - c_{1u}^2} = \sqrt{c_1^2 + (\varphi_1 - 1)^2 u_1^2}.$$

ГЛАВА IV.

• КОЖУХ ВЕНТИЛЯТОРА.

§ 1. Назначение кожуха вентилятора.

Основное уравнение работы всякого вентилятора:

$$H = \rho u_2 c_2.$$

Полный напор H складывается из двух частей:

$$H_{дин} = \rho \frac{c_2^2}{2} \quad \text{и} \quad H_{ст} = H - H_{дин} = \rho u_2 c_{2u} - \rho \frac{c_2^2}{2} - \rho \frac{c_{2m}^2}{2}.$$

Очевидно, что

$$c_2^2 = c_{2u}^2 + c_{2m}^2; \quad H_{ст} = \rho u_2 c_{2u} - \rho \frac{c_{2u}^2}{2} - \rho \frac{c_{2m}^2}{2}.$$

Для случая осевых вентиляторов рассуждения настоящей главы применимы целиком.

При отсутствии кожуха либо направляющих аппаратов используемый нами напор составит из двух частей:

1. Минимальный необходимый скоростной напор:

$$\rho \frac{c_{2m}^2}{2}.$$

2. Статический напор:

$$H_{ст} = \rho c_{2u} u_2 - \rho \frac{c_{2m}^2}{2} - \rho \frac{c_{2u}^2}{2}.$$

Скоростной напор $\rho \frac{c_{2u}^2}{2}$ следует в этом случае рассматривать как потерю.

¹ В это $H_{ст}$ мы вводим и гидравлические потери, на покрытие которых часть $H_{ст}$ расходуется.

Делая лопатки, загнутые назад, мы тем самым уменьшаем величину этой потери, пропорциональной квадрату величины циркуляции Γ_2 ; одновременно с этим мы, однако, уменьшаем и величину полного напора, также пропорционального циркуляции, т. е. уменьшаем эффективность вентилятора.

Очевидно, что относительная „потеря на закручивание“, равная

$$\frac{\rho \frac{c_{2u}^2}{2}}{\rho u_2 c_{2u}} = \frac{1}{2} \frac{c_{2u}}{u_2},$$

будет тем меньше, чем меньше отношение $\frac{c_{2u}}{u_2}$. Поэтому (см. расчет рабочего колеса—примеры) при работе колес центробежного вентилятора без кожуха всегда делают лопатки, загнутые назад, так как в этом случае c_{2u} получается сравнительно небольшим.

С точки зрения создания напора самим колесом

$$H_{cm} = \rho \left(\frac{u_2^2}{2} - \frac{w_2^2}{2} \right)$$

угол выхода не играет роли, так как от него не зависит ни u_2 , ни $w_2 = w_1$.

Отметим, что при лопатках, загнутых вперед, величина потери на закручивание может оказаться настолько значительной, что на нее уйдет весь создаваемый вентилятором напор. Это будет, например, иметь место при $c_{2u} = 2u_2$.

Тогда:

$$\rho \frac{c_{2u}^2}{2} = \rho u_2 c_{2u};$$

$$H_{cm} = \rho c_{2u} \left(u_2 - \frac{c_{2u}}{2} \right) - \rho \frac{c_{2u}^2}{2} = -\rho \frac{c_{2u}^2}{2} < 0,$$

т. е. после рабочего колеса будет разрежение.

Таким образом при данном Γ_2 и ω , т. е. при данном u_2 , имеют место следующие две взаимно противоречащие тенденции:

1. В целях уменьшения потерь на закручивание величину скорости $c_{2u} = \frac{H}{\rho u_2}$ следует делать возможно меньше (работа без кожуха).

2. В целях повышения мощности агрегата величину скорости $c_{2u} = \frac{H}{\rho u_2}$ нельзя делать слишком малой (работа с кожухом).

Из всех этих рассуждений становится ясным значение направляющего аппарата (в частности, кожуха), имеющего, главным образом; назначение превратить теряемую нами бесполезную скорость закручивания c_{2u} в полезный напор—статический либо динамический. Второе назначение кожуха в некоторых случаях путем уменьшения скорости c_{2u} (c_u) повысить статический напор вентилятора.

Очевидно, что на величину полного напора, создаваемого рабочим колесом

$$H = \rho u_2 c_{2u} = H_{cm2} + \rho \frac{c_{u2}^2}{2} + \rho \frac{c_{2u}^2}{2} + \Delta H_{потерь},$$

никакой кожух или направляющий аппарат не может оказать никакого влияния кроме увеличения последнего члена (потери).

§ 2. Плоский кожух (направляющее кольцо Leitring — амортизатор).

Простейшим устройством, позволяющим использовать скорости за колесом с одновременным преобразованием соответствующего скоростного напора в статическое давление, является плоский щит (плоский кожух, направляющее кольцо), показанный на фиг. 143.

По выходе из рабочего колеса вентилятора (на $D = D_2$) воздух обладает моментом количества движения (соответствующего циркуляции Γ_2), определяемого по затраченной мощности и угловой скорости ω .

Составим систему уравнений для расчета такого плоского кожуха:

1. Мощность $N_h = Q_{сек} H_h = \rho Q_{сек} u_2 c_{2u}$.

2. Момент приложенных сил $M = \frac{75 N_h}{\omega}$.

3. $c_{2u} = \frac{M}{\rho Q_{сек} R_2} = \frac{75 N_h}{\rho Q_{сек} \omega \cdot R_2}$.

Если имеется испытание вентилятора, то N_h может быть взято непосредственно из испытания $N_h = N - N_{мех}$ в противном случае приходится при определении c_{2u} исходить из геометрических соотношений.

Отметим, что

$$N_h = \frac{QH}{75 \cdot \eta}$$

и, следовательно, что $c_{2u} \equiv N$ будет тем больше, чем ниже к. п. д. рабочего колеса вентилятора. Иначе говоря, чем ниже к. п. д. самого рабочего колеса, тем существеннее введение кожуха.

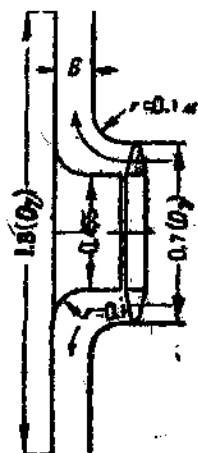
При движении воздуха от D_2 к D_0 , наружному диаметру кожуха, при отсутствии потерь момент количества движения Rc_u остается постоянным. С другой стороны, считая ширину b кожуха за постоянную величину, мы получим, что и $Rc_m = \frac{Q}{2\pi \cdot b}$ также останется величиной постоянной. Следовательно, и отношение

$$\frac{c_u}{c_m} = \frac{Rc_u}{Rc_m} = \text{const},$$

т. е. (см. главу II ч. 3) частицы воздуха движутся по логарифмическим спиралям¹.

Прежде чем перейти к дальнейшим рассуждениям, отметим, что при слишком большой ширине b струя воздуха не заполняет сечения кожуха. При этом уравнение неразрывности по средним скоростям не будет более соответствовать действительности, т. е. $Rc_m \neq \text{const}$. Одновременно с этим, однако, ухудшается и качество работы кожуха и падает к. п. д. установки, состоящей из рабо-

Фиг. 143. Установка центробежного колеса с плоским щитом (направляющим кольцом).



Фиг. 144. Установка осевого вентилятора с плоским щитом (направляющим кольцом).

чего колеса и щита кожуха. Поэтому для практики подобные случаи не представляют интереса.

Для осевого вентилятора фиг. 144 предельная ширина определится из того условия, что ($D_{см}$ — диаметр втулки):

$$c_{2m} = \frac{Q}{\pi D_2 b} \geq c_a = \frac{Q}{\frac{\pi}{4} (D_1^2 - D_{см}^2)},$$

¹ За счет потерь на трение скорость c_u , а следовательно, и момент количества движения Rc_u могут несколько уменьшаться с увеличением R :

т. е., обозначая отношение $\frac{D_{em}}{D_2} = \xi$, получим:

$$b \leq 0,25 D_2 (1 - \xi^2).$$

Для центробежного вентилятора должно быть:

$$w_2 = \frac{Q_{сек}}{\pi \cdot D_2 \cdot b \cdot \sin \beta_2} \geq w_1 = \sqrt{c_1^2 + u_1^2},$$

т. е.

$$b \leq \frac{Q_{сек}}{\pi \cdot D_2 \cdot \sin \beta_2 \cdot \sqrt{c_1^2 + u_1^2}}.$$

Придавая b значение, меньшее значения правых сторон указанных равенств, мы бесполезно увеличиваем скоростной напор выхода. Наилучшие результаты получаются (в плоских кожухах) при определении b из указанных выражений, как из равенств.

Продолжаем расчет плоского кожуха.

При $D = D_a$ получим:

$$c_{ma} = \frac{Q}{\pi \cdot D_a \cdot b} = c_{2m} \frac{D_2}{D_a}.$$

В то же время полный напор $H_m = \rho u_2 c_{2u}$ останется без изменения, следовательно:

$$H_{cm,a} = \rho u_2 c_{2u} - \rho \frac{c_{ma}^2}{2} = \rho \frac{c_{ua}^2}{2}.$$

При $D = D_2$:

$$H_{cm,a} = H_{cm2} = \rho u_2 c_{2u} - \rho \frac{c_{2m}^2}{2} = \rho \frac{c_{2u}^2}{2}.$$

Таким образом повышение статического напора, развиваемого вентилятором, равно:

$$H_{cm,a} - H_{cm2} = \rho \frac{c_{2m}^2}{2} - \rho \frac{c_{ma}^2}{2} + \rho \frac{c_{2u}^2}{2} - \rho \frac{c_{ua}^2}{2} = \rho \left(\frac{c_{2m}^2}{2} + \frac{c_{2u}^2}{2} \right) \left[1 - \left(\frac{D_2}{D_a} \right)^2 \right].$$

Но

$$\rho \left(\frac{c_{2m}^2}{2} + \frac{c_{2u}^2}{2} \right) = H_{th} - H_{cm}, \text{ где } H_{th} = \rho u_2 c_{2u} = H_{th} = \frac{N_h}{Q}; H_{cm} = \frac{N_h \cdot \eta_{cm}}{Q}.$$

Далее имеем:

$$H_{cm,a} - H_{cm2} = (H_{th} - H_{cm2}) \left[1 - \left(\frac{D_2}{D_a} \right)^2 \right];$$

$$H_{th} (\eta_{cm,a} - \eta_{cm2}) = H_{th} (1 - \eta_{cm2}) \left[1 - \left(\frac{D_2}{D_a} \right)^2 \right].$$

Следовательно:

$$\eta_{cm,a} - \eta_{cm2} = (1 - \eta_{cm2}) \left[1 - \left(\frac{D_2}{D_a} \right)^2 \right].$$

Путем элементарных преобразований получим основное уравнение для расчета плоского кожуха:

$$\eta_{cm,a} = 1 - \left(\frac{D_2}{D_a} \right)^2 [1 - \eta_{cm2}];$$

при

$$\frac{D_2}{D_a} \approx 0, \eta_{cm,a} = 1.$$

Этот результат, очевидно, справедлив лишь при условии отсутствия в кожухе и в самом вентиляторе гидравлических потерь на трение и вихреобразование как в самом колесе ΔH_k , так и в кожухе ΔH_{1-2} , иначе вместо уравнения

$$H_{cm.2} = \rho u_{2z}^2 c_{2z} - \rho \frac{c_{2a}^2}{2} - \rho \frac{c_{2m}^2}{2}$$

следовало бы написать:

$$H_{cm.2} = \rho u_{2z}^2 c_{2z} - \rho \frac{c_{2a}^2}{2} - \rho \frac{c_{2m}^2}{2} - \Delta H = \eta_{cm.2} H_m,$$

что привело бы к выражению:

$$\eta_{cm.a} - \eta_{cm.2} = \left[1 - \left(\frac{D_2}{D_a} \right)^2 \right] (1 - \eta_{cm.2}) - \frac{\Delta H_{1-2}}{H_{th}}$$

и при

$$\frac{D_2}{D_a} \approx 0$$

получим:

$$\eta_{cm.a} = 1 - \frac{\Delta H_k + \Delta_{1-2}}{H_{th}},$$

при

$$\frac{D_2}{D_a} = 1$$

получим очевидное равенство:

$$\eta_{cm.a} = \eta_{cm.2}^1.$$

Из всех этих рассуждений ясно, что работа плоского кожуха заключается в том, что путем увеличения радиуса при данной циркуляции (момент количества движения) уменьшаются скорость закручивания, преобразующаяся в давление. Одновременно с этим уменьшается и скорость c_m , также преобразуясь в давление.

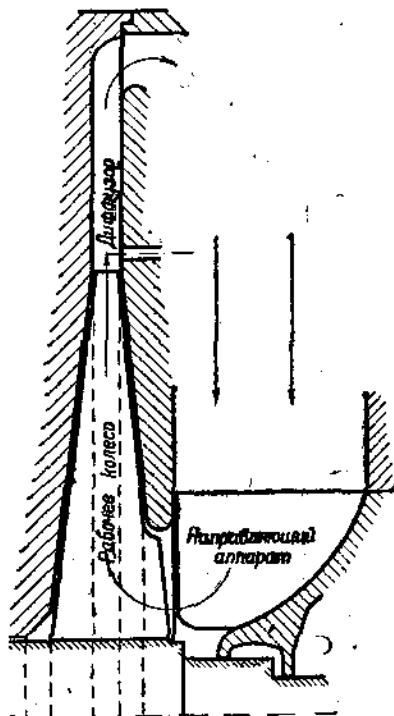
Благодаря тому, что замедление движения происходит на длинной траектории логарифмической спирали, все явление протекает так, как если бы оно происходило в диффузоре с малыми углами раскрытия, т. е. с малыми потерями.

Серия опытов, поставленных в ЦАГИ (Центральной аэро-гидродинамический институт, Москва), показала, что, пользуясь приведенными формулами, можно получить результаты, весьма близко подходящие к действительности. При этом благодаря плоскому кожуху статический к. п. д. испытанных осевых вентиляторов удавалось поднять с $\eta_{ст. макс} = 50\%$ до $\eta_{ст. макс} \cong 40\%$, т. е. на 25%.

Поскольку при этом весь кожух состоял фактически из плоского щита, имеющего $\frac{D_a}{D_2} \approx 2,5$, столь значительное повышение к. п. д. позволяет настоятельно рекомендовать его к установке при всех осевых вентиляторах как уже работающих, так и вновь устанавливаемых², где это только возможно по местным условиям. Наивыгоднейшее расстояние b может быть определено расчетом (см. выше) либо подбором на месте.

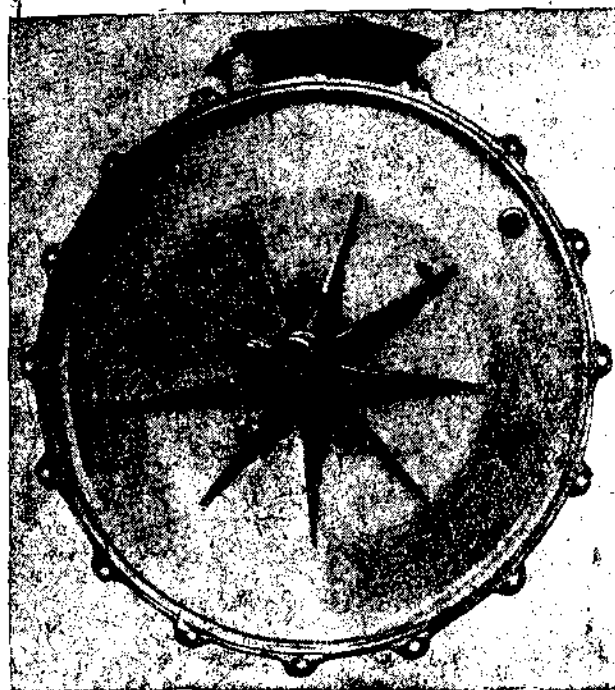
¹ Для случая осевого вентилятора приравнивание $H_{cm.2}$ статическому напору после вентилятора требует ряда допущений, но подтверждается опытом. См. В. И. Полковский и М. И. Невельсон, Расчет и испытание плоских кожухов.

² Отметим любопытное обстоятельство, объясняемое всем вышесказанным. Очень часто наличие мотора в непосредственной близости от вентилятора, просасывающего воздух через автомобильные радиаторы, повышает статический к. п. д. вентилятора (см. „pr. Belber Automobil radiators & their ventilators“, „Autom.“, „Industr.“ November, 23 1929). Очевидно что в этом случае мотор играет роль щита.

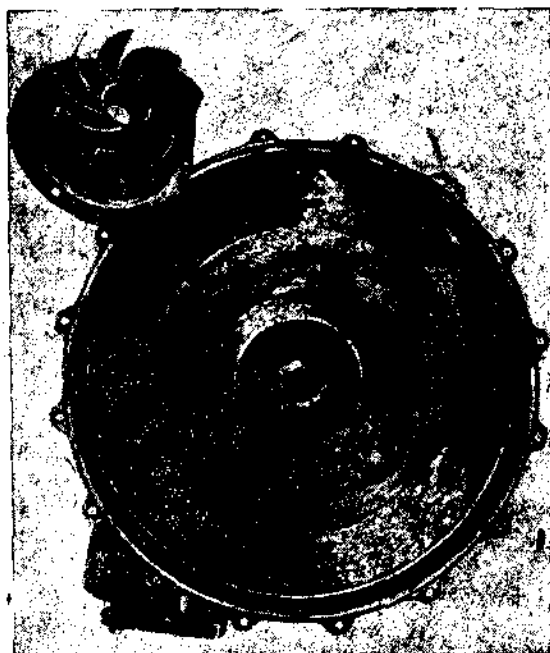


Фиг. 145. Центробежный вентилятор, тип Раго.

Имея характеристику вентилятора без кожуха, проще всего пересчитать ее на работу с плоским щитом следующим путем:



Фиг. 146.



Фиг. 147.

Центробежный нагнетатель, тип Рато.

обладает высокой шероховатостью ($\lambda > 0,02$), или когда угол α_2 очень мал и длина, с пиральной траектории в кожухе очень велика, в расчет следует ввести дополни-

1. По N_h и ω найти M и по M найти

$$C_{2u} = \frac{M}{\rho \cdot Q_{сек} \cdot R_2}$$

2. По $Q_{сек}$ и F_2 найти C_{2m} (или c_a).

3. Полный напор за вентилятором:

$$H_{полн2} = H_{ст2} + \rho \frac{C_{2m}^2}{2},$$

где $H_{ст2}$ берется из характеристики.

Величина потерь $\Delta H_{пот}$, не входящая в расчет, может быть определена попутно в целях оценки конструкции вентилятора:

$$\Delta H_{потерь} = \frac{75N_h}{Q_{сек}} - \rho \frac{C_{2m}^2}{2} - \rho \frac{C_{2u}^2}{2} - H_{ст}$$

4. Скоростной напор закручивания потока:

$$H_{дин.и} = \rho \frac{C_{2u}^2}{2}$$

5. Если бы $D_a \approx \infty$, то получили бы:

$$H'_{ст.а} = H_2 + H_{дин.и} = H_{ст.а}$$

Поскольку $D_2 \neq \infty$, получим:

$$H_{ст.а} = H'_{ст.а} - \rho \left(\frac{C_{2a}^2}{2} + \frac{C_{2u}^2}{2} \right) \left(\frac{D_2}{D_a} \right)^2$$

Как показывает опыт, потерями в плоском кожухе можно обычно за осевыми вентиляторами пренебречь, т. е. считать $H_{ст.а}$ по указанной формуле.

В тех случаях, когда потерями на трение пренебрегать нельзя, когда ширина кожуха слишком велика, когда кожух

тельно потери в самом кожухе $\Delta H'_n$, составляющие в некоторых случаях 40—50% расчетного выигрыша напора.

Тогда:

$$H_{ст.а} = H'_{пол.м} - \rho \left(\frac{c_{2a}^2}{2} + \frac{c_{2m}^2}{2} \right) \left(\frac{D_1}{D_2} \right)^2 - \Delta H'_n \cdot 1$$

На фиг. 145, 146, 147 показаны фотографии так называемого центробежного нагнетателя типа Рато, в котором роль диффузора играет плоский щит.

Установка плоских щитов в целом ряде случаев оказывается целесообразной во всякого рода специальных конструкциях, как напр. вентиляторы для охлаждения турбогенераторов, встроенные в корпус машины. Также в многоступенчатых машинах (см. гл. „Турбокомпрессоры и турбовоздуходувки“) воздух, выходя из колеса, часто попадает в такого рода направляющее кольцо (плоский щит).

В целом ряде конструкций шахтных вентиляторов плоские щиты применяются для уменьшения скорости потока, сбегающего с рабочего колеса ц. б. вентилятора, до поступления его в самый спиральный кожух. В этом случае плоский щит носит обычно название амортизатора.

§ 3. Спиральный кожух.

В настоящей главе рассмотрено построение теоретической спирали кожуха при отсутствии в нем гидравлических потерь.

Наличие потерь в кожухе приводит к уменьшению расчетной циркуляции Γ на 10—20%. Подробнее см. главу о гидравлических потерях в кожухе.

После выхода из рабочего колеса и при отсутствии направляющих аппаратов на выходе плоско-параллельное движение воздуха определится двумя уравнениями:

1. Уравнение неразрывности:

$$c_a = \frac{Q_{ср}}{2\pi \cdot Rb}.$$

2. Уравнение постоянства циркуляции:

$$\Gamma = \text{const} = 2\pi \cdot Rc_u.$$

Отсюда

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

При $b = \text{const}$ это приводит к тому, что

$$\frac{c_a}{c_u} = \frac{Rc_u}{Rc_a} = \frac{Q \cdot 2\pi}{2\pi b \Gamma} = \frac{Q'}{\Gamma} = \text{const}.$$

Условие $\frac{c_a}{c_u} = \text{const}$ позволяет определить форму траектории (т. е. написать уравнение траектории) свободно текущей струи:

$$c_a = \frac{dr}{dt}; \quad c_u = \frac{rd\varphi}{dt}; \quad \frac{c_a}{c_u} = \frac{dr}{rd\varphi} = \frac{Q'}{\Gamma} = \text{tg } \alpha_2;$$

$$\frac{dr}{r} = \text{tg } \alpha_2 \cdot d\varphi;$$

$$\ln r - \ln r_0 = \text{tg } \alpha_2 (\varphi - \varphi_0);$$

$$\frac{r}{r_0} = e^{\text{tg } \alpha_2 (\varphi - \varphi_0)} = e^{\frac{Q'}{\Gamma} (\varphi - \varphi_0)}.$$

¹ См. главу „Гидравлические потери“.

Это есть уравнение так называемой „логарифмической спирали“ (фиг. 148). Считая начало спирали от рабочего колеса и принимая, что для $r = R_2$ угол $\varphi_0 = 0^\circ$, получим уравнение траектории:

$$r = R_2 e^{\frac{Q'}{T_2} \varphi},$$

где Q' —расход на единицу ширины кожуха.

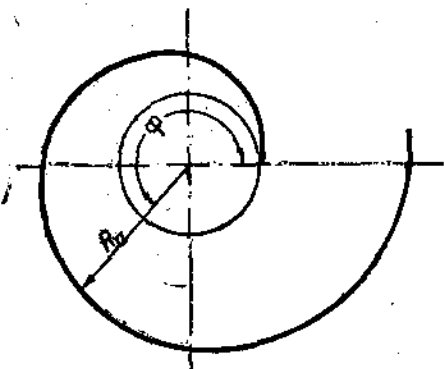
При переменной ширине кожуха b (в литых кожухах) для построения естественной траектории движения струй можно воспользоваться нижеследующим графическим построением¹, показанным на фиг. 148а.

Через каждое радиальное сечение ab протекает следующее количество воздуха:

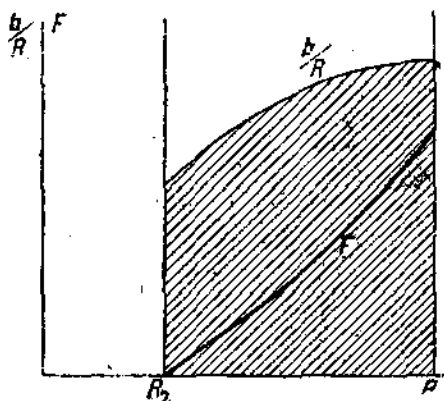
$$Q_r = \int_{R_1}^{R_2} c_u \cdot b \cdot dR = \int_{R_1}^{R_2} \frac{\Gamma_2}{2\pi R} b dR = \frac{\Gamma_2}{2\pi} \int_{R_1}^{R_2} \frac{b dR}{R}.$$

Если считать работу всего колеса симметричной относительно оси, то

$$Q_\varphi = \frac{\varphi_0}{360} Q_{\text{сек}}.$$



Фиг. 148. Построение естественной спиралеобразной траектории движения струй.



Фиг. 148а. Определение естественной спиралеобразной траектории движения струй.

Следовательно:

$$\frac{\Gamma_2}{2\pi} \int_{R_1}^{R_2} \frac{b dR}{R} = \frac{\varphi_0}{360} Q_{\text{сек}}.$$

и

$$\varphi_0 = \frac{360 \Gamma_2}{2\pi Q_{\text{сек}}} \int_{R_1}^{R_2} \frac{b dR}{R} = 57,3 \frac{\Gamma_2}{Q_{\text{сек}}} \int_{R_1}^{R_2} \frac{b dR}{R}.$$

Построим кривую $\frac{b}{R} = f(R)$ на основании предварительных соображений о допустимой наибольшей ширине и радиусе кожуха.

Имея кривую $\frac{b}{R} = f(R)$, строим при помощи планиметра или при помощи приближенных подсчетов кривую площадей, лежащих под этой кривой (фиг. 148а):

$$F_1 = \int_{R_1}^{R_2} \frac{b}{R} dR = f(R).$$

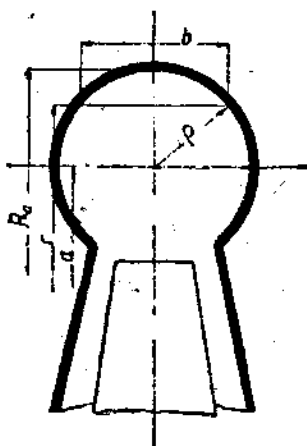
¹ Pfleiderer, Kreiselpumpen.

Значения ординат этой кривой пропорциональны соответствующим углам φ :

$$\varphi^0 = 57,3 \frac{\Gamma_2}{Q_{сек}} F_1.$$

Таким образом, задавшись законом $b = f(R)$, мы можем построить траектории струй по выходе их из рабочего колеса.

В качестве примера рассмотрим свободное течение струй в канале кожуха с круговым сечением¹. В этом случае окружности сечений служат направляющими, а сами струи являются как бы образующими², определяющими форму кожуха (фиг. 149, 150, 151, 151а).



Фиг. 149.



Фиг. 150. Внешний вид вентилятора с кожухом, построенным по фиг. 149.

В этом случае:

$$\left(\frac{b}{2}\right)^2 + (r-a)^2 = \varrho^2; \quad b = 2\sqrt{\varrho^2 - (r-a)^2}.$$

Через сечение F_φ протекает:

$$Q_\varphi = \frac{\Gamma_2}{2\pi} \int_{R_1}^{R_2} \frac{b dR}{R} = \frac{2\Gamma_2}{2\pi} \int_{R_1=a-\varrho}^{R_2=a+\varrho} \sqrt{\varrho^2 - (r-a)^2} = \Gamma_2 (a - \sqrt{a^2 - \varrho^2}).$$

Далее имеем:

$$Q_\varphi = \frac{\varphi^0}{360} Q_{сек};$$

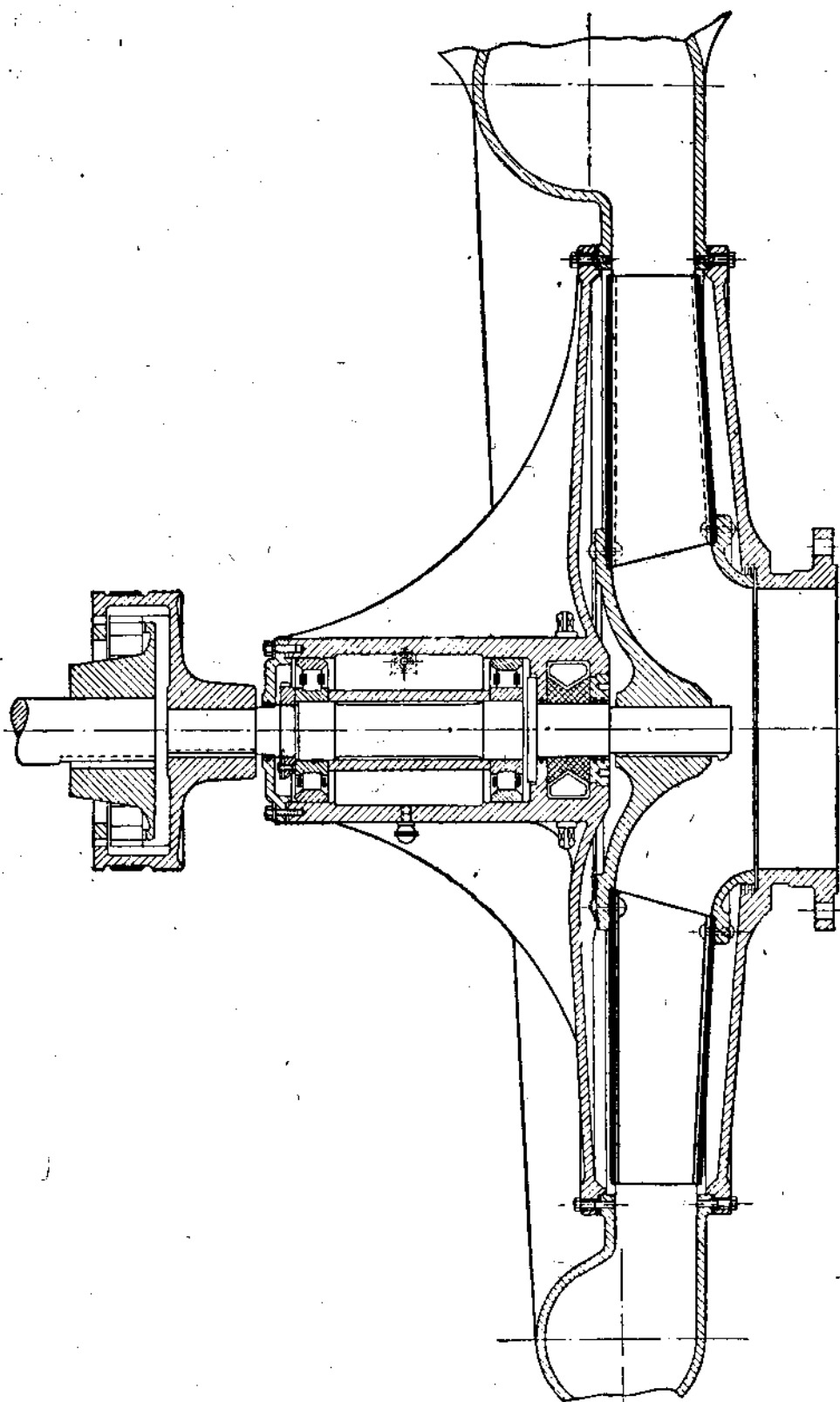
$$\varphi = 360 \frac{Q_\varphi}{Q_{сек}} = \frac{360 \cdot \Gamma_2}{Q_{сек}} [R_2 + \varrho - \sqrt{R_2(R_2 + \varrho)}].$$

Из этих последних равенств получим путем элементарных преобразований:

$$\varrho = \sqrt{\left(2a \frac{\varphi}{360} \frac{Q}{\Gamma_2}\right) - \left(\frac{\varphi}{360} \frac{Q}{\Gamma_2}\right)^2} = \frac{\varphi}{360} \frac{Q}{\Gamma_2} + \sqrt{2R_2 \frac{\varphi}{360} \frac{Q}{\Gamma_2}}.$$

¹ Взято из цит. курса Pfleiderer'a с незначительной переработкой.

² См. цит. работу Кузарского.



Фиг. 151. Эксгаустор ВП-5.

При больших расходах и малых напорах Q велико, R_2 и Γ_2 малы. Поэтому в первом приближении можно пренебречь $\sqrt{2R_2 \frac{\varphi}{360} \frac{Q}{\Gamma_2}}$ по сравнению с $\frac{\varphi}{360} \cdot \frac{Q}{\Gamma_2}$, и тогда $\varrho \approx k\varphi$, т. е. геометрическое место центров всех окружностей близко к архимедовой спирали. При малых расходах и больших напорах скорее можно пренебречь целой частью $\frac{\varphi}{360} \frac{Q}{\Gamma_2}$.

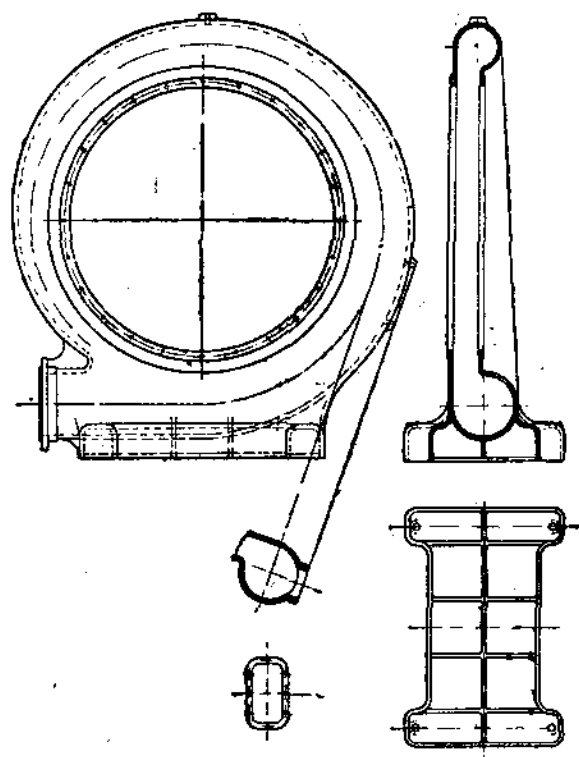
Тогда

$$\varrho \approx \sqrt{2R_2 \frac{\varphi}{360} \frac{Q}{\Gamma_2}}, \text{ т. е. } \varrho = k\sqrt{\varphi}$$

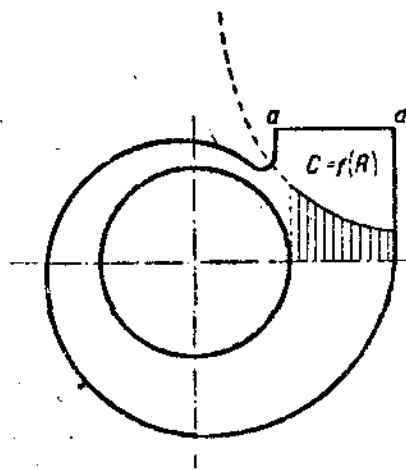
и кривая центров отличается от архимедовой спирали весьма значительно; в этом случае площади сечений меняются по закону: $F_\varphi \equiv k\varrho^2 = k\varphi$, т. е. по закону архимедовой спирали, пропорционально углу спирали.

§ 4. Идеальный спиральный кожух.

Имея траекторию струй, свободно вытекающих из колеса, мы можем построить кожух повторяющий очертание струи. Тем самым мы получим возможность при-



Фиг. 151а. Эксгаустор ВП-5.



Фиг. 152. Распределение скоростей в спиральном кожухе.

соединить наш вентилятор (осевой или центробежный) к линии сечением $a-a$. При этом скорости c_a войдут в полный напор как полезный скоростной напор. Кроме того, средняя скорость по сечению $a-a$ будет, очевидно, ниже скорости c_2 , так как по мере удаления от колеса c_u падает обратно пропорционально радиусу ($c_u R = \text{const}$) (фиг. 152). Иначе говоря, спиральный кожух преобразует часть скоростного напора в статический напор, т. е. спиральный кожух работает диффузором.

Если отвлечься от рассмотрения всяческих потерь, то расчет плоского спирального кожуха как диффузора должен идти следующим образом:

1. Скорость по выходе из кожуха после выравнивания

$$c_a = \frac{Q}{F_a}.$$

Для плоского кожуха:

$$c_a = \frac{Q}{F_a} = \frac{Q}{b(R_a - R_2)} = \frac{Q'}{R_a - R_2}.$$

Для логарифмической спирали:

$$R = R_2 e^{\frac{Q'}{\Gamma_2}},$$

т. е.

$$R_a = R_2 e^{2\pi \frac{Q'}{\Gamma_2}}.$$

Отсюда получим:

$$(c_a)_{ep} = \frac{Q'}{R_2 \left(e^{2\pi \frac{Q'}{\Gamma_2}} - 1 \right)}.$$

Из этого выражения видно, что с увеличением $\frac{Q'}{\Gamma_2}$, т. е. для вентиляторов низкого давления получаются малые $(c_a)_{ep}$, т. е. эффективность работы кожуха как диффузора весьма значительна.

2. Скорость на выходе из колеса:

$$c_2 = \sqrt{c_{2u}^2 + c_{2m}^2}.$$

3. Приращение статического напора:

$$\Delta H_{cm} = \rho \left(\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_a^2}{2} \right).$$

Пример. Рассмотрим влияние идеального спирального кожуха на работу вентилятора ЛТ—3, разобранный нами в главе о расчете рабочего колеса.

В этом колесе $b = 0,05$ м. Мы примем ширину кожуха $b' = 0,07$ м, т. е. дадим запас на вибрации и т. д. 20 мм.

$$Q = 8 \text{ м}^3/\text{мин}; \quad Q' = \frac{8}{60 \cdot 0,07} = 1,9 \text{ м}^3/\text{сек};$$

$$n = 2200 \text{ об/мин}; \quad H_{cm2} = 20 \text{ мм вод. ст.}$$

$$D = 0,225 \text{ м}; \quad R_2 = 112,5 \text{ мм}$$

$$R_a = R_2 e^{2\pi \frac{Q'}{\Gamma_2}};$$

$$\Gamma_2 = \frac{2\pi \cdot H}{\rho \cdot \omega} = \frac{2\pi \cdot 41}{\frac{1}{8} \cdot 230} = 9 \text{ м}^3/\text{сек};$$

$$R_a = 0,1125 \cdot e^{\frac{2\pi \cdot 1,9}{9}} = 0,427;$$

$$(c_a)_{ep} = \frac{1,9}{0,1125 (3,8 - 1)} = 6 \text{ м/сек};$$

$$c_2 = \sqrt{c_{2u}^2 + c_{2a}^2} = \sqrt{c_{2u}^2 + w_2^2 \sin^2 \beta_1} = \sqrt{12,6^2 + 18,9^2 \cdot 0,71^2} = 18,4 \text{ м/сек};$$

$$\Delta H_{cm} = \rho \left(\frac{18,4^2}{2} - \frac{6^2}{2} \right) = 19 \text{ мм вод. ст.}$$

Таким образом получим:

$$H_{cm} = 20 + \Delta H_{cm} = 39 \text{ мм вод. ст.}$$

Без кожуха мы имеем:

$$\eta_{cm} = \frac{QH_{cm}}{75 \cdot N} = \frac{8 \cdot 20}{60 \cdot 75 \cdot 0,11} = 0,323 = 32,3\%.$$

При наличии кожуха:

$$\eta_{cm} = \frac{8 \cdot 39}{60 \cdot 75 \cdot 0,11} = 0,63 = 63\%.$$

Имея в виду, что механический к. п. д. в этом случае равнялся 67%, видно, что идеальный кожух позволяет почти полностью использовать развиваемый напор в форме H_{cm} ¹.

§ 5. Построение спирали.

Для данного вентилятора величины Q' и Γ_2 можно считать известными. Поэтому и форма спирали определяется уравнением

$$R = R_2 \cdot e^{\frac{Q'}{\Gamma_2} \varphi}.$$

Построение такой спирали по точкам достаточно затруднительно, тем более, что оно не может быть выполнено никаким простым графическим построением при помощи циркуля и линейки.

При разложении функции

$$R = R_2 \cdot e^{\frac{Q'}{\Gamma_2} \varphi} = f(\varphi)$$

в ряд Мак-Лорена, получим:

$$R = R_2 \left\{ 1 + \frac{Q'}{\Gamma_2} \varphi + \left(\frac{Q'}{\Gamma_2} \right)^2 \frac{\varphi^2}{2!} + \dots \right\}$$

Отметим, что отношение $\frac{Q'}{\Gamma_2}$, определенное для оптимального режима, есть инварианта для данной серии вентиляторов².

Обратную величину ее $\frac{\Gamma_2}{Q'}$ мы будем впредь называть „высоконапорностью“ вентилятора. При анализе работы спирального кожуха эта величина является наиболее характерной, так как она определяет форму спирали.

При большой высоконапорности мы можем пренебречь членами ряда разложения кроме первых двух. Тогда получим, что

$$R = R_2 \left(1 + \frac{Q'}{\Gamma_2} \varphi \right),$$

¹ При наличии гидравлических потерь ΔH_{cm} порядка $0,5 \cdot 19 = 10$ мм все же получим $H_{cm} = 23$ мм и $\eta_{cm} = 47\%$.

² Величина $\frac{Q'}{\Gamma_2}$ инвариантна для серии подобных вентиляторов на одном и том же оптимальном режиме. Действительно, представим себе (см. ниже влияние размеров и числа оборотов), что все размеры данного вентилятора изменены в iR раз, а число оборотов — в i_n раз. Тогда:

$$\left(\frac{Q'_I}{\Gamma_{2I}} \right) = \left(\frac{Q'_{II}}{\Gamma_{2II}} \right) k.$$

Определим величину k .

$$Q'_{II} = \frac{Q_{II}}{b_{II}} = \frac{Q_I \cdot i_R^3 \cdot i_n}{b_I \cdot i_R} = \frac{Q_I}{b_I} \cdot i_R^2 \cdot i_n;$$

$$\Gamma_{2II} = 2\pi \frac{H_{II}}{q\omega_{II}} = 2\pi \frac{H_I \cdot i_R^2 \cdot i_n^2}{\omega_{I_n}} = \Gamma_{2I} i_R^2 i_n;$$

$$\frac{Q'_{II}}{\Gamma_{2II}} = \frac{Q'_I i_R^2 i_n}{\Gamma_{2I} i_R^2 i_n} = \frac{Q'_I}{\Gamma_{2I}} = \text{const}; \quad k = 1,$$

чем и доказывается вышесделанное утверждение

т. е. получим, что очертания спирального кожуха можно строить по кривой архимедовой спирали (фиг. 153).

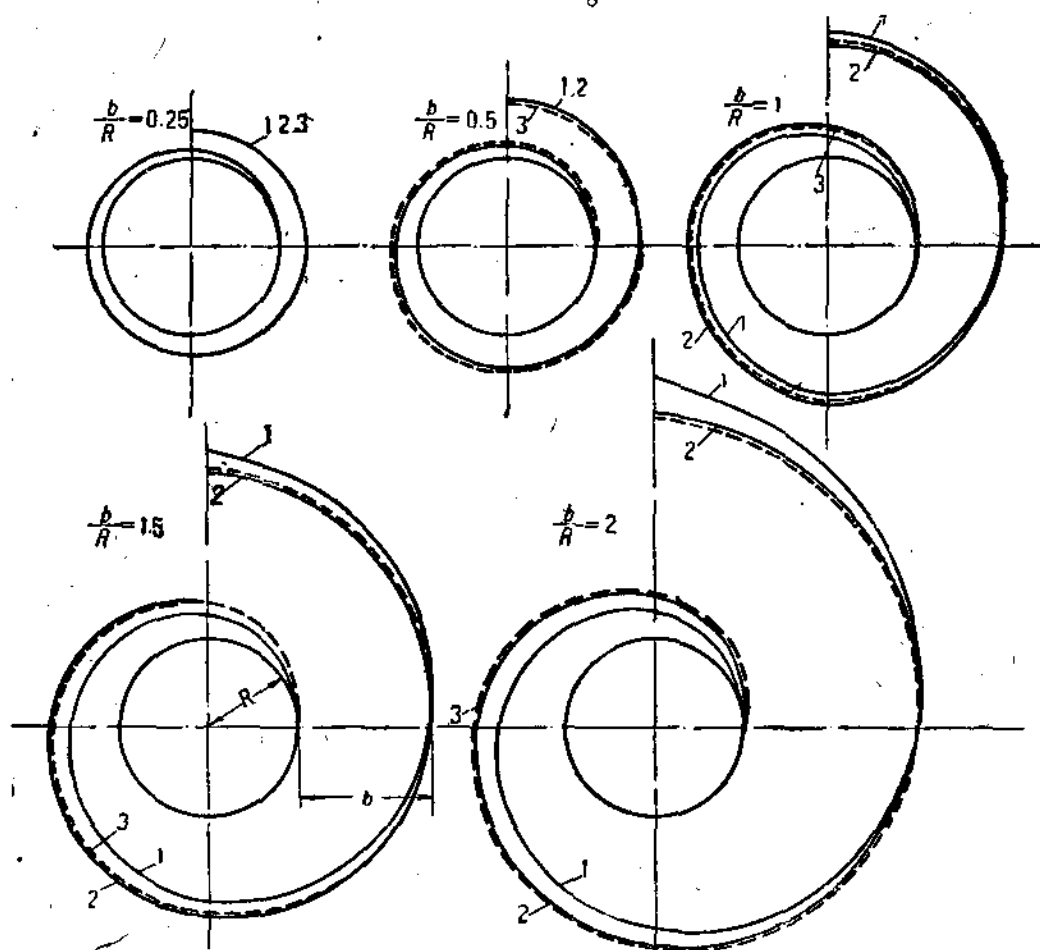
Для приближенного построения архимедовой спирали строят так называемый „конструкторский квадрат“, из четырех вершин которого радиусами

$$\bar{R}_1 = R_2 + \frac{7}{8} A,$$

$$\bar{R}_2 = R_2 + \frac{5}{8} A,$$

$$\bar{R}_3 = R_2 + \frac{3}{8} A,$$

$$\bar{R}_4 = R_2 + \frac{1}{8} A$$



Фиг. 153. Сравнение спиралей:

1. логарифмической
2. архимедовой

3. Построенной при помощи „конструкторского квадрата“ (см. фиг. 154) при условии постоянного сечения на угле раскрытия $\varphi = 360^\circ$.

строится кривая (фиг. 154), которую во всех случаях можно считать практически совпадающей с архимедовой спиралью, как показано на фиг. 153.

Из того, что

$$R = R_2 \left(1 + \frac{A}{2\pi} \varphi \right)$$

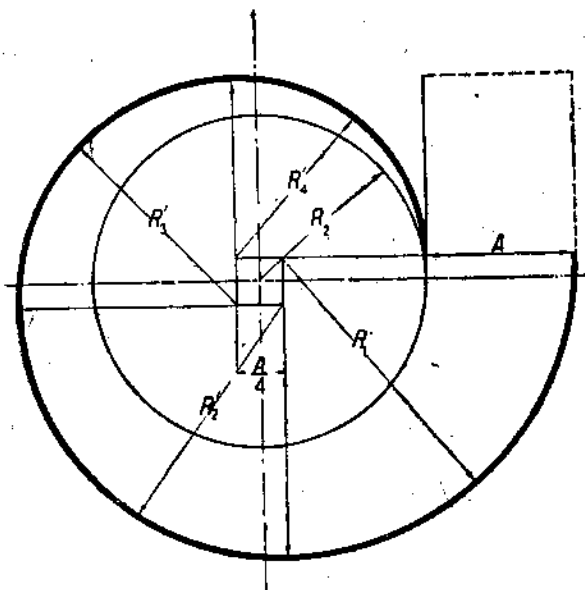
$$R = R_2 + A = R_2 \left(1 + \frac{Q'}{F_2} 2\pi \right)$$

непосредственно вытекает равенство

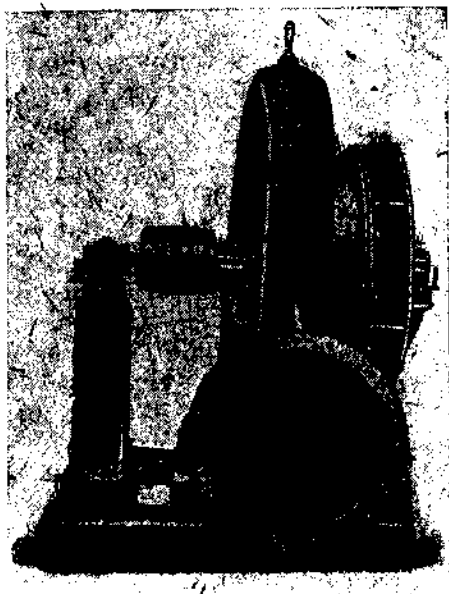
$$A = \frac{Q'}{\Gamma_2} 2\pi R_2.$$

Отметим, что в правильно построенных вентиляторах отношение

$$\frac{Q'}{\Gamma_2} = \frac{A}{2\pi R_2},$$



Фиг. 154. Приближенное построение очертания спирального кожуха при помощи „конструкторского квадрата“.



Фиг. 155. Низконапорный вентилятор

т. е. отношение $\frac{A}{R_2}$ непосредственно определяет высоконапорность (фиг. 155 и 156).

У вентиляторов низконапорных, т. е. с большим Q' и малым Γ_2 , отношение $\frac{A}{2\pi R_2}$ велико (фиг. 155); у вентиляторов высоконапорных, с малой величиной Q' и большой величиной Γ_2 , отношение $\frac{A}{2\pi R_2}$ мало.

В вентиляторах низконапорных, с большой величиной $\frac{Q'}{\Gamma_2}$, т. е. с большим отношением $\frac{A}{R_2}$, очертание логарифмической спирали начинает значительно отличаться от очертаний спирали архимедовой (фиг. 153), с чем, по всей вероятности, связывается некоторое ухудшение работы кожуха. Опытов по сравнению работ кожухов, построенных по логарифмической и архимедовой спиральям, до сих пор не делалось.

Исходя из тех соображений, что (как подробно будет рассмотрено ниже) при работе с противодавлением значительная часть воздуха рециркулирует, т. е. действительное протекание явления в значительной мере отличается от теоретического, можно считать, что даже при малой высоконапорности замена логарифмической спирали архимедовой допустима. Правильность этого положения должна быть проверена опытом.



Фиг. 156. Очень высоконапорный вентилятор.

§ 6. Построение кожуха.

Шириной b кожуха мы задаемся, исходя из формы спирали и скорости выхода. Как уже указывалось в главе о расчете рабочего колеса, скорость выхода выгодно подбирать таким образом, чтобы

$$H_{\text{дин}} \approx (16 \div 18\%) H_{\text{ст.}}$$

Иногда пределы расширяются до $H_{\text{дин}} \approx (12 \div 25\%) H_{\text{ст.}}$

При $H_{\text{ст.}} > 75$ мм в тех случаях, когда играет роль бесшумность работы, обычно принимают $c_a \approx 15$ м/сек. При $H_{\text{ст.}} < 6$ мм выбор скорости выхода определяется местными соображениями.

Имея b_1 , определим $\frac{Q_{\text{сек}}}{b_1} = Q'$ и по данной c_a найдем полный напор

$$H = H_{\text{ст.}} + \rho \frac{c_a^2}{2} \approx (1,16 \div 1,18) H_{\text{ст.}}$$

Затем в расчет вводится гидравлический к. п. д. $\eta_h = \frac{H}{H_m}$. Этот к. п. д. лежит в пределах $0,65 \div 0,85$, причем большие значения соответствуют лопаткам, загнутым назад, а меньшие — лопаткам, загнутым вперед.

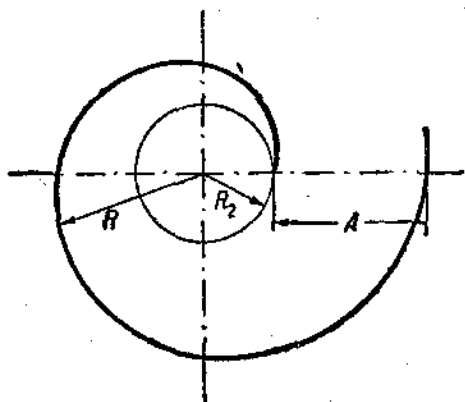
Задаваясь η_h , мы должны будем в конце расчета проверить его значения детальным подсчетом потерь.

Имея величину Q' и величину $H = \frac{H_{\text{полн.}}}{\eta_h}$, мы можем построить теоретическую спираль кожуха (фиг. 157), задавшись числом оборотов n и исходя из того, что

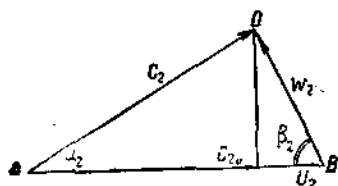
$$\Gamma_2 = \frac{2\pi \cdot H}{\rho \omega}, \quad R = R_2 \cdot e^{\frac{Q'}{\Gamma_2}}$$

Кроме того, зная, что

$$R_a = R_2 + A = R_2 \cdot e^{\frac{Q' 2\pi}{\Gamma_2}},$$



Фиг. 157.



Фиг. 158. Треугольник скоростей выхода.

получим (фиг. 157):

$$R_2 \left(e^{\frac{Q'}{\Gamma_2} 2\pi} - 1 \right) = A$$

и

$$R_2 = \frac{A}{e^{\frac{Q'}{\Gamma_2} 2\pi} - 1}$$

В тех случаях, когда $\frac{Q'}{\Gamma_2}$ достаточно мало ($\leq 0,015$), можно безоговорочно воспользоваться приближенным уравнением архимедовой спирали

$$A = \frac{Q'}{\Gamma_2} 2\pi \cdot R_2; \quad R_2 = \frac{A \cdot \Gamma_2}{Q' 2\pi}$$

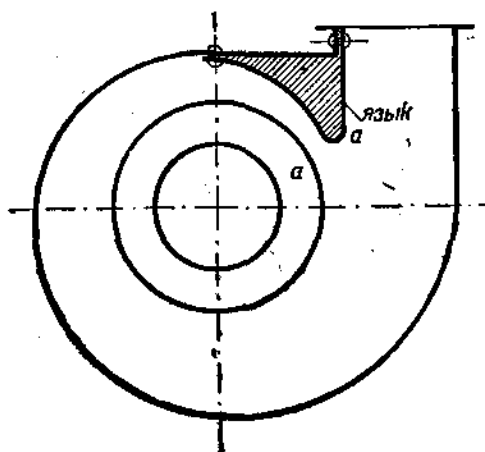
Имея Q' и Γ_2 , мы находим $\alpha_2 = \arctg \frac{Q'}{\Gamma_2}$, а имея R_2 и n находим:

$$u_2 = \frac{\pi \cdot R_2 \cdot n}{30}$$

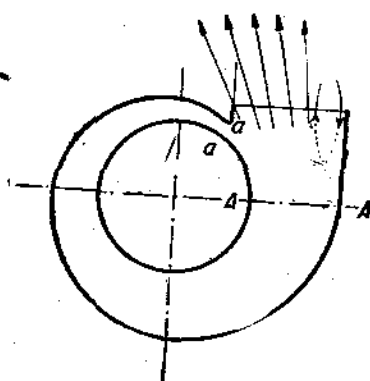
и

$$c_{2u} = \frac{H}{\rho u_2}$$

Имея u_2 , c_{2u} и $\alpha_2 = \arctg \frac{Q'}{\Gamma_2}$, мы можем построить β_2 при помощи следующего графического построения (фиг. 158). Строим u_2 и c_{2u} из точки A (начало вектора u_2), проводим прямую c_2 под углом α_2 . Из конца вектора c_{2u} восстанавливаем



Фиг. 159.



Фиг. 160.

перпендикуляр до пересечения с вектором c_2 . Угол $ABD = \beta'_2$ — относительный угол выхода струи.

Если число лопаток $z \geq 48$, то в большинстве случаев $\beta'_2 = \beta_2$ равняется углу выхода лопатки.

В случае малого количества лопаток, а также в случае сильно нагруженных лопаток приходится вводить в расчет влияние конечного количества лопаток, соответственно отклоняя вперед лопатку по сравнению с расчетной величиной β_2 потока.

Получившийся вентилятор (конструкция колесо-кожух) будет служить той схематической основой („аэродинамическая схема“), при помощи которой производится дальнейшая разработка конструкции.

Язык (фиг. 159). В главе о шуме при работе вентилятора показано, что для уменьшения шума при работе вентилятора величина зазора $a = a$ не должна быть чрезмерно малой.

Кроме того, наличие зазора $a = a$ имеет еще назначение — уменьшение гидравлических потерь.

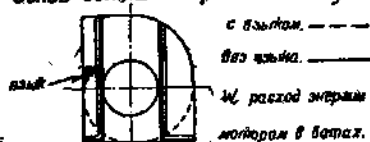
Если сделать $a = a \approx 0$, то при уменьшении расхода по сравнению с расчетным у стенки кожуха обязательно появятся обратные токи, так как угол α_2 уменьшится (фиг. 160). При наличии зазора достаточной величины явление протекает таким образом, что часть объема внутри кожуха работает как плоский кожух (см. начало этой главы); воздух внутри кожуха, прежде чем выйти из вентилятора, описывает вокруг колеса один или более спиральных витков. При этом потеря напора получается значительно меньшая, чем в первом случае.

При экспериментальном изучении работы вентиляторов описанная выше картина видна весьма ясно. Опишем некоторые из наблюдений над работой вентиляторов на опыте.

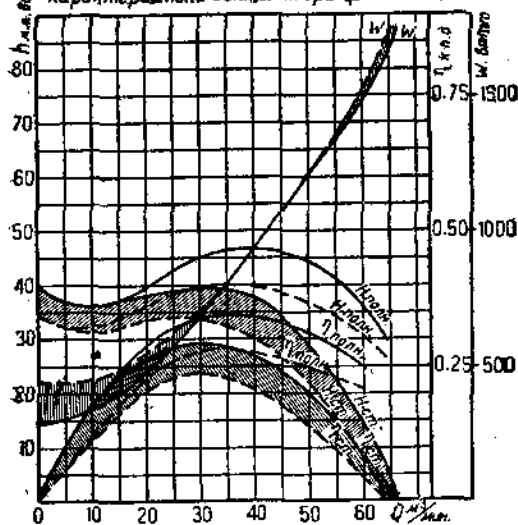
1. В зазоре *a-a* (у языка) при малых расходах наблюдается разрежение (по сравнению с $H_{ст}$); свидетельствующее о высоких местных скоростях. Мелкие листочки бумаги, ваты и т. д., подведенные к зазору, засасываются в него с большой силой.

2. В вентиляторах очень высоконапорных, т. е. с малым $\frac{Q'}{F_2}$ и, следовательно, малым $\frac{A}{R}$, при малых расходах получается весьма типичное отлипание струи от

Эскиз вентилятора и схема установки.



Характеристика вентилятора при $n=1440 \text{ об/мин} = \text{const}$.

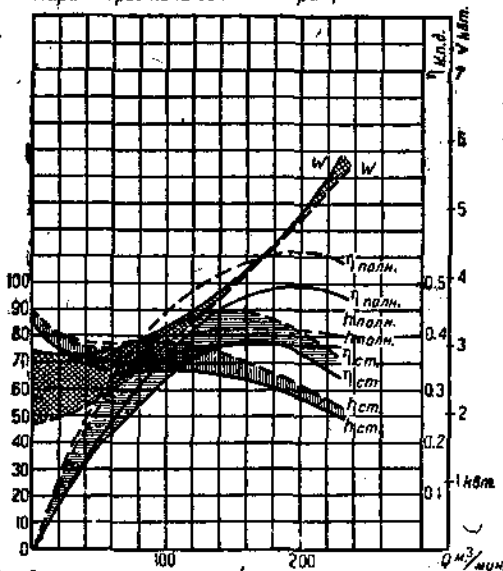


Приведено к $T_{возд}=120/760 \text{ мм.рт.ст. } 20^\circ\text{C}$ и 50% влажн.

Фиг. 161. Сравнительные характеристики вентиляторов типа „Сирокко“ № 5 ($D_2 = 500 \text{ мм}$) с языком и без языка. Заштрихованная область указывает выигрыш в случае отсутствия языка.

без языка. — — — W кВт. расход энергии
с языком. — — — мотором в киловаттах.

Характеристика вентилятора при $n=950 \text{ об/мин} = \text{const}$.



Приведено к $T_{возд}=120/760 \text{ мм.рт.ст. } 20^\circ\text{C}$ и 50% влажн.

Фиг. 162. Сравнительные характеристики вентиляторов типа „Сирокко“ ($N2\frac{1}{2}$) с языком и без языка. Заштрихованная область указывает выигрыш в случае отсутствия языка.

наружной кромки, объясняемое приводимой ниже схемой работы кожуха вблизи языка (фиг. 160).

Переход от сечения *A-A* к сечению *a-a* следует делать таким, чтобы поток непрерывно увеличивал свою скорость в случае рециркуляции. Поэтому удаление языка в вентиляторе высокого напора следует считать нерациональным.

Что же касается вентиляторов низконапорных, типа „Сирокко“, то в них наличие языка приводит к большим потерям (особенно при малых расходах), чем при отсутствии языка. Это объясняется и увеличением потерь на трение, благодаря большим скоростям в сечении *a-a* и увеличением чисто диффузорных потерь.

Опыты, поставленные в ЦАГИ в 1930 г.¹ о работе вентиляторов „Сирокко“ с языком и без языка (фиг. 161 и 162), подтвердили правильность этих соображений, дав чрезвычайно значительное повышение напора, уменьшение мощности и повышение к. п. д. почти что при всех расходах. Из этих опытов с полной очевидностью выяснилось, что наличие языка в вентиляторе типа „Сирокко“ не только не приносит пользы, но даже вредно.

¹ В. И. Поликовский, О влиянии „языка“ в вентиляторе типа „Сирокко“.

Анализ вариантов. Пользуясь приведенными выше формулами расчета конструкции кожуха и рабочего колеса, мы получаем вентилятор, теоретически вполне отвечающий предъявленным к нему аэродинамическим требованиям.

С точки зрения конструкции, однако, полученная теоретическая схема (подлежащая впоследствии еще поправкам на влияние потерь в кожухе) зачастую является совершенно неудовлетворительной; приходится вносить в нее всяческие поправки:

Основой для введения поправок и отклонения от идеальной картины явления являются два положения:

1. Сечение выхода F_a может быть взято отличным от сечения кожуха, соответствующего $\varphi = 2\pi$.

2. Приведенный выше расчет спирального кожуха исходит из того положения, что форма кожуха определяется формой свободно текущей струи. При проектировании кожуха мы можем, однако, частично влиять на струю, создавая ей кожухом расширяющийся ($\alpha > \arctg \frac{Q'}{\Gamma_2}$) или суживающийся ($\alpha < \arctg \frac{Q'}{\Gamma_2}$) канал.

В условиях более или менее свободного маневрирования сечениями и оборотами необходимо кроме определяемого по скорости (скоростному напору) сечения выхода иметь еще одну опорную базу расчета. Таковой является диаметр D_1 , определяемый из соображений наименьшей относительной скорости v_1 .

Для примера приведем несколько типовых расчетов.

Пример.

$$Q = 5,3 \text{ м}^3/\text{сек}; H_{ст} = 475 \text{ мм вод. ст.}; n = 2950 \text{ об/мин.}$$

Примем:

$$H_{дмк} = 0,25 H_{ст} = 120 \text{ мм вод. ст.}; \\ c_a = 44 \text{ м/сек.}$$

Тогда:

$$F_a = \frac{Q_{сек}}{c_a} = \frac{5,3}{44} = 0,12 \text{ м}^2.$$

Основной вариант.

$$D_1 = 3,25 \sqrt[3]{\frac{5,3}{2950}} \approx 390 \text{ мм};$$

$$F_e = \frac{\pi D_1^2}{4} = 0,12 \text{ м}^2 = 1,2 F_a.$$

Это соотношение можно считать нормальным.

Учитывая сужение сечения лопатками, примем

$$D_1 = 0,4 \text{ м}; A = \sqrt{0,1} = 0,316 \text{ м} = B; \eta_h = 0,72.$$

Для уменьшения габаритов машины несколько „откроем“ колесо (фиг. 183). Приняв размер $a = 0,2 A$, получим площадь, соответствующую углу $\varphi = 2\pi$, равной

$$AB = \frac{F_A}{1,2} = 0,1 \text{ м}^2.$$

При квадратном сечении AB (наиболее часто употребляемом) получим

$$A = B = \sqrt{0,1} = 0,316 \text{ м.}$$

Гидравлический к. п. д. примем

$$\eta_h = 0,8$$

Получим для расчета:

$$H = \frac{475 + 120}{0,8} = 800 \text{ мм вод. ст.};$$

$$\omega = \frac{2950 \cdot \pi}{30} = 310;$$

$$\Gamma_2 = \frac{2\pi \cdot H}{\omega \varphi} = \frac{2\pi \cdot 740}{310 \cdot 0,122} = 120 \text{ м}^3/\text{сек};$$

$$Q' = \frac{5,3}{0,316} = 16,7 \text{ м}^3/\text{сек};$$

$$\frac{Q'}{\Gamma_2} = \frac{16,7}{120} = 0,136.$$

При этом пренебрегать вторым членом разложения в ряд Маклорена уравнения спирали недопустимо. Получим

$$R_a \approx R_2 \left(1 + \frac{Q'}{F_2} \varphi + \left(\frac{Q'}{F_2} \right)^2 \frac{\varphi^2}{2} \right);$$

$$R_2 + A = R_2 (1 + 0,136 \cdot 2\pi + (0,136 \cdot 2\pi)^2 : 2) = R_2 [1 + 0,85 + 0,36] = 2,21 R_2.$$

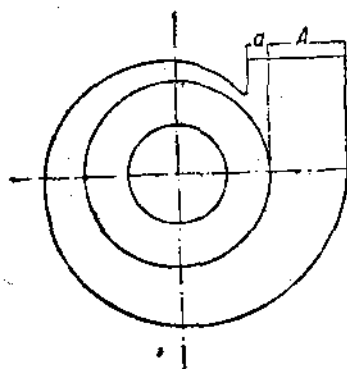
Отсюда $(2,21 - 1) R_2 = A$
и, следовательно,

$$R_2 = \frac{A}{1,21} = \frac{0,318}{1,21} = 260 \text{ мм},$$

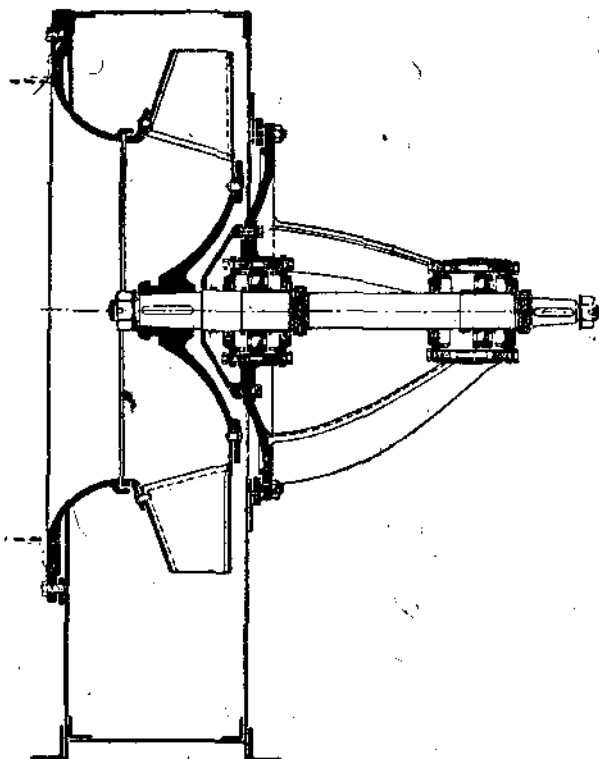
$$u_2 R_2 \omega = 0,26 \cdot 310 = 81 \text{ м/сек},$$

$$c_{2u} = \frac{H_1}{\rho u_2} = \frac{715}{0,122 \cdot 81} = 72 \text{ м/сек}.$$

$$\varphi = \frac{c_{2u}}{u_2} = \frac{72}{81} = 0,9.$$



Фиг. 163. Кожух с „открытым“ колесом.



Фиг. 164. Вентилятор типа „Рато“ VMN.

Величина φ_2 вполне удовлетворительная и соответствует углу $\beta_2 \approx 90^\circ$.

В связи с наличием потерь в кожухе имеет место понижение давления с увеличением угла φ . Для того чтобы компенсировать это падение давления, увеличиваем размер A на 10% (см. ниже расчет потерь), не меняя остальных размеров, т. е. делаем сечение AB при угле $\varphi = 2\pi$ прямоугольным с сечением $A \times B = 350 \times 316$ мм. Нарастание давления в кожухе за счет диффузорного эффекта компенсирует потерю напора; благодаря этому колесо работает в симметричных условиях, что безусловно должно улучшить качество его работы (см. Eck-Kearton. Turbogebälse u. Kompressoren).

Внешний вид вентилятора, по типу близкого к рассчитанному, изображен на фиг. 164, 165, 166 (тип. Рато).

Пример.

$$H_{cm} = 100 \text{ мм вод. ст.};$$

$$Q = 720 \text{ м}^3/\text{час} = 0,12 \text{ м}^3/\text{сек};$$

$$c_a = 26 \text{ м/сек (по заданию)}; F_a = \frac{0,2}{28} = 0,0075 \text{ м}^2.$$

Примем:

$$\eta_h \approx 0,73;$$

$$H = \frac{100 + 40}{0,73} = 192 \text{ мм вод. ст.}$$

1-й вариант.
Задаемся:

$$n = 1440 \text{ об/мин}, \quad \omega = 150;$$

$$A = b = \sqrt{0,0075} = 0,0865 \text{ м};$$

$$Q' = \frac{0,2}{0,0865} = 2,3 \text{ м}^3/\text{сек};$$

$$\Gamma_2 = \frac{2\pi \cdot 192 \cdot 8}{150} = 64 \text{ м}^2/\text{сек};$$

$$R_2 = \frac{A \cdot \Gamma_2}{2\pi \cdot Q'} = \frac{0,0865 \cdot 64}{2\pi \cdot 2,3} = 0,33 \text{ м};$$

$$u_2 = R_2 \omega = 0,33 \cdot 150 = 57 \text{ м/сек};$$

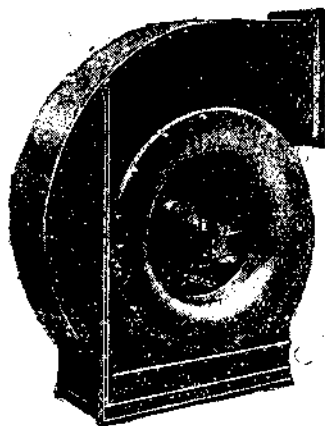
$$c_{2u} = \frac{192 \cdot 8}{57} = 28 \text{ м/сек}.$$

Величина φ_2 получается равной

$$\varphi_2 = \frac{28}{57} = 0,5$$



Фиг. 165. Вентилятор типа „Рато“ VMN.



Фиг. 166. Вентилятор типа „Рато“ VMN.

Диаметр всасывания

$$D_1 = 3,25 \sqrt[3]{\frac{0,2}{1440}} = 170 \text{ мм}.$$

Отношение $\frac{D_2}{D_1} = \frac{760}{170} = 4,5$ слишком велико для вентиляторов обычных типов и объясняется меньшим чем обычно значением φ_2 .

Остановимся несколько подробнее на основных принципах подбора вариантов:

$$R_2 = \frac{A \cdot \Gamma_2}{2\pi \cdot Q'} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{Ab}{Q} \cdot \frac{2\pi \cdot H}{\omega \cdot \rho} = \frac{H}{\rho Q} (Ab) \frac{1}{\omega}.$$

$\frac{H}{\rho Q}$ задано условиями задания.

Менять можно Ab и ω .

Зададимся рабочим колесом таким, чтобы $u_2 = c_{2u}$ т. е. $\varphi_2 = 1$.

Тогда

$$u_2 c_{2u} = u_2^2 = \frac{H}{\rho} = 192 \cdot 8 \approx 1540 \text{ м}^2/\text{сек};$$

$$u_2 = 39,2 \text{ м/сек} = R_2 \omega;$$

$$R_2 \omega = \frac{H}{\rho Q} Ab = \frac{192 \cdot 8}{0,2} Ab = 39,2;$$

$$Ab \approx 0,002.$$

Так как

$$(A + a)b = 0,0075 \text{ м}^2,$$

получим

$$a = \frac{0,0025}{0,005} A = 0,5A \text{ (фиг. 167 и 168).}$$

$$Ab = \frac{2}{3} 0,0075 = 0,005.$$

Остановимся на квадратном сечении выхода.

Получим:

$$b = A + a = 1,5A;$$

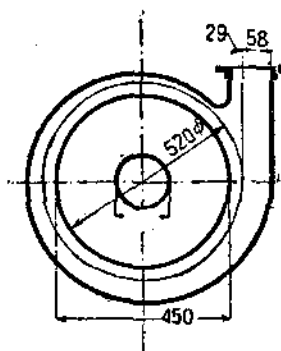
$$Ab = 1,5A^2 = 0,005;$$

следовательно,

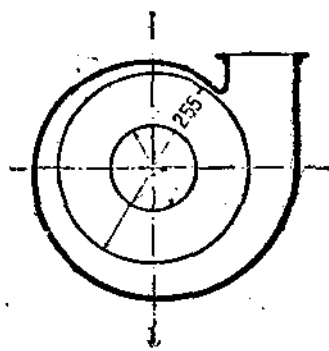
$$A = \sqrt{\frac{0,005}{1,5}} = 58 \text{ мм};$$

$$a = 0,5A = 29 \text{ мм};$$

$$b = 87 \text{ мм}.$$



Фиг. 167.



Фиг. 168.

Подберем число оборотов. Рассмотрим сначала числа оборотов, допускающее непосредственное соединение с мотором $n = 1440$ и $n = 2950$ об/мин.

Для

$$n = 1440 \text{ об/мин (фиг. 168);}$$

$$D_1 = 3,25 \sqrt[3]{\frac{0,2}{1440}} = 170^1 \text{ мм};$$

$$D_2 = \left(\frac{39,2}{\omega}\right) \cdot 2 = 520 \text{ мм}.$$

$F_e > F_a$: вентилятор для работы на нагнетание со свободным всасыванием.

Для

$$n = 2950 \text{ об/мин (фиг. 168a);}$$

$$D_1 = 3,25 \sqrt[3]{\frac{0,2}{2950}} = 130 \text{ мм};$$

$$D_2 = \left(\frac{39,2}{\omega}\right) \cdot 2 = 255 \text{ мм}.$$

$F_1 \approx F_a$: вентилятор для включения в линию

Оба полученных размера достаточно конструктивны.

Примечание. В настоящем и в следующем примерах не определен необходимый для симметричной работы колеса дополнительный разворот кожуха, составляющий для первого варианта величину порядка 30% (чему соответствует $A = 1,3 \cdot 58 = 75 \text{ мм}$) и для второго варианта величину порядка 20% (чему соответствует $A = 1,2 \cdot 58 = 70 \text{ мм}$).

Подробнее о дополнительном развороте см. ниже, гл. о гидравлических потерях.

Отметим следующие обстоятельства:

1. Если $u_2 = c_{2u}$, то при небольшом количестве лопаток угол выхода лопатки β_2 получается $> 90^\circ$, т. е. лопатки получаются загнутые вперед (с тем, чтобы $\cos \beta_2' = \cos \beta_2 - \Delta \cos \beta_2 = 0$, где β_2' — угол выхода струи).

2. При данном кожухе всегда можно уменьшить R_2 за счет дополнительного загибания лопаток (фиг. 169). Это ясно из того, что форма кожуха определяется из R_0^2 и высоконапорности $\frac{F_2}{Q} = \text{ctg } \alpha_2$. Если оставить тот же $\text{tg } \alpha_2$ при меньших

¹ Более правильно $D_1 = 3,25 \sqrt[3]{\frac{Q_{\text{сек}}}{(1 - \varphi_1)n}}$, где φ_1 — коэффициент закручивания c_{1u}/u_1 .

² Так называемый радиус „начальной окружности“ спирального кожуха.

R_2 , то, дойдя до значения R_0 из начального расчета, струя сохранит тот же угол α , а следовательно, и $\operatorname{tg} \alpha$, не изменится. Таким образом по всей окружности R_0 скоростное поле остается тем же, каким оно получилось по расчету.

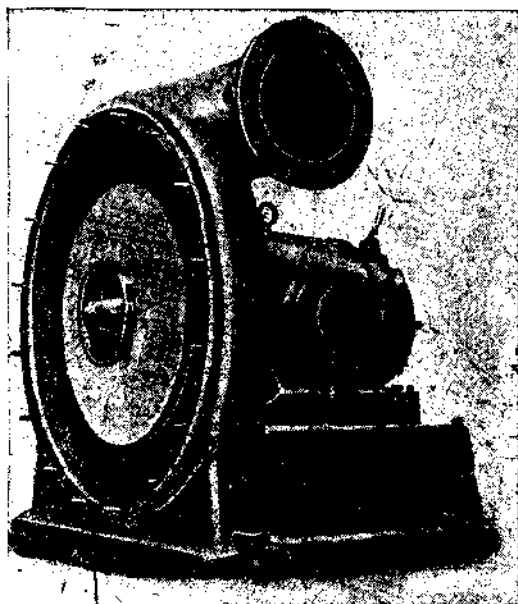
Если при радиусе $(R_2)_2 < (R_2)_1$ имеем $(\Gamma_2)_2 = (\Gamma_2)_1$, т. е. $(R_2 c_{2u})_2 = (R_2 c_{2u})_1$, то, очевидно:

$$\frac{(c_{2u})_2}{(c_{2u})_1} = \frac{(R_2)_1}{(R_2)_2}.$$

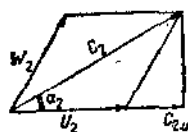
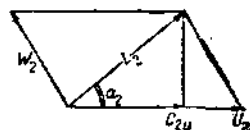
Далее имеем (при одном и том же n):

$$H = \rho u_2 c_{2u} = \rho \omega (R_2 c_{2u}) = \text{const}$$

для любых R_2 — при условии соблюдения равенства циркуляции по контуру.



Фиг. 169. Вентилятор, у которого диаметр начальной окружности спирального кожуха значительно больше, чем наружный диаметр колеса.



Фиг. 170.



Фиг. 171.

Иначе говоря, колеса одинаковы по своему эффекту, если $u_2 \cdot c_{2u} = \text{const}$, независимо от значений R_2 и n (фиг. 170).

Из этих соображений, например, чрезвычайно рационально уменьшить в аэродинамической схеме фиг. 168а D_2 до 450 мм, оставляя начальную окружность спирального кожуха без изменений.

При этом увеличивается зазор у языка, что благотворно отражается на к. п. д. машины. Окружная скорость u_2 получится при этом равной

$$u_2 = \frac{\pi \cdot 0,45 \cdot 1450}{60} = 34,2 \text{ м/сек.}$$

Скорость закручивания

$$c_{2u} = \frac{192}{0,122 \cdot 34,2} = 46 \text{ м/сек.}$$

Коэффициент напора

$$\varphi_2 = \frac{46}{34,2} = 1,34$$

выходит из области значений, применимых для вентиляторов подобного типа.

Пример.

$$\begin{aligned} Q &= 35 \text{ м}^3/\text{мин} = 0,58 \text{ м}^3/\text{сек}; \\ H_{ст} &= 65 \text{ мм вод. ст.}; \\ H_{дин} &= 0,25 H_{ст} = 10 \text{ мм вод. ст.}; \\ c_a &= 12,6 \text{ м/сек}; \quad F_a = 0,044 \text{ м}^2; \\ n &= 1440 \text{ об/мин}; \quad \omega = 150. \\ \eta_h &= 0,68. \end{aligned}$$

1-й вариант.

$$\begin{aligned} A &= b = \sqrt{0,044} = 0,21 \text{ м}; \\ Q' &= \frac{0,58}{0,21} = 2,75 \text{ м}^3/\text{сек}; \\ H_{нрлм} &= \frac{65 + 10}{\eta_h} \approx \frac{65 + 10}{0,65} = 110 \text{ мм вод. ст.}; \\ \Gamma_2 &= \frac{2\pi \cdot 110}{Q \cdot 150} = 36,5 \text{ м}^2/\text{сек}. \end{aligned}$$

В этом случае $\frac{Q'}{\Gamma_2} = \frac{2,75}{36,5} = 0,075$ слишком велико, чтобы отбросить второй член ряда Маклорена. Будем считать:

$$\begin{aligned} R_2 &= \frac{A}{\frac{Q' \cdot 2\pi}{e^{\Gamma_2} - 1}} = \frac{0,21}{\frac{e^{2\pi \cdot 0,075} - 1}{0,6}} = \frac{0,21}{0,6} = 0,35 \text{ м}; \\ u_2 &= 0,35 \cdot 150 = 52,5; \quad c_{2u} = \frac{880}{52,5} = 16,8. \end{aligned}$$

Отношение $\frac{c_{2u}}{u_2}$ — слишком мало. Остановимся на $R_2 = 160 \text{ мм}$.

Тогда:

$$0,16 = \frac{A}{\frac{Q \cdot 2\pi}{e^{b \cdot R_2} - 1}} = \frac{A}{\frac{0,58 \cdot 2\pi}{e^{b \cdot 36,5} - 1}} = \frac{A}{\frac{0,1}{e^b - 1}}.$$

Задавшись $A \approx 2a$, получим $Ab = 0,029$ (фиг. 171).

При отношении сторон прямоугольника выхода $\frac{a+A}{b} = 2:1,5$ (получено подбором) получим:

$$A = 0,16; \quad b = 0,18.$$

Следует указать, что хотя в приведенных примерах данные расчета считаются непосредственно применимыми к конструкции, все же проектирующий может вносить в расчет коррективы, основанные на общих соображениях.

Так например, если, исходя из отношения $\frac{c_{2u}}{u_2}$, которым иногда задаются в расчете, и числа оборотов определены R_2 , а следовательно, и

$$Ab \approx \frac{Q \cdot R_2 \cdot \omega}{H} = Q \frac{Q \cdot u_2}{H},$$

причем площадь Ab получится иной, чем площадь F_a , требуемая по расчету по скоростям, то можно допустить изменение Ab , в пределах 10—20%, так как получающийся диффузор (или коллектор) имеет большую длину $> 2\pi R_2$, т. е. угол раскрытия (дополнительного) получается обычно весьма малым — порядка 3—8°.

Основные достоинства кожухов, правильно спроектированных и дающих равномерное скоростное поле, близкое к теоретическому, — то, что они дают равномерное распределение нагрузки по всей окружности колеса¹ с чем, очевидно, связывается больший к. п. д. и самого колеса и всего вентилятора, в то же время гидравлические потери в кожухе, составляющие обычно 60—90% всех гидравлических потерь в вентиляторе, получаются при этом наименьшими.

¹ См. „Forschungsheft“ N. Pfeleiderer, Die Berechnung der Spiralgehäuse.

ГЛАВА V.

ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ.

Полный напор $H_m = \rho u_2 c_{2u}$, развиваемый вентилятором, идет

- 1) на повышение статического давления $H_{ст}$;
- 2) на создание скоростного напора выхода из вентилятора $H_{дин}$;
- 3) на покрытие потерь внутри самого вентилятора.

Потери. Потери внутри вентилятора делятся на

1. Потери в рабочем колесе:

- 1) потери на удар;
- 2) потери на трение в лопатках и на поворотах;
- 3) потери на трение дисков о воздух (вентиляция);
- 4) потери через зазор;
- 5) потери на трение в подшипниках, сальниках и т. д.

2. Потери в кожухе:

- 6) потери на трение;
- 7) потери на удар.

§ 1. Потери в рабочем колесе.

Потеря на удар. Как мы указывали в главе о расчете рабочего колеса потеря на удар при входе струи в рабочее колесо смягчается двумя обстоятельствами.

Воздушная колонна перед вентилятором воспринимает известный момент количества движения за счет трения, от чего удар при слишком малых значениях β_1 значительно смягчается.

Заметим, что вращение воздуха непосредственно до вентилятора вызывает неравномерное распределение давлений по сечению всасывающей трубы. Поэтому при малых расходах мерить $H_{ст}$ в трубе перед вентилятором недопустимо. Необходимо либо наличие камеры, либо спрямляющей решетки, иначе полученная из опыта характеристика вентилятора в области малых подач будет неправильна.

Наличие вращательного движения во всасывающей линии может повысить потери в ней: поэтому определять сопротивление участка линии, приключив его непосредственно к вентилятору неправильно.

Если нам известна потеря через зазор $Q_{зз}$ ^{1, 2} то построение безударного угла входа произойдет следующим образом.

Скорости

$$u_1 = \frac{\pi \cdot D_1 \cdot n}{60};$$

$$\xi_{1м} = \xi_0 = \frac{Q_0}{\pi \frac{D_0^3}{4}},$$

если

$$\pi D_0 b > \frac{\pi D_0^3}{4} \text{ т. е. } b > \frac{D_0}{4};$$

$$\xi_{1м} = \frac{Q_0}{\pi D_1 b},$$

если

$$\pi D_0 b < \frac{\pi D_0^3}{4},$$

где Q_0 — расчетный расход $\text{м}^3/\text{сек}$.

¹ См. потери через зазор.

² При подборе наивыгоднейшего D_1 мы ввели в рассмотрение только Q_0 , тогда как следовало ввести влияние потери через зазор $Q_0 + Q_{зз}$. На практике это достаточно учесть увеличением D_1 против $(D_1)_{расч} = 3,25 \sqrt{\frac{Q}{n(1-\varphi_1)}}$ на 5 ÷ 10%.

Скорость закручивания притекающей струи

$$c_{1u}^0 = \varphi_1 u_1.$$

При наличии потерь через зазор добавляется радиальная скорость

$$c_{1as} = c_1 \frac{Q_{as}}{Q_0}$$

и дополнительная скорость закручивания, соответствующая

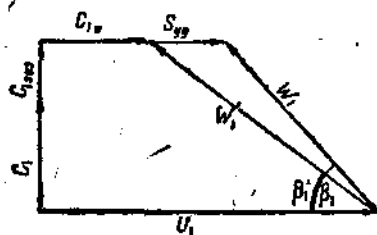
$$\omega_{as} = \frac{\omega}{2},$$

откуда:

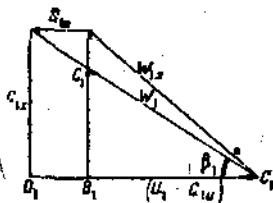
$$(c_{1u})_{as} = (Q_{as} \omega_{as} R_1) : (Q_{as} + Q_0).$$

Суммарная скорость закручивания:

$$c_{1u} = c_{1u}^0 + (c_{1u})_{as}.$$



Фиг. 172. Определение величины потери на удар при входе.



Фиг. 173. Определение величины потери на удар при входе в случае заполненного сечения входа на колесо.

По этим данным строим многоугольник скоростей фиг. 172:

$$w_1' = w_1$$

при

$$F_1 = \pi D_1 b \sin \beta_1 > \frac{Q + Q_{as}}{\sqrt{u_1^2 + (c_1 + c_{as})^2}},$$

т. е. если поток не заполняет сечения, и

$$w_1' \operatorname{tg} \beta_1' = w_1 \operatorname{tg} \beta_1 \quad (\text{т. е. } s \parallel u),$$

как указано на фиг. 172, если

$$F_1 \leq \frac{Q + Q_{as}}{\sqrt{u_1^2 + (c_1 + c_{as})^2}},$$

т. е. если поток заполняет сечение.

При меньших (больших) нормального расходах изменятся, вообще говоря, все скорости кроме u_1 : при этом направление относительной скорости отклонится от направления β_1 (например w_1') по направлению β_1' , чем и будет вызван удар. При малых потерях через зазор β_1' будет увеличиваться вместе с расходом: при больших потерях через зазор изменение угла β_1' должно быть исследовано, исходя из характеристики вентилятора.

Можно считать в первом приближении (за отсутствием точных опытов):

$$\Delta H_{as} = \varphi \frac{s^2}{2}.$$

где $\bar{s} = \bar{w}_1 - \bar{w}_1'$, и φ — коэффициент, меняющийся в пределах $0,5 \div 0,7$ и даже в еще более широких пределах¹.

Закругляя носик лопатки, потерю на удар можно значительно уменьшить. Обычно, однако, эта потеря настолько незначительна, что такое технологически сложное округление носика нецелесообразно.

Если $Q_{ax} \approx 0$ и $c_{1u} \approx 0$ и ширина b_1 такова, что поток заполняет сечение входа, то (фиг. 173) для подачи Q_x , не равной подаче безударного входа, $s_{1x} = \overline{B_1 C_1} - \overline{D_1 C_1}$.

Из треугольника фиг. 173 видно, что

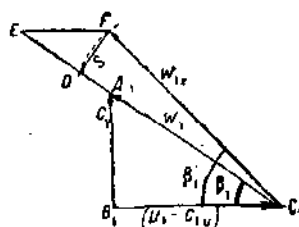
$$B_1 C_1 = u_1$$

и

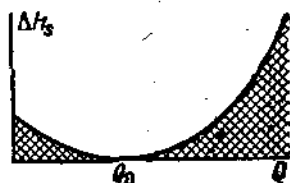
$$\frac{D_1 C_1}{c_{1x}} = k; \quad \frac{D_1 C_1}{Q_x} = \frac{B_1 C_1}{c_1} = k \cdot \frac{B_1 C_1}{Q_0},$$

откуда

$$D_1 C_1 = B_1 C_1 \frac{Q_x}{Q_0} \quad \text{и} \quad s_{1x} = u_1 - u_1 \frac{Q_x}{Q_0} = u_1 \left(1 - \frac{Q_x}{Q_0}\right).$$



Фиг. 174. Определение величины потери на удар при входе в случае незаполненного сечения входа на колесо.



Фиг. 175. Потеря на удар при входе на рабочее колесо при переменной подаче Q .

Таким образом потеря на удар:

$$\Delta H_u = \varphi \frac{\rho}{2} u_1^2 \left(1 - \frac{Q_x}{Q_0}\right)^2.$$

Если ширина b_1 такова, что поток не заполняет сечения, то при $Q_{ax} \approx 0$ и $c_{1u} \approx 0$ (фиг. 174)

$$s = w' \frac{\pi}{180} (\beta_1' - \beta_1).$$

При углах $\beta_1' - \beta_1$ достаточно малых можно считать подобными треугольники ABC и DEF .

Тогда:

$$\frac{s}{EF} = \frac{c_1}{w_1} = \sin \beta_1.$$

Поэтому при большой ширине b_1

$$\Delta H_u = \varphi \frac{\rho}{2} u_1^2 \left(1 - \frac{Q_x}{Q_0}\right)^2 \sin^2 \beta_1.$$

При повороте струи при входе на лопатку больше, чем на 30° , можно пользоваться приближенной формулой:

$$\Delta H_u = \varphi \cdot \rho \frac{w^3}{2}.$$

¹ В данном месте мы следуем той же упрощающей традиции, что и огромное большинство гидравликов (см. например, Spannhacke, Pfeleiderer и т. д.), несмотря на возможность весьма обоснованных возражений против данного метода.

При подачах воздуха меньших, чем подача Q_0 (соответствующая безударному входу при отсутствии предварительного закручивания), величина удара заметно смягчается за счет наличия предварительного закручивания струи c_{1u} . Кроме того, набегание струи с передней стороны лопатки обычно протекает с меньшим вихреобразованием, чем удар с задней стороны лопатки.

Поэтому при $Q < Q_0$ можно считать коэффициент $\varphi = 0,2 \div 0,3$; при $Q > Q_0$ тот же коэффициент φ скорее следует считать величиной порядка $1 \div 1,2$ (фиг. 175).

Угол входа всегда делается таким, что расчетная подача вентилятора получается несколько меньше, чем подача Q_0 , так что большими значениями коэффициента φ приходится пользоваться только при расчете всей характеристики вентилятора или при контрольном расчете максимальной подачи, соответствующей $H_{\text{ст}} = 0$.

Пример.

Вентилятор типа „Сирокко“¹.

Задание.

$$H_{\text{ст}} = 60 \text{ мм вод. ст.}; D_1 = 440 \text{ мм};$$

$$Q_a = 10\,000 \text{ м}^3/\text{час}; n = 940 \text{ об/мин.};$$

$$u_1 = \frac{\pi D_1 n}{60} = 21,6 \text{ м/сек};$$

$$\beta_1 = 70^\circ.$$

$$(c_1)_0 = u_1 \operatorname{tg} 70^\circ = 21,6 \cdot 2,74 = 59 \text{ м/сек};$$

$$c_1 = c_0 = \frac{Q_0}{\frac{\pi D_1^2}{4}} = \frac{Q_0}{0,44^2} = 6,6 Q_0 = 59 \text{ м/сек};$$

$$Q_0 = \frac{59}{6,6} \approx 9 \text{ м}^3/\text{сек} \approx 32\,000 \text{ м}^3/\text{час}.$$

При этом:

$$\Delta H_s \approx \frac{0,25 \cdot 0,122}{2} \left(1 - \frac{10\,000}{32\,000}\right)^2 21,6^2 \sin^2 \beta_1 \approx 3 \text{ мм вод. ст.}$$

У вентиляторов быстроходных, типа „Сирокко“, потери через зазор, определяемые отношением $\frac{Q_0}{Q}$, весьма малы, и дополнительно вводить в расчет влияние $Q_{\text{заз}}$ не следует.

При $Q = Q_{\text{макс}} \approx 20\,000 \text{ м}^3/\text{час}$ $\Delta H_s = \frac{0,25 \cdot 0,122}{2} \cdot 21,6 (1 - 0,625)^2 \sin^2 \beta_1 \approx 1 \text{ мм вод. ст.}$

При $Q \approx 0$ при пользовании указанной формулой получим:

$$\Delta H_s \approx 6,0 \text{ мм вод. ст.}$$

В действительности, однако, при $Q = 0$ начинается весьма интенсивное закручивание воздуха перед вентилятором: кроме того, в вентиляторах типа „Сирокко“ имеет место еще рециркуляция воздуха², частично уходящего обратно сквозь колесо у языка. Благодаря этому потеря на удар и при нулевом расходе получает значительно меньшую величину, чем указанная расчетная.

Пример.

$$Q_{\text{расч}} = 60 \text{ м}^3/\text{час};$$

$$H_{\text{ст}} = 80 \text{ мм вод. ст.}$$

Дополнительный подвод воздуха через зазор:

$$Q_{\text{заз}} \approx 45 \text{ м}^3/\text{час} (!)$$

(см. ниже расчет потерь через зазор).

Лопатки—чисто радиальные ($Q_0 \approx \infty$).

¹ b_1 очень велико, так что следует пользоваться второй формулой.

² См. опыты Briggs'a.

Колесо широкое: $D_1 = 100$ мм вод. ст.; $n = 1500$ об/мин; $u_1 = 7,8$ м/сек.

При $Q_s = 1$ м³/мин; $c_1 = \frac{1}{60 \cdot \pi \cdot 0,1^2} = 2,1$ м/сек; $c_{1\text{зас}} = 2,1 \frac{45}{60} = 1,6$ м/сек.

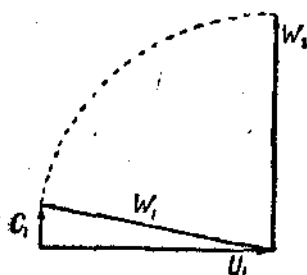
Потеря на удар без учета влияния $c_{1\text{н}}$ соответствует повороту на $\sim 90^\circ$, при котором (фиг. 176)

$$w_1 = \sqrt{u_1^2 + (c_1 + c_{1\text{зас}})^2} = \sqrt{7,8^2 + 3,7^2} = 8,6 \text{ м/сек}$$

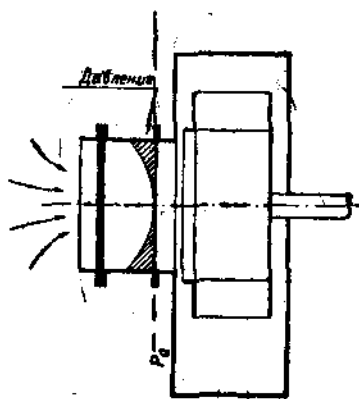
$$\Delta H_s \approx \varphi \frac{w_1^2}{2} \approx 0,8 \frac{0,122 \cdot 8,6^2}{2} = 1,5 \text{ мм вод. ст.}$$

Если еще иметь в виду закручивание струи перед вентилятором за счет трения и за счет присоединения $Q_{\text{зас}}$, то потеря напора на удар при входе получится еще меньше.

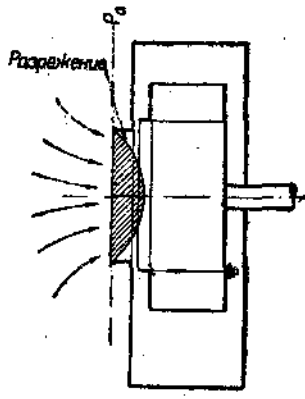
Если перед вентилятором имеется достаточно длинная труба, то такое закручивание потока бывает часто даже полезным, так как уменьшает потери на удар.



Фиг. 176.



Фиг. 177.



Фиг. 178.

Кроме этого, при засасывании через трубу по схеме фиг. 177 полный напор по оси близок к атмосферному, а давление у стенок выше—вентилятор как бы весь целиком выдвигается вперед, выпускает лопатки.

В тех же случаях, когда вентилятор засасывает воздух непосредственно из помещения, распространение закручивания в атмосферу нежелательно, так как оно приводит к излишней затрате мощности на потери трения о неподвижный воздух (фиг. 178).

Кроме того, в этом случае статическое давление на диаметре D_1 подходящей струи равно P_a , а по оси создается разрежение, соответствующее интенсивности закручивания (фиг. 178). Поэтому фактически повышение давления начинается с D_1 , а не с оси, как в первом случае.

В некоторых случаях, когда очень большие числа оборотов неизбежны, а следовательно, неизбежны большие u_1 при малых $c_{1\text{а}}$, углы входа β_1 , соответствующие безударному входу, получаются слишком малыми, как это, например, имеет место в так называемых импеллерах—воздуходувках для наддува авиационных моторов, работающих с числом оборотов $n = 10\,000 \div 20\,000$ об/мин¹. В этих случаях приходится перед вентилятором (воздуходувкой) ставить направляющий аппарат, как это и делает, например, фирма Рато (фиг. 144, 145, 146).

Этот направляющий аппарат, правда, увеличивает потери на удар при входе при режимах, отклоняющихся от расчетного, но зато позволяет при расчетном режиме получать очень высокие к. п. д., достигающие до η порядка 0,75.

¹ Малые углы входа особенно неудобны при очень высоких окружных скоростях, когда соображения прочности заставляют делать лопатки либо чисто радиальными по всей длине, либо близкими к этой форме.

Потери при повороте струи и на трение в лопатках. При входе в центробежный вентилятор имеет место поворот струи на угол $\approx 90^\circ$. Можно считать соответствующую потерю напора

$$\Delta H_0 = \xi_0 \frac{c_1^2}{2}, \text{ где } \xi = 0,2 \div 0,5,$$

где ξ ближе к 0,2 для $c_1 > c_0$.

Пример.

$$Q_{\text{сек}} = 0,5 \text{ м}^3/\text{сек}; \quad n = 1440 \text{ об/мин.}$$

Подобрать D_1 и определить величину ΔH_0 .

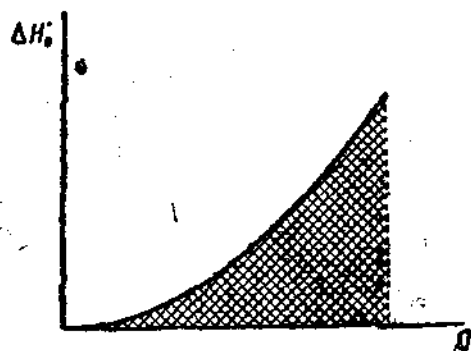
Решение.

$$D_1 = D_0 = 3,25 \sqrt[3]{\frac{0,5}{1440}} \approx 225 \text{ мм.}$$

Учитывая частичное сужение сечения лопатками, а также влияние φ_1 и $Q_{\text{зд}}$, примем $D_1 = 250 \text{ мм.}$

$$c_0 = \frac{0,5}{\pi \cdot \frac{0,25^2}{4}} \approx 10 \text{ м/сек};$$

$$\Delta H_0 = \frac{0,2}{8} 100 = 2,5 \text{ мм вод. ст.}$$



Фиг. 179. Потери на поворот струи при входе на рабочее колесо.

Трение. При протекании струи через лопатки рабочего колеса часть напора затрачивается на преодоление трения о стенки.

Применение в данном случае общих формул гидравлики, оперирующих средней скоростью по сечению

$$w_{\text{ср}} = \frac{Q}{F},$$

представляется чрезмерно приближенным. Даже в тех случаях, когда сечение канала F целиком заполнено движущимся воздухом, пользоваться точными формулами для установившегося движения (Blasius'a, Mises'a, Stanton—Pannell и т. д.) нецелесообразно ввиду слишком малой длины канала.

Для ясного представления о механике явления рассмотрим степень заполненности канала потока.

Если скорость

$$w_1 \approx w_2 = \sqrt{u_2^2 + c_0^2},$$

то заполненное сечение

$$F_0 = \frac{Q}{w} = \frac{Q}{\sqrt{u_1^2 + \frac{Q^2}{\left(\pi \frac{D_0^2}{4}\right)^2}}} = \frac{Q}{Q \sqrt{\frac{u_1^2}{Q^2} + k^2}},$$

где $k = \text{const}$ для данного вентилятора;

$$F_0 = \frac{1}{\sqrt{\frac{u_1^2}{Q^2} + k^2}}.$$

Степень заполненности сечения входа на рабочее колесо:

$$i = \frac{F_a}{\pi \cdot D_1 b_1 \cdot \sin \beta_1} = \frac{1}{\pi \cdot D_1 b_1 \cdot \sin \beta_1 \sqrt{\frac{u_1^2}{Q^2} + \frac{1}{\left(\frac{\pi D_0^2}{4}\right)^2}}}$$

Очевидно, что при очень больших подачах Q и $D_1 \approx D_0$ получим:

$$i = \frac{\frac{\pi D_0^2}{4}}{\pi \cdot D_1 b_1 \cdot \sin \beta_1} = \frac{D_1}{4 b_1 \sin \beta_1}.$$

Если $b_1 \sin \beta_1 > \frac{D_1}{4}$, то даже при $Q = \infty$, $i < 1$, т. е. сечение между лопатками никогда не может быть заполнено активным потоком. Если $b_1 \sin \beta_1 < \frac{D_1}{4}$, то при некотором (обычно очень большом) значении Q' получим степень заполнения $i \geq 1$. Начиная со значения $Q = Q'$, скорость w_1 определяется из равенства:

$$w_1 = \frac{Q'}{\pi \cdot D_1 b_1 \sin \beta_1}.$$

Если сечение канала между лопатками постоянно, т. е. ширина канала b сужается к D_2 , то можно считать при $Q > Q'$:

$$\Delta H_{mp} = \xi \cdot \varrho \frac{w^2}{2} \frac{l}{4 R_h},$$

а $R_h = \frac{F}{u}$ гидравлический радиус, где F — сечение канала, u — периметр канала.

Впредь до постановки соответствующих опытов можно считать $\xi = 0,015 \div 0,025$, что соответствует средним условиям протекания по гладким железным трубам¹.

Если канал между лопатками расширяющийся, то потеря напора больше не может определяться, исходя из гидравлического радиуса: этот метод расчета неприменим также и в случае степени заполненности сечения $i < 1$, даже если сечение канала между лопатками постоянной величины.

В этом случае расчет следует вести, исходя из действительной картины явления и считая $w_1 = w_2 = \text{const.}$

При расчете рабочего колеса мы всюду считали $c_1 = c_0$, т. е.

$$b_1 = \frac{D_1}{4} \quad \text{и} \quad w_1 = w_2 = w = \sqrt{u_1^2 + c_1^2} \quad (\text{фиг. 180}).$$

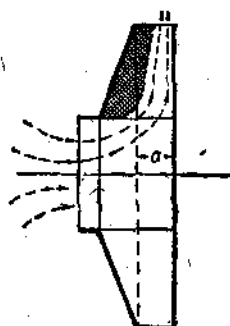
Если на ширине a сечение $F_{1a} = \pi D_1 a \sin \beta_1 = \frac{\pi D_1^2}{4} \sin \beta_1 < \frac{Q}{w_1}$, то в чистом виде такая схема невозможна, и поток либо разливается на ширину $a' > \frac{D_1}{4}$, либо увеличивает скорость w_1 .

В большинстве случаев — это подтверждается опытом Briggs'a — основная масса воздуха сосредоточивается ближе к задней стенке колеса, т. е. увеличивается скорость w_1 .

Отношение

$$\frac{\frac{\pi D_1^2 \cdot \sin \beta}{4}}{\frac{Q_1}{w}} < 1$$

¹ По Е. Hagmayer,



Фиг. 180.

наблюдается обычно только в вентиляторах высокого давления (с малыми углами β_1) и встречается чрезвычайно редко. В остальных типах обычно

$$\frac{\pi D_1^2}{4} \sin \beta_1 > \frac{Q}{w_1},$$

и, следовательно, можно безоговорочно принять при расчете

$$a = \frac{D_1}{4}.$$

При расчете трения в канале между рабочими лопатками следует различать два случая:

$$1. \quad i = \frac{1}{\pi \cdot D_1 b_1 \sin \beta_1 \sqrt{\frac{u_1^2}{Q^2} + \frac{1}{\left(\frac{\pi D_0^2}{4}\right)^2}}} < 1.$$

$$2. \quad i > 1.$$

Очевидно практически $i \leq 1$. Значения $i > 1$, полученные расчетом, указывают на то, что поток не только заполняет сечение, но что относительная скорость при входе на лопатке должна увеличиться, чтобы пропустить весь поток через колесо.

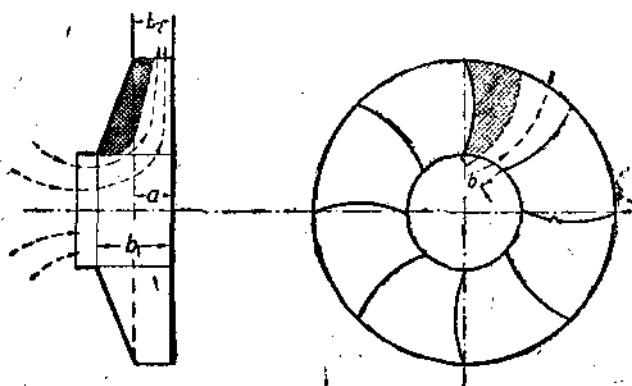
В обоих случаях мы будем считать сечение потока постоянным, равным $a \cdot b$.

$$1. \text{ Если } i < 1, \text{ то } w_1 = \sqrt{u_1^2 + c_0^2}.$$

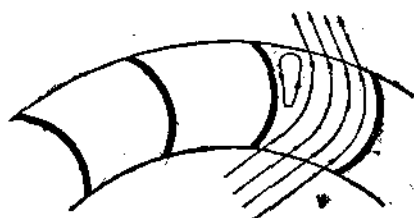
Ширина a (фиг. 181, 182) определяется из тех соображений, что

$$\pi D_1 a w_1 \sin \beta_1 \geq Q, \text{ т. е.}$$

$$a \geq \frac{Q}{\pi \cdot D_1 \sin \beta_1 w}; \quad a \geq i b_1.$$



Фиг. 181.



Фиг. 182.

Знак $>$ соответствует тому, что $a \geq \frac{D_1}{4}$ во всех случаях, ибо ожидать „коллектора“ при переходе от сечения $\frac{\pi D_0^2}{4}$ к большему сечению $\pi D_1 b_1$, т. е. ожидать $c_1 > c_0$, не приходится.

Имея ширину a , получим:

$$b = \frac{Q}{\pi a w}.$$

$$2. \text{ Расчетное значение } i > 1.$$

В этом случае:

$$a = b_1;$$

$$w = \frac{Q}{F} = \frac{Q}{\pi \cdot D_1 b_1 \sin \beta_1}.$$

Ясно, что в этом случае $b = \frac{\pi D_1 \sin \beta_1}{4}$. Этот случай, соответствующий обычно расходам значительно выше расчетных, ближе прочих подходит к обычным представлениям о работе центробежного вентилятора. Основная разница сводится к тому, что и в этом случае $w_2 = w_1 = w$.

Имея, таким образом, для всех случаев значения w , a и b , мы можем снова считать потерю напора по формуле

$$\Delta H_{mp} = \xi \varrho \frac{w^3}{2} \frac{l}{4R_h},$$

где $R_h = \frac{ab}{2(a+b)}$ и ξ примем равным для средних значений 0,02 (впредь до соответствующих опытов).

Пример. Определить потери на трение в колесе вентилятора по следующим данным:

$$Q = 35 \text{ м}^3/\text{мин} = 0,58 \text{ м}^3/\text{сек};$$

$$D_1 = 0,204 \text{ м}; D_2 = 0,28 \text{ м}; \beta_1 = 22,5^\circ;$$

$$b_1 = 150 \text{ мм}; w_1 = \sqrt{u_1^2 + c_0^2} = 26,1 \text{ м/сек};$$

$$\sin \beta_1 = 0,38; z = 64.$$

Проверим степень заполнения i :

$$i = \frac{1}{\pi \cdot D_1 b_1 w \sin \beta} = \frac{1}{\pi \cdot 0,204 \cdot 0,15 \cdot 26,1 \sin 22,5^\circ} = 0,6;$$

$$a = ib_1 = 0,6 \cdot 0,15 = 0,09 \text{ м};$$

$$b = \frac{Q}{z \cdot w \cdot a} = \frac{0,58}{64 \cdot 26,1 \cdot 0,09} = 0,00385 \text{ м}.$$

Заметим, что при $a > \frac{D_1}{4}$, т. е. при $a = ib_1$ величина $b = \frac{\pi D_1}{z} \sin \beta_1 = \text{const}$, независимо от значения i , т. е. в нашем случае:

$$b = \frac{\pi \cdot 0,204 \cdot 0,385}{64} = 0,00385 \text{ м}.$$

Формулой $b = \frac{Q}{z \cdot w \cdot a}$ следует пользоваться при $ib_1 < \frac{D_1}{4}$, т. е. при $i' < \frac{D_1}{4 \cdot b_1}$.

В нашем случае $i' = \frac{0,204}{4 \cdot 0,15} = 0,34$, чему соответствует Q' , определяемое из уравнения:

$$0,34 = \frac{1}{\pi \cdot 0,204 \cdot 0,15 \cdot 0,385 \sqrt{\frac{15,3^2}{Q^2} + \frac{4}{\pi \cdot 0,204^3}}}.$$

Отсюда получим, что заметное сужение поперечного сечения потока между лопатками (боковой отрыв) появится при

$$Q = 0,193 \text{ м}^3/\text{сек} = 11,6 \text{ м}^3/\text{мин}.$$

Длина лопатки

$$l = 0,04 \text{ м}.$$

Потеря напора на трение:

$$\Delta H_{mp} = \frac{0,02 \cdot 0,122 \cdot 26,1^3}{2} \frac{0,04}{4R_h};$$

$$R_h = \frac{0,09 \cdot 0,00385}{2(0,09 + 0,00385)} \approx 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ м};$$

$$\Delta H_{mp} = \frac{0,02 \cdot 0,122 \cdot 680 \cdot 0,04}{8 \cdot 1,8 \cdot 10^{-3}} \approx 4 \text{ мм вод. ст.}$$

Пример. Посчитать потери на трение в рабочем колесе по следующим данным:

$$Q = 2,5 \text{ м}^3/\text{мин} = 0,042 \text{ м}^3/\text{сек};$$

$$D_1 = 0,1 \text{ м}; D_2 = 0,18 \text{ м};$$

$$\sin \beta_1 = 0,71 (\sin \beta_0 = 15^\circ);$$

$$w_1 = 10,4 \text{ м/сек};$$

$$b_1 = 0,03 \text{ м}; l = 0,04 \text{ м};$$

$$z = 64.$$

Степень заполнения:

$$i = \frac{0,042}{\pi \cdot 0,1 \cdot 0,03 \cdot 10,4 \cdot 0,71} \approx 0,6;$$

$$a = 0,6 \cdot 0,03 = 0,018.$$

Поскольку $0,018 < \frac{D_1}{4}$, следует считать (см. выше)

$$a = \frac{D_1}{4} = 0,025;$$

$$b = \frac{0,042}{64 \cdot 10,4 \cdot 0,025} \approx 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ м};$$

$$\Delta H_{тр} \approx \frac{0,02 \cdot 10,4^2 \cdot 0,04}{8 \cdot 2 \cdot 4 R_h};$$

$$R_h = \frac{25 \cdot 10^{-3} \cdot 2,5 \cdot 10^{-3}}{2(25 + 2,5) \cdot 10^{-3}} \approx 1,15 \cdot 10^{-3} \text{ м};$$

$$\Delta H_{тр} = \frac{20 \cdot 108 \cdot 0,04}{8 \cdot 2 \cdot 4 \cdot 1,15} = 0,9 \text{ мм вод. ст.}$$

Пример. Определить полный напор H при режиме безударного входа и определить расход, при котором струя подходит с безударным входом, по следующим данным:

$$D_1 = 0,3 \text{ м};$$

$$D_2 = 0,55 \text{ м};$$

$$n = 4850 \text{ об/мин};$$

$$u_1 = 67,4 \text{ м/сек};$$

$$u_2 = 140 \text{ м/сек};$$

$$b_1 = 0,02 \text{ м};$$

$$\beta_1 = 40^\circ;$$

$$\beta_2 = 45^\circ;$$

$$z = 14.$$

$$\frac{\pi D_1^2}{4} = 0,07 \text{ м}^2.$$

При безударном входе, считая $c_{1u} \approx 0$, получим:

$$c_1 = u_1 \tan 40^\circ = 57 \text{ м/сек};$$

$$Q_0 = \pi D_1 b c_1 = \pi \cdot 0,3 \cdot 0,02 \cdot 57 = 1,08 \text{ м}^3/\text{сек}.$$

Учитывая сужение сечения лопатками, получим:

$$Q_0 \approx 1 \text{ м}^3/\text{сек}.$$



Фиг. 183. $Q = 0,46 \text{ м}^3/\text{сек}.$



Фиг. 183а. $Q = 0,7 \text{ м}^3/\text{сек}.$



Фиг. 183б. $Q = 1,14 \text{ м}^3/\text{сек}.$

Фиг. 183, а, б. Заполнение каналов между рабочими лопатками колеса центробежного вентилятора при переменном расходе.

В действительности (фиг. 183а, 183б, 183с) переход через Q_0 происходит в интервале $Q_0 = 0,7 \div 1,14 \text{ м}^3/\text{сек}.$

Потери на трение:

$$\Delta H_{тр} = \frac{0,02 \cdot w^2 \cdot l}{64 \cdot R_h}; \quad w = \sqrt{u_1^2 + c_1^2} = 88 \text{ м/сек};$$

$$l \approx 0,1 \text{ м}; \quad a = 0,02 \text{ м}; \quad b = \frac{\pi \cdot 0,3 \cdot 0,65}{14} = 0,044;$$

$$R_h = \frac{ab}{2(a+b)} = 0,685 \cdot 10^{-2} \text{ м};$$

$$\Delta H_{тр} = \frac{0,02 \cdot 88^2 \cdot 0,1}{64 \cdot 0,685 \cdot 10^{-2}} \approx 35 \text{ мм вод. ст.}$$

Потери на удар при входе равна 0.

Потеря на заворот струи:

$$\Delta H_1 = 0,20 \frac{w^2}{2} = \frac{0,2 \cdot 57^2}{16} \approx 40 \text{ мм вод. ст.};$$

$$(c_{2u})_2 \approx u_2 - w_2 \cos \beta_2 = 140 - 88 \cos 45^\circ = 78 \text{ м/сек.}$$

Относительная циркуляция:

$$\Gamma'_0 = \frac{c_{2u}}{2u_2} = \frac{78}{14 \cdot 140} = 0,04.$$

Действительный косинус угла выхода струи:

$$\cos \beta'_2 \approx \cos \beta_2 + 2 \cdot 0,04 = 0,71 + 0,08 = 0,79.$$

Отсюда:

$$(c_{2u})_2 = 140 - 88 \cdot 0,79 = 140 - 70 = 70 \text{ м/сек}$$

и коэффициент, учитывающий количества лопаток $\mu = \frac{70}{78} = 0,9$ (по кривой Кухарского $\mu = 0,88$). Можно принять $\varrho_{cr} \approx 0,13$ (при значительном повышении давления в вентиляторе);

$$H_m = 0,9 \cdot 0,13 \cdot 140 \cdot 78 = 1280 \text{ мм вод. ст.};$$

$$H_m = \Delta H_{\text{пот}} = 1280 - (35 + 40) = 1200 \text{ мм вод. ст.}$$

Опыты, поставленные фирмой Броун-Бовери над колесом с указанными данными, дали для полного напора H именно это значение¹.

При уменьшении расхода получим в пределе:

$$i = \frac{Q}{\pi \cdot D_1 b_1 \sin \beta_1 w_1} \approx \frac{0}{\pi \cdot D_1 b_1 \sin \beta_1 u_1} = 0.$$

Отсюда получим:

$$a = 0,25 D_1 \text{ и } b = \frac{Q}{zw_a} = 0,$$

при этом $R_h = 0$, и, следовательно, $\Delta h_{mp} = \infty$.

Этот парадоксальный вывод объясняется тем, что при выводе не учтено закручивание струи перед вентилятором. При переходе к малым расходам закручивание струи перед вентилятором усиливается, и при $Q = 0$ можно считать (это подтверждается и опытом) угловую скорость ω_0 подходящей струи $\approx \omega$ вентилятора.

При этом, очевидно, получим:

$$\begin{aligned} \lim (w_1)_{\lim Q=0} &= (V u_1^2 - c_{1u}^2 + c_1^2)_{\lim Q=0} = \\ &= V [\lim (u_1^2 - c_{1u}^2) + \lim (c_1^2)]_{\lim Q=0} = 0. \end{aligned}$$

Таким образом за счет закручивания струи при малых расходах получим для степени заполнения i , а также для R_h неопределенные значения типа $\frac{0}{0}$.

Имея в виду, что $\Delta H_{mp} = k w^2$, а предел $w = 0$, получим, что предел значения потери на трение ΔH_{mp} при $\lim Q = 0$ также близок к нулю.

Таким образом потери на трение в каналах получают следующий вид: $\Delta H_{mp} = f(Q)$.

1. При $i_{расч} \geq 1$

$$\Delta H_{mp} = k \frac{w^2}{R_h};$$

$$R_h = \frac{Ab}{2(A+b)} = \text{const (фиг. 184, кривая 1—1)}.$$

2. При $i < 1$.

Если пренебречь кручением, то при переходе от Q соответственно $i = 1$ до $Q = 0$ получим: $\lim w = u_1$, $\lim R_h = 0$ и, следовательно, $\lim \Delta H_{mp} = \infty$ (кривая 2—2, фиг. 184).

¹ Взято из статьи „Sur le calcul des roues centrifuges“—A. Carraud, La technique moderne.

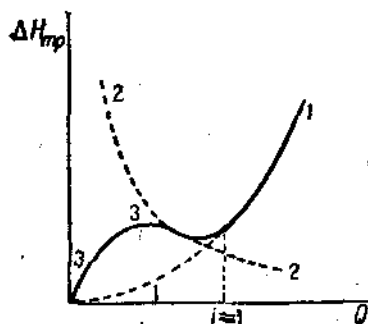
3. При малых расходах $\Delta H_{тр}$ падает до 0 за счет закручивания струи (ветвь 3—3, фиг. 184).

На фиг. 184 приведена качественная схема изменения $\Delta H_{тр}$ при изменении расхода, дающая общий характер процесса: при различных конструкциях, коэффициентах сопротивлений и скоростных условиях взаимное соотношение трех ветвей может оказаться каким угодно.

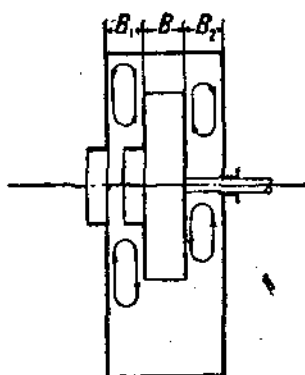
§ 2. Потери на трение дисков о воздух.

При вращении рабочего колеса с наружной стороны его образуются токи двух родов (фиг. 185).

1. Во-первых — вращение жидкости с угловой скоростью $\omega' = \frac{\omega}{2}$ ¹, где ω — угловая скорость вращения колеса.



Фиг. 184. Кривая потерь на трение при переменной подаче.



Фиг. 185. Паразитные токи вокруг колеса центробежного вентилятора.

2. Циркуляционные токи.

На поддержание этих токов в вязкой среде (воздухе) затрачивается мощность

$N_{тр}$. Очевидно, мощность (при данном $\frac{B}{D}$):

$$N_{тр} = f(\omega, D, \rho).$$

Напишем выражение для $N_{тр}$ в форме одночлена

$$N_{тр} = \beta \cdot \omega^x \cdot D^y \cdot \rho^z,$$

и исходя из размерностей, определим значения показателей

$$x, y, z.$$

Размерности

$$N_{тр} = \frac{(\text{кг}) (\text{м})}{(\text{сек})} = (\text{сек}^{-x}) (\text{м}^y) (\text{кг}^z \text{ сек}^{2z} \text{ м}^{-4z}).$$

Отсюда получим $\text{кг}^1 = \text{кг}^z$, откуда $z = 1$

$$\text{сек}^{-1} = (\text{сек}^{-x}) + (\text{сек}^{2z}), \text{ следовательно, } x = -3;$$

$$\text{м} = (\text{м}^y) (\text{м}^{-4z}), \text{ следовательно, } (y) - 4 = 1 \text{ и } (y) = 5.$$

Получим:

$$N_{тр} = \beta \rho \omega^3 D^5.$$

¹ См. опыты Schulz „Forschungsarbeit V. D. I.“, тетрадь 297; также опыты в ЦАГИ подтвердили значение $\omega' = \frac{\omega}{2}$.

Коэффициент β есть функция относительной шероховатости, числа Рейнольдса и отношения $\frac{B}{D}$ ¹. По опытам Stodola можно считать для гладких дисков $\beta = (5 \div 6) \cdot 10^{-6}$.

Для вентиляторных колес величина коэффициента β значительно выше, чем для гладких дисков. Приблизительно можно считать²:

$$\beta = \beta_0 \left(1 + 5 \frac{b_2}{D_2} \right),$$

где $\beta_0 = (8 \div 20) \cdot 10^{-6}$. При этом, чем меньше „паразитная“ ширина на выходе (не используемая потоком), тем меньше β_0 . Поэтому β_0 меньше для конических колес, чем для плоских; при полном отсутствии „паразитной“ ширины b_2 коэффициенты β_0 приближаются к значениям, соответствующим β_0 для гладких дисков.

Пример. Определить в процентах расход мощности на паразитные токи для вентилятора по следующим данным.

$$n = 1440 \text{ об/мин};$$

$$\omega = 150 \text{ сек};$$

$$Q = 400 \text{ м}^3/\text{час};$$

$$H_{ст} = 82 \text{ мм вод. ст.};$$

$$\eta_{ст} = 0,35;$$

$$D_2 = 0,45 \text{ м};$$

$$b_2 = 50 \text{ мм}.$$

$$N = \frac{400 \cdot 82}{3600 \cdot 0,35 \cdot 75} = 0,35 \text{ л. с.}$$

$$N_{mp} = 20 \left(1 + \frac{0,25}{0,45} \right) \cdot 10^{-6} \omega^3 D^5 = \frac{31 \cdot 150^3 \cdot 0,4^5}{8} \cdot 10^{-6} = 0,13 \text{ л. с.}$$

Таким образом в этом случае

$$\frac{N_{mp}}{N} = 100 \frac{0,13}{0,35} \approx 37\% (I).$$

Пример 2. Определить $(N_0)_{mp}$ для вентилятора по следующим данным:

$$Q = 35 \text{ м}^3/\text{мин}; H = 80 \text{ мм вод. ст.}; \eta = 0,5;$$

$$N = \frac{35 \cdot 80}{60 \cdot 75 \cdot 0,5} = 1,25 \text{ л. с.};$$

$$n = 1440 \text{ об/мин}; \omega = 150 \frac{1}{\text{сек}};$$

$$D_2 = 0,254 \text{ м}; b_2 = 0,12 \text{ м};$$

$$N_{mp} = \frac{20 \left(1 + \frac{0,6}{0,254} \right) \cdot 10^{-6} \cdot 150^3 \cdot 0,254^5}{8} \approx 0,1;$$

таким образом

$$N = 1,25; \frac{N_{mp}}{N} = 100 \frac{0,1}{1,25} = 8\%.$$

Из этих двух примеров видно, что трение колес о воздух дает значительные потери:

1) при больших D ($N_{mp} = k \cdot D^5$);

2) при малых QH .

Малые полезные мощности QH , соответствующие высоким напорам и малым расходам, дают особенно большие значения $N_{mp}\%$, так как они соответствуют относительно большим D .

¹ Число Рейнольдса $Re = wd/\nu$ (где ν — кинематическая вязкость) есть параметр нулевого порядка, гидравлически определяющий характер явления. В настоящее время в ЦАГИ заканчивается систематическое исследование по изучению влияния всех указанных параметров на величину β .

² См. Pfleiderer „Kreispumpen“.

Можно сказать (см. выше), что особенно большие значения трения колес о воздух приобретают в высоконапорных и в то же время малооборотных вентиляторах, отличающихся большим D при малых расходах.

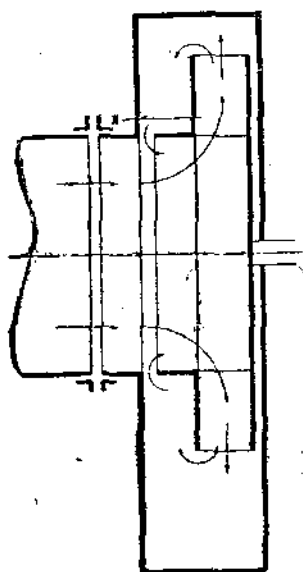
§ 3. Потери через зазор.

При работе вентилятора за колесом (фиг. 186) имеется статическое давление:

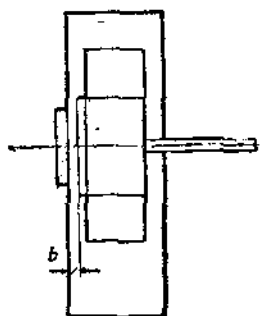
$$H_{ст2} = H - \rho \frac{c^2}{2} - \Delta H_{потерь} = \rho \frac{U_2^2 - w_2^2}{2} - \Delta H_{потерь},$$

где ΔH — потери в рабочем колесе и при входе в колесо. Под влиянием этого статического давления наблюдается перетекание воздуха сбоку колеса к всасывающему патрубку. Можно с большой степенью приближения считать, что, перетекающий через зазор воздух полностью теряет полученное им от вентилятора приращение энергии H ; поэтому потеря через зазор составляет

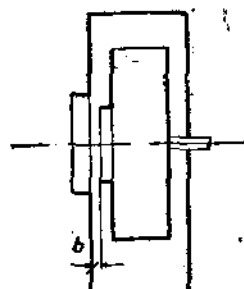
$$\Delta N \approx \frac{Q_{аз} \cdot H}{75} \text{ л. с.}$$



Фиг. 186. Потери через зазор.



Правильно
Фиг. 187а.



Неправильно
Фиг. 187б.

Как уже было указано, угловая скорость воздушного потока с наружной стороны диска $\omega' = \frac{\omega}{2}$, где ω — угловая скорость колеса. Поэтому наружная сторона колеса также работает как центробежный вентилятор, сообщая воздуху напор:

$$H' = \rho \frac{\left(\frac{\omega}{2}\right)^2}{2} (R_2^2 - R_1^2) = \rho \frac{\omega^2}{8} (R_2^2 - R_1^2).$$

Если давление $H_{ст2} > H'$, то под влиянием разности давлений через зазор будет перетекать воздух.

При этом

$$Q_{аз} = \mu \cdot f_{аз} \sqrt{\frac{2g[(H_{ст2} - H') - H_0]}{\gamma}},$$

где μ — коэффициент сжатия струи,

$$f_{аз} = \pi \cdot D_1 b_{аз}$$

и

$$H_0 = -\rho \frac{c_0^2}{2}$$

разрежение во всасывающей линии.

Заметим, что, начиная с известного расхода, $H_{см2}$ может стать меньше ($H' - H_0$), тогда $Q_{заз}$ меняет знак, т. е. наружная сторона колеса подбавляет $Q_{заз}$ к Q вентилятора. Разность давлений с двух сторон зазора $\Delta H'$ определяется для этого случая из того условия, что

$$\Delta H' + H' = H_{см2} + H_0,$$

т. е.

$$\Delta H' = H_{см1} - H' + H_0.$$

При правильно поставленном рабочем колесе $\mu \approx 0,65$ (по опытам ЦАГИ) при неправильно поставленном $\mu \approx 0,8 \div 0,9$, не говоря о самом увеличении сечения $f_{заз}$ (фиг. 187а, 187б), ширина b в зависимости от условий изготовления делается в вентиляторах равной $(0,01 \div 0,05) D_1$.

Пример. Определить величину потери через зазор для кузнечного вентилятора:

$$H_{см} = 80 \text{ мм вод. ст.};$$

$$Q = 400 \text{ м}^3/\text{час.};$$

$$n = 1440 \text{ об/мин.};$$

$$b_{заз} = 4 \text{ мм.};$$

$$H_{дин} = 16 \text{ мм вод. ст.};$$

$$\eta_h = 0,6;$$

$$D_0 = 0,15;$$

$$D_1 = 0,18;$$

$$R_2 = 0,225 \text{ м.};$$

$$\eta_{мех} = 0,9.$$

Решение.

$$H = \frac{80 + 16}{0,6} = 160 \text{ мм вод. ст.};$$

$$H_{см2} = 160 - \frac{1}{8} \left(\frac{c_{2u}^2 + c_{2m}^2}{2} \right);$$

$$u_2 = \frac{\pi \cdot 0,45 \cdot 1440}{60} = 34 \text{ м/сек.};$$

$$u_1 = \frac{\pi \cdot 0,18 \cdot 1440}{60} = 13,6 \text{ м/сек.};$$

$$c_1 = \frac{400}{\pi \cdot \frac{0,15^2}{4} \cdot 3600} = 6,3 \text{ м/сек.};$$

$$\bar{w}_1 \approx w_2 = \sqrt{13,6^2 + 6,3^2} = 15 \text{ м/сек} \approx c_{2m} \text{ (так как } \beta_2 = 90^\circ);$$

$$c_{2u} = \frac{160 \cdot 8}{34} \approx 38 \text{ м/сек.};$$

$$H' = g \frac{\omega^2}{8} (R_2^2 - R_1^2); \text{ при } \omega = 150 \cdot \frac{1}{\text{сек}};$$

$$H' = \frac{150^2}{64} (0,05^2 - 0,008) = 15 \text{ мм вод. ст.};$$

$$H_0 = g \frac{c_1^2}{2} = -2,5 \text{ мм вод. ст.};$$

$$\Delta H' = H_{см2} - H' + H_0 = 47,5 \text{ мм вод. ст.};$$

$$c_{заз} = 4 \sqrt{47,5} = 27,6 \text{ м/сек.};$$

$$f_{заз} = \mu \cdot \pi \cdot D_1 b = 0,65 \cdot \pi \cdot 0,15 \cdot 0,004 = 0,0015 \text{ м}^2;$$

$$Q_{заз} = 27,6 \cdot f_{заз} \cdot 3600 = 145 \text{ м}^3/\text{час.};$$

$$N_{заз} = \frac{Q_{заз} \cdot H}{75 \cdot 3600 \cdot \eta_{мех}} = \frac{145 \cdot 160}{75 \cdot 3600 \cdot 0,9} = 0,1 \text{ л. с.}$$

Потери при наличии лабиринтного уплотнения.

Пример (фиг. 188).

$$D_1 = 0,375 \text{ м};$$

$$D_2 = 0,6 \text{ м};$$

$$Q = 1,080 \text{ м}^3/\text{сек};$$

$$H_{ст} = 500 \text{ мм вод. ст.};$$

$$n = 2720 \text{ об/мин};$$

$$\eta_h = 0,8;$$

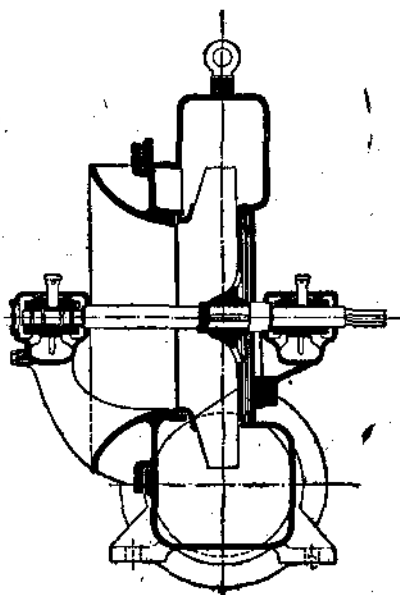
$$\eta_{мех} = 0,93;$$

$$c_a = 15 \text{ м/сек};$$

$$b = 0,002 \text{ м (зазор)};$$

$$H_{полн} = 500 + 0,122 \frac{15^2}{2} = 514 \text{ мм вод. ст.};$$

$$H_m = \frac{H}{\eta_h} = \frac{514}{0,8} \approx 640 \text{ мм вод. ст.};$$

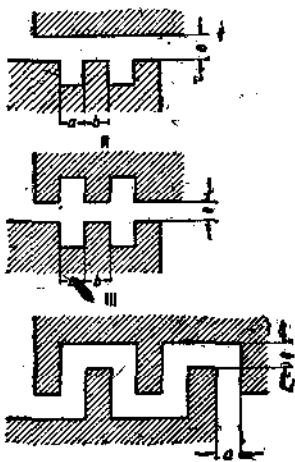


Фиг. 188. Вентилятор типа Рато VMP-60.

$$u_1 = 54 \text{ м/сек};$$

$$u_2 = 86 \text{ м/сек};$$

$$c_1 = 11 \text{ м/сек}.$$



Фиг. 189. Различные формы лабиринтных уплотнений.

Считая в первом приближении $\varphi_1 = 0$, получим:

$$w_1 = \sqrt{54^2 + 11^2} = 55 \text{ м/сек} = w_2;$$

$$c_{2м} = \frac{H_m}{\rho u_2} = \frac{640 \cdot 8}{86} \approx 60 \text{ м/сек}.$$

Очевидно,

$$w_2 \cos \beta_2 = u_2 - c_{2м} = 86 - 60 = 26 \text{ м/сек} = 55 \cos \beta_2$$

и, следовательно, угол выхода струи (на лопатки)

$$\beta_2 = \arccos \frac{26}{55} = 62$$

$$c_{2т} = w_{2т} = 55 \sin 62^\circ = 48 \text{ м/сек}.$$

$$H'_{ст} = H_m - \rho \frac{c_{2т}^2 + c_{2н}^2}{2} = 640 - 0,061 (48^2 + 60^2) \approx 270 \text{ мм вод. ст.}$$

Угловая скорость

$$\omega = 284 \frac{1}{\text{сек}};$$

и, следовательно, противодействующий статический напор:

$$H' = \rho \frac{\omega^2}{8 \cdot 4} (0,6^2 - 0,375^2) = \frac{284^2}{256} (0,36 - 0,14) \approx 70 \text{ мм вод. ст.};$$

$$H_0 = -\rho \frac{c^2}{4} = -14 \text{ мм вод. ст.};$$

$$\Delta H' = 270 - 70 + 14 = 214 \text{ мм вод. ст.}$$

В данном случае имеется лабиринтное уплотнение, состоящее из трех канавок, выточенных по окружности всасывающего патрубка (фиг. 189).

Опыты Just'a¹ показали, что в хорошо выполненных (без закруглений, $a \approx b \approx c$) лабиринтах теряется на каждую канавку напор:

$$\Delta h \approx 1,1 \rho \frac{c^2}{2}.$$

Поэтому для трех канавок

$$\Delta H' = 3,3 \rho \frac{c^2}{2},$$

откуда скорость протекания через зазор

$$c = \sqrt{\frac{2\Delta H'}{3,3 \cdot \rho}} = 2,2 \sqrt{214} = 32.$$

Для случая лабиринтного уплотнения примем коэффициент сужения сечения зазора (по Pfleiderer'у) $\mu = 0,8$.

Получим

$$Q_{\text{заз}} = \pi \cdot D_1 b \mu c = \pi \cdot 0,375 \cdot 0,002 \cdot 0,8 \cdot 32 = 0,06;$$

$$Q_{\text{заз}} \% = 100 \frac{0,06}{1,08} = 5,5 \%.$$

§ 4. Взаимная связь к. п. д.

Прежде чем перейти к рассмотрению остальных потерь, рассмотрим связь между отдельными коэффициентами потерь и к. п. д., вводимыми в расчет вентилятора². Теоретический напор:

$$H_m = H_{\text{ст}} + H_{\text{дин}} + \sum \Delta H_{\text{потери}} = H + \sum \Delta H_n,$$

где $\sum \Delta H_n$ — сумма гидравлических потерь (на трение, при повороте струи и т. д.)

Введем следующие обозначения:

1. Гидравлический к. п. д.

$$\eta_h = \frac{H}{H_m} = \frac{H}{H + \sum \Delta H_n} = \frac{1}{1 + \xi_h} \left(\text{где } \xi_h = \frac{\sum \Delta H_n}{H} \right).$$

2. Коэффициент потерь через зазор $\xi_{\text{заз}}$, определяющий потери через зазор:

$$\xi_{\text{заз}} = \frac{Q_{\text{заз}} H_m}{Q H_m} = \frac{Q_{\text{заз}}}{Q}.$$

3. Коэффициент $\xi_{\text{тр}}$, определяющий потери на трение наружных стенок колеса о воздух:

$$\xi_{\text{тр}} = \frac{N_{\text{тр}}}{N}.$$

¹ Just, Über Labyrinthdichtungen für Wasser, Dissert., 1910.

² Pfleiderer, „Kreiselpumpen“.

4. Механический к. п. д.

$$\eta_{\text{мех}} = \frac{N - N_{\text{мех}}}{N} = 1 - \xi_{\text{мех}}.$$

5. Полный к. п. д.:

$$\eta = \frac{QH}{N}.$$

Полный расход мощности:

$$N = QH_m + Q_{\text{вас}} H_m + N_{\text{тр}} + N_{\text{мех}} \text{ кгм/сек};$$

$$\eta = \frac{QH}{N} = \frac{QH}{QH_m + Q_{\text{вас}} H_m + N_{\text{тр}} + N_{\text{мех}}} = \frac{1}{\left(1 + \frac{Q_{\text{вас}}}{Q}\right) \frac{H_m}{H} + \frac{N_{\text{тр}} + N_{\text{мех}}}{QH}}.$$

В этом равенстве

$$\frac{N_{\text{тр}} + N_{\text{мех}}}{QH} = \frac{N_{\text{тр}} + N_{\text{мех}}}{\left(\frac{QH}{\eta}\right) \eta} = \frac{N_{\text{тр}} + N_{\text{мех}}}{N\eta} = \frac{\xi_{\text{тр}} + \xi_{\text{мех}}}{\eta}.$$

Таким образом так как полный к. п. д.

$$\eta = \frac{1}{(1 + \xi_{\text{вас}}) : \eta_h + (\xi_{\text{тр}} + \xi_{\text{мех}}) : \eta},$$

т. е.

$$\frac{\eta_h}{\eta} = \frac{1 + \xi_{\text{вас}}}{1 - \xi_{\text{мех}} - \xi_{\text{тр}}} = \frac{1 + \xi_{\text{вас}}}{\eta_{\text{мех}} - \xi_{\text{тр}}}.$$

Пример: Из опыта получено:

$$Q_{\text{час}} = 10\,000 \text{ м}^3/\text{час};$$

$$H = H_{\text{ст}} + H_{\text{дин}} = 40 \text{ мм вод. ст.};$$

$$N = 3,2 \text{ л. с.};$$

Расчетом (см. выше) получено:

$$N_{\text{тр}} = 0,9 \text{ л. с.},$$

$$N_{\text{мех}} = 0,2 \text{ л. с.};$$

$$Q_{\text{вас}} = 250 \text{ м}^3/\text{час}.$$

Полный к. п. д.:

$$\eta = \frac{QH}{75 \cdot N} = \frac{10\,000 \cdot 40}{75 \cdot 3,2 \cdot 3\,600} = 46\%.$$

Гидравлический к. п. д.:

$$\eta_h = \eta \frac{1 + \frac{250}{10\,000}}{\frac{3,2 - 0,2}{3,2} - \frac{0,3}{3,2}} = 46 \frac{1 + 0,025}{0,985 - 0,095} = 57\%.$$

Для приближенных подсчетов можно пользоваться привычным для большинства областей техники соотношением:

$$\eta_{\text{полн}} = \eta_1 \cdot \eta_2 \cdot \eta_3 \dots$$

Для рассмотренного в примере случая:

$$\eta_{\text{мех}} = 1 - \xi_{\text{мех}} = 1 - \frac{0,2}{3,2} = 0,94 = 94\%.$$

$$\eta_{\text{заз}} = 1 - \xi_{\text{заз}} = 1 - \frac{250}{10000} = 97,5\%;$$

$$\eta_{\text{тр}} = 1 - \xi_{\text{тр}} = 1 - \frac{0,3}{3,2} = 1 - 0,094 \approx 90\%;$$

$$\eta = \eta_h \cdot \eta_{\text{мех}} \cdot \eta_{\text{заз}} \cdot \eta_{\text{тр}} = 47\%;$$

$$\eta_h = \frac{47}{0,94 \cdot 0,975 \cdot 0,9} = 57\%.$$

Как мы видим, порядок расхождения таков, что приближенной формулой можно пользоваться почти во всех случаях практики.

§ 5. Потери в спиральном кожухе.

При современном состоянии экспериментального изучения работы спирального кожуха¹ дать сколько-нибудь точный анализ потерь для всей области расходов $Q = 0 \div Q_{\text{жало}}$ не представляется возможным.

На основании изложенных ниже общих рассуждений можно определить порядок потерь для $Q \geq Q_0$, где Q_0 — расход, соответствующий кожуху по расчету. Кроме того, можно, опять-таки в общих чертах, проанализировать работу кожуха при $Q \approx 0$. Потери в области между $Q = Q_0$ и $Q = 0$ определяются графически путем соединения полученных точек плавной кривой более или менее произвольной формы.

Потери при $Q \geq Q_0$.

Начнем с допущения, что рабочее колесо по всей окружности работает равномерно. Это соответствует действительности только при одном определенном расходе Q_0 ².

За счет трения о стенки имеет место торможение скорости c_a ; скорость c_a определяется при данной ширине кожуха расходом, и за счет потерь трения уменьшаться не может. Таким образом α в свободном потоке (то же имеет место и в плоском кожухе) постепенно увеличивается. Для одного какого-либо расхода это торможение может быть учтено уменьшением расчетной циркуляции Γ_a или соответствующим увеличением отношения $\frac{Q'}{\Gamma_a}$. Для расходов $Q > Q_0$, этот дополнительный разворот окажется недостаточным. Получится падение давления вдоль спирального кожуха, за счет чего условия по длине колеса будут переменными, и, следовательно, колесо будет работать неравномерно³.

Введение в анализ этой неравномерности приведет к совершенно неприменимым в практических расчетах периодическим функциям. Поэтому мы будем считать при расходах $Q \geq Q_0$ работу колеса равномерной, учитывая неточность этого допущения некоторым увеличением коэффициентов потерь.

При $Q < Q_0$ начинается отмеченная выше частичная рециркуляция воздуха, объясняемая значительной разностью скоростей c_a и c_b , определенной из условий неразрывности. Такая рециркуляция, связанная с расходом, представляет собой слишком сложную картину, чтобы без предварительной экспериментальной работы⁴ можно было построить количественную схему явления (фиг. 190).

При $Q \geq Q_0$ гидравлические потери можно разбить на следующие части:

1. Потери напора, связанные с уменьшением скорости от c_a до c_b (средняя скорость в сечении BB):

$$\Delta h_1 = \rho \frac{(c_a - \varphi_1 c_b)^2}{2}.$$

2. Потери напора, связанные с уменьшением скорости c_b до скорости c_a в сечении выхода из кожуха (фиг. 191):

$$\Delta h_2 = \varphi_2 \rho \frac{(c_b - c_a)^2}{2}.$$

¹ См., например, Aisenstein, A new method of separating the Hydraulical Losses in a Centrifugal Pump.

² Pfleiderer, Die Berechnung der Spiralgehäuse.

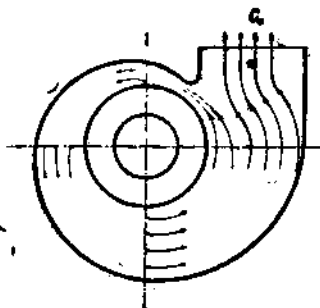
³ См. Eck, Kearnon. Turbogebälde u. Kompressoren.

⁴ Проводится в настоящее время в ЦАГИ.

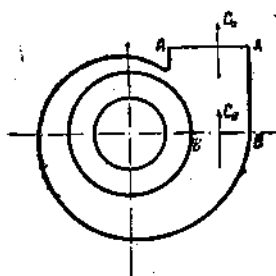
Заметим, что в некоторых случаях скорость $c_a > \frac{Q}{F_a}$; например, при малых расходах в высоконапорных вентиляторах получается отрыв пограничного вихревого слоя¹ от стенки, из-за чего струя отжимается к внутренней стенке нагнетательного штуцера и выходит при малых расходах с сравнительно большой скоростью. Путем отсасывания полученной вихревой зоны² удавалось добиться выхода потока по всей ширине сечения (фиг. 192) (опыты ЦАГИ 1930 г.).

3. Потери напора, затрачиваемые на создание излишней скорости в выходном сечении (неравномерное скоростное поле на выходе):

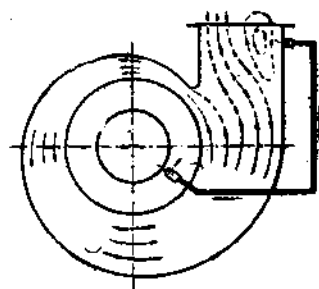
$$\Delta h_3 = \rho \cdot \frac{1}{2} \left[c_a^2 - \left(\frac{Q}{F_a} \right)^2 \right].$$



Фиг. 190. Работа спирального кожуха.



Фиг. 191.



Фиг. 192. Отсасывание пограничного слоя в спиральном кожухе.

За счет уменьшения Δh_3 при отсасывании пограничного слоя и расширения потока на все сечение удавалось повысить статический к. п. д. вентилятора на 10—12% в зоне малых подач.

4. Потери напора, связанные с трением воздуха о стенки кожуха.

Рассмотрим все перечисленные потери по порядку.

Потери напора при входе в кожух и при выходе из него.

$$1. \quad \Delta h_1 = \rho \frac{(c_1 - \varphi c_a)^2}{2}.$$

В кожухе, построенном по архимедовой спирали, сечения кожуха пропорциональны углу φ . Поэтому $F_{\text{кожуха}} \approx k_1 \varphi$.

При равномерной подаче расход воздуха через любое сечение пропорционален тому же углу:

$$Q_\varphi = k_2 \varphi.$$

Отсюда следует, что средняя скорость

$$c_\varphi = \frac{Q_\varphi}{F_{\text{кожуха}}} = \frac{k_2 \varphi}{k_1 \varphi} = \frac{k_2}{k_1} = \frac{Q_{\text{сек}}}{F_B}.$$

Струя, выходящая из колеса со скоростью c_2 , попадает в кожух, где средняя скорость $c = c_B$. За счет того, что в самом кожухе скорости по мере удаления от колеса падают, средняя скорость меньше, чем скорость в кожухе у самого колеса $(c_B)_{\text{макс}}$ в отношении

$$\frac{(c_B)_{\text{макс}}}{c_B} = 1 + \frac{A_\varphi}{2R_0}.$$

¹ См. Prandtl.

² См. Ackert.

Где A_φ — ширина кожуха, соответствующая углу кожуха φ .

Для среднего сечения ($\varphi = \pi$)

$$(c_B)_{\max} = c_B \left(1 + \frac{A}{4R_0}\right) = \varphi \cdot c_B.$$

Если для среднего сечения $(c_B)_{\max} < c_2$, то можно считать

$$\Delta h_1 = \varrho \frac{(c_2 - \varphi \cdot c_B)^2}{2};$$

при

$$c_B > c_2, \quad \Delta h_1 = 0.$$

2.

$$\Delta h_2 = \varphi_2 \varrho \frac{(c_B - c_a)^2}{2}.$$

При расходах $Q \geq Q_0$ в зависимости от местных условий (форма языка, зазор у языка, отношение сечений BB и F_a) сечение F_a имеет обратную величину степени заполнения:

$$\frac{1}{i} = F \frac{c_a}{Q_{\text{сек}}} \approx 1 \div 1,2,$$

причем значения $\frac{1}{i}$, близкие к единице соответствуют $Q = Q_0$, а значения $\frac{1}{i}$ ближе к 1,2 соответствуют $Q = Q_{\max}$.

Впредь до постановки соответствующих опытов можно принять $\varphi_2 \approx 0,3$.

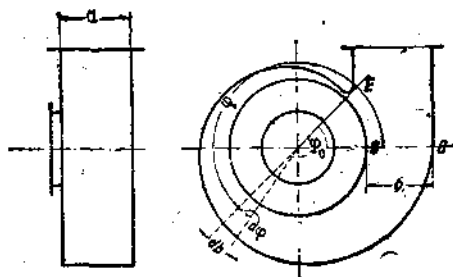
$$3. \quad \Delta h_3 = \varrho \cdot \frac{1}{2} \left[c_a^2 - \left(\frac{Q}{F_a} \right)^2 \right].$$

При

$$c_a = 1,1 \frac{Q}{F_a}$$

получим, например:

$$\Delta h_3 \approx 0,2 \varrho \left(\frac{Q}{F_a} \right)^2 = 0,2 H_{\text{дин}}.$$



Фиг. 193.

4. Определим потерю напора на трение на элементарном участке, определяемом центральным углом $d\varphi$ (фиг. 193):

$$d(\Delta h_4) = \lambda \varrho \frac{c^2}{2} \frac{dl}{4R_h}.$$

Считая спираль архимедовой, получим:

$$c = c_B = \frac{Q}{F_\varphi} = \text{const};$$

$$dl_{\text{cp}} = 0,5 [R_2 d\varphi + (R_2 + A_\varphi) d\varphi] = 0,5 (2R_2 d\varphi + A_\varphi d\varphi);$$

$$A_\varphi = A \frac{\varphi}{2\pi} \text{ (где } A = \overline{BB});$$

$$dl = 0,5 (2R_2 d\varphi + A \frac{\varphi}{2\pi} d\varphi);$$

$$dl = d\varphi \left(R_2 + 0,5 A \frac{\varphi}{2\pi} \right);$$

$$R_h = \frac{F_\varphi}{U_\varphi} = \frac{A \frac{\varphi}{2\pi} B}{2A \frac{\varphi}{2\pi} + B}.$$

Потери $d(\Delta H_m)$ вдоль кожуха интегрировать нельзя, так как непрерывно поступающие из колеса массы воздуха „разбавляют“ подходящие к рассматриваемому сечению, тем самым смягчая влияние предшествующих потерь.

Между двумя сечениями, определяемыми углами φ и $\varphi + d\varphi$ происходит:

1. Падение энергии потока на величину

$$dE_{mp} = Q d(\Delta H_{mp})$$

за счет трения.

2. Приращение энергии за счет поступления свежей массы воздуха dQ

$$dE = H_0 dQ,$$

где $H_0 = H_m - \Delta H_{\text{колеса}}$

В пределах от φ_0 до 2π все количество энергии определяется равенством

$$E_{\text{сеп}} = - \int_{\varphi_0}^{2\pi} dE_{mp} + \int_{\varphi_0}^{2\pi} H_0 dQ = \int_{\varphi_0}^{2\pi} dE_{mp} + QH_0,$$

где Q — секундная подача воздуха.

Напор в выходном сечении

$$H_a = \frac{E}{Q} = \frac{1}{Q} \int_{\varphi_0}^{2\pi} dE_{mp} + H_0.$$

При этом $dE_{mp} = d(\Delta H_{mp})$ есть величина существенно отрицательная, представляющая собой падение напора в кожухе от трения.

При равномерной раздаче воздуха из колеса — подача Q_φ , проходящая через сечение, соответствующее углу разворота спирали φ , равняется (C — средняя скорость в кожухе)

$$Q_\varphi = c \cdot A \cdot \frac{\varphi}{2\pi} B$$

и, следовательно,

$$dE_{mp} = Q \cdot d(\Delta H_{mp}) = c \cdot A \cdot \frac{\varphi}{2\pi} B \cdot \lambda \cdot \varrho \frac{c^2}{2} \cdot \frac{(R_0 + 0,5 A \frac{\varphi}{2\pi}) d\varphi (2A \frac{\varphi}{2\pi} + B)}{4A \frac{\varphi}{2\pi} B}.$$

Интегрируя это выражение в пределах $\varphi_0 \div 2\pi$, получим после элементарных преобразований

$$E_{mp} = - \frac{\lambda}{4} \frac{c^2}{2} (2\pi - \varphi_0) \left[R_0 B + \left(\frac{A^2}{3} + AR_0 + \frac{AB}{4} \right) \left(1 + \frac{\varphi_0}{2\pi} \right) \right],$$

откуда

$$\Delta H_{mp} = \frac{E_{mp}}{Q} = \varrho \frac{c^2}{2} \left[\frac{\lambda}{4} (2\pi - \varphi_0) \left[\frac{R_0}{A} + \left(\frac{A}{3B} + \frac{R_0}{B} + \frac{1}{4} \right) \left(1 + \frac{\varphi_0}{2\pi} \right) \right] \right] = \xi \cdot \varrho \frac{c^2}{2}.$$

Где через ξ обозначенно все выражение, стоящее в фигурных скобках.

Принимая $A = B$ и пренебрегая в данном выражении φ_0 по сравнению с 2π , мы получаем неточность в определении коэффициента ξ порядка $5 \div 10\%$ (не выше). Неточность в определении величины коэффициента λ определяется цифрой гораздо более высокого порядка; поэтому указанная выше неточность вполне допустима, тем более, что она позволяет привести выражение для потерь в кожухе к чрезвычайно простому виду, а именно:

$$\Delta H_{mp} = \xi \cdot \varrho \frac{c^2}{2},$$

где

$$\xi = 1,5 \lambda \left[\frac{D_0}{A} + 0,6 \right].$$

Коэффициент потерь λ в этом выражении можно считать величиной порядка

$$\lambda = 0,04 - 0,06.$$

Пример. В рассмотренном выше вентиляторе типа Раго (фиг. 164) определить потери в кожухе при $Q = 5,3 \text{ м}^3/\text{сек} = Q_0$:

$$A = 0,335 \text{ м}; \quad B = 0,25 \text{ м};$$

$$\operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{Q'}{F_2} = \frac{21,2}{140} = 0,15; \quad \alpha_2 = 8^\circ 30';$$

$$c_{2n} = c_2 \cos \alpha_2;$$

откуда:

$$c_2 = \frac{c_{2n}}{\cos \alpha_2} = 64 \text{ м/сек};$$

$$\Delta h_1 = c \frac{(c_2 - \varphi c_B)^2}{2};$$

$$c_B = \frac{Q'}{A} = \frac{21,2}{0,335} = 63 \text{ м/сек};$$

$$\Delta h_1 \approx 0;$$

$$\Delta h_2 \approx 0,3 \frac{63^2}{16} \left(1 - \frac{a \cdot b}{F_2}\right)^2 = 0,3 \frac{63^2}{16} \left(1 - \frac{0,335 \cdot 0,25}{0,4 \cdot 0,25}\right)^2;$$

$$\Delta h_2 = 75 \cdot 0,025 = 2,0 \text{ мм вод. ст.};$$

$$\Delta h_3 \approx 0,2 \cdot 120 = 24 \text{ мм вод. ст.}$$

Потеря напора на трение:

$$\Delta h_4 = \xi \cdot c \frac{c_0^2}{2},$$

$$\xi = 1,5\lambda \cdot \left[\frac{D_0}{A} + 0,6 \right].$$

При

$$\lambda \approx 0,05$$

$$\xi = 1,5 \cdot 0,05 \cdot \left[\frac{0,52}{0,316} + 0,6 \right] = 0,17,$$

$$\Delta h_4 = 0,17 \cdot 0,122 \frac{63^2}{2} = 41 \text{ мм вод. ст.}$$

Итого потеря напора в кожухе:

$$2,0 + 35 + 41 \approx 78 \text{ мм вод. ст. } \left(\Delta H = 0,31c \frac{c_2^2}{2} \right).$$

Гидравлический к. п. д. мы приняли равным 0,80. Отсюда получим гидравлические потери:

$$\Delta H_4 = 0,2H = 0,2 \cdot 715 = 143 \text{ мм вод. ст.}$$

Из них на потерю в кожухе идут:

$$100 \frac{78}{143} \approx 55\%.$$

За счет потерь в кожухе имеет место падение давления и, следовательно, колесо попадает в несимметричные условия работы. Как уже указывалось, это приводит к ухудшению к. п. д. вентилятора.

Во избежание указанного явления следует дать кожуху дополнительный разворот, с тем, чтобы диффузорный эффект кожуха компенсировал потери на трение.

Если скорости в начале кожуха с дополнительным разворотом, равную скорости в кожухе без дополнительного разворота, обозначить через c_1 , в конце через c_2 , то, очевидно, средняя скорость в кожухе будет равняться

$$c_{cp} = \frac{c_1 + c_2}{2}.$$

Условие взаимного соответствия потерь трения и диффузорного эффекта можно выразить приближенной формулой

$$\xi_{cp} \cdot \rho \frac{c_{cp}^2}{2} = \xi_{cp} \cdot \frac{\rho}{2} \left(\frac{c_1 + c_2}{2} \right)^2 = \frac{\rho}{2} (c_1^2 - c_2^2) = \left[\frac{\rho}{2} (c_1 + c_2) (c_1 - c_2) \right].$$

Отсюда

$$\frac{\xi_{cp}}{4} (c_1 + c_2) = (c_1 - c_2) \quad \text{и} \quad \frac{\xi_{cp}}{4} = \frac{c_1 - c_2}{c_1 + c_2}.$$

Обозначим отношение разворота A развернутого кожуха к первоначальному A через

$$K = \frac{A'}{A} = \frac{c_1}{c_2}.$$

Получим

$$\frac{\xi_{cp}}{4} = \frac{c_1 - c_2}{c_1 + c_2} = \frac{c_2 \left(\frac{c_1}{c_2} - 1 \right)}{c_2 \left(\frac{c_1}{c_2} + 1 \right)} = \frac{K - 1}{K}.$$

Из этого равенства вытекает непосредственно

$$K = \frac{4 + \xi}{4 - \xi}.$$

Пример. Определить величину потребного дополнительного разворота кожуха в рассмотренном выше вентиляторе типа Рато.

$$\xi = 1,5 \left(\frac{D}{A} + 0,6 \right).$$

$$h = 0,05; \quad D = 0,52 \text{ м}; \quad A = 0,316 \text{ м},$$

$$\xi = 1,5 \cdot 0,05 \left(\frac{0,52}{0,316} + 0,6 \right) = 0,17.$$

Дополнительный разворот $K\%$

$$K\% = 100 \frac{4 + 0,17}{4 - 0,17} = 110\%.$$

§ 6. Работа кожуха при $Q \approx 0$.

Говорить о потерях напора при $Q = 0$ не приходится. Поскольку поток в кожухе замкнутый (фиг. 194), очевидно, гидравлические потери покрываются за счет расхода мощности, а не за счет потери напора. Правда, на отдельных участках пути подачи мощности от колеса могут не балансироваться с потерями, что имело бы в чистом виде место при цилиндрическом кожухе. При составлении общей схемы явления этого можно не учитывать.

Статический напор, развиваемый вентилятором при $Q = 0$, в цилиндрическом кожухе равнялся бы (пренебрегая приращением напора в самом кожухе в радиальном направлении):

$$H_{cm} = \rho \frac{u_2^2}{2}.$$

Фиг. 194.

Мы нарочито не вычитаем из этого величины $\rho \frac{u_1^2}{2}$, так как при нулевом расходе масса воздуха вращается перед вентилятором с угловой скоростью

$$\omega' \approx \omega_{\text{колеса}}$$

и поэтому R_1 (а следовательно, u_1) никакой роли не играет.

Опыт показывает, что окружная скорость воздуха вблизи самого узкого сечения (в начале спирали) близка к окружной скорости колеса u_2 . Поэтому, переходя

к широкому выходному сечению и теряя часть скоростного напора за счет увеличения сечения, воздух соответственно повысит свое статическое давление благодаря наличию кожуха.

Пример. При $\varphi_0 = 90^\circ$ (без языка) получим

$$u_k = 4u_B,$$

откуда благодаря работе кожуха как диффузора:

$$H_{ст. а} = H_{ст. к} + \varrho \frac{u_k^2 - 0,25 u_k^2}{2} \cong \varrho \frac{u_2^2}{2} + 0,935 \varrho \frac{u_2^2}{2} = 1,935 \varrho \frac{u_2^2}{2}.$$

Испытание аналогичного вентилятора (типа „Сирокко“ без языка) дали $(H_{ст.})_{Q=0} = 43$ мм вод. ст. при следующих данных:

$$D_2 = 0,254 \text{ м}; \quad n = 1440 \text{ об/мин};$$

$$u_2 = \frac{\pi \cdot 0,254 \cdot 1440}{60} = 19 \text{ м/сек.}$$

Если принять $H_{ст. а}$ при $Q \approx 0$ за

$$H_{ст. а} = k \varrho \frac{u_2^2}{2} = k \frac{19^2}{2} = k 22,5 = 38 \text{ мм вод. ст.},$$

то получим:

$$k = \frac{38}{22,5} \approx 1,7 = 0,9 \cdot 1,935,$$

т. е. приращение напора равняется 0,9 от расчетной величины.

Пример. Для того же вентилятора „Сирокко“ № 2 получено при $\varphi_0 = 60^\circ$ (с языком)

$$H_{ст. а} = 34 \text{ мм вод. ст.};$$

$$(H_{ст. а})_{теорет} = \varrho \frac{u_2^2}{2} + \frac{u_k^2 - 0,15 u_2^2}{2} = 1,98 \varrho \frac{u_2^2}{2};$$

$$k = \frac{34}{22,5} = 1,5 \varrho \frac{u_2^2}{2} = 0,76 \left(1,98 \varrho \frac{u_2^2}{2} \right),$$

т. е. приращение напора меньше расчетного на 24%.

Значения коэффициентов k , меньшие расчетных, зависят, по всей вероятности, от того, что область H_a , являющаяся той верхней границей, относительно которой берутся отсчеты, соприкасается с областью скоростей $> c_a$. При этом чем меньше сечение языка, тем больше скорости в указанной струе и тем меньше будет замеренное давление H_a при $Q = 0$.

Указанные два примера относились к вентилятору типа „Сирокко“, у которого наличие потока в боковых зазорах колеса не может играть существенной роли из-за малости их ширины по сравнению с шириной самого колеса (фиг. 195).

В вентиляторах других типов ширина боковых зазоров бывает такова, что сечение для циркулирующего воздуха (фиг. 196, заштриховано) можно считать постоянным при любых $\varphi = 0 \div 360^\circ$ за счет заполнения боковых сечений циркулирующим потоком.

Тогда:

$$H_{ст. а} = \varrho \frac{u_2^2}{2}$$

и коэффициент

$$\mu = \frac{H}{\varrho u_2^2}$$

приближается к значению 0,5 при $Q = 0$, что и имеет место в действительности.

Расход мощности при $Q = 0$. При нулевом расходе мощность расходуется:

1. На механические потери (трение в подшипниках, в передаче и т. д.).
2. На трение дисков о воздух.

3. На потери в кожухе:

$$N_{\text{кож}} = \xi q \frac{u_2^3}{2}$$

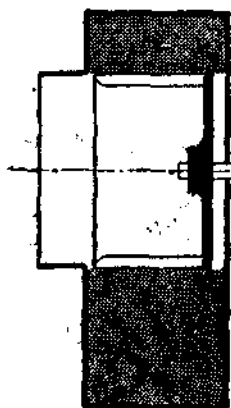
4. На закручивание струи перед вентилятором:

$$N_{\text{закр}} = \xi' q \frac{u_1^3}{2}$$

5. На потери через зазор $N_{\text{зас}}$.

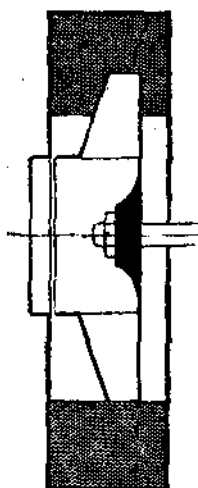
Механические потери $N_{\text{тр}}$ и $N_{\text{зас}}$ могут быть определены расчетом. Потери $N_{\text{кож}}$ и $N_{\text{закр}}$ в настоящее время еще не могут быть подсчитаны. Относительно величины ξ_1 известно, что при широких колесах ξ_1 значительно увеличивается с уменьшением угла φ_0 , из-за чего, например, в вентиляторах типа „Сирокко“

$$N_{q=0, \varphi=90^\circ} \approx 0,6 N_{q=0, \varphi=60^\circ}$$

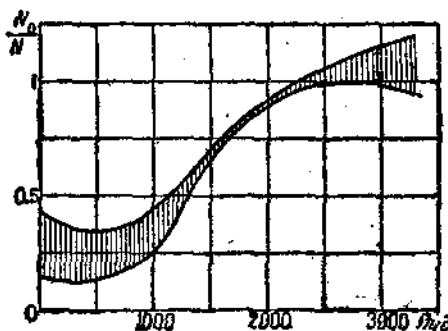


Фиг. 195.

При $Q=0$ кожух не работает как диффузор.



Фиг. 196a



Фиг. 197. График приближенных значений $\frac{N_0}{N}$.

Примечание. Если обозначить N — мощность, соответствующую наилучшему статическому к. п. д., и N_0 — мощность, соответствующую $Q=0$, то получим график приближенных значений для отношений $i' = \frac{N_0}{N}$, показанный на фиг. 197.

В области высокой быстроходности (см. ниже) i' подходит к значениям единицы и даже выше, так как эта область соответствует осевым (см. ниже) вентиляторам.

При очень малой быстроходности сильно повышаются $N_{\text{зас}}$ и $N_{\text{тр}}$, за счет чего и появляется заново повышение величины i .

ГЛАВА VI.

ХАРАКТЕРИСТИКИ РАБОТЫ ВЕНТИЛЯТОРА.

§ 1. Характеристика для постоянного числа оборотов.

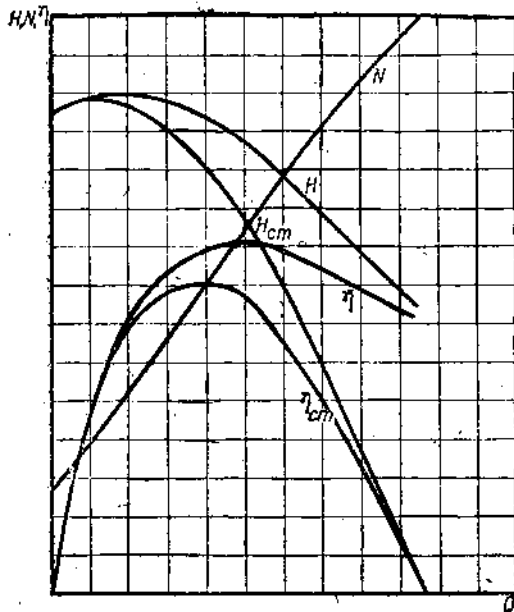
Режим работы вентилятора, расход мощности, напор, подача, обороты — все эти величины могут обычно меняться в широких пределах.

При определенном числе оборотов, меняя подачу, мы можем получить от вентилятора переменные статический и полный напоры, мощность, к. п. д. Совокупность кривых, дающих указанные величины в зависимости от переменного Q , является основной характеристикой работы вентилятора. На фиг. 198 приведен ряд типичных характеристик различных центробежных и осевых вентиляторов (фиг. 198, 198a, 198b, 198c, 198d — центробежные, фиг. 198e, 198f, 198g, 198h — осевые).

§ 2. Влияние числа оборотов.

Рассмотрим вопрос о том, как изменятся данные вентилятора при изменении числа его оборотов.

Заметим, что при такой общей постановке вопроса однозначное решение задачи невозможно. Если вентилятор включен в какую-либо систему, то напор, создаваемый вентилятором, есть функция:



Фиг. 198. Характеристика центробежного вентилятора при постоянном числе оборотов.

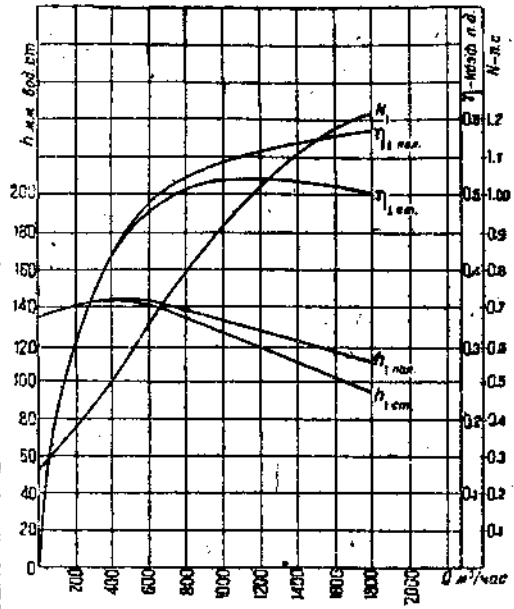
1. Расхода Q , который создается вентилятором.

2. Сопротивления системы, зависящего при данной величине подачи только от ее свойств и несколько не зависящего от свойств самого вентилятора.

Сопротивление системы иногда бывает пропорционально квадрату скорости $\Delta H = k c^2$ или, иначе, — квадрату расхода $\Delta H = k Q^2$ (истечение через всяческие насадки, колена, резко меняющиеся сечения). Иногда сопротивление системы пропорционально расходу в дробной степени (например при течении по трубам, по известной формуле Blasius'a $\Delta H = k \cdot Q^{1.75}$); иногда сопротивление бывает пропорционально первой степени расхода (например при течении через систему капиллярных трубок или через фильтры $\Delta H \approx k Q$).

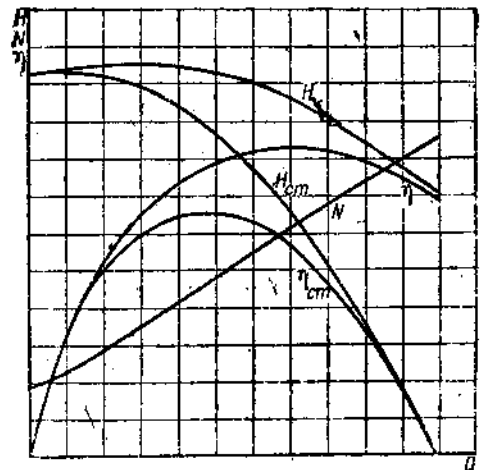
При скоростях, близких к скорости звука² (к критическим скоростям истечения), $\Delta H \approx k Q^3$ и т. д. (фиг. 199).

Иногда кроме сопротивлений, связанных с расходом ($\Delta H = k \cdot Q^n$), имеет



Приведено к $\gamma_{\text{возд}} = 1.20 / 760 \text{ мм рт. ст.}$ и 50% влажности

Фиг. 198а. Характеристика центробежного вентилятора при постоянном числе оборотов.

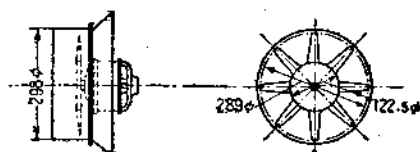


Фиг. 198б. Характеристика центробежного вентилятора при постоянном числе оборотов.

¹ Blasius, Die Aehnlichkeitsgesetz bei Reibungsvorgängen in Flüssigkeiten, тетрадь 131.

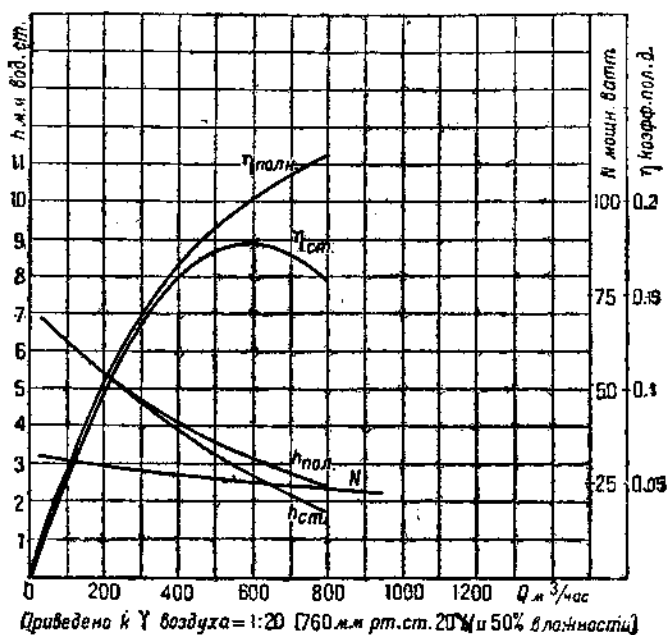
² Отношение средней скорости потока к скорости звука называется „критерием Bairstow“.

Закрис вентиллятора



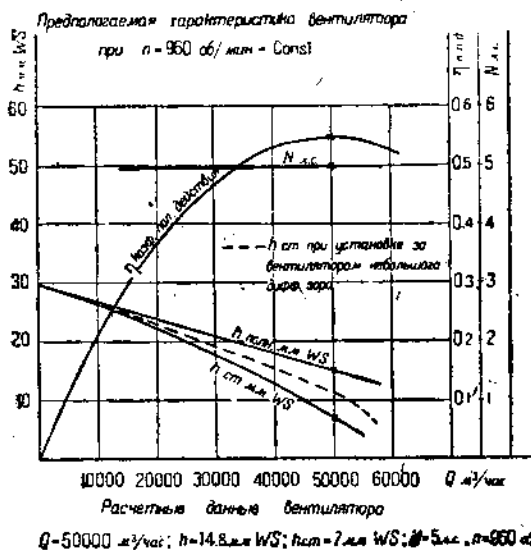
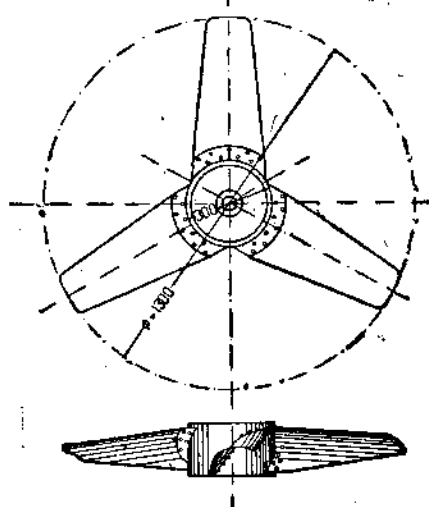
N ватт — мощность потребляемая мотором, в ваттах

Характеристика вентиллятора при 1400 об/мин = const



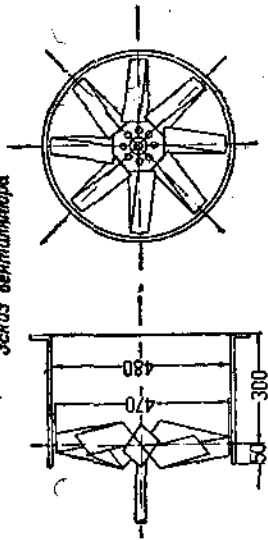
Фиг. 198е. Характеристика осевого вентиллятора при постоянном числе оборотов.

Закрис вентиллятора типа "Цент"

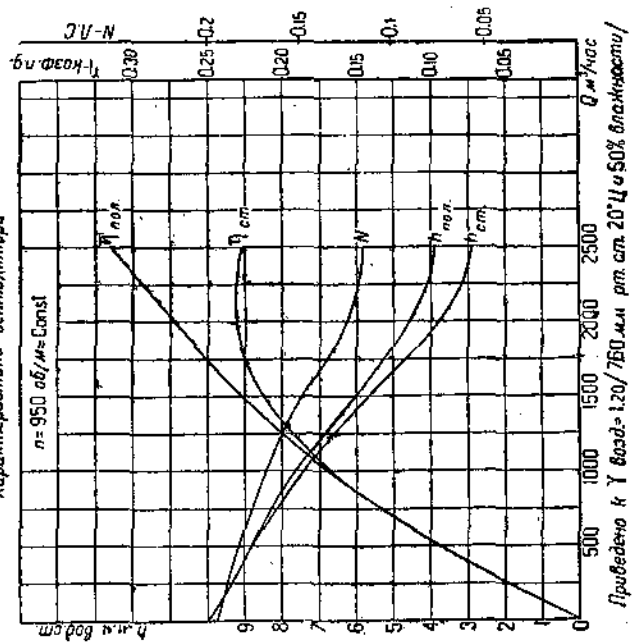


Фиг. 198ф. Характеристика осевого вентиллятора при постоянном числе оборотов.

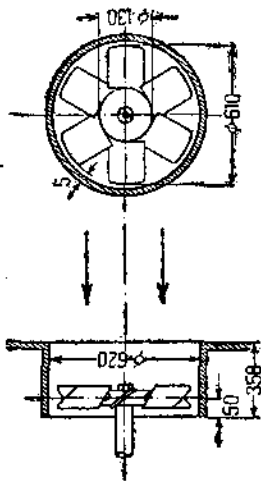
Здание вентилятора



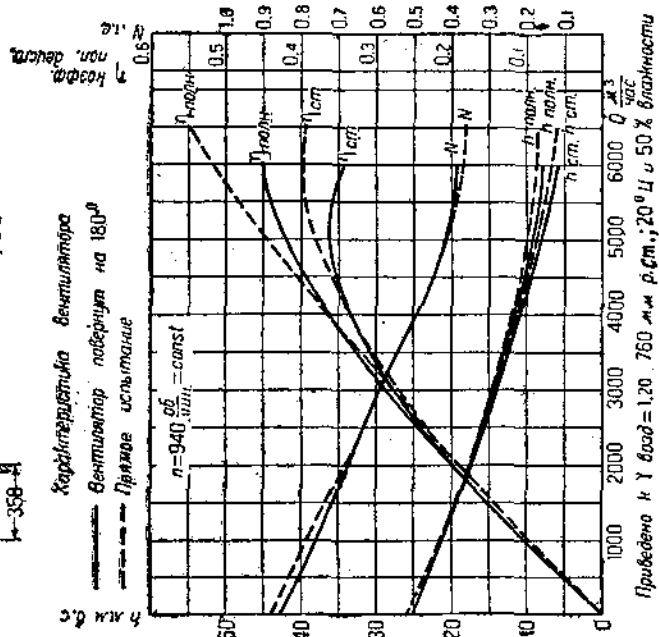
Характеристика вентилятора



Здание вентилятора



Характеристика вентилятора



Фиг. 188г и h. Характеристики осевых вентиляторов при постоянном числе оборотов.

место еще постоянный напор, или разрежение H_0 , как, например, при подаче воздуха в помещение с естественной тягой. При этом характеристика сети пройдет не через начало координат, а через точку $Q=0, H=H_0$.

Для наиболее часто встречающегося случая, когда $\Delta H = kQ^2$, задача о влиянии числа оборотов решается весьма просто. Для всех остальных случаев приходится пользоваться графическими характеристиками, построенными для различных чисел оборотов.

Попробуем разрешить в общем виде задачу о работе центробежного вентилятора, приключенного к системе, сопротивление которой меняется по закону

$$\Delta H = kQ^2$$

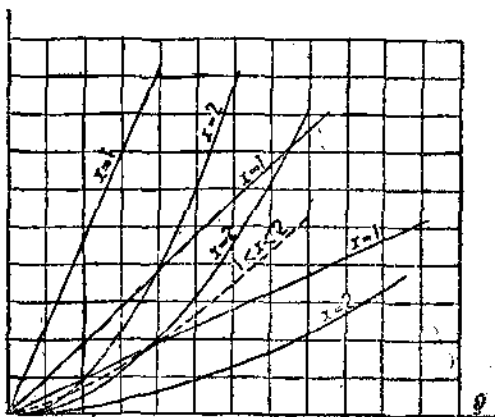
при переменном числе оборотов n .

Заметим, что такую систему сопротивлений всегда можно заменить эквивалентным соплом или насадком площади F , для которого¹

$$Q = \mu F \sqrt{\frac{2g\Delta H}{\gamma}},$$

т. е., заменяя $\frac{\gamma}{g}$ через ρ ,

$$\Delta H = \left(\frac{Q}{\mu F} \right)^2 \frac{\rho}{2} = \frac{c^2}{2} \rho.$$



Фиг. 199. Характеристики различных сетей.

Если статическое сопротивление системы меняется пропорционально Q^2 (или c^2), то и полный напор, идущий на продвижение воздуха по этой системе

$$\Delta H = H_{ст} + e \frac{c^2}{2} = k \cdot e \frac{c^2}{2} + e \frac{c^2}{2} = (k+1) \left(e \frac{c^2}{2} \right),$$

также, очевидно, меняется пропорционально квадрату расхода.

При определении величины соответствующего сопла или насадка в качестве величины ΔH всегда вводится не статическое, а полное сопротивление системы, включая скоростной напор выхода $\frac{c^2}{2} \rho$.

При $\mu = 0,85$ величина сечения F называется „эквивалентное отверстие“ (по Murgier'у); коэффициент μ соответствует коэффициенту сжатия при истечении через отверстие с незакругленными краями.

По „Нормам для испытания производительности вентиляторов Союза германских инженеров (VDI) рассматриваемую систему лучше сравнивать с плавно профилированным соплом, для которого $\mu \approx 1$. Сечение этого эквивалентного сопла, очевидно:

$$F = Q \left(\frac{2g\Delta H}{\gamma} \right)^{-1/2}.$$

Так как

$$\Delta H = kQ^2,$$

то

$$F = \frac{\rho}{2k}.$$

Итак, пусть в вентиляторе, приключенном к эквивалентному отверстию, число оборотов изменяется $i_n = \frac{n_2}{n_1}$ раз. При этом, очевидно, изменятся и количество подаваемого воздуха Q и напор H вентилятора.

Предположим, что подача Q изменится в том же отношении что и обороты, т. е. что $Q_2 : Q_1 = i_n$.

Тогда, очевидно, и относительные скорости протекания воздуха через колесо вентилятора W изменятся в том же отношении, что и подачи, т. е. $\frac{W_2}{W_1} = i_n$. При

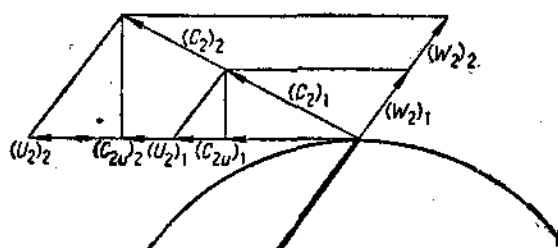
¹ Gramberg, Technische Messungen.

этом (фиг. 200) подобно изменяются треугольники скоростей, а следовательно, и скорости закручивания:

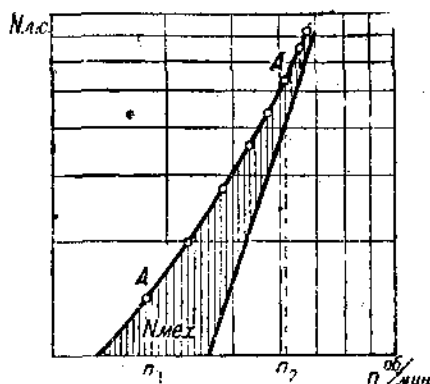
$$(c_{2u})_2 : (c_{2u})_1 = i_n.$$

Очевидно, что и вся картина скоростей в вентиляторе как в колесе, так и в кожухе изменяется подобным образом, благодаря чему гидравлический к. п. д. вентилятора (без учета механических потерь)

$$\eta_h = \frac{H}{H_{th}} = 1$$



Фиг. 200. Подобное изменение треугольников скоростей при изменении числа оборотов и при работе вентилятора на постоянном режиме.



Фиг. 201. Определение величины механических потерь графическим путем.

останется без изменения. Благодаря тому, что $(\eta_h)_2 = (\eta_h)_1$, получим, имея в виду подобие треугольников скоростей для обоих режимов:

$$\frac{H_2}{H_1} = \frac{(\eta_h)_2 (H_{th})_2}{(\eta_h)_1 (H_{th})_1} = \frac{\rho (u_2)_2 (c_{2u})_2}{\rho (u_2)_1 (c_{2u})_1} = i_n^2.$$

При этом удовлетворяется условие

$$\frac{H_2}{H_1} = \left(\frac{Q_2}{Q_1} \right)^2,$$

являющееся необходимым и достаточным для возможности работы данного вентилятора на данную сеть с квадратичными сопротивлениями.

Опыт показывает, что характеристики вентиляторов при постоянном числе оборотов бывают такими, что при данном числе оборотов вентилятор подает в сеть одно определенное количество воздуха, иначе говоря, пересечение характеристики вентилятора и сети (квадратичными сопротивлениями) происходит только в одной точке. Поэтому, поскольку при изменении подачи пропорционально числу оборотов мы приходим к новому возможному режиму, мы можем утверждать, что этот режим будет единственно возможным.

Отсюда и выводятся основные правила, касающиеся влияния числа оборотов на работу вентилятора.

При работе на данную сеть при изменении числа оборотов в $i_n = \frac{n_2}{n_1}$ раз:

1. Подача изменяется пропорционально первой степени числа оборотов, т. е.:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{n_2}{n_1} = i_n.$$

2. Напоры изменяются пропорционально квадрату изменения числа оборотов:

$$\frac{H_2}{H_1} = \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 = i_n^2.$$

¹ При очень больших колебаниях в величине число оборотов к. п. д. несколько увеличивается за счет уменьшения коэффициентов потерь при больших числах Рейнольдса. Соответствующая поправка лежит обычно в пределах точности расчета.

Это правило одинаково справедливо как в отношении статических напоров, так и в отношении динамических напоров, потому что

$$\frac{H_{g.2}}{H_{g.1}} = \frac{(c_a^2)_2}{(c_a^2)_1} = \frac{Q_2^3}{Q_1^3} = i_n^2$$

и

$$\frac{H_{cm1}}{H_{cm1}} = \frac{H_2 - H_{\partial 1}}{H_1 - H_{\partial 1}} = \frac{i_n^2 H_1 - i_n^2 H_{\partial 1}}{H_1 - H_{\partial 1}} = i_n^2.$$

3. Гидравлические мощности изменяются пропорционально кубу изменения числа оборотов:

$$\frac{N_{h.2}}{N_{h.1}} = \frac{Q_2 H_2}{Q_1 H_1} = i_n \cdot i_n^2 = i_n^3.$$

Полный расход мощности $N = N_h + N_{мех}$, где $N_{мех}$ — расход мощности, идущий на покрытие механических потерь. Главным образом $N_{мех}$ расходуется на потери на трение в сальниках и подшипниках: мощность, идущая на покрытие этой потери, пропорциональна числу оборотов, а полная мощность:

$$N = k_1 n^3 + k_2 n.$$

Предел отношения:

$$\lim \left(\frac{N}{n^3} \right)_{\lim n = \infty} = \lim \left(k_1 + \frac{k_2}{n^2} \right)_{\lim n = \infty} = k_1 \cdot \text{const.}$$

Это рассуждение позволяет разделять механические потери от прочих. Делается это при помощи логарифмической сетки, на которую наносятся значения $N = f(n)$, полученные экспериментальным путем (фиг. 201) на постоянном режиме.

Затем, к полученной кривой проводится снизу асимптота — прямая с тангенсом угла наклона, равным 3. Отрезок, лежащий ниже этой прямой, дает расход мощности N_h на гидравлическую работу, включая трение колес о воздух; отрезок, лежащий между прямой и кривой линией, дает расход мощности на механические потери, соответствующие данному числу оборотов n (на оси абсцисс) и данной мощности N_h , передаваемой на вал вентилятора и получаемой на асимптоте против данного числа оборотов.

При незначительном изменении числа оборотов, т. е. при пересчете с $n_{опытн.}$ к $n_{прис.}$, лежащему внутри чисел оборотов n_1 и n_2 опыта, можно приближенно принять часть кривой АА (фиг. 201) в логарифмических координатах за прямую. Тогда:

$$N = kn^x.$$

Из опыта определяется

$$N_1 = kn_1^x, \quad N_2 = kn_2^x,$$

откуда

$$\frac{N_1}{N_2} = \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^x$$

и, следовательно,

$$\frac{\lg N_1 - \lg N_2}{\lg n_1 - \lg n_2} = x.$$

Для $n_1 < n < n_2$ можно ввести расчет по формуле:

$$N = N_1 \left(\frac{n}{n_1} \right)^x.$$

Для малых вентиляторов $N \leq 0,5$ л. с. обычно получается:

$$\chi \approx 2,5 \div 2,7^1.$$

Для вентиляторов с мощностью выше 2 л. с. можно обычно принять $\chi \approx 3$, т. е. пренебречь влиянием механических потерь.

При наличии передач (зубчатых, ременных и т. д.) коэффициент χ следует обязательно определять из опыта, так как он может лежать вблизи $\chi \approx 2$ и даже ниже.

§ 3. Характеристика для различных чисел оборотов.

Имея характеристику вентилятора для одного какого-либо числа оборотов, на основании вышесказанного мы можем построить характеристику и для любого другого числа оборотов, если известна зависимость $N_{\text{мех}} = f(n)$.

Пусть, например, $N_{\text{мех}} = kn$.

Тогда при

$$Q_2 = Q_1 \frac{n_2}{n_1} = Q_1 i_n,$$

$$H_2 = H_1 \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 = H_1 i_n^2,$$

$$(N_h) = (N - N_{\text{мех}}) = (N_h)_1 i_n^3.$$

При этом согласно вышесказанному на кривых $\frac{Q^2}{H} = \text{const}$ все $\eta_h = \text{const}$, т. е. все параболы, $H = kQ^2$ суть кривые постоянного гидравлического к. п. д.

Интересно выяснить, какой вид будут иметь кривые постоянного полного или статического к. п. д. Очевидно, что при переходе по кривым $H = kQ^2$ $\lim Q = \infty$, влияние $N_{\text{мех}}$ пропадает, т. е. кривые $\eta = \text{const}$ будут асимптотически подходить к параболам $\eta_h = \text{const}^2$.

Затем, при малых QH влияние $N_{\text{мех}}$ возрастает, высокие к. п. д. не могут, очевидно, дойти до малых QH , где механические потери играют большую роль, чем и объясняется замыкание кривых, не доходящих до 0. Окончательно форма кривых к. п. д. $\eta = \text{const}$ будет такова как изображено на фиг. 202а и 202б. На универсальную характеристику вентилятора кроме кривых:

$$\begin{aligned} n &= \text{const} \text{ (кривые постоянного числа оборотов);} \\ \frac{Q^2}{H} &= \text{const} \text{ (кривые постоянного эквивалентного отверстия);} \\ \eta_{\text{ст}} &= \text{const} \text{ (кривые постоянного статического к. п. д.);} \\ \eta &= \text{const} \text{ (кривые постоянного полного к. п. д.).} \end{aligned}$$

Иногда еще наносят семейство кривых $N = \text{const}$ (фиг. 202с), что дает, например, возможность решать следующие задачи.

Дан мотор мощности N л. с. Какой расход может дать вентилятор, работающий от него, при данном эквивалентном отверстии, т. е. данном $\frac{Q^2}{H}$, и какое нужно передаточное число при числе оборотов мотора n ?

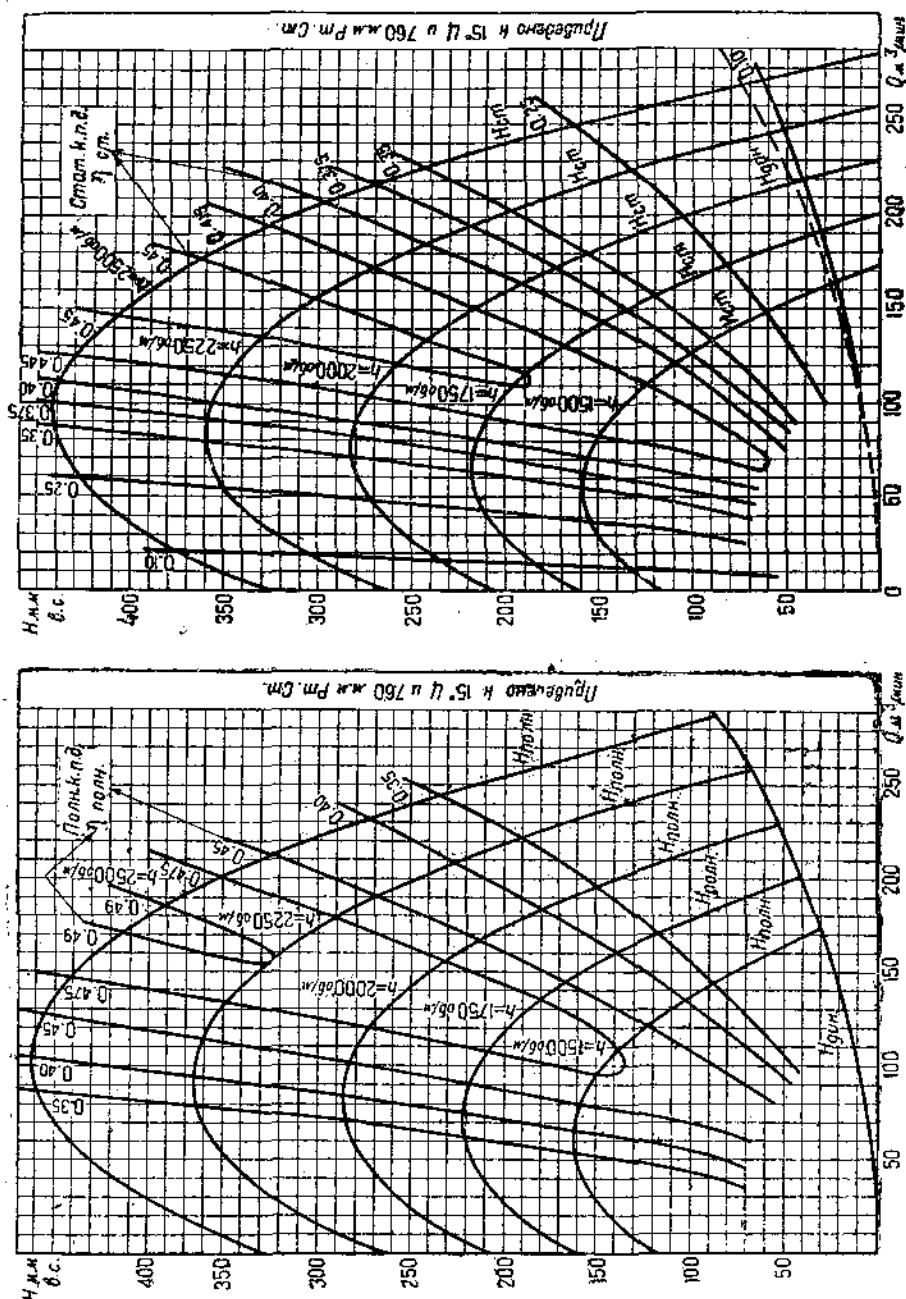
Заметим, что при построении характеристик разности полного и статического напоров, принимаемая $H_{\text{дин}}$ — это не действительный скоростной напор потока, в выходном сечении вентилятора (см. главу I, ч. 4); $H_{\text{дин}}$ — это средний скоростной напор на выходе из вентилятора, определенный по скорости $c_{\text{вых}} = c_a = \frac{Q}{F_a}$, где F_a — сечение кожуха вентилятора на выходе.

Даже при открытых задвижках $H_{\text{дин}}$ действительно значительно больше ука-

¹ „Automob. Industries“, November, 23, 1929. Prof. Belter, Experim. on automobile Ventilators.

² В целом ряде курсов, например Ostertag, Gronwald, Gramberg и др., по аналогии с насосами, на диаграмме кривые η — замкнутые; это неверно, так как в насосах замыкание кривых η вызвано кавитацией при высоких расходах, чего, конечно, в вентиляторах нет.

занного за счет неравномерного распределения скоростей по сечению, о котором уже говорилось выше (фиг. 203).



Фиг. 202а и б. Характеристики вентилятора при переменном числе оборотов.

При неравномерном распределении скоростей

$$H_{\text{дин}} = \varrho \frac{(c^2)_{\text{ср}}}{2} = \xi \varrho \frac{(c_{\text{ср}})^2}{2}, \text{ где } \xi > 1.$$

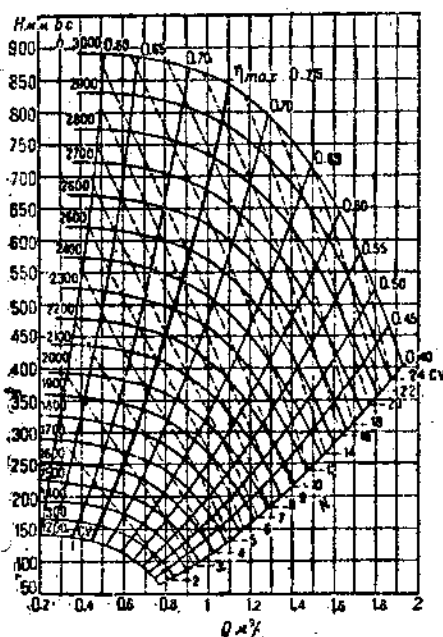
Во всяком случае $(\xi - 1) H_{\text{дин}}$ следует рассматривать как потерю и не вводить в полезный напор $H_{\text{вент}}$, так как обычно эта величина в давление не преобразуется, а идет на вихреобразование и теплоту¹.

¹ При особо удачно подобранных диффузорах за вентиляторами эту величину все же удается преобразовать в давление, соответственно повышая полный к. п. д. вентилятора.

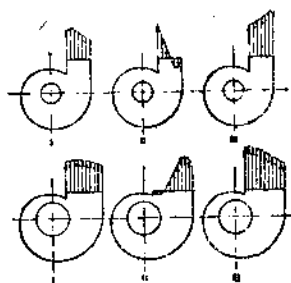
Величину $H_{дин}$ мы обычно также теряем бесполезно, но $H_{дин} = \rho \frac{(c_{св})^2}{2}$ есть минимальный динамический напор, необходимый для подачи воздуха в линию, который должен иметься даже в идеальной установке. Поэтому при определении полного к. п. д. вентилятора, при оценке его качества, мы рассматриваем в качестве „напора вентилятора“ $H = H_{ст} + H_{дин}$, а $(\xi - 1) H_{дин}$ относим к вредным потерям.

§ 4. Коэффициенты нулевого порядка для вентилятора.

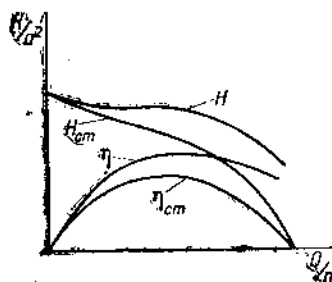
Для полной характеристики работы вентилятора необходимы, вообще говоря, два семейства кривых, связывающих Q , H и Q , N . Обычно в вентиляторах механи-



Фиг. 202с.



Фиг. 203. Различные скоростные поля на выходе воздуха из вентилятора.

 $K = 10^3$


Фиг. 204.

ческие потери на трение в подшипниках достаточно малы, так что при изменении числа оборотов в i раз при $\frac{Q_2}{Q_1} = i_n = \frac{n_2}{n_1}$ получим:

$$\frac{H_2}{H_1} = i_n^2 \quad \text{и} \quad \frac{N_2}{N_1} \approx i_n^3,$$

при этом

$$\eta_2 = \frac{Q_2 H_2}{N_2} = \frac{Q_1 H_1 i_n^3}{N_1 i_n^3} = \eta_1.$$

Последние равенства недействительны в области малых n , когда $N_{мех}$ начинает сильно искажать картину.

Теперь мы можем утверждать и обратное; данному к. п. д., данному режиму соответствует определенное $\frac{Q}{n} = \frac{Q_1}{n_1}$ и $\frac{H}{n^2} = \frac{H_1}{n_1^2}$. Взаимная зависимость этих трех величин $\frac{Q}{n}$, $\frac{H}{n^2}$ и η вполне определяет работу вентилятора. Отложим по оси абсцисс $\frac{Q}{n}$ по оси координат — $\frac{H}{n^2}$. Одна кривая $\frac{H}{n^2} = f(Q)$ заменяет все кривые

графика $H = f(Q)$, которые могут быть получены из этой одной кривой умножением абсцисс ее на n , ординат на n^2 . Если в этом графике (фиг. 204) нанести еще на ось ординат величину η и построить соответствующую кривую, то полученные кривые вполне определяют собой работу вентилятора.

Конечно, ничего не изменится, если мы вместо $\frac{Q}{n}$ отложим по оси абсцисс величины $k_1 \frac{Q}{n}$, по оси ординат не $\frac{H}{n^2}$, а $k_2 \frac{H}{n^2}$, где k_1 и $k_2 = \text{const}$. Для данного вентилятора для подсчета кривой $Q = f(H)$ придется просто умножать абсциссы не на n , а на $\frac{n}{k_1}$, ординаты придется умножать не на n^2 , а на $\frac{n^2}{k_2}$. В то же время введение этих постоянных коэффициентов может оказаться весьма полезным.

В последнее время в технике все более и более распространяется тенденция давать рассматриваемым явлениям так называемые характеристики нулевого порядка.

Если, например, подобрать коэффициенты k_1 и k_2 так, что для $k_1 \frac{Q}{n}$ и для $k_2 \frac{H}{n^2}$ размерность станет нулевой, то, очевидно, можно будет измерять все величины в любых (одних и тех же) единицах соответствующих мер в аршинах, саженях, футах, килограммах, граммах, фунтах, секундах, минутах, часах: на характеристики это не повлияет. Затем, и это еще более существенно, если мы возьмем вентилятор, подобный данному (все размеры изменены в i_2 раз), то для него соотношение между данными характеристик нулевого измерения останется постоянным, так как на эти характеристики нулевого порядка, очевидно, сами размеры вентилятора не может влиять, а могут влиять только их соотношения. То же будет и при изменении плотности ρ .

Все значение подобных характеристик становится ясным из того, что кривые нулевого порядка $\eta = f_1\left(k_1 \frac{Q}{n}\right)$ и $k_2 \frac{H}{n^2} = f_2\left(k_1 \frac{Q}{n}\right)$ смогут определить работу целой серии подобных вентиляторов, тогда как для характеристики одного вентилятора в координатах Q, H, η нужно было построить целое семейство кривых.

Коэффициент подачи. Подберем коэффициент k_1 .

Размерность $Q - \text{м}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$.

Размерность $n - \text{сек}^{-1}$.

Размерность $k_1 (Q \cdot n^{-1})$ равна 0, откуда размерность k_1 есть м^{-3} .

По Рато примем $k_1 = AR_2^{-3}$, где R_2 есть величина радиуса колеса вентилятора и $A = \frac{1}{2\pi} = \text{const}$.

Тогда коэффициент подачи по Рато:

$$\delta = k_1 \frac{Q}{n} = \frac{Q}{2\pi R_2^3 n_{\text{сек}}} = \frac{Q}{u_2 \cdot R_2^2}.$$

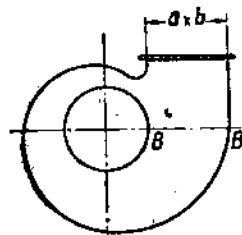
Несколько более наглядное значение коэффициент подачи получит, если по Грамбергу принять $k_1 = A (R_2 AB)^{-1}$ (фиг. 205), где, так же как и у Рато, $A = \frac{1}{2\pi}$; $AB = F_a$ — выходное сечение вентилятора.

Тогда коэффициент подачи (по Грамбергу):

$$\varphi = \frac{Q}{2\pi R_2 \cdot n_{\text{сек}} \cdot F_a} = \frac{Q}{F_a u_2}.$$

В отличие от коэффициента подачи δ , взятого по Рато, коэффициент подачи φ по Грамбергу имеет весьма отчетливый физический смысл: φ есть отношение действительного расхода к тому расходу, который получился бы при скорости выхода $u_2 = u$.

Величина $\varphi_{\text{макс}}$, соответствующая наибольшему расходу при $H_{\text{ст}} = 0$, лежит обычно в пределах $0,8 \div 1,25$. При этом малые значения φ соответствуют лопаткам, загнутым назад, и большим выходным сечениям; большие значения соответствуют противоположным условиям.



Фиг. 205.

Коэффициент давления. Выбор коэффициента k_2 производится одинаково и по Рато и по Грамбергу.

Размерность $H = \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$.

Размерность $\frac{H}{\rho^2} = \text{кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-2}$.

Размерность $k_2 = \text{кг}^{-1} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{сек}^2$.

Примем $k_2 = A \rho^{-1} u^{-2} \rho^2$ (размерность $\rho = \frac{\text{кг} \cdot \text{сек}^2}{\text{м}^3}$).

По Рато:

$$A = 1 \text{ и коэффициент напора } \mu = k_2 \frac{H}{\rho^2} = \frac{H}{\rho u^2}.$$

По Грамбергу:

$$A = \frac{1}{2}; \quad \mu' = \frac{H}{\rho u^2}.$$

По аналогии с коэффициентом подачи коэффициент напора по Грамбергу равен отношению действительно развиваемого напора к тому напору, который получается при истечении без противодействия со скоростью u_2 .

У лопаток радиальных

$$H_{\text{макс}} = H_m = \rho u_2^2 \cdot \text{const, т. е. } \mu_{\text{макс. теор}} = 2 \text{ (практич. 1,6).}$$

У лопаток, загнутых назад,

$$H_{\text{макс. теор}} \text{ (при } Q \approx 0) = \rho u^2; \quad \mu'_{\text{макс. теор}} = 2 \text{ (практич. 1,5).}$$

У лопаток, загнутых вперед,

$$H_{\text{макс. теор}} \text{ (при } c_{2u} \approx 1,5u_2 \text{ — практически наибольшая достижимая величина)} = \rho u_2 \cdot 1,5u = 1,5\rho u^2, \text{ т. е. } \mu'_{\text{макс. теор}} = 3 \text{ (практич. 2,5).}$$

Получив три характеристики нулевого порядка работы вентилятора, мы можем построить график (фиг. 206):

$$\eta = f_1(\varphi) \text{ и } \mu = f_2(\varphi).$$

Как при помощи этого графика определить основные данные вентилятора (размеры, расход, напор, мощность, к. п. д. и т. д.) для вентиляторов данной серии, можно видеть из примеров в конце главы. Сейчас отметим только одно весьма существенное обстоятельство.

Пусть у данного вентилятора (с индексом 0)

$$\varphi_0 = \frac{Q_0}{u_0 F_{a0}} \text{ и } \mu_0 = \frac{H_0}{\rho \frac{u_0^2}{2}}.$$

Если мы размеры имеющегося у нас вентилятора увеличим в x раз, то при работе на том же режиме¹, т. е. при тех же η , φ и μ , получим:

$$\varphi = \frac{Q_0}{u_0 F_{a0}} = \frac{Q_x}{u_{0x} F_{ax}}.$$

Фиг. 206. Характеристика вентилятора в безразмерных координатах φ , μ , η .

При постоянном числе оборотов

$$u_x = x \cdot u; \quad F_{ax} = F_a x^2.$$

Таким образом $Q_x = Q_0 x^3$;

$$\mu = \frac{H_0}{\rho \frac{u_0^2}{2}} = \frac{H_x}{\rho \frac{u_x^2}{2}}, \text{ следовательно, } H_x = H_0 x.$$

¹ Но не при том же эквивалентном отверстии F_{a0} , а при эквивалентном отверстии, также увеличенном в x^2 раз.

Таким образом при $\eta = \text{const}$ и $n = \text{const}$:

$$N_x = \frac{Q_x \cdot H_x}{\eta} = \frac{Q_0 x^3 \cdot H_0 x^3}{\eta} = x^6 N_0.$$

Так, например, при увеличении всех размеров в два раза потребляемая мощность при $n = \text{const}$ возрастет в 32 раза. Такой чрезвычайно быстрый рост потребляемой мощности при увеличении размеров вентилятора нужно всегда иметь в виду при пользовании вентиляторами серии.

Обычно для вентиляторов одной и той же серии стараются из соображений прочности сохранить постоянным не число оборотов n , а окружные скорости u_2 . При этом:

$$Q_x = Q_0 x^2; \quad H_x = H_0 \quad \text{и} \quad N_x = N_0 x^2.$$

В последнее время появились еще характеристики нулевого порядка, приведенные, однако, не к геометрическим параметрам, как характеристики Грамберга и Рато, а к эксплуатационным данным рассматриваемого вентилятора (фиг. 207, 207а).

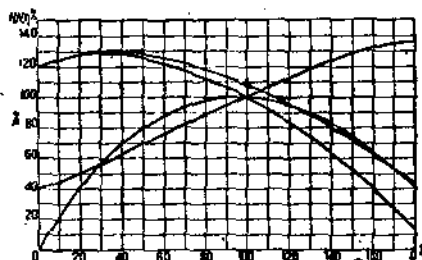
Примем данные о работе вентилятора, соответствующие $\eta_{\text{ст. макс}}$ за 100%.

Тогда по оси абсцисс откладываются не Q , а $\frac{Q}{Q_0} 100$; по оси ординат:

$$\frac{N}{N_0} 100, \quad \frac{H}{H_0} 100, \quad \frac{\eta}{\eta_0} 100.$$

Очевидно, что при изменении числа оборотов или размеров вентилятора (чему, как уже говорилось, соответствует изменение масштабов) указанные отношения не изменяются. При этом следует, однако, иметь в виду, что изменяются величины:

$$\begin{aligned} Q_0, \quad H_0, \quad N_0; \\ (Q_0)_{\text{изм}} &= Q_0 \frac{n}{n_0} \frac{R^2}{R_0^2}; \\ (H_0)_{\text{изм}} &= H_0 \frac{n^2}{n_0^2} \frac{R}{R_0^2}; \\ (N_0)_{\text{изм}} &= N_0 \frac{n^3}{n_0^3} \frac{R^5}{R_0^5}. \end{aligned}$$



Фиг. 207. Процентная характеристика центробежного вентилятора.

Простейший метод подбора вентилятора данной серии по характеристике одного образца.

Если дана характеристика при числе оборотов n , то подбор модулей перехода к другому вентилятору производится так, как показано в нижеследующем примере.

Пример. Дан вентилятор, имеющий при $n = 1000$ об/мин

$$Q = 3000 \text{ м}^3/\text{час} \text{ и } H \approx 16 \text{ мм вод. ст. к. п. д. } \eta_{\text{макс}}.$$

Найти $i_R = \frac{R'}{R}$ и $i_n = \frac{n'}{n}$ для вентилятора, подобного первому и имеющему $Q' = 1500 \text{ м}^3/\text{час}$; $H' = 20 \text{ мм вод. ст.}$

Для первого вентилятора темперамент:

$$T = \frac{Q_{\text{мин}}}{\sqrt{H}} = \frac{3000}{60 \sqrt{16}} = 12,5 \text{ м}^3/\text{кг}^{1/2}.$$

Для второго вентилятора:

$$T' = \frac{Q'}{\sqrt{H'}} = \frac{1500}{60 \sqrt{20}} = 5,61.$$

При изменении размеров в i_R раз получим изменение темперамента в i_R^2 раз. Поэтому:

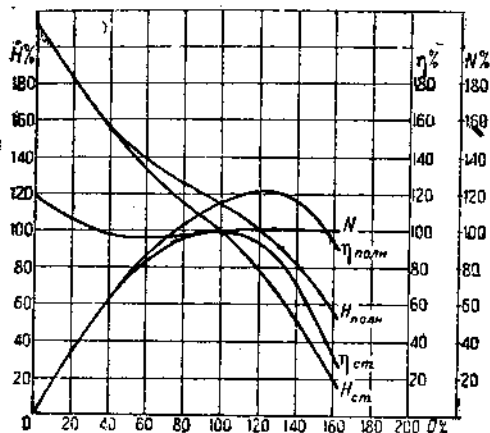
$$i_R = \sqrt{\frac{T'}{T}} = \sqrt{\frac{5,61}{12,5}} = 0,67.$$

При числе оборотов n получим:

$$(Q')_n = Qi_R^3 = 3000 \cdot 0,67^3 = 900 \text{ м}^3/\text{час};$$

$$i_n = \frac{Q'}{(Q')_n} = \frac{1500}{900} = 1,67;$$

$$n' = 1000 \cdot 1,67 = 1670 \text{ об/мин.}$$



Фиг. 208. Процентная характеристика осевого вентилятора.

§ 5. Пользование характеристиками нулевого порядка.

При помощи характеристик нулевого порядка можно с большим удобством решать целый ряд практических задач.

Рассмотрим несколько примеров.

1. Завод выпускает вентиляторы, характеристика которых задана в диаграмме американского типа (фиг. 207):

$$Q_0 = 500 \text{ м}^3/\text{час};$$

$$H_{ст0} = 60 \text{ мм вод. ст.};$$

$$n_0 = 1500 \text{ об/мин};$$

$$\eta_{ст0} = 45\%.$$

Требуется перейти к выпуску серии, дающей при напоре $H_{ст} = 120 = 2H_{ст0}$ мм вод. ст. расходы $2Q_0$, $3Q_0$ и $4Q_0$.

Определить размеры и обороты вентиляторов серии.

Рассмотрим подробно один из случаев $Q_1 = 3Q_0$

$$H_{1ст} = 2H_{ст0}.$$

Будем считать допустимым для вентиляторов серии работу при $\eta_{ст} \geq 0,8\eta_{ст0}$, чему соответствует $0,55Q_0 \div 1,4Q_0$. Для трех точек $Q_0' = 55\%$, $Q_0 = 100\%$ и $Q_0'' = 140\%$ составим уравнения вроде (1) и (2), соответствующие $Q_0' = 0,55$, $Q_0 = 55,500 = 275 \text{ м}^3/\text{час}$.

$$1) 3Q_0 = 1500 \text{ м}^3/\text{час} = Q_0' \left(\frac{n}{n_0}\right) \left(\frac{R}{R_0}\right)^3 = 275 \left(\frac{n}{n_0}\right) \left(\frac{R}{R_0}\right)^3.$$

$$2) 2H_{ст0} = 120 \text{ мм вод. ст.} = H_0' \left(\frac{n}{n_0}\right)^2 \left(\frac{R}{R_0}\right)^2 = 60 \left(\frac{n}{n_0}\right)^2 \left(\frac{R}{R_0}\right)^2.$$

Из (1) и (2) следует:

$$\left(\frac{n}{n_0}\right)^2 \left(\frac{R}{R_0}\right)^6 = 29,6; \quad \left(\frac{n}{n_0}\right)^2 \left(\frac{R}{R_0}\right)^2 = 1,97.$$

Разделив почленно, получим:

$$\left(\frac{R}{R_0}\right)^4 = 15; \quad \frac{R}{R_0} = 1,97.$$

Имея это отношение, получим из (1):

$$5,45 = 7,55 \frac{n}{n_0}; \quad \frac{n}{n_0} = \frac{5,45}{7,55} = 0,725.$$

Аналогично для Q_0 и Q_0' получим:

$$\frac{R}{R_0} = 1,45; \quad \frac{n}{n_0} = 0,985$$

и

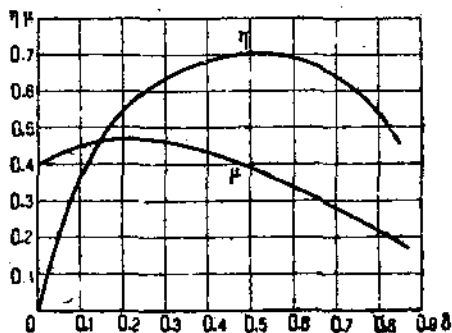
$$\frac{R}{R_0} = 1,165; \quad \frac{n}{n_0} = 1,36.$$

Таким образом для получения при достаточно высоких к. п. д.

$$Q = 1500 \text{ м}^3/\text{час}, \quad H_{\text{ст}} = 120 \text{ мм вод. ст.},$$

можно построить целый ряд вентиляторов с отношением $\frac{R}{R_0} = 1,165 \div 1,97$ и соответственно числами оборотов

$$n = 2040 \div 1090 \text{ об/мин.}$$



Фиг. 209а. Характеристика в координатах Рато серии VBP.



Фиг. 209б. Вентилятор типа Рато VBP-90.

2. На фиг. 209а дана характеристика типа Рато для вентилятора. Подобрать из этой серии дымосос для $t = 200^\circ \text{Ц}$, $H_{\text{ст}} = 80 \text{ мм вод. ст.}$, $Q_{\text{час}} = 10000 \text{ м}^3/\text{час}$ газа, приведенного к $t = 0^\circ \text{Ц}$. Действительный расход газа при $t = 200^\circ \text{Ц}$:

$$Q_{\text{эфф}} = 10000 \frac{273 + 200}{273} = 17400 \text{ м}^3/\text{час};$$

$$Q_{\text{сек}} = 4,85 \text{ м}^3/\text{сек}; \quad \text{при } \eta_{\text{макс}} \quad \delta = \frac{Q_{\text{сек}}}{uR^2} = 0,5;$$

$$uR^2 = 9,7;$$

$$\mu = \frac{H}{\rho u^2} = \frac{80}{0,07 u^2} = 0,39 \left(\rho = \frac{1,2 \cdot 273}{g \cdot 473} \right);$$

$$u^2 = \frac{80}{0,07 \cdot 0,39} = 2930 \text{ м}^2/\text{сек}^2;$$

$$u = 54 \text{ м/сек};$$

$$R^2 = \frac{9,7}{u} = 0,18;$$

$$R = 0,425 \text{ м.}$$

Остановимся на вентиляторе VBP-90 (Ventilateur basse pression — D=90 см) (фиг. 209б). и соотв. $n \cong 2800 \text{ об/мин.}$

§ 6. Тип вентилятора.

Из приведенных примеров видно, что требуемый от вентилятора расход и напор, соответствующие наилучшему к. п. д., еще не определяют его типа.

Действительно, что такое высоконапорный вентилятор? Это такой вентилятор,

у которого наилучшему к. п. д. соответствует небольшой „темперамент“ $\frac{Q}{\sqrt{H}}$. Изменение числа оборотов его не изменит этого отношения.

Попробуем, однако, удвоить все размеры этого вентилятора. Тогда (при любом числе оборотов) отношение

$$\frac{Q_2}{\sqrt{H_2}} = \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^2 \frac{Q_1}{\sqrt{H_1}} = 4 \frac{Q_1}{\sqrt{H_1}}.$$

Темперамент вентилятора значительно увеличится, т. е. высоконапорность уменьшится. Скажем более: высоконапорность вентилятора $\frac{\sqrt{H}}{Q}$ может получить любое значение x при изменении размеров данного вентилятора в отношении

$$\frac{R_x}{R_0} = \sqrt{\frac{\sqrt{H_0}}{xQ}}.$$

Тип вентилятора характеризуется другой величиной — так называемой „быстроходностью“ его.

Быстроходностью, или удельным числом оборотов, вентилятора называется то число оборотов в минуту, которое нужно вентилятору данного типа для подачи 1 м³ воздуха в секунду при некотором определенном противодавлении H мм вод. ст.¹, где H определим ниже.

По существу быстроходность определяется отношением выходного сечения F_a к D_2 или, более обще, отношением $\frac{H_{dyn}}{H}$.

Чем больше отношение $\frac{F_a}{D_2^2}$, тем выше расход, соответствующий данной окружной скорости, тем меньше приходится делать диаметр — для уменьшения расхода — увеличивая быстроходность, т. е. число оборотов для сохранения нужного напора.

Подсчитаем порядок быстроходности для различных типов. Пусть задано отношение

$$\delta = \frac{Q_{сек}}{uR^2} \quad \text{и} \quad \mu = \frac{H}{qu^3},$$

соответствующее η_{max} для данного типа.

Тогда:

$$\delta = \frac{Q}{2\pi n R^2}, \quad \mu = \frac{H}{4\pi^2 q R^3 n^2},$$

(n — число оборотов в секунду).

При $Q = 1$ м³/сек:

$$\delta = \frac{1}{2\pi n_{сек} R^2}, \quad \mu = \frac{H}{4\pi^2 q R^3 n_{сек}^2}.$$

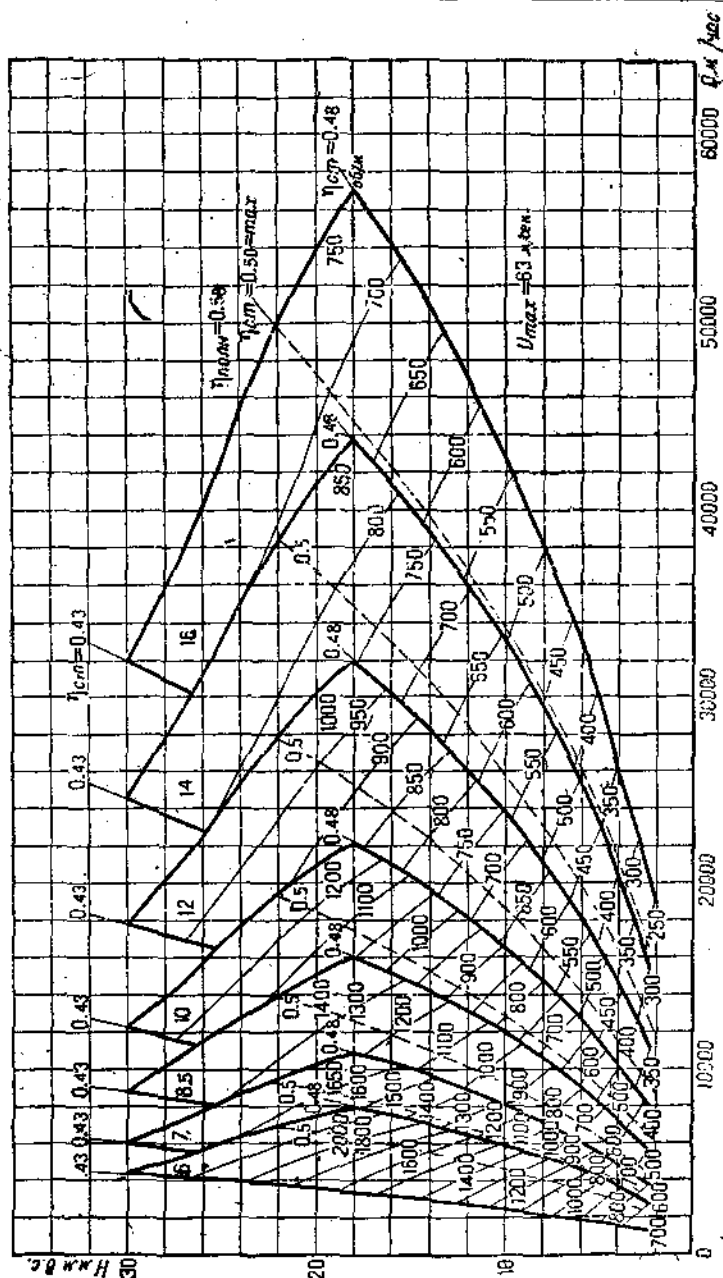
Из этих двух уравнений, исключая R , получим выражение для n_{yd} :

$$n_{yd} = 60 n = 60 \cdot 0,775 H^{\frac{3}{4}} \left(\frac{\delta^{\frac{1}{2}}}{\mu^{\frac{1}{4}}} \right) \cdot 60^2. \quad (a)$$

Весьма удобно выбрать H так, чтобы $0,775 H^{\frac{3}{4}} = 10$, т. е. $H \cong 30$ мм вод. ст., так как при этом значения n_{yd} хорошо подходят к практически применяемым в вентиляторостроении числам оборотов.

¹ Для насосов противодействие принимается равным 1 м вод. ст.

² Отметим, что при определенном, заранее выбранном условии противодействия H мм вод. ст. удельное число оборотов $n_{yd} = f(\delta, \mu)$ — величина безразмерная.



Фиг. 210. Характеристика серии осевых вентиляторов типа ЦАГИ.

Поскольку величины δ и μ , соответствующие лучшему полному к. п. д., однозначно определены для каждой серии, ее удельное число оборотов (быстроходность) также определяется совершенно однозначно:

$$n_{y\delta} = 600 \left(\frac{\delta^{\frac{1}{2}}}{\mu^{\frac{1}{4}}} \right).$$

С точки зрения быстроходности все вентиляторы разбивают таким образом:

быстроходные	средней быстроходности	тихоходные	очень тихоходные
$n_{y\delta} = 1000 \div 4000$	$n_{y\delta} = 600 \div 1500$	$n_{y\delta} = 200 \div 800$	$n_{y\delta} = 100 \div 500$
обычно низко-напорные с большой подачей	обычно среднего напора	обычно высоко-напорные	обычно очень высоконапорные с малой подачей

Пример. Определить быстроходность оконного осевого вентилятора по данным:

$$D_2 = 0,3 \text{ м}; Q_{\text{сек}} = 0,2 \text{ м}^3/\text{сек}; n = 1400 \text{ об/мин} = 24 \text{ об/сек};$$

$$H = 5 \text{ мм вод. ст.};$$

$$\delta = \frac{0,2 \cdot 10^3}{2\pi \cdot 24 \cdot 3,37} = 0,395;$$

$$\mu = \frac{5}{4\pi^2 e \cdot 0,15^2 \cdot 24^2} \approx 0,077;$$

$$n_{\text{уд}} = 600 \left(\frac{\frac{1}{\delta}}{\frac{3}{\mu^{\frac{1}{4}}}} \right) = 300.$$

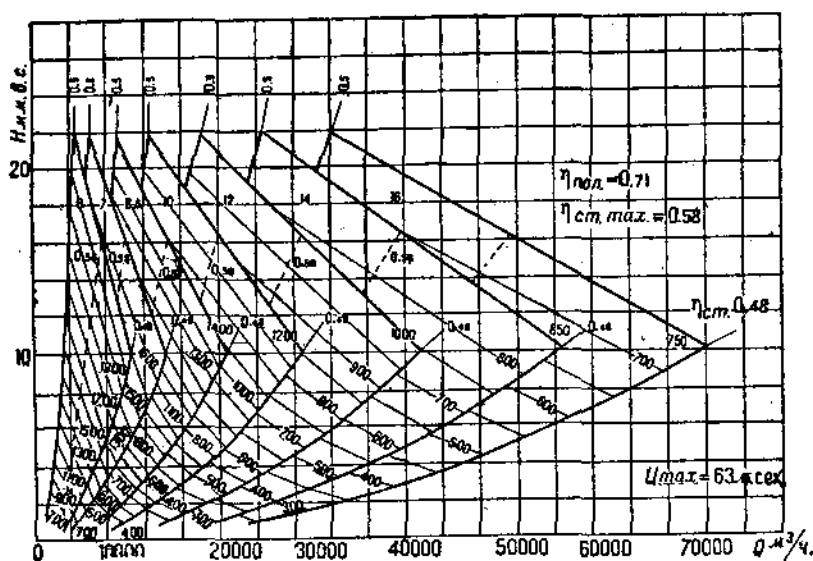
Если рассматривается не серия, для которой основными являются именно величины δ и μ , а отдельный вентилятор, определяемый параметрами $Q \text{ м}^3/\text{сек}$, $H \text{ мм вод. ст.}$ и $n \text{ об/мин.}$, то для него удельное число оборотов определяется по формуле:

$$n_{\text{уд}} = 600 \frac{\delta^{\frac{1}{2}}}{\mu^{\frac{1}{4}}} = 10 \frac{Q^{\frac{1}{2}} \cdot 2\pi \cdot R n}{\left(\frac{H}{e}\right)^{\frac{3}{4}} \cdot R} = 20\pi \frac{Q^{\frac{1}{2}} \cdot n}{\left(\frac{H}{e}\right)^{\frac{3}{4}}},$$

где n — число оборотов в минуту.

§ 7. Характеристика серии вентиляторов.

Изменяя число оборотов и размеры какого-либо вентилятора, можно получить серию вентиляторов, причем вентиляторы одной и той же серии могут покрыть весьма широкий диапазон напоров и расходов.



Фиг. 211. Характеристика серии осевых вентиляторов типа ЦАГИ.

При подобном изменении всех размеров вентиляторов максимальные, допустимые с точки зрения прочности, окружные скорости остаются постоянными.

Поэтому наибольший возможный напор, пропорциональный $e \frac{u_2^2}{2}$, остается один и тот же для всех вентиляторов серии. Большие вентиляторы достигают указанных напоров при больших подачах и меньших числах оборотов.

При построении характеристики серии вентиляторов обычно в сводную характеристику наносятся только отрезки характеристик, соответствующие удовлетворительным значениям статического или полного к. п. д. При этом характеристика серии получает вид вроде изображенных на фиг. 210 и 211 характеристик двух серий вентиляторов типа ЦАГИ.

На этих характеристиках номер вентилятора (в левом верхнем углу) обозначает диаметр вентилятора в дециметрах.

§ 8. Подбор числа оборотов.

Для выбора типа наилучший критерий — быстроходность.

$$n_{yo} = f(Q, H, n).$$

Таким образом для выбора типа необходимо предварительно подобрать число оборотов.

Выше нами было выведено основное уравнение для определения оптимального диаметра входа

$$D_0 = D_1 = 3,25 \sqrt[3]{\frac{Q_{сек}}{n(1-\varphi_1)}} \text{ м.}$$

Отсюда получим окружную скорость на диаметре D_1

$$\begin{aligned} u_1 &= \frac{\pi D_1 n}{60} = \frac{\pi \cdot n}{60} \cdot 3,25 Q_{сек}^{\frac{1}{3}} n^{-\frac{1}{3}} (1-\varphi_1)^{\frac{1}{3}} = \\ &= 3,25 \frac{\pi}{60} Q_{сек}^{\frac{1}{3}} n^{\frac{2}{3}} (1-\varphi_1)^{-\frac{1}{3}} \text{ м/сек.} \end{aligned}$$

Скорость входа воздуха в колесо

$$c_0 = \frac{Q}{\frac{\pi D_0^2}{4}} = \frac{4Q}{\pi \cdot 3,25^2} Q^{-\frac{2}{3}} n^{\frac{2}{3}} (1-\varphi_1)^{\frac{2}{3}} = \frac{4}{\pi \cdot 3,25^2} Q^{\frac{1}{3}} n^{\frac{2}{3}} (1-\varphi_1)^{\frac{2}{3}}.$$

Отсюда оптимальное отношение

$$\frac{c_0}{u_1} = \frac{4 \cdot 60 \cdot (1-\varphi_1)}{\pi \cdot 3,25^2 \cdot 3,25\pi} = \frac{1-\varphi_1}{\sqrt{2}}.$$

Задаваясь допустимыми или желательными значениями (пределами значений) скорости входа c_0 , определяем $D_0 = D_1$. Затем определяем окружную скорость

$$u_1 = \frac{\sqrt{2}}{1-\varphi_1} c_0.$$

и соответствующее число оборотов

$$n = \frac{60 u_1}{\pi D_1}.$$

Пример. $Q = 8000 \text{ м}^3/\text{час} = 2,22 \text{ м}^3/\text{сек}$, $h_{cm} = 60 \text{ мм}$.

Вентилятор предназначен для включения в линию, т. е. площадь входа F_e = площади выхода F_a .

Задаемся

$$h_{дин} = 0,15 h_{cm} = 0,15 \cdot 60 = 9 \text{ мм вод. ст.}$$

Соответствующая скорость

$$c_0 = c_a = 12 \text{ м/сек.}$$

Соответствующая площадь входа

$$F_e = \frac{8000}{12 \cdot 3600} = 0,186 \text{ м}^2$$

$$D_e = 490 \text{ мм.}$$

Окружная скорость (при $\varphi_1 = 0,25$)

$$U_1 = \frac{12 \sqrt{2}}{0,75} = 22,6 \text{ м/сек.}$$

Число оборотов

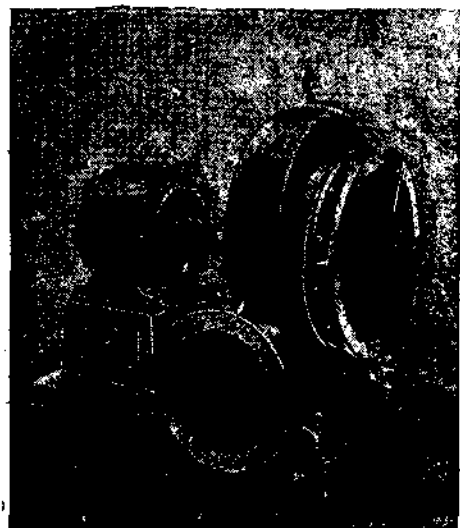
$$n = \frac{60 \cdot 22 \cdot 6}{\pi \cdot 0,49} = 900 \text{ об/мин.}$$

Пример. $Q = 3,4 \text{ м}^3/\text{сек}$; $H_{ст} = 600 \text{ мм вод. ст.}$

Вентилятор работает только на нагнетание. При этом F , обычно бывает больше, чем F_a (например тип Рато), фиг. 212.

Примем

$$H_{дин} = 0,2, \quad H_{ст} = 125 \text{ мм вод. ст.}$$



Фиг. 212. Вентилятор типа Рато. Отношение площади выхода к площади входа — около 1.

Скорость выхода

$$C_a = 45 \text{ м/сек.}$$

Скорость входа примем

$$C_e = 0,6, \quad C_a = 27 \text{ м/сек.}$$

$$F_e = \frac{3,4}{27} = 0,126 \text{ м}^2,$$

$$D_e = 0,4 \text{ м.}$$

При

$$\varphi_1 = 0,35, \quad U_1 = \frac{27 \cdot 2}{0,65} = 58,6 \text{ м/сек.}$$

$$n = \frac{60 \cdot 58,6}{0,4} = 2800 \text{ об/мин.}$$

Поскольку при определении числа оборотов n мы пользовались формулой

$$D_1 = D_0 = 3,25 \sqrt[3]{\frac{Q_{сек}}{n(1-\varphi_1)}} \text{ м}$$

по определении диаметра $D_0 = D_1$, мы можем непосредственно определить оптимальное число оборотов из формулы

$$n = \frac{3,25^3 \cdot Q_{сек}}{(1-\varphi_1) D_1^3} = 34,5 \frac{Q_{сек}}{(1-\varphi_1) D_1^3}.$$

Для первого из разработанных примеров получим

$$n = \frac{34,5 \cdot 2,22}{0,75 \cdot 0,49^3} = 900 \text{ об/мин.}$$

Для второго примера

$$n = \frac{34,5 \cdot 3,4}{0,65 \cdot 0,4^3} = 2800 \text{ об/мин.}$$

Отметим, что поскольку обычно допустимые скорости входа воздуха в колесо колеблются в довольно широких пределах, допускаемые пределы числа оборотов $n = f(D_0)$ также достаточно широки, что зачастую представляет большие практические выгоды.

После определения числа оборотов вентилятора n , и имея задание потребителя Q , H и φ , мы можем определить быстроходность машины и тем самым тип ее, что значительно упрощает проектирование.

Так, для первого из разобранных в настоящем параграфе примеров получим

$$n = \frac{20\pi Q^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{H}{\rho}\right)^{\frac{3}{4}}} n = \frac{20\pi \cdot 2,22^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{60}{0,122}\right)^{\frac{3}{4}}} 900 = 850.$$

Вентилятор быстроходный, с небольшим отношением $\frac{D_2}{D_1}$, с широким колесом, лопатки загнуты вперед, с большим разворотом кожуха.

Для второго примера

$$n_{\text{вд}} = \frac{20\pi 3,4^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{600}{0,122}\right)^{\frac{3}{4}}} 2800 = 550.$$

Вентилятор средней быстроходности $\frac{D_2}{D_1} = 1,6 \div 2$, колесо средней ширины, лопатки радиальные или загнуты назад, разворот кожуха небольшой.

Окружная скорость (при $\varphi_1 = 0,25$)

$$U_1 = \frac{12 \sqrt{2}}{0,75} = 22,6 \text{ м/сек.}$$

Число оборотов

$$n = \frac{60 \cdot 22 \cdot 6}{\pi \cdot 0,49} = 900 \text{ об/мин.}$$

Пример. $Q = 3,4 \text{ м}^3/\text{сек}$; $H_{ст} = 600 \text{ мм вод. ст.}$

Вентилятор работает только на нагнетание. При этом F_s обычно бывает больше, чем F_a (например тип Рато), фиг. 212.

Примем

$$H_{дин} = 0,2, \quad H_{ст} = 125 \text{ мм вод. ст.}$$



Скорость выхода

$$C_s = 45 \text{ м/сек.}$$

Скорость входа примем

$$C_s = 0,6, \quad C_a = 27 \text{ м/сек.}$$

$$F_s = \frac{3,4}{27} = 0,126 \text{ м}^2,$$

$$D_s = 0,4 \text{ м.}$$

При

$$\varphi_1 = 0,35, \quad U_1 = \frac{27 \cdot 2}{0,65} = 58,6 \text{ м/сек.}$$

$$n = \frac{60 \cdot 58,6}{0,4} = 2800 \text{ об/мин.}$$

Поскольку при определении числа оборотов n мы пользовались формулой

$$D_1 = D_0 = 3,25 \sqrt[3]{\frac{Q_{сек}}{n(1-\varphi_1)}} \text{ м}$$

Фиг. 212. Вентилятор типа Рато. Отношение площади выхода к площади входа — около 1.

по определении диаметра $D_0 = D_1$, мы можем непосредственно определить оптимальное число оборотов из формулы

$$n = \frac{3,25^3 \cdot Q_{сек}}{(1-\varphi_1) D_1^3} = 34,5 \frac{Q_{сек}}{(1-\varphi_1) D_1^3}.$$

Для первого из разработанных примеров получим

$$n = \frac{34,5 \cdot 2,22}{0,75 \cdot 0,49^3} = 900 \text{ об/мин.}$$

Для второго примера

$$n = \frac{34,5 \cdot 3,4}{0,65 \cdot 0,4^3} = 2800 \text{ об/мин.}$$

Отметим, что поскольку обычно допустимые скорости входа воздуха в колесо колеблются в довольно широких пределах, допускаемые пределы числа оборотов $n = f(D_0)$ также достаточно широки, что зачастую представляет большие практические выгоды.

После определения числа оборотов вентилятора n , и имея задание потребителя Q , H и φ , мы можем определить быстроходность машины и тем самым тип ее, что значительно упрощает проектирование.

Так, для первого из разобранных в настоящем параграфе примеров получим

$$n = \frac{20\pi Q^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{H}{\rho}\right)^{\frac{1}{4}}} n = \frac{20\pi \cdot 2,22^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{60}{0,122}\right)^{\frac{1}{4}}} 900 = 850.$$

Вентилятор быстроходный, с небольшим отношением $\frac{D_2}{D_1}$, с широким колесом, лопатки загнуты вперед, с большим разворотом кожуха.

Для второго примера

$$n_{вд} = \frac{20\pi 3,4^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{600}{0,122}\right)^{\frac{1}{4}}} 2800 = 550.$$

Вентилятор средней быстроходности $\frac{D_2}{D_1} \approx 1,6 \div 2$, колесо средней ширины, лопатки радиальные или загнуты назад, разворот кожуха небольшой.

ОСЕВЫЕ ВЕНТИЛЯТОРЫ.

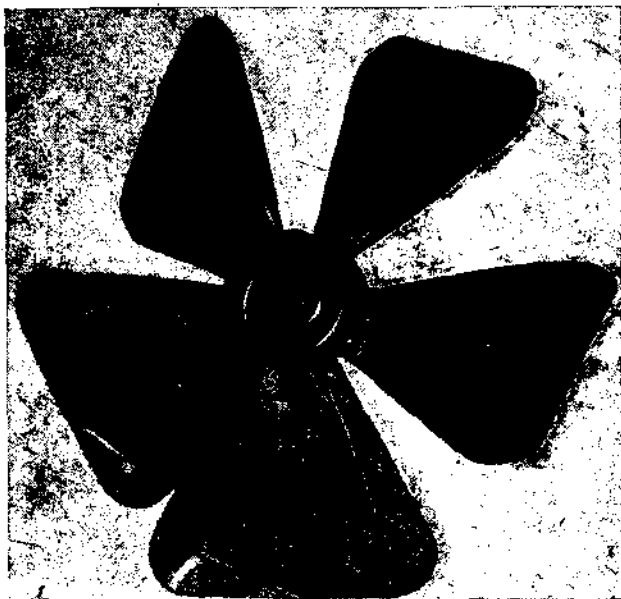
ГЛАВА I.

ТЕОРИЯ ПОДДЕРЖИВАЮЩЕГО КРЫЛА.

Осевые или винтовые вентиляторы представляют собой ряд крыльев, посаженных на ступицу под углом относительно оси (фиг. 213а и 213б).

При вращении такого вентилятора появляется ток воздуха сквозь него, вдоль его оси, почему они называются осевыми (фиг. 214).

Прежде чем приступить к рассмотрению такого вентилятора в целом необходимо ознакомиться с элементом всякого винтового вентилятора — с лопастью. Теория



Фиг. 213а. Осевой вентилятор типа Сирокко.

лопастей вентилятора совпадает в основных чертах с теорией крыла самолета, почему мы в начале настоящей главы и изложим основы теории так называемых поддерживающих крыльев.

Ввиду того, что подробный физико-математический анализ работы крыла является чрезмерно сложным и не входит в задачи данного курса¹, мы вынуждены будем ряд положений аэродинамики крыла принять на веру; основное же внимание мы будем обращать на физическую сторону явлений.

§ 1. Основы теории поддерживающих крыльев.

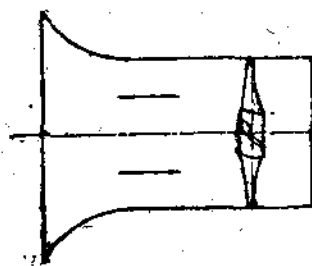
Рассмотрим крыло бесконечно-большой длины и постоянного сечения, расположенное нормально к плоскости чертежа (фиг. 215). В направлении, указанном

¹ См. Глауэрт. Основы теории крыльев и винта. Голубев. Теория крыла аэроплана в плоскопараллельном потоке.

стрелкой, на крыло набегает воздушный поток, причем постоянную скорость его на таком расстоянии от крыла, где поток еще не возмущен наличием препятствия, обозначим w_∞ . Строго говоря скорость w_∞ будет наблюдаться только на бесконечно-большом расстоянии от крыла: однако уже на расстоянии ширины b от крыла неравномерность распределения скоростей оценивается долями процента.



Фиг. 213б. Осовой вентилятор типа ЦАГИ.

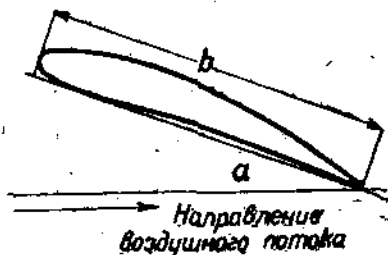


Фиг. 214.

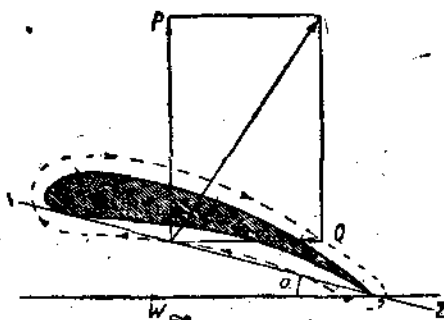
Такой поток называется „плоско-параллельным“.

Под влиянием набегающего потока на крыло будут действовать две силы (фиг. 216):

1. Сила P — так называемая подъемная сила. Очевидно, что для существования подъемной силы необходима разность скоростей с двух сторон крыла. Снизу



Фиг. 215.



Фиг. 216. Силы, действующие на крыло:
 P — подъемная сила,
 Q — лобовое сопротивление.

скорость (средняя) должна быть меньше, давление — выше. За счет соответствующей разности давлений с двух сторон крыла и появляется подъемная сила P (фиг. 216).

2. Сила Q — сила лобового сопротивления. При бесконечно-большой длине крыла сила Q , приходящаяся на единицу длины, вызывается, главным образом, сопротивлениями при трении воздуха о поверхность крыла (при углах атаки $\alpha \approx 0 + 10^\circ$).

Неравномерное распределение скоростей вокруг профиля крыла приводит к тому, что циркуляция $\Gamma = \int w ds$ вокруг профиля не может быть равна нулю:

$$\int_1^2 w ds > \int_{1-2-1}^1 w ds, \text{ следовательно, } \int_1^2 w ds > 0.$$

Из этого ясно, что наличие подъемной силы требует обязательного наличия циркуляции вокруг крыла.

Проф. Н. Е. Жуковский первый ¹ установил, что между подъемной силой P , действующей на единицу длины крыла, и циркуляцией Γ существует весьма простое соотношение:

$$P = \rho \Gamma w_{\infty},$$

где ρ — плотность;

Γ — циркуляция вокруг крыла;

w_{∞} — скорость набегающего невозмущенного потока.

Для уяснения физического смысла связи между подъемной силой и циркуляцией рассмотрим несколько подробнее физическую картину явления. Представим себе, что крыло установлено в таком положении, когда сила $P \neq 0$. Тогда средние скорости под и над крылом равны друг другу; при этом так называемая критическая



Фиг. 217.



Фиг. 218.

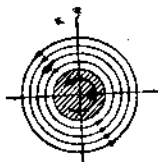
точка (точка схода струи) лежит как раз на острой задней кромке крыла (фиг. 217). Циркуляция вокруг крыла отсутствует.

Повернем теперь крыло относительно критической точки по часовой стрелке. При этом угол α (угол атаки) увеличится, и вторая критическая точка переместится, как показано на фиг. 218.

В идеальной жидкости такой поток характеризуется бесконечно-большими скоростями у задней кромки. Что же касается реальной жидкости, то в ней бесконечно-большой градиент скоростей у задней кромки, связанный с бесконечно-большими скоростями обтекания ее, вызовет действие бесконечно-больших сил. Эти силы



Фиг. 219. Обтекание неподвижного цилиндра плоско-параллельным потоком ψ_1 .



Фиг. 220. Круговой циркуляционный поток вокруг вращающегося цилиндра (за счет вязкости) — ψ_2 .



Фиг. 221. Суммарный поток $\psi_1 + \psi_2$, вызывающий силу, действующую по нормали к потоку.

нарушат структуру потенциального (бесциркуляционного) обтекания крыла и сместят вторую критическую точку (фиг. 218) на заднюю кромку. Физически это означает, что скорости над крылом повысятся, под крылом уменьшатся. Этому же можно было добиться, наложив на первоначальный поток циркуляционный поток (пунктирный, фиг. 216), скорости которого над крылом сложатся со скоростями основного потока, а под крылом вычтутся.

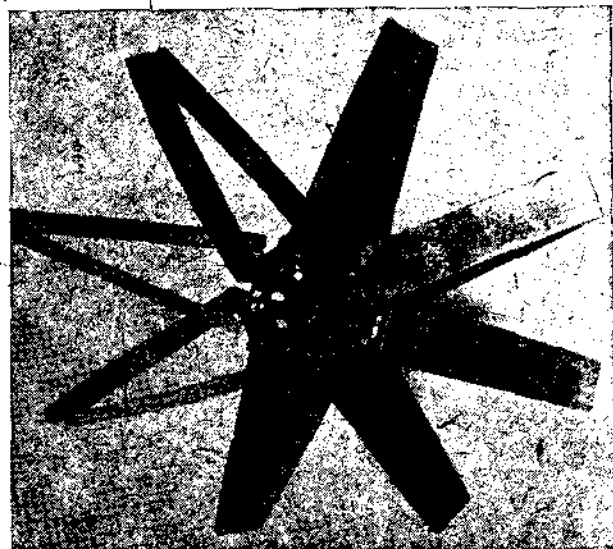
Приведенное рассуждение принадлежит акад. С. А. Чаплыгину. Несколько иначе объясняет то же явление проф. Прандтль (Геттинген). Подробное изложение его точки зрения приведено ниже.

Зная циркуляцию вокруг крыла при данном угле атаки, мы можем чисто расчетным путем определить подъемную силу. Для некоторых крыльев (например, так называемой инверсии параболы и эллипса) мы можем определить силу P путем подсчета циркуляции достаточно точно. Такой расчет, однако, возможен далеко не во всех случаях и, кроме того, представляет собой настолько значительные трудности, что обычно предпочитают действовать чисто экспериментальным путем, определяя

¹ Н. Е. Жуковский, Теоретические основы авиации или *Sprachhache, Kreiselräder als Pumpen und Turbinen*.

значения P и Q из опыта. При современном состоянии экспериментальной аэродинамики точность определения подъемной силы $P \pm 3\%$, силы $Q \pm 5\%$ ¹.

Примечание. Чрезвычайно отчетливо разъясняется связь между подъемной силой и циркуляцией на примере так называемого „ротора“. Если к потоку, набегающему на цилиндр, вращающийся вокруг собственной оси (фиг. 219), добавить циркуляционный поток, вызываемый хотя бы трением при вращении цилиндра (фиг. 220), то скорости с одной стороны цилиндра сложатся и давление упадет, с другой стороны, вычтутся и давление возрастет (фиг. 221).

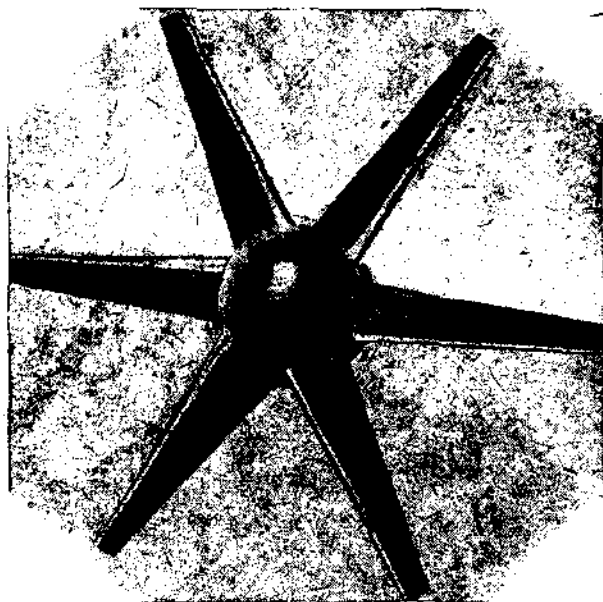


Фиг. 222. Осевой вентилятор типа „двойной Блэкман“.

§ 2. Лопастни осевых вентиляторов.

Если не говорить о совершенно нерациональных конструкциях осевых вентиляторов, дающих чрезвычайно низкие к. п. д. вроде, например, вентиляторов „двойной Блэкман“ (фиг. 222. см. ниже), то при конструировании осевых вентиляторов применяются три типа лопастей.

1. Наиболее совершенны лопасти, имеющие в разрезе профиль авиационного крыла (фиг. 223, 224). Таковы, например, профилированные вентиляторы ЦАГИ, вентиляторы конструкции проф. Бетца (Betz), изготавливаемые фирмой Сименс, вентиляторы Chagavay американской фирмы Hartzell и т. д.



Фиг. 223. Профилированный деревянный осевой вентилятор ЦАГИ.

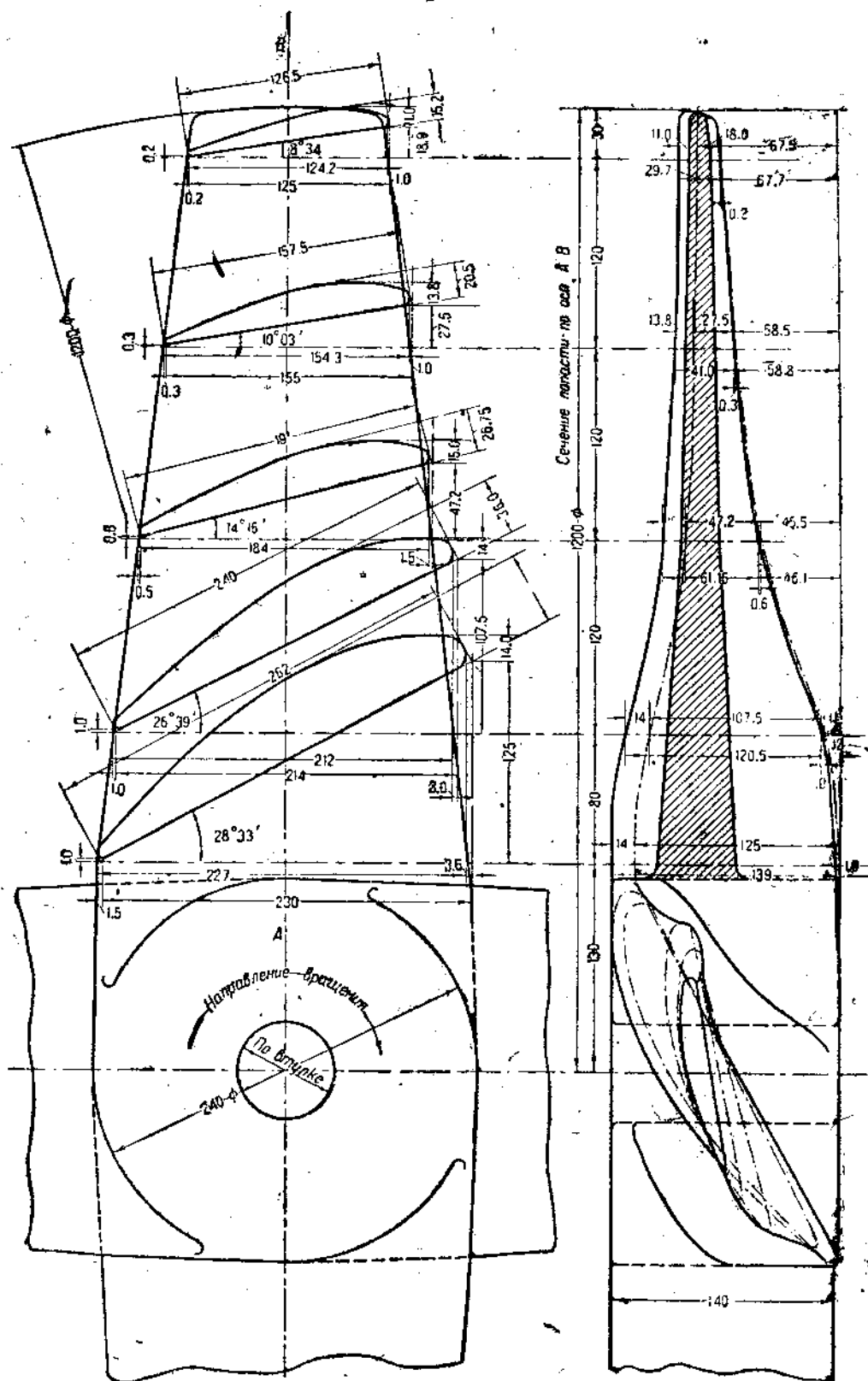
де всего иметь характеристику лопасти, т. е. связь между скоростями w_∞ , углами атаки α и силами P и Q .

¹ Б. Н. Юрьев и Н. П. Лесникова, Аэродинамические исследования, „Труды ЦАГИ“ вып. XXIII, 1928.

2. Металлические вогнутые лопасти (фиг. 225, 226), применяемые при построении металлических вентиляторов ЦАГИ, в вентиляторах фирм Serpelli, Rato, вентиляторы шведской фирмы Ljungström и т. д.

3. Симметричные лопасти (фиг. 227), применяемые там, где необходима реверсивность хода. Таковы, например, малые оконные вентиляторы с плоскими лопастями, вентиляторы „Сироко“ (фиг. 213а), вентиляторы Блэкман-Стримлайн (Blackman-Streamline).

Характеристика лопасти. Для расчета осевого вентилятора необходимо прежде



Фиг. 224. Профилированный осевой вентилятор типа ЦАГИ.

Между силами P и Q , действующими на крыло, и скоростями w_∞ (относительно крыла) существуют следующие соотношения.

$$P = c_y \cdot \rho \cdot S w_\infty^2,$$

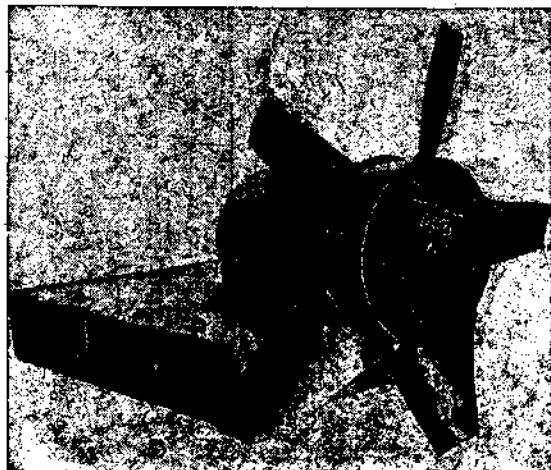
где c_y можно считать функцией угла атаки α ¹; c_y называется „коэффициентом подъемной силы“;

$$Q = c_x \cdot \rho \cdot S w_\infty^2,$$

c_x — также функция угла α . Коэффициент c_x называется „коэффициентом лобового сопротивления“;

ρ — плотность воздуха;

S — поверхность крыла, равная bl (фиг. 228).



Фиг. 225. Вентилятор типа ЦАГИ с лопастями из листового железа.

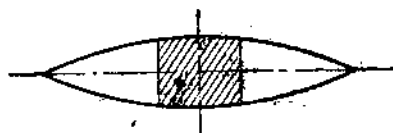


Фиг. 226. Вентилятор типа Черепели с лопастями из листового железа.

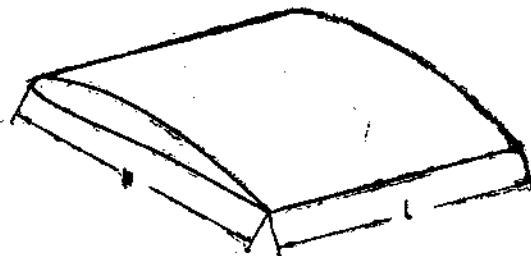
Испытание в аэродинамических трубах позволяет определить коэффициенты c_y и c_x для крыльев любого профиля. Результаты этих испытаний наносятся на графики.

Графики испытания крыльев бывают двух типов.

Во-первых, можно по оси абсцисс отложить величину угла атаки, а по оси ординат величину c_y и



Фиг. 227. Лопасть вентилятора типа Блэкман-Стримлайн.



Фиг. 228.

c_x (фиг. 229). Иногда на эти графики наносят еще изменение так называемого „качества крыла“.

$$\sigma = \frac{c_y}{c_x} \text{ или, чаще, обратную величину качества } \mu = \frac{c_x}{c_y}.$$

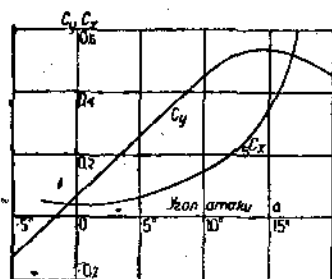
¹ Кроме величины α , c_y и c_x зависят еще от величины числа Рейнольдса $Re = \frac{\gamma w d}{\eta g}$; в условиях работы вентилятора влияние изменения Re весьма мало.

На фиг. 229 изображена такая диаграмма испытания дужки.

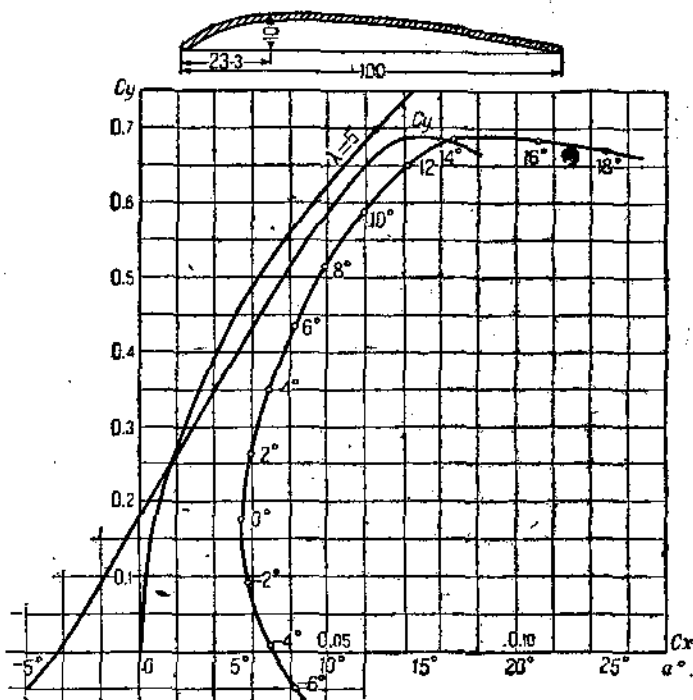
Во-вторых, строятся еще так называемые „полюсы дужки“¹. По оси абсцисс откладываются c_x , по оси ординат — c_y (обычно масштабы c_y и масштаб c_x относятся, как 1:5) и на полученной кривой отмечают соответствующие углы атаки. Очевидно, что тангенс угла наклона ($\operatorname{tg} \varphi$) радиуса-вектора какой-либо точки равняется „качеству“ крыла на этом угле атаки. На фиг. 230 приведена поляра дужки 449/2 ЦАГИ для „размаха“:

$$\frac{l}{b} = 5.$$

На ту же диаграмму нанесена также кривая $c_y = f(\alpha)$.



Фиг. 229. Данные испытания дужки.

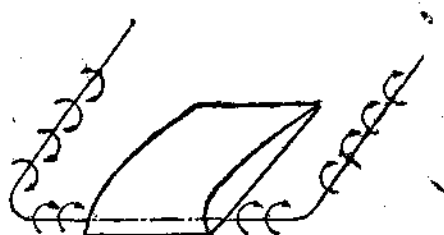


Фиг. 230. Поляра Лилиенталя для металлической дужки 449/2 ЦАГИ.

§ 3. Влияние размаха крыла.

Результаты продувок моделей крыльев в аэродинамических трубах не могут быть непосредственно применяемыми при расчете вентилятора.

Дело в том, что, как видно из фиг. 214, лопасти вентилятора, работающего в трубе, можно, хотя бы в первом приближении, считать ограниченными поверхностью



Фиг. 231.

трубы, параллельной потоку воздуха. Наличие такой поверхности ставит крыло в условия работы, близко подходящие к условиям работы крыла бесконечно большого размаха в плоско-параллельном потоке.

¹ Так называемые „полюсы Лилиенталя“.

При продувке крыльев в трубах изучаются крылья совершенно определенного размаха (например, на приведенных диаграммах размах $\frac{l}{b} = 5$). При этом условия работы крыла коренным образом отличаются от условий работы бесконечно длинного крыла в плоско-параллельном потоке.

Не вдаваясь в подробный анализ работы крыла конечного размаха¹, укажем, что сущность различия кроется в том, что воздух, находящийся под крылом под давлением, получает возможность перетекать у краев крыла в область над крылом, область разрежения (недавление). При этом, как видно из фиг. 231, у краев крыла образуются два вихревых жгута, влияющих на поток за крылом так, что он отклоняется книзу. При этом:

- 1) действительный угол атаки будет уже не α , а $\alpha - \Delta\alpha$,
- 2) кроме того, подъемная сила уменьшится из-за уменьшения угла атаки до величины P' и отклонится на $\Delta\alpha$ от направления w_∞ .

При испытании крыла мы определяем две силы: $P \perp w_\infty$ и $Q \parallel w_\infty$ как функции от угла α .

Если мы хотим перейти к размаху $\lambda = \infty$, то нам следует взять

$$1) \alpha_\infty = \alpha - \Delta\alpha;$$

$$2) P_\infty = \frac{P + Q_\infty \sin \Delta\alpha}{\cos \Delta\alpha} \approx P;$$

так как угол $\Delta\alpha$ — величина весьма малая и, следовательно, $\cos \Delta\alpha \approx 1$; кроме того, так как величина Q мала по сравнению с величиной P , ($Q \approx 0,03P$), то величиной $Q \sin \alpha$ можно пренебречь по сравнению с P .

$$3) Q_\infty = Q \cos \Delta\alpha - P \sin \Delta\alpha \approx Q - Q'.$$

Величина $Q' = P \sin \Delta\alpha$ — добавочное „индуктивное“ сопротивление, появляющееся при $\lambda \neq \infty$.

Теория „индуктивного сопротивления“ (теория влияния — „индукции“ — крыла на

самого себя), созданная проф. Прандтлем, позволила численно определить величины указанных поправок.

Формулы для пересчета данных продувок крыльев конечного размаха на $\lambda = \infty$ следующие.

Пусть в результате продувки крыла с размахом λ получилось, что при угле атаки, равном α , подъемная сила равна P , лобовое сопротивление равно Q , скорость равна w_∞ .

Тогда:

$$c_y = \frac{P}{\rho S w_\infty^2}; \quad c_x = \frac{Q}{\rho S w_\infty^2}; \quad (S = l \cdot b).$$

При пересчете за бесконечность² (с достаточной для практических целей точностью:

$$1) \alpha_\infty = \alpha - \Delta\alpha = \alpha - \frac{2}{\pi\lambda} c_y \quad (\alpha - \text{в радианах})$$

или

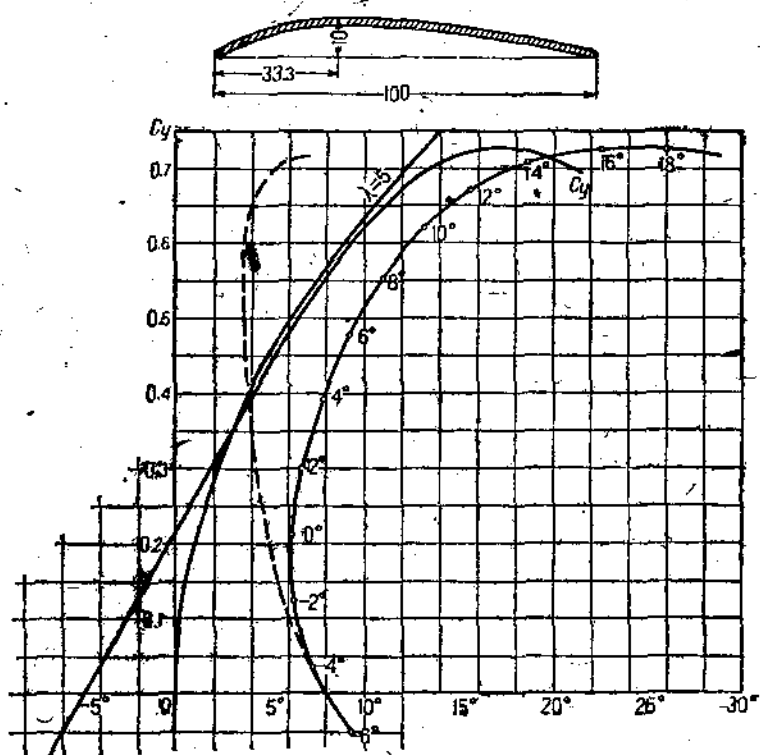
$$\alpha_\infty = \alpha - \Delta\alpha = \alpha^\circ - \frac{57,3 \cdot 2}{\pi \cdot \lambda} c_y = \alpha^\circ - \frac{37,5}{\lambda} c_y;$$

$$2) c_{y_\infty} = c_y;$$

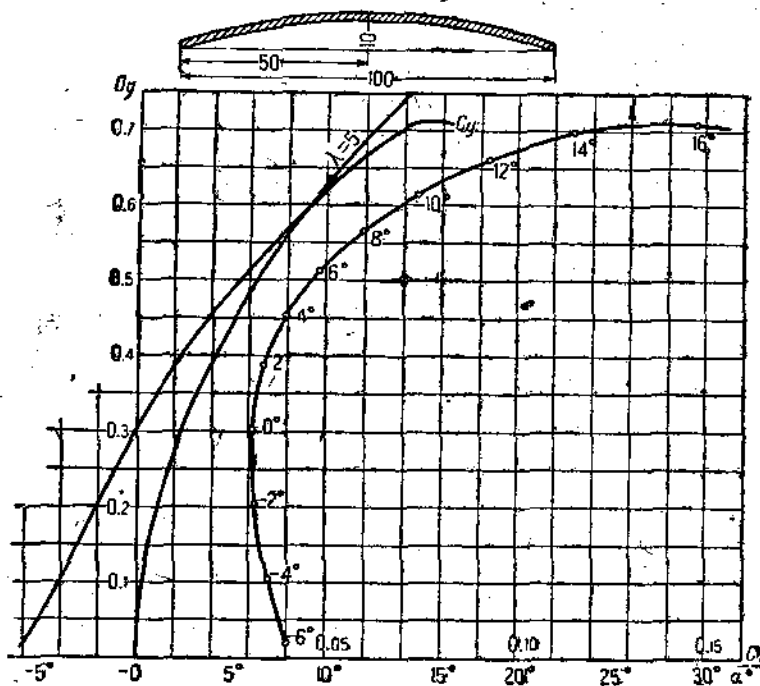
$$3) c_{x_\infty} = c_x - c_i,$$

¹ Б. Н. Юрьев, Индуктивное сопротивление крыльев аэроплана.

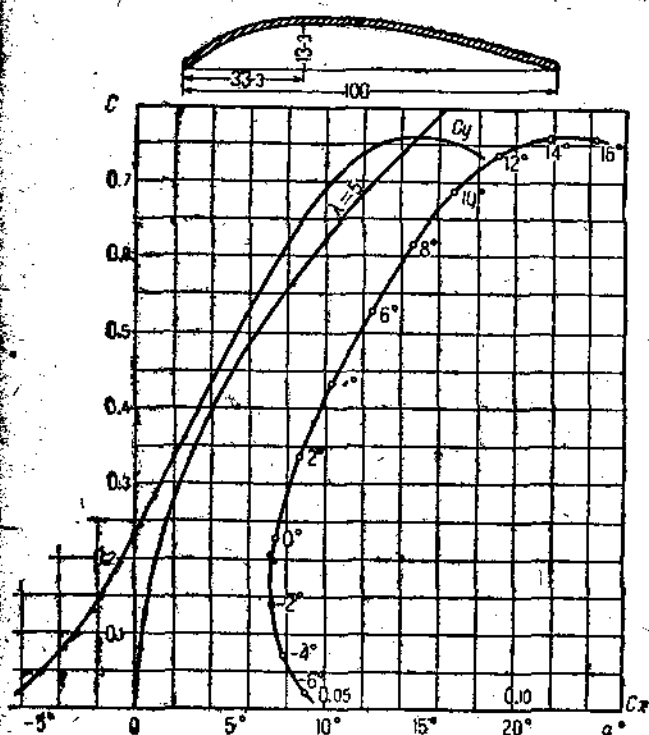
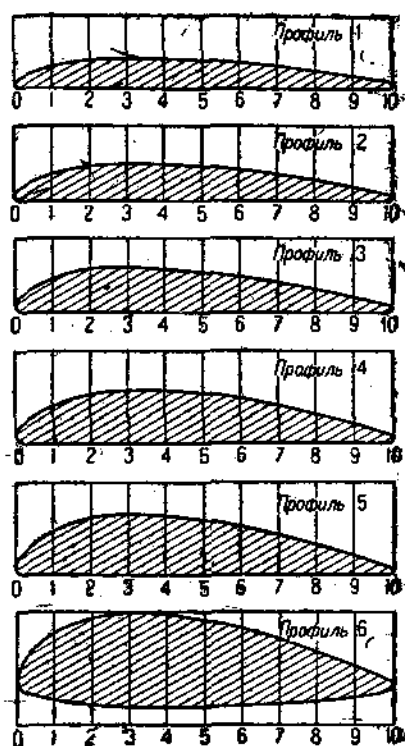
² А. В. Чесалов, Предварительный аэродинамический расчет самолета. „Труды ЦАГИ“, вып. XLII, а также Glauert, Die Grundlagen der Tragflügeltheorie.



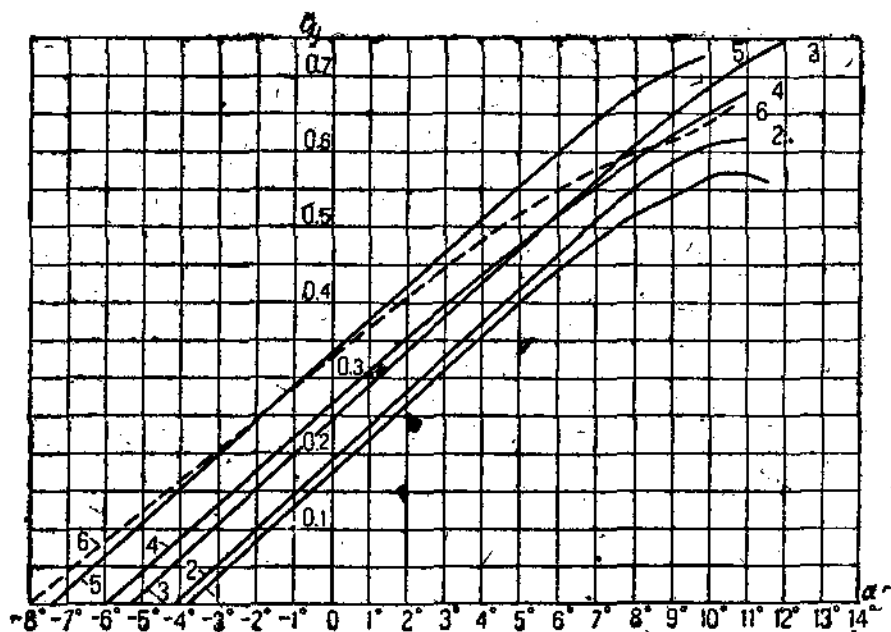
Фиг. 233. Поляра вентиляторной дужки для $\lambda = 5$. Пунктиром нанесена полярная, пересеченная на $\lambda = \infty$.

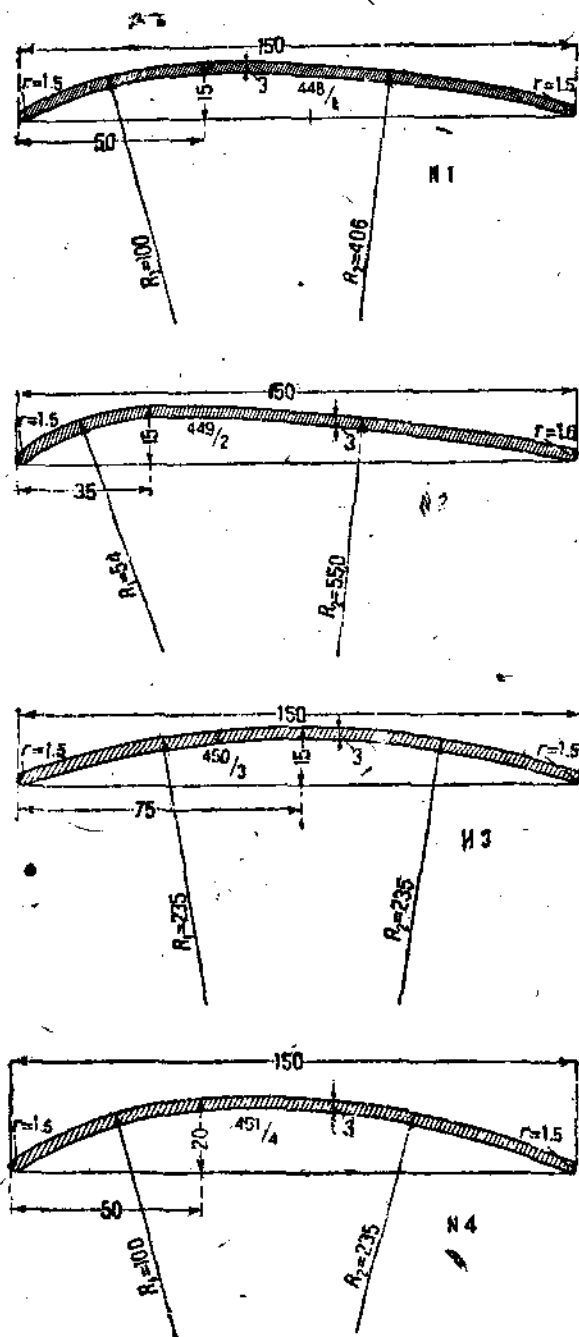


Фиг. 234. Поляра вентиляторной дужки для $\lambda = 5$.

Фиг. 235. Поляра вентиляторной дужки для $\lambda = 5$.

Фиг. 236. Серия английских винтовых профилей.

Фиг. 237. Кривые $c_y = f(\alpha)$ для серий английских винтовых профилей.



где c_i — коэффициент индуктивного сопротивления.

$$c_i = \frac{Q_i}{\rho \cdot S \cdot w_\infty^2} = \frac{2}{\pi \cdot \lambda} c_y^2.$$

c_{x_∞} есть так называемое «профильное сопротивление крыла», получающееся при применяемых на практике углах атаки, почти исключительно от трения воздуха о поверхность крыла. У хороших крыльев $c_{x_\infty} \approx 0,004$.

При построении поляры мы откладывали по оси абсцисс значения c_x , по оси ординат — значения c_y . Пристроим на поляру крыла конечного размаха параболу индуктивного сопротивления:

$$(c_x)_i = \frac{2}{\pi \lambda} c_y^2.$$

Очевидно, что, перестраивая эту поляру на $\lambda = \infty$, мы получим новую кривую, в которой точки, отмечающие углы, сместятся вверх, значения c_y останутся те же, а соответствующие значения c_x будут равняться отрезкам между полярой крыла конечного размаха и параболой индуктивного сопротивления. На фиг. 233 показана поляра вентиляторной дужки для $\lambda = 5$ (жирная линия) и перестроенная на $\lambda = \infty$ (пунктир) ¹.

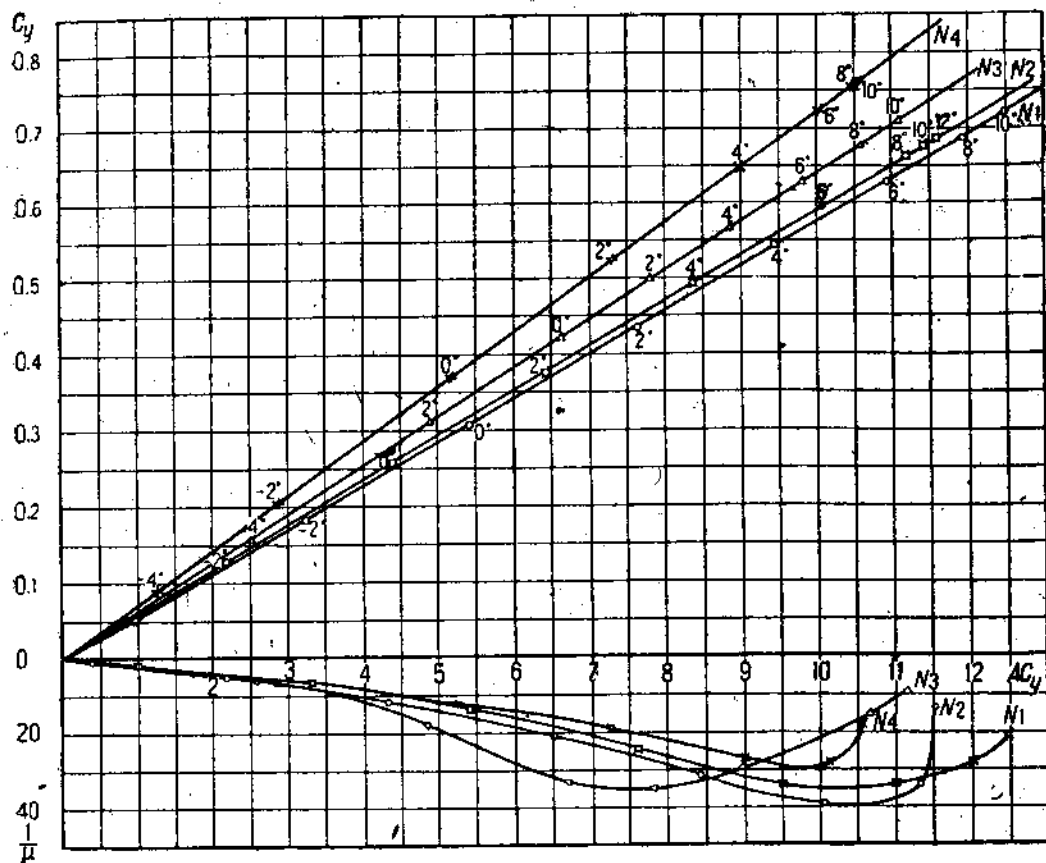
На фиг. 233—235, 236, 237, 238, 238а приведены и поляры дужки кривые 1-го рода (с углами атаки, отложенными по оси абсцисс) для $\lambda = 5$ и сводные диаграммы для некоторых применяемых на практике дужек, пересчитанные указанным путем на бесконечность ¹.

Из этих графиков можно видеть, что применение плоских дужек невыгодно, так как они имеют весьма малое качество и малые коэффициенты подъемной силы.

Фиг. 238. Серия вентиляторных металлических дужек.

Прежде чем перейти к самому расчету осевого вентилятора, остановимся еще на одном вопросе, практически, весьма важном — на вопросе о реверсивности осевого вентилятора. Очевидно, что если профиль сам по себе симметричен относительно своих осей (плоская пластинка или обтекаемая симметричная лопасть), то направление вращения роли играть не может, т. е. вентилятор реверсивный имеет одинаково хорошие к. п. д. и напор при дутье в ту или иную сторону.

¹ Из материалов ЦАГИ.



Фиг. 238а. Величины c_y и качества $\frac{1}{\mu}$ серии дужек фиг. 238. По оси абсцисс отложен условный параметр.

Что же будет, если взять вентилятор с несимметричным профилем и попробовать завернуть его в обратную сторону.

Обычно применяемые углы атаки¹ лежат в пределах $0^\circ - 10^\circ$. Очевидно, что при том же расходе воздуха и обратном направлении вращения вентилятора угол атаки (фиг. 239):

$$\alpha = 180 + \alpha = 180^\circ \div 190^\circ.$$

Произведенная в ЦАГИ круговая обдувка крыла, типичного для вентиляторных деревянных профилей², показывает, что коэффициент лобового сопротивления увеличивается при этом в 2—3 раза, а коэффициент подъемной силы, равняющийся (при $\alpha = 0 \div 10^\circ$) $c_y = 0,23 \div 0,55$, падает до $\alpha' = 0 \div 0,28$. Очевидно, что этому соответствует значительное падение к. п. д. вентилятора при одновременном падении его мощности.



Фиг. 239.

Опыт вполне подтверждает указанные соображения. Поэтому реверсивные осевые вентиляторы следует строить с лопатками, симметричными относительно своих осей.

¹ Речь идет об углах между хордой и относительной скорости воздуха по отношению к лопасти.

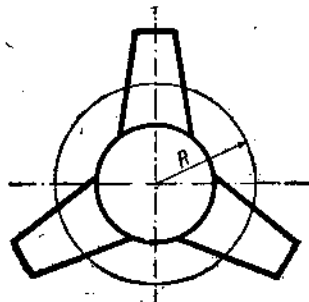
² П. М. Ширманов, Круговая обдувка крыльев, „Труды ЦАГИ“ вып. XXXVI, 1928.

ГЛАВА II.

РАСЧЕТ ОСЕВОГО ВЕНТИЛЯТОРА.

§ 1. Общие соображения.

Основные положения расчета осевого вентилятора были созданы проф. Н. Е. Жуковским (В. П. Ветчинкин, Расчет гребного винта), чьи работы и легли в основу всех последующих методов расчета. В настоящем курсе мы придерживаемся в основном так называемого метода расчета Юрьева-Сабинина, дополнив его анализом к. п. д. машины: как показывает сравнение этого метода с опытом, этот метод дает вполне удовлетворительные результаты.



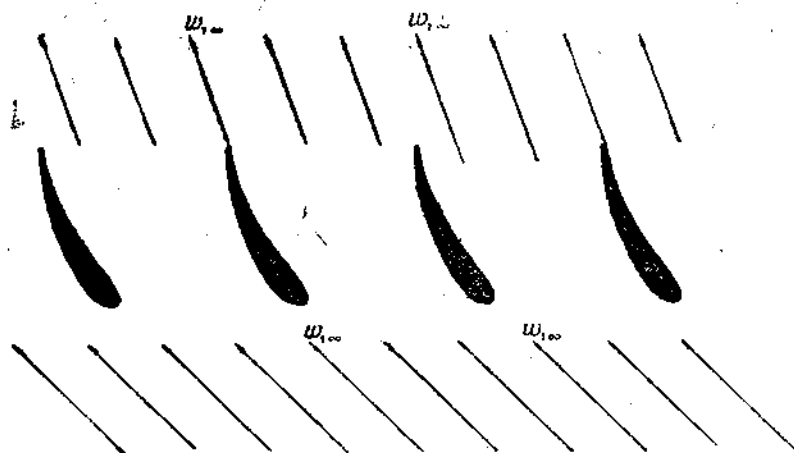
Фиг. 240. Осевого вентилятор.



Фиг. 241. Развернутая решетка крыльев.

Для рассмотрения сил, действующих на лопасти осевого вентилятора, произведем цилиндрическое сечение через лопасти на радиусе r (Fig. 240) и полученную поверхность разреза развернем на плоскость, Fig. 241. При этом получится так называемая решетка крыльев.

Проходя сквозь такую решетку, воздух меняет направление протекания.



Фиг. 242. Отклонение относительной скорости под влиянием решетки крыльев.

Согласно теореме Жуковского¹, при достаточно редкой решетке к такому отклонившемуся потоку можно применять данные изучения изолированного крыла, принимая за угол атаки α угол между основной хордой (относительно которой ведутся отсчеты углов) и скоростью w_{∞} (Fig. 242), равной по величине и направ-

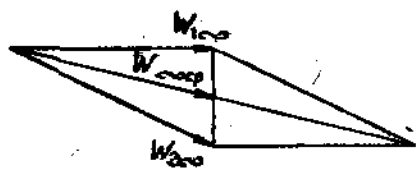
¹ Н. Е. Жуковский, Теоретические основы и т. д.; Kutta, Über eine Zirkulationsströmung nebst flugtechnischen Anwendungen, München 1911, а также Spannhacke, Kpeiselräder als Pumpen u. Turbinen.

лению половине суммы скоростей подходящего и уходящего потока (фиг. 243). При этом теоретическое исследование решетки показывает, что подъемная сила крыла в решетке должна несколько отличаться от подъемной силы изолированного крыла для

$$w_{\infty} = \frac{1}{2} (w_{1\infty} + w_{2\infty})^1.$$

В то же время, однако, произведенная в Харьковской аэродинамической лаборатории при ХТИ обработка данных по изучению распределения давления по крылу в решетке в Геттингенском аэродинамическом институте ² показала, что если лопадки не перекрывают одна другую (вернее, $\frac{b}{t} < \frac{1}{3}$), то взаимное влияние лопаток

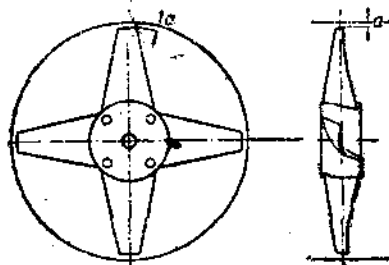
одной на другую практически не удается обнаружить. Поэтому в дальнейшем мы „поправки на решетку“ в расчет не вводим. В тех случаях, когда лопасти перекрывают одна другую, расчет можно вести так же, как ведется расчет центробежного вентилятора, по треугольникам скоростей с введением всех указанных выше поправок ³.



Фиг. 243. Графическое определение величины $(w_{\infty})_{cp}$.

§ 2. Расчет лопасти вентилятора при помощи теории крыла.

Прежде чем приступить к расчету, отметим, что мы будем пользоваться характеристиками (полярами и кривыми $c_y = f(\alpha)$), пересчитанными на бесконечность. Этому соответствует, как мы уже указывали, тот случай, когда крыло с двух сторон ограничено поверхностями, параллельными оси вращения. В действительности всегда имеется зазор ширины a , который является причиной дополнительных потерь, с одной стороны, и падения передаваемой мощности — с другой ⁴ (фиг. 244).



Фиг. 244.

Примечание. Как показали последние работы ЦАГИ (исследования инж. К. А. Ушакова), влияние зазора сводится к возникновению индуктивного сопротивления; чем больше отношение величины зазора „ a “ к длине лопасти (не к диаметру вентилятора), тем меньше должен быть взят размах лопасти „ $\frac{l}{b}$ “ при построении расчетной поляры крыла.

При расчете вентиляторов средней быстроходности ($n_{90} = 1500 - 2000$), наилучшие результаты получаются, если вместо $\lambda = \infty$ при зазоре $a \approx 0,5\%$ D , исходить из $\lambda \approx 6 - 8$.

Основное уравнение, которым мы пользуемся при изучении работы всякого вентилятора, есть уравнение Euler'a:

$$H_{th} = \rho (u_2 c_{2u} - u_1 c_{1u}),$$

т. е. теоретический напор, создаваемый вентилятором, пропорционален изменению момента количества движения проходящего сквозь него воздуха. В случае осевого

¹ Например, в курсе Pfeiderer'a „Kreiselpumpen“ поправка на влияние решетки вводится по данным Kutt'a, стр. 226, изд. 1929 г.

² Gött. Aerad. Liefer.

³ Можно при $\frac{b}{t} < 1$ пользоваться также приближенной формулой Шильганзеля (Schilhansl):

$$(c_y)_{\text{решетка}} : (c_y)_{\text{возд.}} = \frac{2t}{\pi b \sin \beta},$$

где β — угол установки лопасти.

⁴ Малые зазоры, равные 0,5% D , незначительно влияют на работу вентилятора: увеличение зазора до 2 — 3% приводит к ухудшению работы вентилятора на 20 — 30%.

вентилятора, работающего в цилиндрической трубе, часть скоростного напора воздуха, соответствующая его тангенциальной скорости c_{2u}

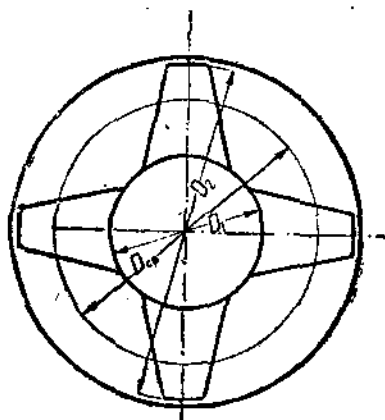
$$H_{кр} = \rho \frac{c_{2u}^2}{2},$$

пропадает бесполезно. При наличии кожуха этот скоростной напор может быть использован, что предусматривается общим методом расчета кожухов вентиляторов. Сейчас мы рассмотрим работу вентилятора в цилиндрической трубе, причем примем $a = 0$, т. е. $D_{трубы} = D_{вент.}$

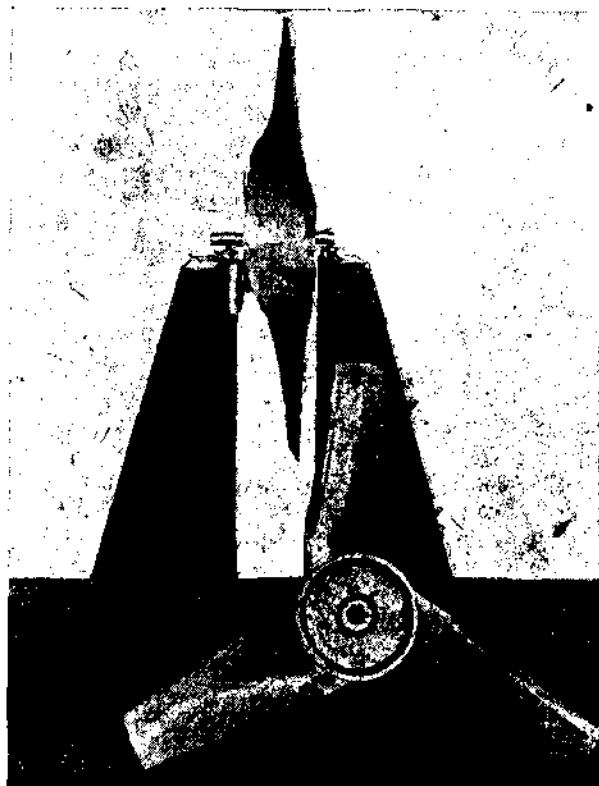
Рассмотрим детально работу лопасти вентилятора.

Направление абсолютной скорости подходящей струи нам должно быть задано. Если воздух подходит из независимого пространства, то очевидно, что скорость $c_1 = c_{1a}$ ¹. Если до рассматриваемого вентилятора работают еще вентиляторы (последовательное соединение), то подходящий воздух может иметь также и тангенциальную составляющую c_{1u} .

После вентилятора скорость c_2 имеет одну составляющую $c_{2a} = c_{1a}$ (условие неразрывности) и вторую c_{2u} , определяемую затрачиваемой мощностью.



Фиг. 245.



Фиг. 246. Осевого вентилятора низкого давления (малая величина $\frac{D_1}{D_2}$).

При расчете вентилятора обычно задаются постоянной осевой скоростью по сечению вентилятора, так как при этом

$$h_{a \cdot \text{дин}} = \int_{r_1}^{r_2} \rho \frac{c_a^2}{2}$$

имеет наименьшее значение

¹ Обозначения те же, что при расчете центробежного вентилятора. Индексы 1 — до вентилятора, 2 — после вентилятора, a — осевая скорость (составляющая), u — тангенциальная скорость (составляющая), w — относительная скорость (по отношению к вращающимся лопастям).

Поэтому:

$$c_{1a} = c_{2a} = \frac{Q_{сек}}{\frac{\pi D_2^2}{4} - \frac{\pi D_1^2}{4}} = \frac{Q_{сек}}{\frac{\pi D_2^2}{2} (1 - \xi^2)}; \quad \left(\xi = \frac{D_1}{D_2} \right),$$

где D_1 — диаметр втулки;

D_2 — диаметр вентилятора (фиг. 245).

Как мы ниже увидим, с повышением противодавления увеличивается требуемая минимальная относительная скорость воздуха и лопасти. Очевидно, что эта относительная скорость будет наименьшей у втулки. Поэтому с увеличением противодавления увеличивается и отношение $\xi = \frac{D_1}{D_2}$ (фиг. 246 вентилятор низкого давления и 226 вентилятор высокого давления). Это приводит, с одной стороны, к повышению окружной скорости $u_{мин} = \frac{\omega D_1}{2}$, с другой стороны, к повышению осевой скорости c_a , а следовательно, и к повышению относительной скорости

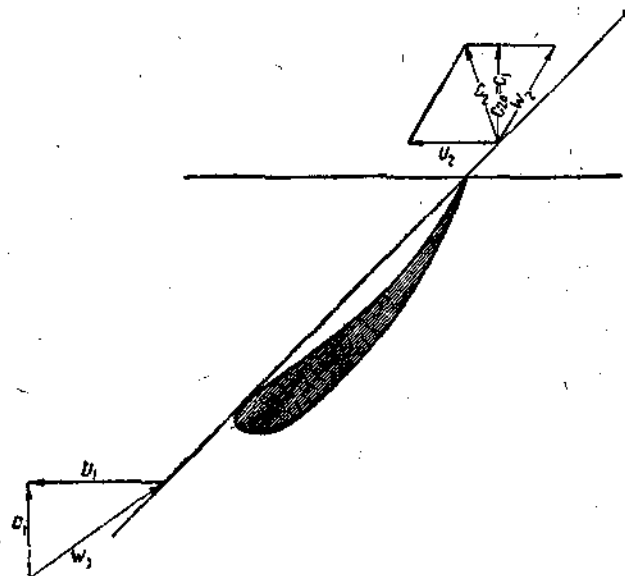
$$w_{мин} = \bar{u}_1 + \bar{c}_{1a}$$

Величина ξ меняется обычно в зависимости от условий задания, от $\xi = 0,25$ до $\xi = 0,5$. Скорость c_a меняется обычно в пределах от $5 \div 20$ м/сек; меньшие скорости соответствуют меньшим статическим напорам.

Задавшись скоростью c_a и коэффициентом ξ , находим наружный диаметр вентилятора D_2 , а затем $D_1 = \xi D_2$.

Определив затем при помощи выведенных ниже формул гидравлический к. п. д. вентилятора

$$\eta_h = \frac{H}{H_{th}},$$



Фиг. 247. Треугольники скоростей для осевого вентилятора.

получим величину теоретического напора, который должен развивать вентилятор

$$H_{th} = \frac{H}{\eta_h},$$

где $H = H_{ст} + \rho \frac{c_a^2}{2}$ — полезный напор, развиваемый вентилятором.

Из основного уравнения Эйлера $H_{th} = \rho (u_2 c_{2u} - u_1 c_{1u})$ или при $c_{1u} = 0$

$$H_{th} = \rho u_2 c_{2u}$$

получим величину:

$$c_{2u} = \frac{H_{th}}{\rho u_2} = \frac{H_{th}}{\rho u};$$

$u_2 = u_1$, так как $r_1 = r_2$, воздух при своем движении остается на одном и том же радиусе.

Определив, таким образом, величину $\bar{c}_2 = \bar{c}_{2u} + \bar{c}_{2a}$, мы можем построить треугольник и скоростей для входа и выхода воздуха (фиг. 247).

Из этих треугольников определяем относительную среднюю скорость:

$$w = \frac{\bar{w}_1 + \bar{w}_2}{2},$$

которая как раз и соответствует скорости w_∞ , по отношению к которой применим определенные экспериментальным путем и пересчитанные на бесконечность характеристики крыла.

Под влиянием указанной относительной скорости на лопатку действуют силы:

P — соответствующая подъемная сила,

Q — лобовое (профильное) сопротивление (фиг. 248).

Эти аэродинамические силы отнесены к единице длины крыла. В данном случае силы, действующие на элемент крыла между двумя цилиндрическими сечениями с радиусами r и $r + dr$, соответственно равны:

$$P \cdot dr, \quad Qdr \quad \text{и} \quad \overline{Sdr} = \overline{Pdr} + \overline{Qdr}.$$

При наличии z лопастей аэродинамические силы создают относительно оси момент dM , уравновешиваемый внешним моментом (двигателя):

$$\begin{aligned} dM &= z(Pdr \sin \beta_\infty + Qdr \cos \beta_\infty)r = zdr(P \sin \beta_\infty + Q \cos \beta_\infty)r = \\ &= zdrP\left(\sin \beta_\infty + \frac{Q}{P} \cos \beta_\infty\right)r = zrdP(\sin \beta_\infty + \mu \cos \beta_\infty), \end{aligned}$$

где $\mu = \frac{Q}{P}$ есть обратная величина v „качества крыла“.

Этому моменту внешних сил соответствует расход мощности (в кгм/сек):

$$dN = \omega dM = zPrdr\omega(\sin \beta_\infty + \mu \cos \beta_\infty).$$

За счет этой мощности происходит повышение теоретического напора объема воздуха, проходящего через вентилятор по кольцу $2\pi r dr$, на величину H_{th} :

$$dQ = c_a 2\pi r dr = c_a z dr;$$

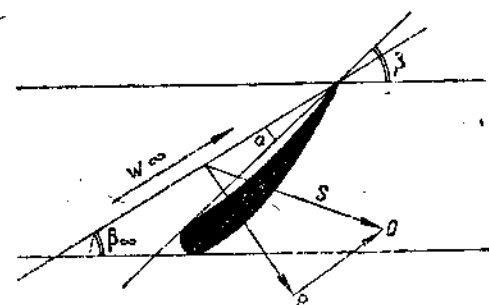
$$H_{th} \cdot dQ = dN; \quad H_{th} = \frac{dN}{dQ};$$

$$\begin{aligned} H_{th} &= \frac{zPrdr\omega(\sin \beta_\infty + \mu \cos \beta_\infty)}{c_a z dr} = \\ &= \frac{Pu(\sin \beta_\infty + \mu \cos \beta_\infty)}{c_a t}, \end{aligned}$$

$$P = c_y \cdot b \cdot 1 \cdot \rho w_\infty^2 = c_y \rho b w_\infty^2,$$

отсюда:

$$H_{th} = \frac{c_y \rho b w_\infty^2 u (\sin \beta_\infty + \mu \cos \beta_\infty)}{c_a t}$$



Фиг. 248. Силы, действующие на лопасть осевого вентилятора.

и, следовательно:

$$c_y \frac{b}{t} = \frac{H_{th}}{\rho w_\infty^3} \cdot \frac{c_a}{u} \cdot \frac{1}{\frac{1}{\mu} \sin \beta_\infty + \cos \beta_\infty}$$

Величина $\frac{c_a}{u}$, равная отношению поступательной скорости воздуха к окружной скорости, в значительной мере характеризует вентилятор.

В теории винтов отношение $\frac{c_a}{\omega} = m$ называется „модулем винта“. Очевидно, модуль m — это теоретическая длина пути, пройденного воздухом при повороте вентилятора на 1 радиан.

Отношение $\frac{r}{m} = \frac{r\omega}{c_a} = \frac{u}{c_a}$ или, вернее, его обратная величина входит в полученное нами выражение. Это отношение дает нам число модулей на данном радиусе.

Введение в рассмотрение числа модулей соответствует рассмотрению работы вентилятора как винта, входящего в набегающий на него воздух соответственно своему модулю. Эта величина при некотором навыке дает непосредственное представление о форме лопастей вентилятора.

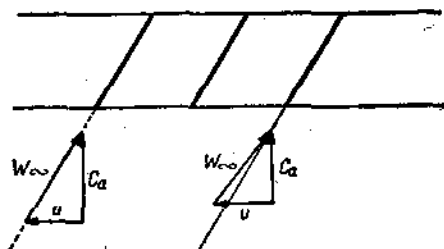
На некоторых заводах до сих пор исходят из числа модулей при построении осевых вентиляторов. При этом плоские лопасти винтового вентилятора строятся по полученной винтовой поверхности, что соответствует работе плоской дужки при угле атаки, равном 0° . При этом $c_y = 0$, т. е. крыло работает только на вредные сопротивления и не может дать полезной работы. Очевидно, что в действительности (фиг. 249) расход должен получиться меньше расчетного $c_a' < c_a$, благодаря чему увеличится угол атаки, и вентилятор сможет передавать воздуху полезную мощность.

Выражение для модуля m может быть приведено к более удобному виду:

$$m = \frac{c_a}{\omega} = \frac{c_a}{\frac{2\pi n}{60}} \approx 9,56 \frac{c_a}{n}$$

(не зависит от r , т. е. $m = \text{const}$ для всего вентилятора) и число модулей

$$z' = \frac{r}{m} = \frac{Dn}{2 \cdot 9,56 c_a} = 0,0523 \frac{Dn}{c_a}$$



К расчету по числу модулей (по шагу винта)

Действительный процесс

Фиг. 249.

Как мы уже указывали при изучении работы центробежных вентиляторов, высоконапорность любого как центробежного, так и осевого вентилятора определяется не абсолютной величиной напора, а величиной так называемого удельного числа оборотов:

$$n_{y0} = 20\pi \frac{Q^{1/2}}{\left(\frac{H}{\rho}\right)^{1/4}} n.$$

Винтовые вентиляторы применяются с выгодной в области больших $n_{y0} = 1200 \div 6000$ и выше. При этом число модулей m (отнесенное к D_2) меняется от $z = 2$ до $z \approx 12$, причем чем ниже быстроходность, тем больше берется число модулей.

Так например:

1. У вентилятора большой аэродинамической трубы ЦАГИ:

$$D_2 = 6,3 \text{ м}; \quad n = 400 \text{ об/мин}; \quad c_a = 30 \text{ м/сек};$$

$$H = 100 \text{ мм вод. ст.}; \quad Q \approx 30000 \text{ м}^3/\text{час};$$

$$n_{y0} = 20\pi \frac{(835)^{1/2}}{\left(\frac{100}{\rho}\right)^{1/4}} 400 \approx 4700;$$

$$z' = 523 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{400 \cdot 6,3}{30} \approx 4,4.$$

2. У вентилятора высокого напора—ЦАГИ № 1 из серии Мосэлектромпрома:

$$D_2 = 0,6 \text{ м}; \quad n = 3000 \text{ об/мин}; \quad c_a = 8 \text{ м/сек};$$

$$H = 72 \text{ мм вод. ст.}; \quad Q = 8000 \text{ м}^3/\text{час};$$

$$n_{y0} = 20\pi \frac{2,2^{1/2}}{\left(\frac{72}{\rho}\right)^{1/4}} 3000 \approx 2300;$$

$$z' = 523 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{0,6 \cdot 3000}{8} = 11,8.$$

Для грубых предварительных подсчетов можно считать

$$\frac{n_{yg}}{1000} \cdot z' = (15 \div 30).$$

Вернемся к рассмотрению основной формулы расчета осевых вентиляторов:

$$c_y \frac{b}{t} = \frac{H_{th}}{Qw^2} \frac{c_a}{u} \cdot \frac{1}{\sin \beta_\infty + \mu \cos \beta_\infty}.$$

Величина качества $v = \frac{1}{\mu}$ для хороших дужек лежит в пределах 25—50. Поэтому при сколько-нибудь значительных углах установки лопасти влияние второго члена знаменателя $\mu \cos \beta_\infty$ весьма невелико. Так, например, при $\mu = 0,04$ и $\beta = 30^\circ$

$$i = \frac{1}{\sin \beta_\infty + \mu \cos \beta_\infty} = \frac{1}{0,5 + 0,04 \cdot 0,866} \approx 1,88.$$

Пренебрегая $\mu \cdot \cos \beta_\infty$ в знаменателе, получим:

$$\frac{1}{\sin \beta_\infty} = 2.$$

Влияние второго члена — 6%.

Пренебрегая им, получим в первом приближении:

$$i = \frac{1}{\sin \beta_\infty},$$

т. е. в обычных условиях¹ величина качества мало влияет в основном уравнении для расчета вентилятора; ниже мы увидим, что то же самое имеет место и в выражении для определения к. п. д. вентилятора. Поэтому при проектировании вентилятора вопрос „качества“ не является основным. Коэффициент полезного действия вентилятора с штампованными металлическими дужками при качествах (на данных углах атаки), лежащих в пределах $20 \div 25$, оказывается ниже к. п. д. аналогичных вентиляторов с тщательно профилированными дужками (деревянными или литыми металлическими) на весьма незначительную величину при значительно более низкой стоимости изготовления.

Из основного уравнения видно, далее, что при данных c_a и u , т. е. при данном w_∞ , чем больше H_{th} , тем больше должно быть $c_y \frac{b}{t}$. Преобразуем это выражение к такому виду:

$$c_y \frac{b}{t} = c_y \frac{bz}{2\pi r} = \frac{c_y bz}{2\pi \cdot r}.$$

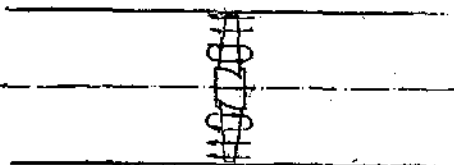
Из этого выражения видно, что напор может быть создан:

1. За счет высоких c_y , т. е. за счет высокой нагрузки лопастей. Это может быть выгодно с точки зрения основной стоимости вентилятора, так как при этом можно ставить небольшое количество лопастей z .

С точки зрения эксплуатации при работе на значительном диапазоне напоров невыгодна такая высокая нагрузка лопастей, сводящаяся к работе на предельных c_y . Дело в том, что (см. поляры дужек), если лопасти работают на малых c_y , то при увеличении противодавления и соответственном падении расхода увеличивается угол атаки, и — за счет получающегося при этом увеличения c_y — вентилятор продолжает подавать воздух под большим напором. Если же мы работаем при больших c_y вблизи максимума, то увеличение угла атаки дает весьма незначительное повышение (а то и падение) подъемной силы и напора, создаваемого вентилятором, может нехватить. Другими словами, при больших c_y напор вентилятора мало увеличивается с уменьшением подачи Q , т. е. характеристика вентилятора пологая. При малых c_y напор быстро растет с уменьшением подачи, характеристика крутая.

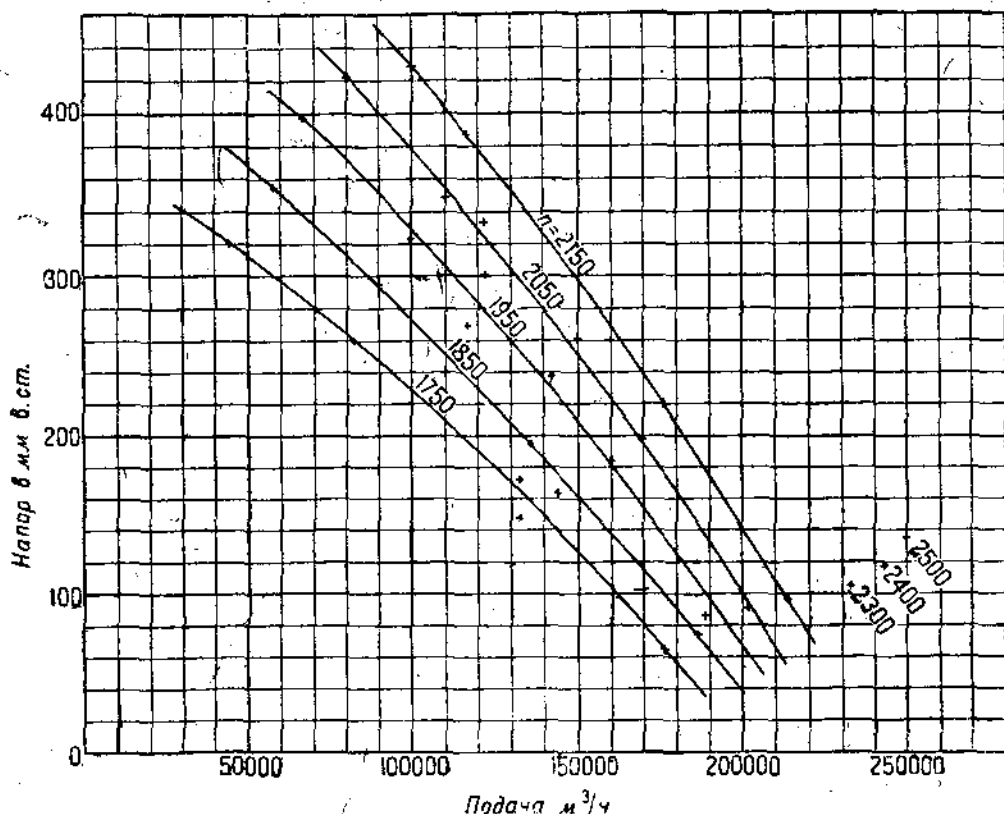
¹ Для хороших профилей.

Из того, что в обеих частях основного уравнения стоит величина радиуса r (справа $u = r\omega$), ясно, что сама по себе величина наименьшего радиуса r_1 роли играть не может. Из того, однако, что у втулки ($u_1 = r_1\omega$) получается наименьшая скорость w_∞ следует, что значения c_y у оси обычно выбираются наибольшими. Поэтому при повышении противодавления именно у втулки имеет обычно место описанное выше явление буксования вентилятора, тогда как тот же вентилятор на больших радиусах и меньших c_y продолжает нормально подавать воздух. При этом иногда получаются даже обратные токи у втулки (фиг. 250). Поэтому при повышении напора вентилятора увеличивают $\xi = \frac{D_1}{D_2}$, чтобы избежать даже вблизи втулки малых w_∞ (фиг. 250а — характеристика вентилятора высокого давления, изображенного на фиг. 227).



Фиг. 250.

Повышать углы атаки невыгодно также и с точки зрения бесшумности работы вентилятора (см. главу „Шум при работе вентиляторов и меры к его уменьшению“).



Фиг. 250а. Характеристика вентилятора фиг. 226.

2. Напор может быть создан за счет увеличения количества лопастей, из-за чего вентиляторы высокого давления — многолопастные. Также и в тех случаях, когда вопросы бесшумности играют большую роль (вентиляторы для зал заседаний, театров и т. д.), всегда устанавливаются многолопастные вентиляторы (фиг. 251), несмотря на малое потребное давление и соответственно малую втулку с тем, чтобы иметь возможность работать на малых c_y . В целях уменьшения установочных затрат, при невысоких давлениях и в тех случаях, когда шум роли не играет (например, сушилки, дутье под котлы и т. д.), следует устанавливать вентиляторы с малым количеством лопастей.

Из основного уравнения видно, что можно, не меняя c_y , повысить напор за счет увеличения числа модулей $\frac{u}{c_a}$, т. е. увеличения числа оборотов n .

Предел увеличению числа оборотов ставится тем, что, во-первых, вентиляторы обычно работают со стандартными электромоторами со средними числами оборотов $n = 710 \div 940 \div 1450 \div 2950$. Дальнейшее повышение числа оборотов требует особых моторов или введения передач; во-вторых, как будет показано ниже (при

определении к. п. д. вентилятора), при повышении числа оборотов и соответственном уменьшении c_y происходит сначала повышение к. п. д., а затем, в связи с тем, что качество опускается ниже допустимых границ, к. п. д. снова начинает падать.

Из рассмотрения кривых $\mu = f\alpha$, показанных на фиг. 238а видно, что даже, например, для наилучших из профилей металлических дужек ЦАГИ — профилей № 3 и 4 — не следует делать угла атаки α° расчетного режима ниже $0 \div 2^\circ$ (что соответствует углу атаки $\alpha_0^\circ = 4 \div 6^\circ$, отсчитанному от так называемого аэродинамического 0° , при котором $c_y = 0$).

Имеется еще два способа повысить создаваемый напор: 1) за счет увеличения ширины лопасти b и 2) за счет увеличения скорости w_∞ путем увеличения ско-

рости c_a . Оба эти способа применимы, вообще говоря, в весьма узких пределах, так как увеличение ширины b приводит очень быстро к весьма тяжелым и неконструктивно широким втулкам, а увеличение скорости c_a приводит к большим потерям при выходе воздуха из вентилятора или в приключенной сети.

Примечание. Имея величину напора, мы можем определить величину $c_y \frac{b}{t}$. Если при определении c_y исходить из продувок (поляр), пересчитанных на $\lambda = \infty$, то при работе вентилятор не достигает 15—25% напора; объясняется это наличием зазора у концов лопасти, благодаря которому лопасть работает как крыло конечного размаха.

Поэтому при проектировании вентилятора следует либо пользоваться полярами дужек конечного размаха $\lambda = 6-8$, либо увеличивать расчетную величину H_T (соответственно T) в $K = 1,2-1,3$ раза против расчетного.

Большие значения K (меньшие значения λ) соответствуют большим относительным зазорам, по отношению к длине лопасти, т. е. большим ξ , и соответствуют высоким напорам и низким быстроходностям.

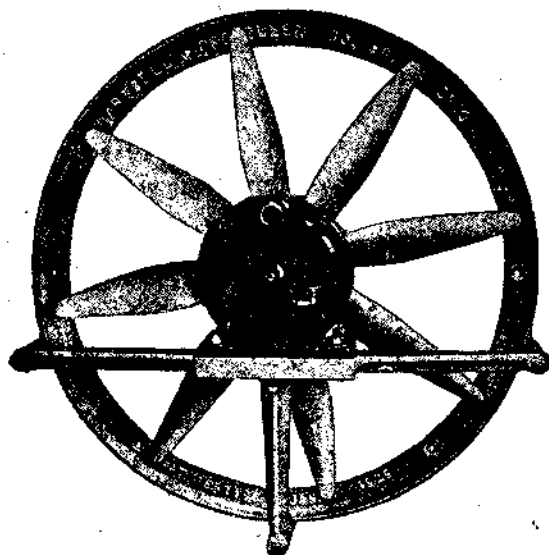
В связи с наличием зазора к. п. д. вентилятора также несколько падает (так называемые индуктивные, концевые потери). Для учета этих дополнительных потерь, а также для учета расхода мощности на трение втулки о протекающий воздушный поток, к. п. д. вентилятор следует уменьшить против расчетного в $K' = 1,05-1,15$ раз.

Верхние значения K' соответствуют большим значениям K , т. е. сравнительно тихоходным (по n_{yd}) высоконапорным вентиляторам с большой величиной отношения ξ .

§ 3. Коэффициент полезного действия осевого вентилятора.

Если отвлечься от потерь через зазор, то гидравлический к. п. д. осевого вентилятора разбивается на две части — профильный к. п. д., зависящий от свойств лопасти и ее установки, и коэффициент закручивания, связанный с тем, что мы не используем тангенциальных скоростей потока за вентилятором

$$\eta_h = \eta_{hp} \eta_{закр}$$



Фиг. 251. Театральный вентилятор Charavay.

При наличии кожуха $\eta_{\text{загр}}$ может равняться 1; зато появляется $\eta_{\text{кож}}$, учитывающий потери в кожухе.

Кроме этих двух к. п. д., нужных при расчете вентилятора, рассматриваются еще:

$$\eta_{cm} = \frac{QH_{cm}}{75 \cdot N} \quad \text{и} \quad \eta = \frac{Q \left(H_{cm} + \varrho \frac{c_a^2}{2} \right)}{N}.$$

При отсутствии подшипников на валу самого вентилятора (консольная посадка на вал мотора)

$$\eta_h = \eta.$$

При наличии подшипников

$$\eta_h = \eta \cdot \eta_{\text{мех}}.$$

Профильный к. п. д. При отсутствии профильного сопротивления (см. выше)

$$dN = \omega dM = zPdr \omega \sin \beta_\infty.$$

При наличии профильного сопротивления

$$dN = \omega dM = zPdr \omega (\sin \beta_\infty + \mu \cos \beta)$$

и, следовательно, профильный к. п. д.

$$\eta_{\text{пр}} = \frac{dN_{\mu=0}}{dN_\mu} = \frac{\sin \beta_\infty}{\sin \beta_\infty + \mu \cos \beta_\infty}.$$

при

$$\lim \mu = 0 \quad \lim \eta_{\text{пр}} = 1.$$

Коэффициент $\eta_{\text{пр}}$ не учитывает, однако, полностью всех потерь, связанных с наличием профильного сопротивления.

Для оценки полного влияния профильного сопротивления на к. п. д. вентилятора недостаточно учесть его влияние на мощность; нужно еще определить влияние профильного сопротивления на величину напора, созданного вентилятором. Для этого введем понятие "тяги", — силы, действующей параллельно оси вентилятора.

Для определения величины тяги следует представить себе элементарную поверхность, ометаемую элементом лопасти вентилятора, замененной плоским кольцом. Очевидно, что сила, действующая на это кольцо:

$$dT = 2\pi r dr H,$$

где H есть разность статических давлений с двух сторон вентилятора, т. е. полный напор, развиваемый вентилятором

$$H = H_{cm} + \varrho \frac{c_a^2}{2}.$$

Эта сила, действующая в направлении, обратном направлению движения воздуха, равняется, очевидно, проекции на ось вентилятора аэродинамических сил P и Q . Таким образом

$$\begin{aligned} dT &= z dr P \cos \beta_\infty - Q dr \sin \beta_\infty = z dr P \left(\cos \beta_\infty - \frac{Q}{P} \sin \beta_\infty \right) = \\ &= z dr P (\cos \beta_\infty - \mu \sin \beta_\infty) = 2\pi r dr H, \end{aligned}$$

где $\frac{1}{\mu}$ — качество дужки.

При всех прочих равных условиях и $\mu = 0$, т. е. $c_x = 0$, мы получили бы:

$$H_{\mu=0} = \frac{zP}{2\pi r} \cos \beta_\infty.$$

При наличии профильного сопротивления мы получим:

$$H_{\mu} = \frac{zP(\cos \beta_{\infty} - \mu \sin \beta_{\infty})}{2\pi r}$$

Таким образом из-за наличия профильного сопротивления напор, развиваемый вентилятором, будет меньше, чем при $c_x = 0$, в отношении:

$$\eta_{np}^* = \frac{\cos \beta_{\infty} - \mu \sin \beta_{\infty}}{\cos \beta_{\infty}}$$

Очевидно, что полный коэффициент, определяющий влияние профильного сопротивления:

$$\eta_{np} = \frac{\left(\frac{H}{N}\right)_{\mu}}{\left(\frac{H}{N}\right)_{\mu=0}} = \frac{\sin \beta_{\infty}}{\sin \beta_{\infty} + \mu \cos \beta_{\infty}} \cdot \frac{\cos \beta_{\infty} - \mu \sin \beta_{\infty}}{\cos \beta_{\infty}}$$

Путем простых преобразований получим, введя $v = \frac{1}{\mu}$:

$$\eta_{np} = \frac{v - \operatorname{tg} \beta_{\infty}}{v + \operatorname{ctg} \beta_{\infty}}$$

и так как число модулей

$$z' = \frac{u}{c_a} \approx \operatorname{ctg} \beta_{\infty}^1,$$

то очевидно:

$$\eta_{np} = \frac{v - \frac{1}{z'}}{v + z'}$$

Очевидно, что при данном v имеется некоторое значение z' , соответствующее максимуму η_{np} . Определим это значение путем дифференцирования функции η_{np} по z' и приравнивания нулю первой производной:

$$\frac{\partial}{\partial z'} (\eta_{np}) = \frac{-\frac{1}{z'^2} (v + z') - \left(v - \frac{1}{z'}\right)}{(v + z')^2} = 0.$$

Отсюда получим, что профильный к. п. д. получится наибольшим при числе модулей $z' = 1$, т. е.:

$$(\eta_{np})_{\max} = \frac{v - 1}{v + 1}.$$

Вентиляторный к. п. д. или к. п. д. закручивания. Часть мощности $N' = \eta_{np} \cdot N$ идет на создание напора. Так как мы приводим мощности к условным напорам, причем $H_{th} = \frac{N}{Q_{сек}}$, то теоретический напор $H'_{th} = \frac{N'}{Q_{сек}}$ будет, очевидно, действительный полный напор, создаваемый вентилятором:

$$H'_{th} = \eta_{np} H_{th} = H_{сек} + e \frac{c_a^2}{2}.$$

По общему уравнению Euler'a имеем

$$H_{th} = eu(c_{2u} - c_{1u}) = euc_{2u}$$

¹ Ввиду малости значений z' и $\frac{1}{z'}$ по сравнению с величиной v можно принять для

данного случая $\frac{u}{c_a} = \operatorname{ctg} \beta_{\infty}$. В действительности $\operatorname{ctg} \beta_{\infty} = \frac{u - \frac{c_u}{2}}{c_a}$.

и, следовательно:

$$c_{2u} = \frac{H'_{th}}{\eta_{np} \rho u},$$

где

$$H'_{th} = H_{cm} + \rho \frac{c_a^2}{2} + \rho \frac{c_{2u}^2}{2}.$$

При отсутствии кожуха мы используем только $H_{cm} + \rho \frac{c_a^2}{2}$, что же касается $\rho \frac{c_{2u}^2}{2}$, то эта тангенциальная скорость постепенно затухает за счет трения о стенки и о воздух, не принося никакой пользы.

Поэтому:

$$\eta_{кр} = \frac{H}{H'_{th}} = \frac{H'_{th} - \rho \frac{c_{2u}^2}{2}}{H'_{th}}; \quad c_{2u} = \frac{H'_{th}}{\eta_{np} \rho u}$$

и

$$H = H'_{th} - \frac{(H'_{th})^2}{\eta_{np}^2 \cdot 2 \cdot \rho \cdot u^2};$$

$$H = H'_{th} - \frac{H_{th}^2}{\eta_{np}^2 \cdot 2 \cdot \rho u^2} \approx H'_{th} \left(1 - \frac{H'_{th}}{2 \rho u^2 \eta_{np}^2} \right);$$

$$\eta_{кр} = \frac{H}{H'_{th}} = \frac{H'_{th} \left(1 - \frac{H'_{th}}{2 \rho u^2 \eta_{np}^2} \right)}{H'_{th}} = 1 - \frac{H'_{th}}{2 \rho u^2 \eta_{np}^2};$$

$$H'_{th} = \frac{H}{\eta_{кр}},$$

следовательно,

$$\eta_{кр} = 1 - \frac{H}{\eta_{кр} \eta_{np}^2 2 \rho u^2};$$

$$\eta_{кр}^2 \eta_{np}^2 2 \rho u^2 - \eta_{кр} \eta_{np}^2 2 \rho u^2 + \frac{H}{2} = 0$$

откуда

$$\eta_{кр} = \frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{H}{2 \rho u^2 \eta_{np}^2}}$$

При $\lim u = \infty$

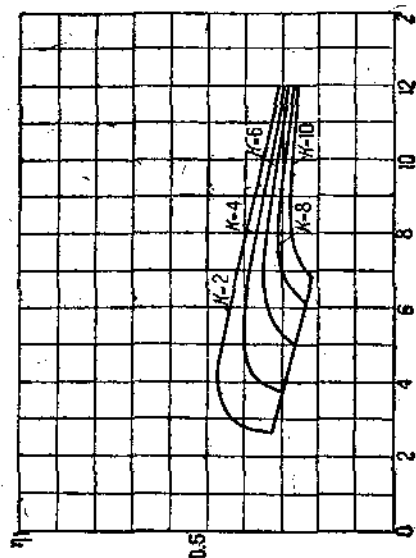
$$\eta_{кр} = \frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4}} = 1 \quad (\text{так как } c_{2u} = \frac{H}{\rho u} = 0),$$

следовательно:

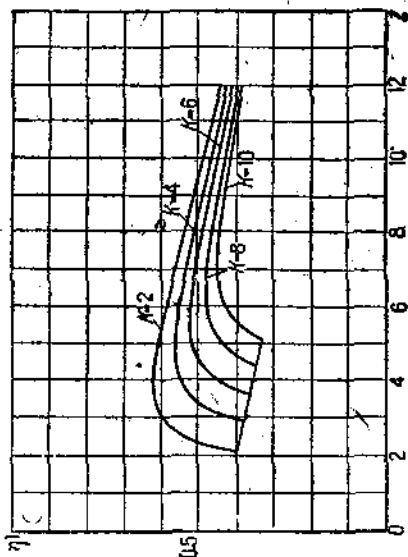
$$\eta_{кр} = \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{H}{2 \rho u^2 \eta_{np}^2}}.$$

В таком виде коэффициент $\eta = \eta_{np} \cdot \eta_{кр}$ является еще функцией величин H и u , имеющих размерность. Удобнее это выражение несколько преобразовать, введя в рассмотрение новый параметр k , соответствующий „степени реакции“ вентилятора:

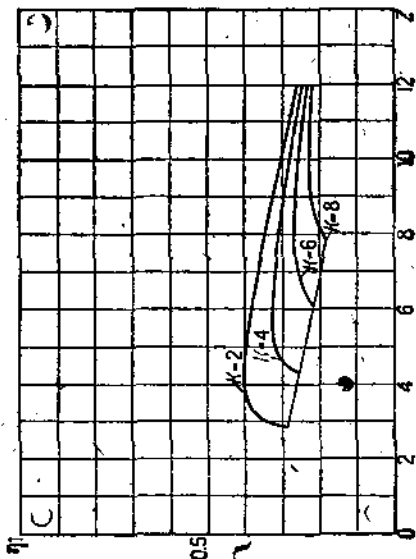
$$k = \frac{H_{cm}}{H_{дин}} = \frac{H_{cm}}{\rho \frac{c_a^2}{2}} \quad \text{и} \quad H = H_{cm} + H_{дин} = (1 + k) H_{дин}.$$



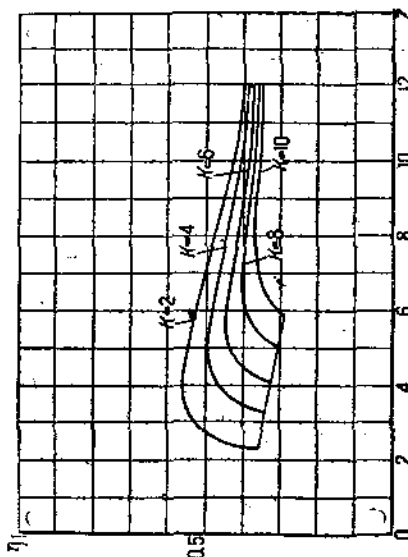
Фиг. 253. Кривые расчетных к. п. д. для осевых вентиляторов.



Фиг. 255. Кривые расчетных к. п. д. для осевых вентиляторов.



Фиг. 252. Кривые расчетных к. п. д. для осевых вентиляторов.



Фиг. 254. Кривые расчетных к. п. д. для осевых вентиляторов.

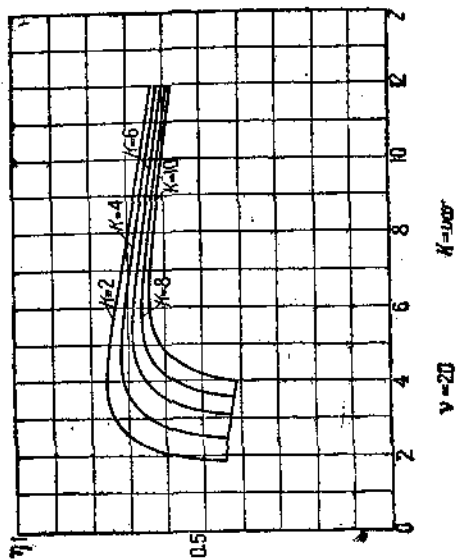
Тогда:

$$\begin{aligned}\eta_{np} &= 0,5 + \sqrt{0,25 - \frac{H}{2\rho u^2 \eta_{np}^2}} = 0,5 + \sqrt{0,25 - \frac{(1+k)e^{-\frac{Z^2}{2}}}{2\rho u^2 \eta_{np}^2}} = \\ &= 0,5 + \sqrt{0,25 - \frac{1+k}{4} \cdot \frac{c_a^2}{u^2 \eta_{np}^2}} = 0,5 + \sqrt{1 - \frac{1+k}{Z^2 \eta_{np}^2}} = \\ &= 0,5 \left(1 + \sqrt{1 - \frac{1+k}{Z^2 \eta_{np}^2}} \right)^{\frac{1}{2}}.\end{aligned}$$

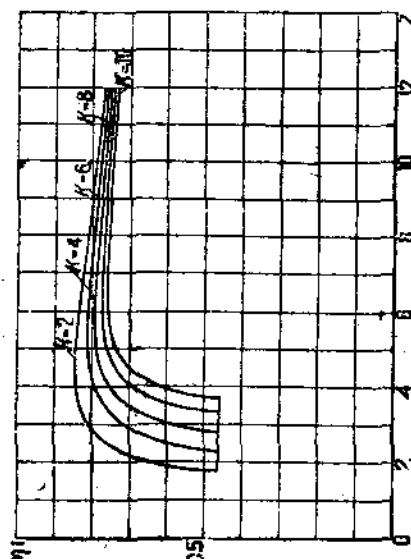
Как выше было указано:

$$\eta_{np} = \frac{v - \frac{1}{Z}}{v + Z},$$

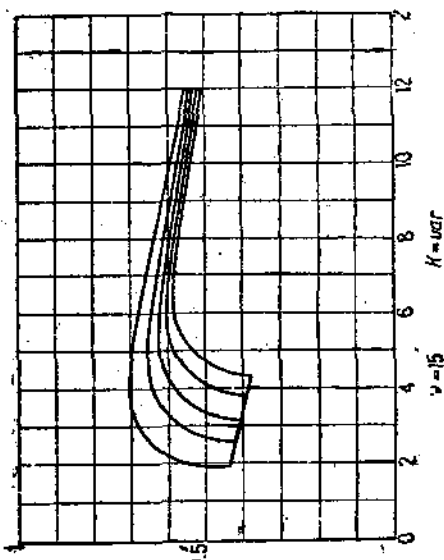
$Z = \frac{u}{c_a} = Z'$ — число модулей см. выше, стр. 220.



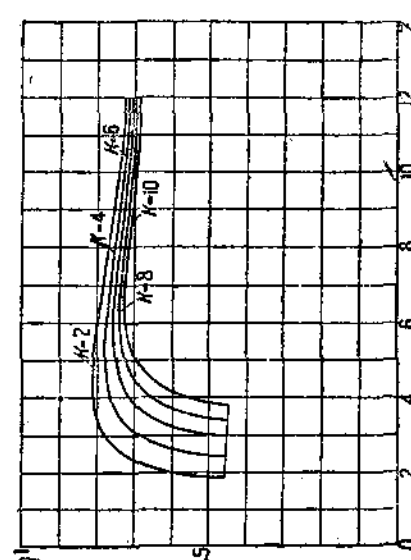
Фиг. 258. Кривые расчетных к. п. д. для осевых вентиляторов.



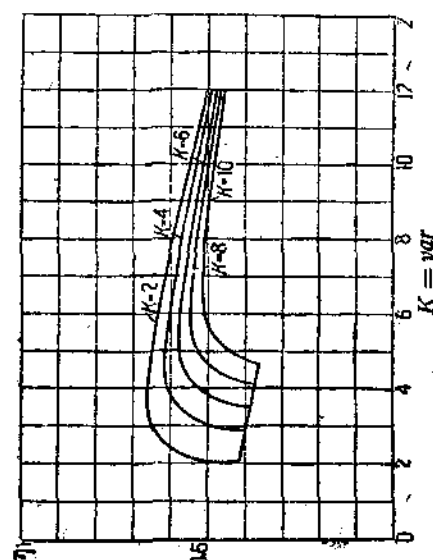
Фиг. 261. Кривые расчетных к. п. д. для осевых вентиляторов.



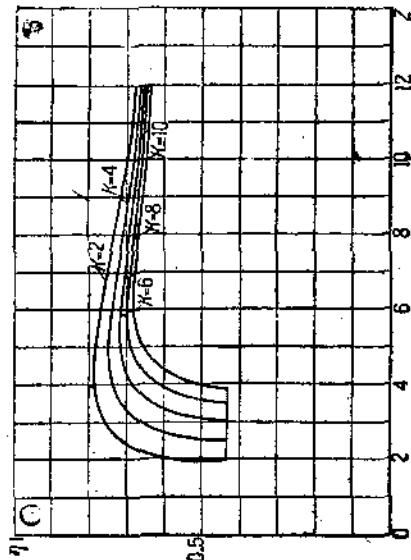
Фиг. 257. Кривые расчетных к. п. д. для осевых вентиляторов.



Фиг. 260. Кривые расчетных к. п. д. для осевых вентиляторов.



Фиг. 256. Кривые расчетных к. п. д. для осевых вентиляторов.



Фиг. 259. Кривые расчетных к. п. д. для осевых вентиляторов.

следовательно:

$$\eta_{кр} = 0,5 \left(1 + \sqrt{1 - \frac{1+k}{\left(\frac{v - \frac{1}{Z}}{v+Z} \right)^2}} \right)$$

$$\eta = \eta_{кр} \cdot \eta_{np} = \frac{\left(v - \frac{1}{Z} \right)}{v+Z} 0,5 \left(1 + \sqrt{1 - \frac{1+k}{Z \frac{\mu - \frac{1}{Z}}{\mu+Z}}} \right)$$

По этой последней формуле построен ряд диаграмм (фиг. 252—261), дающих для различных значений v^1 и k :

$$\eta = \eta_{кр} \cdot \eta_{np} = f(Z).$$

При помощи этих диаграмм можно вести подсчеты осевых вентиляторов. При этом подбирается число модулей для среднего радиуса (см. ниже), и затем уже ведется расчет вентилятора по сечениям.

Выражения для значений к. п. д. η , $\eta_{кр}$ и $\eta = \eta_{кр} \cdot \eta_{np}$ могут быть получены также еще и другим образом.

Согласно выведенного выше:

1. Элементарная тяга на кодыце между радиусами r и $r + dr$

$$dT = H \cdot dF = Z P dr (\cos \beta_{\infty} - \mu \sin \beta_{\infty}),$$

$$dN = M \omega = Z \cdot P \cdot r \cdot dr \cdot \omega (\sin \beta_{\infty} + \mu \cos \beta_{\infty}).$$

Очевидно, что значение к. п. д.

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{dQH}{dN} = \frac{dT \cdot c_m}{dN} = \frac{Z \cdot P \cdot dr \cdot c_m (\cos \beta_{\infty} - \mu \sin \beta_{\infty})}{Z \cdot P \cdot r \cdot dr \cdot \omega (\sin \beta_{\infty} + \mu \cos \beta_{\infty})} = \\ &= \frac{c_m \cos \beta_{\infty} (1 - \mu \operatorname{tg} \beta_{\infty})}{u \sin \beta_{\infty} (1 + \mu \operatorname{ctg} \beta_{\infty})} = \frac{c_m \cdot \cos \beta}{u \cdot \sin \beta_{\infty}} \cdot \eta_{np}. \end{aligned}$$

Далее имеем:

$$\cos \beta_{\infty} = \frac{u - \frac{c_u}{2}}{w_{\infty}},$$

$$\sin \beta_{\infty} = \frac{c_m}{w_{\infty}}$$

и, следовательно,

$$\eta = \eta_{np} \cdot \frac{c_m \left(u - \frac{c_u}{2} \right)}{c_m \cdot u} = \eta_{np} \cdot \frac{u - \frac{c_u}{2}}{u}.$$

Таким образом

$$\eta_{кр} = \frac{u - \frac{c_u}{2}}{u}.$$

Для частного случая профиля без лобового сопротивления это последнее равенство можно получить также и непосредственно из основных понятий

$$\eta_{кр} = \frac{H_T - \varphi \frac{c_{2u}^2}{2}}{H_T} = \frac{\varrho u_2 c_{2u} - \varphi \frac{c_{2u}^2}{2}}{\varrho u_2 c_{2u}} = \frac{u_2 - \frac{c_{2u}}{2}}{u_2}.$$

$$v = \frac{1}{\mu} = \frac{c_v}{c_x} \text{ — качество крыла, см. выше.}$$

§ 4. Радиус средней дужки.

Радиус средней дужки, или „средний радиус“, соответствует радиусу r — такому, что соответствующей ему окружностью рабочая площадь F вентилятора делится пополам:

$$\frac{\pi}{4} (D_{cp}^2 - D_1^2) = 0,5 \frac{\pi}{4} (D_2^2 - D_1^2),$$

отсюда:

$$D_{cp} = \sqrt{0,5 D_2^2 + 0,5 D_1^2} \approx 0,71 \sqrt{D_2^2 + D_1^2};$$

$$\frac{D_1}{D_2} = \xi;$$

$$D_{cp} \approx 0,71 \sqrt{D_2^2 + \xi D_1^2} \approx 0,71 D_2 \sqrt{1 + \xi^2}.$$

§ 5. Тяга осевого вентилятора.

При расчете осевого вентилятора на постоянную скорость вдоль оси и постоянный статический напор по всей длине лопасти можно считать величину тяги равной величине осевого давления на подшипник:

$$T = T_1 + T_2,$$

где T_1 — тяга лопастей;

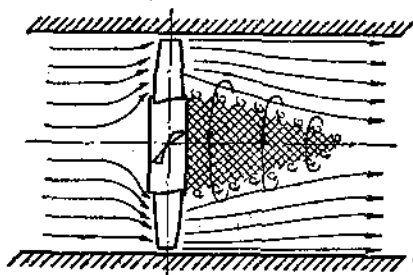
T_2 — тяга втулки.

Величина тяги лопастей

$$T_1 = \frac{\pi D_2^3}{4} (1 - \xi^2) H =$$

$$= \frac{\pi D_2^3}{4} (1 - \xi^2) \left(H_{ст} + e \frac{c_n^2}{2} \right).$$

Внутри мертвой зоны можно считать воздух вращающимся, как твердое тело (вихрь), с угловой скоростью, равной угловой скорости вентилятора (фиг. 262).



Фиг. 262.

При этом для каждого радиуса между $R = 0$ и $R = R_1$ давление

$$H_R = H_{полн} - \frac{u_1^2 - u^2}{2} e = \left(H_{полн} - \frac{u_1^2}{2} e \right) + e \frac{u^2}{2}.$$

Давление на элементарное кольцо между радиусами R и $R + dR$:

$$dT = 2\pi R dR H_R = \left[\left(H - \frac{u_1^2}{2} e \right) + e \frac{u^2}{2} \right] 2\pi R dR =$$

$$= \left(H - \frac{u_1^2}{2} e \right) 2\pi R dR + e \frac{\omega^2}{2} 2\pi R^3 dR,$$

следовательно:

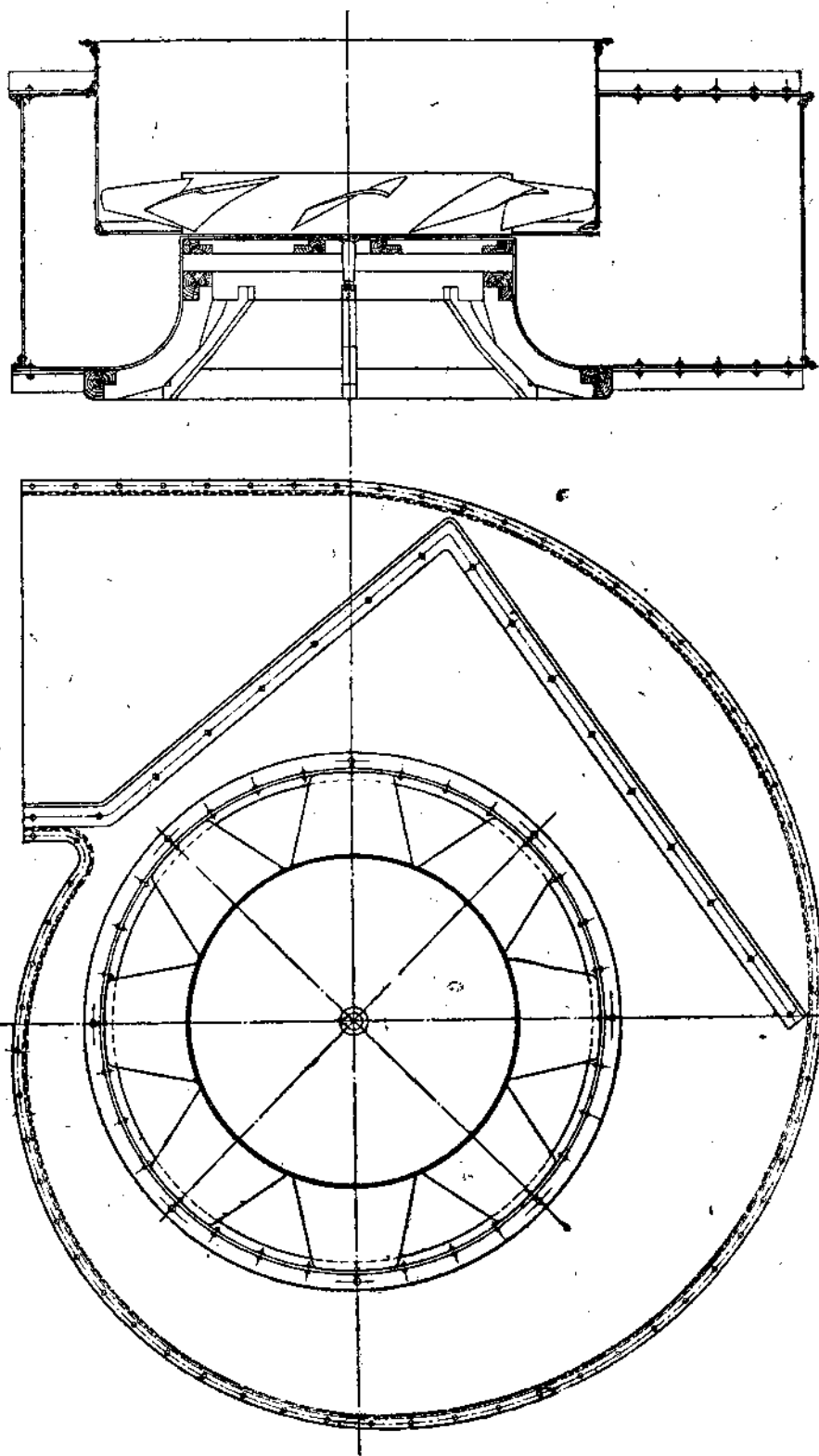
$$T_2 = \int_0^{R_1} \left(H - \frac{u_1^2}{2} e \right) 2\pi R dR + e \frac{\omega^2}{2} 2\pi \int_0^{R_1} R^3 dR;$$

$$T_2 = \pi R_1^2 \left(H - \frac{u_1^2}{2} e \right) + e \frac{\omega^2}{2} 2\pi \frac{R_1^4}{4} = \pi R_1^2 \left(H - \frac{u_1^2}{2} e \right) + \pi R_1^2 e \frac{u_1^2}{2} =$$

$$= \pi R_1^2 \left(H - e \frac{u_1^2}{4} \right) = \frac{\pi D_1^3}{4} \left(H - e \frac{u_1^2}{2} \right).$$

Таким образом полная величина тяги:

$$T = T_1 + T_2 = \frac{\pi D_2^3}{4} H - \frac{\pi D_1^3}{4} H + \frac{\pi D_1^3}{4} H - \frac{\pi D_1^3}{4} e \frac{u_1^2}{2} = \frac{\pi D_2^3}{4} H - \frac{\pi D_1^3}{4} e \frac{u_1^2}{2}.$$



Фиг. 263. Осевой вентилятор в спиральной кожухе.

При расчете осевого вентилятора для работы в спиральном кожухе (фиг. 263), т. е. при циркуляции $2\pi R c_u = \text{const}$ (а не $H = \text{const}$) для всех радиусов между R_1 и R_2 , величина тяги получит иное значение¹.

В этом случае для радиуса R давление:

$$H_{2T} = \left(H_{cm} + \varrho \cdot \frac{c_a^2}{2} \right) - \varrho \frac{c_u^2 - c_{2u}^2}{2}$$

или (так как $rc_u = \text{const}$):

$$H_T = H_{2T} - \varrho \frac{c_{2u}^2}{2} \left(\frac{R_2^2}{R_1^2} - 1 \right).$$

Очевидно, тяга

$$\begin{aligned} T_1 &= \int_{R_1}^{R_2} H_T \cdot 2\pi R dR = 2\pi \int_{R_1}^{R_2} H_{2T} R dR - 2\pi \varrho \frac{c_{2u}^2}{2} \int_{R_1}^{R_2} \left(\frac{R_2^2}{R_1^2} - 1 \right) R dR = \\ &= \pi \left(H_{cm} + \varrho \frac{c_a^2}{2} \right) R_2^2 (1 - \xi^2) - \pi \varrho \frac{c_{2u}^2}{2} R_2^2 \left(2 \ln \frac{1}{\xi} + \xi^2 - 1 \right). \end{aligned}$$

Тяга $T_2 = 0$ и, следовательно:

$$T = T_1 = \pi R_2^2 \left[\left(H_{cm} + \varrho \frac{c_a^2}{2} \right) (1 - \xi^2) - \varrho \frac{c_{2u}^2}{2} \left(\xi^2 + 2 \ln \frac{1}{\xi} - 1 \right) \right].$$

§ 6. Расчет осевого вентилятора (пример).

Чтобы показать применение приведенных выше формул на конкретном примере, ниже приводится расчет осевого вентилятора для следующих данных:

расход воздуха $Q = 70\,000 \text{ м}^3/\text{час} = 19,45 \text{ м}^3/\text{сек}$; полный напор, развиваемый вентилятором H , равен 60 мм вод. ст.; число оборотов вентилятора $n = 1\,440 \text{ об/мин}$.

Задаемся:

1) абсолютной скоростью воздуха при входе на лопасти: $c_1 = c_m = 17,35 \text{ м/сек}$ ², т. е. $H_{cm} = 0,25 \text{ Н}$;

2) относительным диаметром втулки $\xi = \frac{D_1}{D_2} = 0,4$, где D_1 — диаметр втулки.

3) коэффициентом влияния зазора $k = 1,25$ ($k = 1,2 \div 1,3$; большие значения соответствуют большим напорам, малым длинам лопастей и соответствуют большой относительной величине зазора). Таким образом расчетная величина полного напора

$$H = k \cdot 60 = 75 \text{ мм вод. ст.}$$

Примечание: Вместо введения величины k можно влияние зазора учесть путем введения в расчет величины размаха $\lambda = 6 \div 8$ вместо $\lambda = \infty$.

Так как $c_m = \frac{Q}{F_{\text{сент}}} = \frac{Q}{\frac{\pi D_2^2}{4} (1 - \xi^2)}$, где Q — расход воздуха в $\text{м}^3/\text{сек}$;

$F_{\text{сент}}$ — площадь прохода воздуха в плоскости вентилятора (м^2), то внешний диаметр вентилятора определится из соотношения:

$$D_2 = \sqrt{\frac{4Q}{\pi c_m (1 - \xi^2)}} = 1,3 \text{ м.}$$

Диаметр втулки $D_1 = \xi D_2 = 0,4 \cdot 1,3 = 0,52 \text{ м}$.

¹ Pfleiderer, Kreiselpumpen.

² $c_m = c_a$ — меридиональная осевая скорость.

Средний диаметр вентилятора, т. е. диаметр, делящий площадь $F_{\text{вент}}$ пополам:

$$D_{\text{ср}} = 0,7 D_2 \sqrt{1 - \xi^2} = 0,99 \text{ м.}$$

Динамический напор $H_{\text{дин}} = \rho \frac{c_m^2}{2} = 18,8 \text{ мм вод. ст.}$

Статический напор $H_{\text{ст}} = H - H_{\text{дин}} = 60 - 18,8 = 41,2 \text{ мм вод. ст.}$

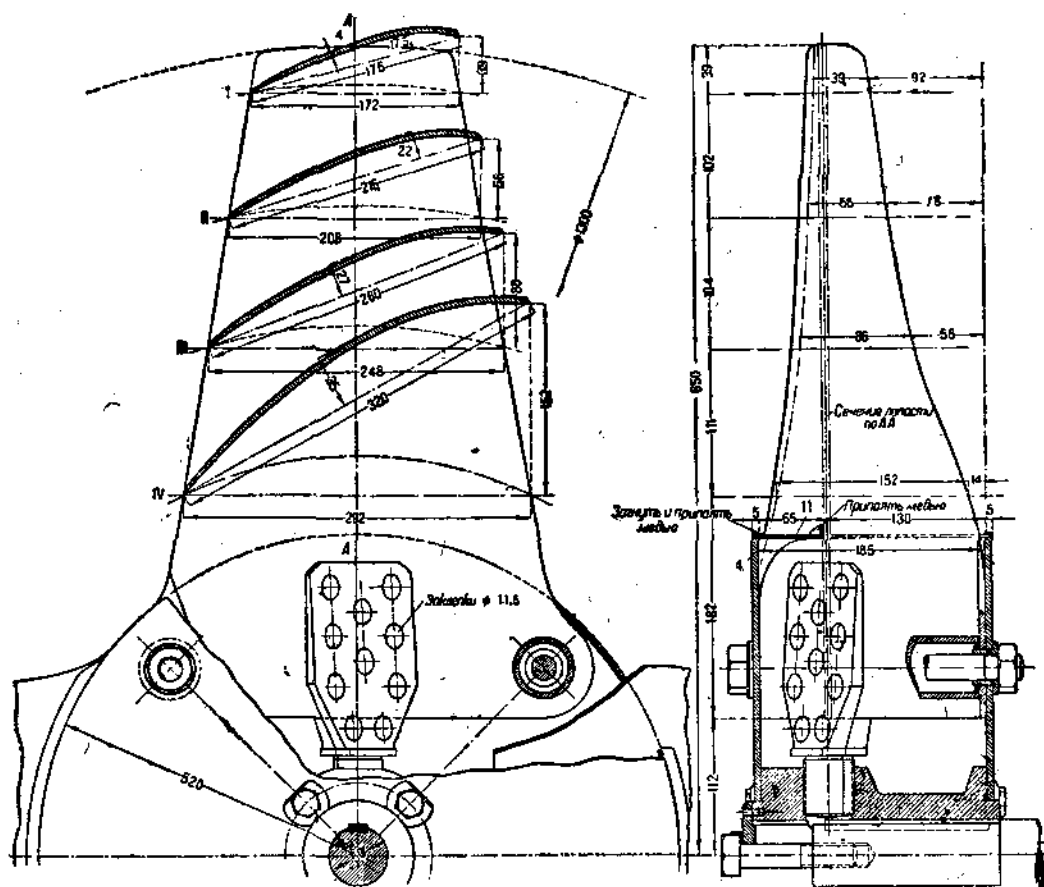
Степень реакции вентилятора $k = \frac{H_{\text{ст}}}{H_{\text{дин}}} = \frac{41,2}{18,8} = 2,2.$

Принимаем качество крыла $\nu = \frac{c_y}{c_x} = 30 = \text{const}; \mu = 0,0333.$

Число лопастей вентилятора $i = 4.$

Лопастей соответствуют серии № 2 вентиляторных дужек.

Далее проводим расчет элементов лопасти для различных сечений вентилятора, находящихся с внешним диаметром в соотношении 0,95, 0,8 и т. д. (фиг. 264).



Фиг. 264. Вентилятор типа ЦАГИ (для провентилиции)—к расчету.

Потребляемая вентилятором мощность, определенная для среднего сечения вентилятора, равна:

$$N = \frac{QH}{75 \cdot \eta} = \frac{19,45 \cdot 60}{75 \cdot 0,795} = 19,5 \text{ л. с.}$$

Учитывая влияние зазора и потери на трение втулки о воздух, примем $\eta \approx 0,65$ и соответственно $N \approx 24 \text{ л. с.}$

Расчет элементов лопасти.

$\frac{D_{сеч}}{D_a}$	0,95	0,8	0,7	0,65	0,5	Примечание
$D_{сеч} \text{ (мм)}$	1235	1040	900	845	650	Все вспомогательные величины определяются по диаграммам
$u = \frac{\pi D_{сеч} n}{60} \text{ м/сек}$	93	78,4	74,6	63,7	49	
$Z = \frac{u}{c_m}$	5,36	4,52	4,3	3,67	2,82	
$\eta = \eta_{np} \cdot \eta_{kr}$	0,795	0,796	0,795	0,782	0,75	
$H_{th} = \frac{kH}{\eta} \text{ мм вод. ст.}$	94,3	94,2	94,8	95,8	104	
$c_{zu} = \frac{H_{th}}{\rho u} \text{ м/сек}$	8,11	9,61	10,21	12,14	16,98	
$c_a = \sqrt{c_{zu}^2 + c_m^2} \text{ м/сек}$	19,16	19,8	20,12	21,12	24,23	
$w_1 = \sqrt{c_m^2 + u^2} \text{ м/сек}$	94,6	80,3	75,5	66,0	51,9	
$u_w = u - c_{zu} \text{ м/сек}$	84,69	68,79	64,39	61,66	32,02	
$w_2 = \sqrt{c_m^2 + u_w^2} \text{ м/сек}$	86,66	71,0	66,7	54,4	36,4	
$w_\infty = \sqrt{c_m^2 + \left(u - \frac{c_{zu}}{2}\right)^2} \text{ м/сек}$	90,55	75,6	71,5	60,1	44	
$\sin \beta_\infty = \frac{c_m}{w_\infty}$	0,1912	0,2295	0,2425	0,259	0,3945	
β_∞	11°01'	13°16'	14°02'	16°48'	23°15'	
$c_y b$	0,0741	0,0908	0,097	0,120	0,1828	
c_y	0,421	0,420	—	0,456	0,554	
$b \text{ (мм)}$	176	216	—	263	330	

α	1°45'	1°42'	—	2°18'	4°12'
$\theta = \alpha + \beta_\infty$	12°46'	14°57'	—	19°06'	27°27'
$\sin \theta$	0,2210	0,2583	—	0,3272	0,4610
$\cos \theta$	0,9753	0,9661	—	0,945	0,8874
$b \sin \theta \text{ мм}$	39	56	—	86	152
$b \cos \theta \text{ мм}$	172	208	—	248	292
$b \text{ мм}$	176	215	—	260	320

Расчет осевого вентилятора при условии постоянства циркуляции вдоль лопасти. Для частного случая — постоянной циркуляции вокруг любого радиального сечения лопасти вентилятора — имеются чрезвычайно удобные для практического применения формулы расчета по так называемой вихревой теории. Теория это создана проф. Н. Г. Жуковским и служит основой для всех расчетов осевых вентиляторов типа ЦАГИ.

С принципиальной стороны этот метод расчета отличается от вышеизложенного тем обстоятельством, что циркуляции вокруг отдельных i лопаток Γ_i рассматривается как единственная причина возникновения в потоке циркуляции Γ , т. е.

$$\Gamma_i = \frac{\Gamma}{i} = \frac{2\pi R c_{2u}}{i}$$

В действительности закручивание c_{2u} , соответствующее мощности N , определяется не только циркуляциями $\Gamma_i = c_{2u} \cdot b \cdot w_\infty$, но и профильным сопротивлением Q , что не учитывается вихревой теорией. Самая величина c_{2u} вихревой теорией определяется без каких-либо приближений. Поэтому величина циркуляции вокруг отдельной лопасти Γ_i получается преувеличенной в отношении

$$\frac{P \sin \beta_\infty + Q \cos \beta_\infty}{P \sin \beta_\infty} = \frac{P \sin \beta_\infty \left(1 + \frac{Q}{P} \frac{\cos \beta_\infty}{\sin \beta_\infty}\right)}{P \sin \beta_\infty} = \frac{1 + \mu \cos \beta_\infty}{1}$$

При обычных значениях μ и β_∞ это отношение весьма близко к единице. Кроме того как при вышеизложенном расчете, так и при расчете по вихревой теории приходится вводить в расчет поправку порядка 20—30% на расчетную величину полного напора (тяги), либо заменять размах $\lambda = \infty$ размахом порядка $\lambda = 6-8$.

По сравнению с этой последней кардинальной поправкой на влияние зазора, учет или неучет влияния профильных сопротивлений на величину циркуляции настолько незначителен, что практически можно считать изложенный выше метод, совпадающим с расчетом по вихревой теории в частном случае постоянства циркуляции.

Вывод основных формул расчета по вихревой теории.

Элементарная сила тяги на кольцо между радиусами

$$r \text{ и } r + dr$$

$$dT = i(Pdr \cos \beta_\infty - Qdr \sin \beta_\infty)$$

Подставляя

$$\cos \beta = \frac{u - \frac{c_u}{2}}{w_\infty}; \quad \sin \beta = \frac{c_m}{w_\infty};$$

$$Q = \mu P; \quad P = e \Gamma_i w_\infty;$$

$$\Gamma_i = \frac{2\pi r \cdot c_{2u}}{i};$$

получим

$$dT = e \cdot i \Gamma_i \left[\left(\omega r - \frac{i \Gamma_i}{4\pi r} \right) - \mu \cdot c_m \right] dr.$$

Интегрируя это выражение в пределах $r = R_1 = \xi R_2$ до R_2 , т. е. от втулки до наружного диаметра вентилятора, получим

$$T = I_i \left\{ (1 - \xi^2) + 2 \ln \xi - \frac{\Gamma}{4\pi \omega R^2} - 2\mu \frac{c_m}{\omega R} (1 - \xi) \right\}.$$

Расчет по вихревой теории принято вести в нижеследующих отвлеченных обозначениях нулевого порядка:

$$\bar{T} = \frac{T}{\pi R^2 \cdot 2qu^2} = \frac{T}{2\pi q \omega^2 R^4}$$

— относительная тяга;

$$\bar{\Gamma} = \frac{i \Gamma_i}{2\pi R \cdot u} = \frac{i \Gamma_i}{4\pi \omega R^2}$$

— относительная циркуляция;

$$\bar{u} = \frac{c_m}{u} = \frac{c_m}{\omega R}$$

— относительная осевая скорость $= \frac{1}{2}$;

$$\bar{r} = \frac{r}{R_2}$$

— относительный радиус.

Введя эти обозначения в полученное выше выражение, получим уравнение относительной тяги

$$\bar{T} = \bar{F} [(1 - \xi^2) + 2 \ln \xi \cdot \bar{F} - 2\mu v (1 - \xi)]. \quad (1)$$

Эта же сила тяги

$$\bar{T} = \frac{H \cdot \pi R_2^2 (1 - \xi^2)}{2\pi \rho \omega^2 R^4} = \frac{H \cdot (1 - \xi^2)}{2\rho \omega^2 R_2^2}. \quad (2)$$

Приравняв одно другому значения относительной тяги $\bar{T}$ из равенств (1) и (2), получаем расчетное значение относительной циркуляции $\bar{F}$, а затем и действительной циркуляции Γ_t .

Имея величину циркуляции Γ_t , мы при помощи равенства

$$\Gamma_t = c_y b w_\infty \text{ м}^2/\text{сек}$$

сможем для каждого сечения определить требуемую величину $c_y b$.

В дальнейшем расчет лопасти ничем не отличается от вышеизложенного метода.

Расход мощности определяется при помощи следующих равенств:

$$dN = i \omega r P (\sin \beta_\infty + \mu \cos \beta_\infty) dr = q \Gamma_t i \left[c_m + \mu \left(\omega r - \frac{i \Gamma_t}{4\pi r} \right) \right] \omega dr \text{ кам/сек.}$$

Интегрируя это уравнение в пределах $R_1 = \xi R_2$ до R_2 и приводя к обозначениям нулевого порядка, получим

$$\bar{N} = \bar{F} \left\{ v (1 - \xi^2) + \frac{2}{3} \mu (1 - \xi^2) + 2\bar{F} \mu (1 - \xi) \right\},$$

где

$$\bar{N} = \frac{N}{2\pi \rho \omega^2 R^5}.$$

Имея $\bar{N}$ и $\bar{T}$, получим теоретический к. п. д.

$$\eta_m = \frac{T \cdot c_m}{N} = \frac{QH}{N}.$$

За счет влияния зазора величина $\bar{N}$, получается несколько большей, чем по расчету, в связи с чем действительный полный к. п. д. $\eta \approx (0,85 - 0,9) \eta_m$.

Влияние зазора на величину $c_y b$ учитывается как и выше коэффициентом $K = 1,2 - 1,8$ в равенстве

$$c_y b = k \frac{\Gamma_t}{w_\infty}.$$

ВЕНТИЛЯТОРЫ.

ГЛАВА I.

ТИПЫ И КОНСТРУКЦИИ.

§ 1. Общие соображения.

Обычно принято разделять вентиляторы по величине развиваемого ими напора на три группы:

1. Вентиляторы низкого давления на напор до 100 мм вод. ст.
2. Вентиляторы среднего давления на напор до 400 мм вод. ст.
3. Вентиляторы высокого давления на напор свыше 400 мм вод. ст.

При рассмотрении различных типов и конструкций вентиляторов такое деление не представляется рациональным.

Действительно, отнесение в одну группу вентиляторов осевых (пропеллерных, винтовых), вентиляторов „Сирокко“ и вентиляторов ручных, не имеющих совершенно никакого сходства ни в конструкции, ни в типе машины, только потому, что все эти вентиляторы развивают напор меньше 100 мм вод. ст., совершенно нецелесообразно.

Гораздо правильнее и целесообразнее произвести разбивку вентиляторов по тому же принципу, по которому уже давно производится разбивка по типам насосов, и гидравлических турбин—по быстроходности.

Правда, при этом в одну и ту же группу попадут, например, и большие воздуходувки для вагранок, создающие напоры до 1 000 мм вод. ст., и потребляющие сотни лошадиных сил мощности, и маленькие ручные вентиляторы, создающие десятки кубических метров воздуха в час при напоре 50—60 мм вод. ст. и потребляющие десятые доли лошадиных сил, но эти машины при всем их внешнем различии будут действительно машины одного и того же типа, с большим отношением $\frac{D_1}{D_2}$, с малым разворотом спирали, с узкими колесами, т. е. с малым $\frac{b}{D_1}$, и т. д.

Очевидно, что при переходе к машинам большого размера и особенно к машинам высоконапорным, с большими окружными скоростями (80—150 м/сек) придется обращать большее внимание на конструктивное выполнение деталей, придется выполнять валы и диски равного сопротивления и т. д. Эти детали, однако, относятся к области общего машиностроения и играют второстепенную роль по сравнению с тем положением, что при классификации вентиляторов по быстроходности мы получаем возможность говорить о типе вентиляторов.

Как уже указывалось выше, вентиляторы по быстроходности или по удельному числу оборотов

$$n_{yd} = 20\pi \frac{Q^{1/2}}{\left(\frac{H}{\rho}\right)^{1/4}} n$$

можно разделить на 4 типа:

1. Вентиляторы быстроходные:

$$n_{yd} = 1\,000 \div 4\,000 \text{ и выше.}$$

2. Вентиляторы средней быстроходности:

$$n_{yd} = 600 \div 1\,500.$$

3. Вентиляторы тихоходные:

$$n_{yd} = 200 \div 800.$$

4. Вентиляторы очень тихоходные:

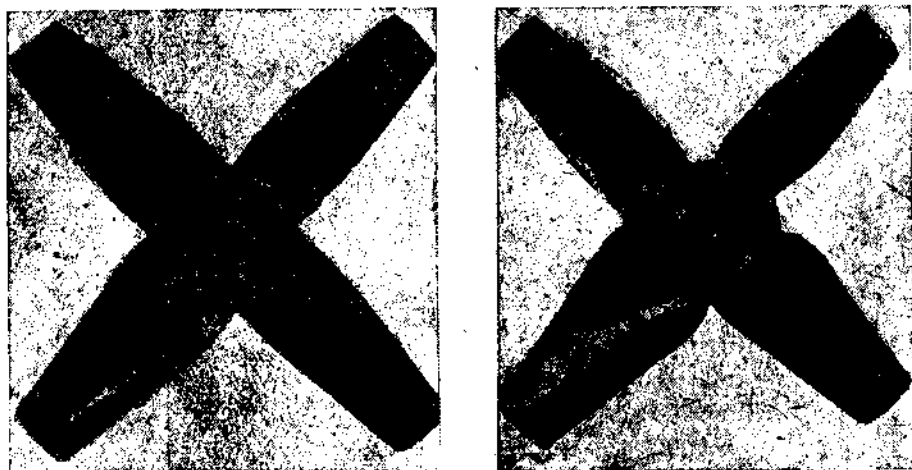
$$n_{yd} = 100 \div 500.$$

§ 2. Вентиляторы быстроходные.

В качестве быстроходных вентиляторов, служащих для перемещения больших масс воздуха при незначительных давлениях, обычно применяются вентиляторы осевые, или пропеллерные.

На фиг. 265+271 изображены осевые вентиляторы типа ЦАГИ, отличающиеся лопастями, широкими у втулки и суживающимися к ободу.

Эти вентиляторы отличаются высоким к. п. д. и значительной величиной достижимых напоров, благодаря чему они иногда применяются также и в качестве вентиляторов средней быстроходности ¹.



Фиг. 265 и 266. Осевые вентиляторы типа ЦАГИ.

На фиг. 213а изображен осевой вентилятор типа „Сирокко“. Из-за нерациональной формы лопастей в сечении, а также из-за того, что лопасти у этих вентиляторов суживаются ко втулке, эти вентиляторы могут работать только при очень малых противодавлениях (больших p_{yd}) и обладают невысоким к. п. д. (25—36%).

Совершенно нецелесообразная конструкция осевых вентиляторов (так называемые вентиляторы „двойной Блэкман“) изображена на фиг. 222. Эти вентиляторы, имеют чрезвычайно низкий к. п. д.—порядка 10—15%, и их применения следует избегать.

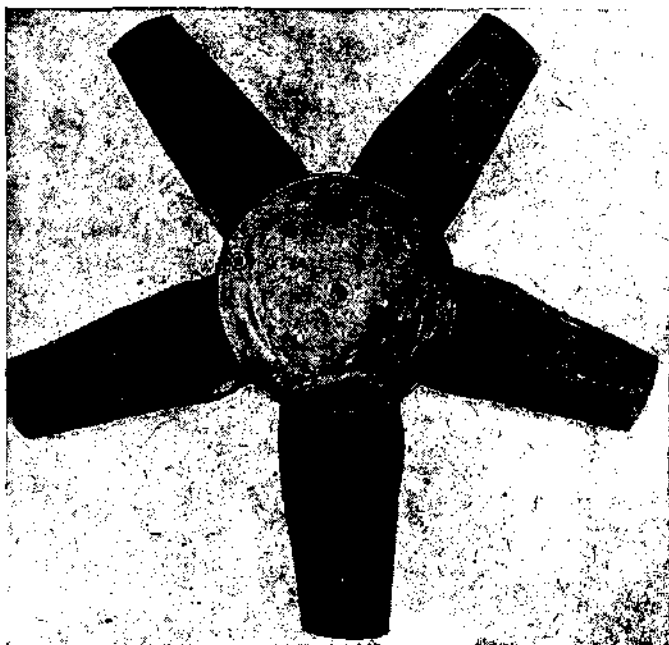
Основные свойства осевых вентиляторов, которые следует отметить, сводятся к следующему:

1. Чем больше подача, тем выше напор, который может развить осевой вентилятор.

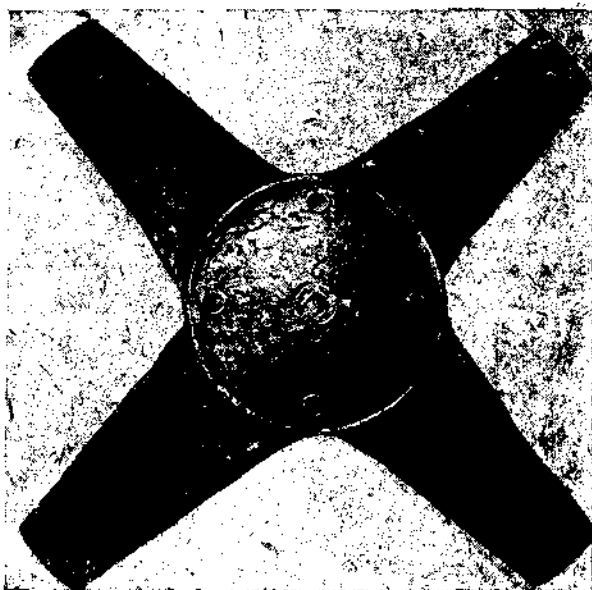
Так, например, при подаче 200 000 м³/час, напор 100 мм вод. ст. для осевого вентилятора легко достижим при умеренных оборотах, тогда как для достижения того же напора при часовой подаче 500 м³/час число оборотов должно быть не ниже 3 000 об/мин.

¹ Так например, имеются вентиляторы типа ЦАГИ, развивающие напор до 300 мм вод. ст. при подаче 20 000 м³/час воздуха и число оборотов $n = 3 000$ об/мин. Этим данным соответствует быстроходность $n_{yd} = 1 200$.

2. Мощность у осевых вентиляторов очень мало меняется в пределах $Q = 0$ до $Q = Q_{\text{макс}}$. Поэтому при установке мотора для осевого вентилятора какие бы то ни было запасы мощности являются излишними.



Фиг. 267. Осевые вентиляторы типа ЦАГИ.

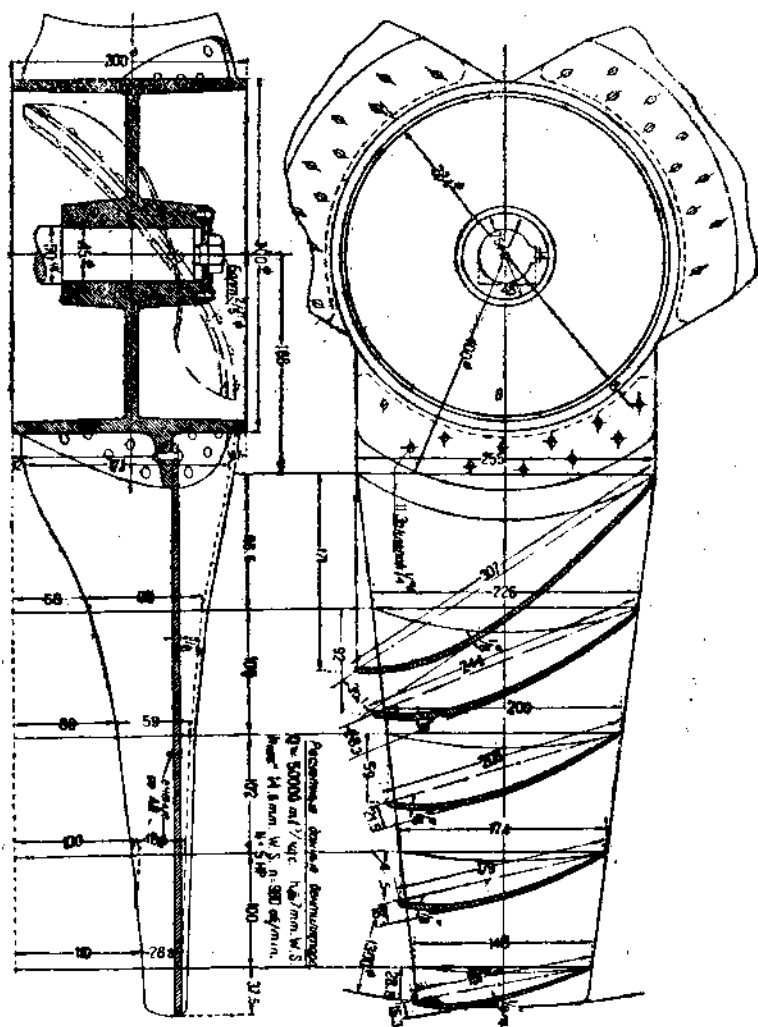


Фиг. 268. Осевые вентиляторы типа ЦАГИ.

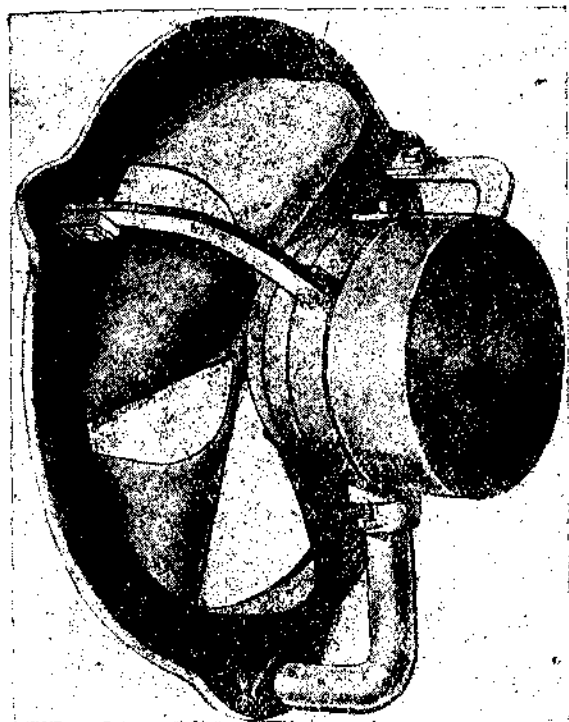
3. Чем выше напор, который должен развивать осевой вентилятор (при всех прочих равных условиях), тем больше диаметр втулки, тем больше лопастей у вентилятора и тем они делаются шире.

4. Для удовлетворительной работы осевой вентилятор должен находиться в трубе с минимальным зазором между вентилятором и трубой, с тем чтобы воздушный поток подходил к вентилятору, направленным вдоль оси. В противном случае, т. е. при больших зазорах или если прямолинейный отрезок трубы перед вентилятором очень короток, к. п. д. вентиляторов и развиваемый напор резко падают.

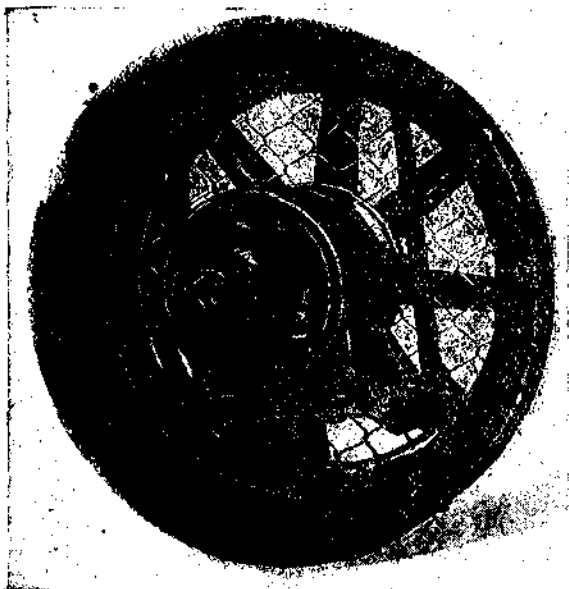
Даже в тех случаях, когда к вентилятору непосредственно не примыкает никакого воздухопровода, как, например, у передвижных вентиляторов, все же рекомендуется устанавливать вентилятор в коротком патрубке.



При перемещении больших масс воздуха вентиляторы получают настолько больших размеров, что во избежание недопустимых окружных скоростей им приходится давать небольшие числа оборотов.



Фиг. 273.



Фиг. 274.



Фиг. 272.

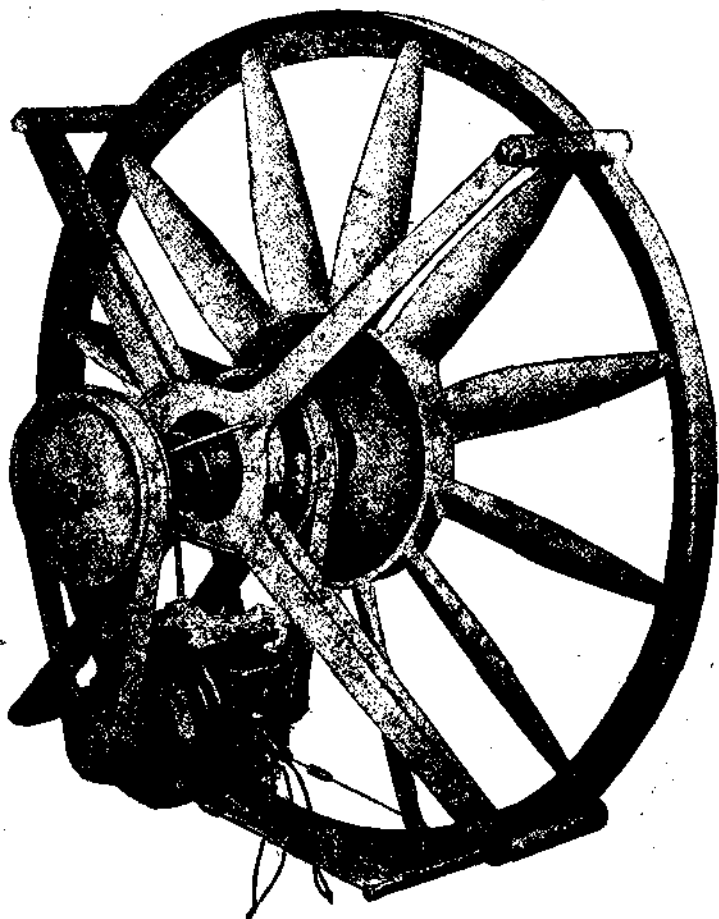


Фиг. 275. Вентилятор системы Еншбаряна с мотором во втулке.



Фиг. 276. Осевой вентилятор с ременным приводом.

При этом непосредственный привод вентилятора от мотора (*prise directe*) не всегда является рациональным, и приходится прибегать к ременному приводу от быстроходного мотора. На фиг. 276; 277 показаны два образца установки осевого вентилятора с ременным приводом. Последняя схема, применяемая только при небольших мощностях, отличается бесшумной и спокойной работой, так как благодаря подвеске мотора на тросах с тандерами все вибрации амортизируются (поглощаются) самой установкой.

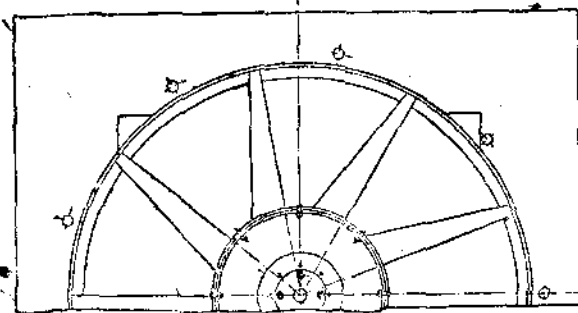
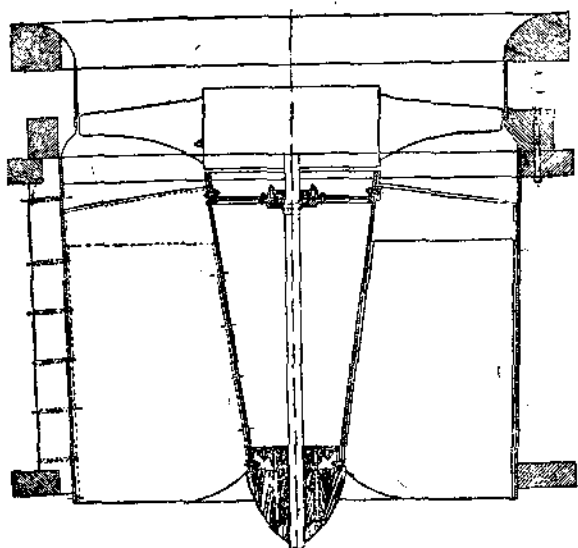


Фиг. 277. Осевой вентилятор с подвесным мотором.

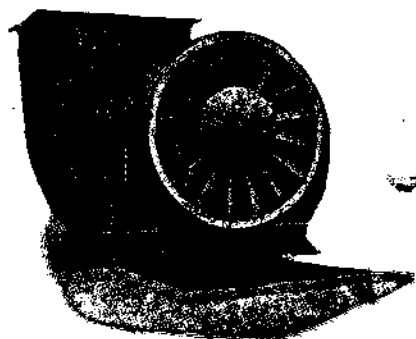
Осевые вентиляторы с направляющими устройствами. При переходе к низшему пределу быстроходности $n \leq 1000$ все более и более ощутимой является потеря скорости закручивания $\rho \frac{c_{2u}^2}{2}$. Действительно, понижение n_{y0} соответствует уменьшению окружной скорости u_2 и увеличению напора $H = \rho u_2 c_{2u}$, т. е. увеличению c_{2u} .

Поэтому при переходе к быстроходностям указанного порядка начинают принимать меры к использованию скорости закручивания $\rho \frac{c_{2u}^2}{2}$. Такими мерами (кроме „плоских щитов“ — см. выше) являются направляющие аппараты¹ (фиг. 278) и спиральные кожуха, в которых скоростной напор закручивания $\rho \frac{c_{2u}^2}{2}$ преобразуется в давление (фиг. 279, 280, 281).

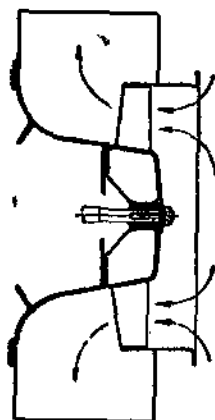
¹ В качестве направляющих аппаратов для осевых вентиляторов чрезвычайно эффективными оказались разработанные и примененные в конструкциях ЦАГИ направляющие аппараты с разрезными лопатками типа Хэндли-Педж.



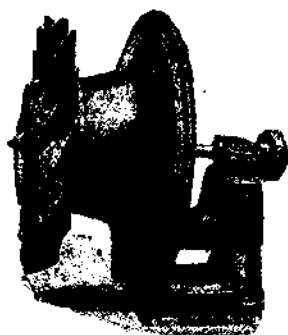
Фиг. 278. Осевой вентилятор с направляющим аппаратом.



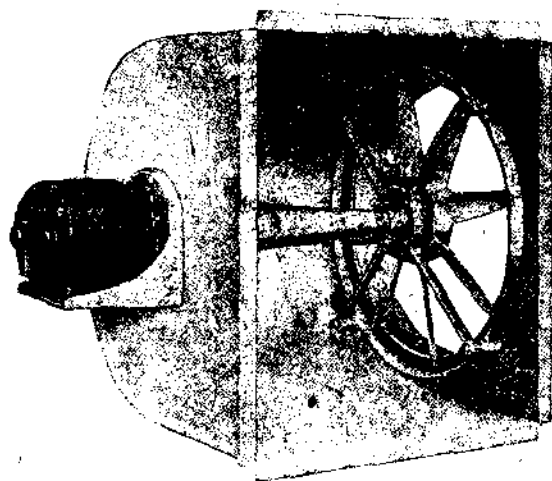
Фиг. 279. Осевой вентилятор со спиральным кожухом.



Фиг. 280. Разрез осевого вентилятора со спиральным кожухом.



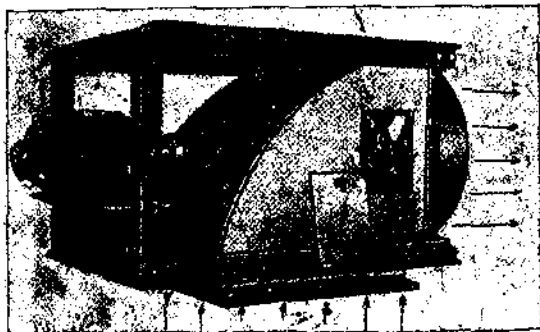
Фиг. 281. Осевой вентилятор и задняя стенка спирального кожуха.



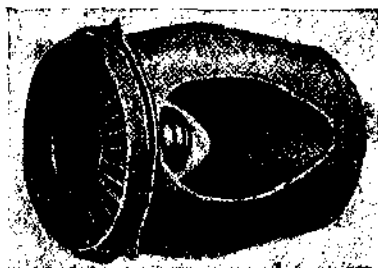
Фиг. 282. Осевой дымосос, расположенный в месте заворота газовой струи.

Осевые дымососы. Основная проблема, возникающая при проектировании осевого дымососа, — это расположить мотор (или какой-либо иной привод) вне непосредственного воздействия горячих газов.

Наиболее обычной схемой выноса мотора из газохода является установка вентилятора в месте заворота газовой струи. При этом подшипник вентилятора либо непосредственно омывается газами, либо заключен вместе с длинным валом в трубу (фиг. 282), внутри которой к подшипнику может быть подведено водяное охлаждение.



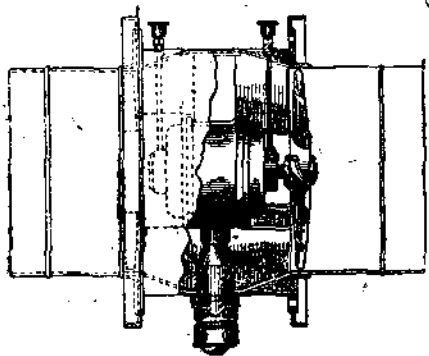
Фиг. 282а. Осевой дымосос, расположенный в месте заворота газовой струи.



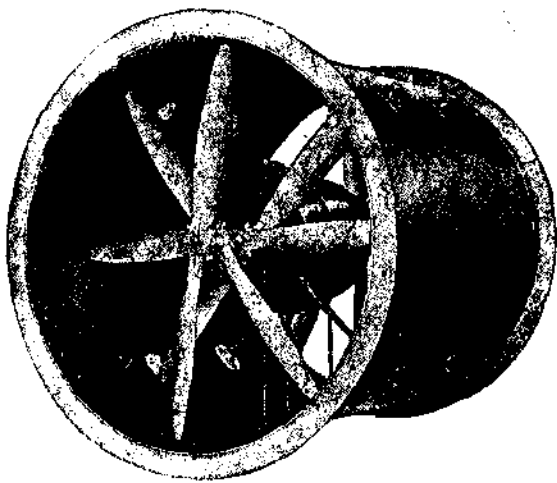
Фиг. 283. Установка дымососа в прямолинейном газопроводе.

В том случае, когда дымосос должен быть установлен в прямом участке газопровода, может быть применена схема, изображенная на фиг. 283.

Вентиляторы осевые средней быстроходности. При понижении удельного числа оборотов ниже $1200 \div 1300$ одноступенчатые осевые вентиляторы „не выходят“, т. е. аэродинамические силы, развивающиеся на лопастях, становятся недостаточными. Иначе говоря, при данном числе оборотов существует минимальная подача, при



Фиг. 284. Двухступенчатый осевой вентилятор.



Фиг. 285.

которой возможно осевым вентиляторам создать заданный напор с достаточно высоким к. п. д. При дальнейшем уменьшении подачи приходится переходить к многоступенчатым осевым вентиляторам (фиг. 284). В настоящее время осевых вентиляторов с числом ступеней больше двух не делают.

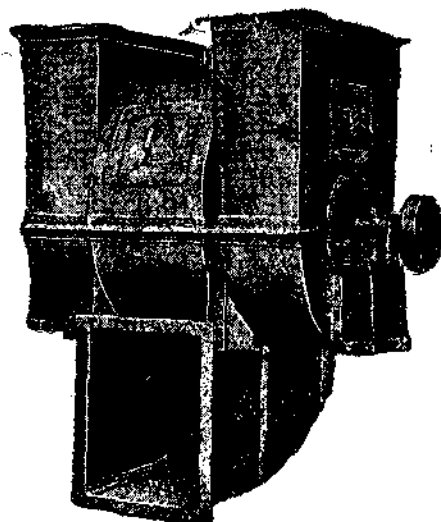
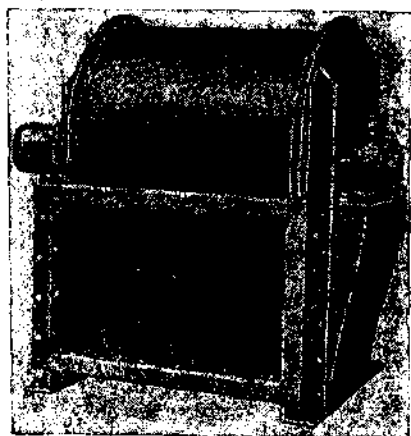
При этом быстроходность осевых вентиляторов удается снизить почти до нижних пределов средней быстроходности, т. е. до $n_{90} \approx 800$.

Иногда применяемая в шахтных установках установка нескольких осевых вентиляторов один за другим без промежуточного направляющего аппарата (вроде изображенного на фиг. 285) соответствует скорее многолопастному одноступенчатому вентилятору, чем двухлопастному многоступенчатому.

§ 3. Вентиляторы центробежные.

Центробежные вентиляторы с двойным всасыванием. Начиная с быстроходностей порядка $1400 \div 1500$, уже применяются центробежные вентиляторы.

При этом, однако, обычные вентиляторы с односторонним всасыванием неприменимы по следующей причине. Большие подачи, соответствующие указанной быстроходности, требуют больших диаметров всасывания D_0 ¹. В то же время для получения соответствующих указанной быстроходности напоров достаточно диаметров того же порядка, а то и меньше. Из-за большого диаметра всасывания приходится делать соответствующие большие диаметры D_2 с мало нагруженными, т. е. сильно загнутыми назад, лопатками. При этом конструкции колеса и вентилятора получаются громоздкими и, кроме того, потери на трение дисков N_0 получают значительно большую величину, чем при двухстороннем всасывании, когда оба диаметра — и D_0 и D_2 — получаются значительно меньшей величины.



Фиг. 286 и 286а. Центробежный вентилятор с двусторонним всасыванием.

На фиг. 286, 286а, 286б, 287, 288 показаны вентиляторы с двусторонним всасыванием для ременного и моторного приводов.

В тех случаях, когда вентиляторы с двусторонним всасыванием работают как дымососы, приведенные с-емы становятся недопустимыми, так как при этом подшипники получают расположенными в горячих газах. Во избежание этого перед всасывающими отверстиями делаются всасывающие коробки (см. ниже); подшипники при этом крепятся к стенкам всасывающих коробок. Такие же коробки применяются при наличии линии всасывания и у воздушных вентиляторов.

Вентиляторы и дымососы с двойным всасыванием применяются до быстроходностей порядка $750 \div 800$.

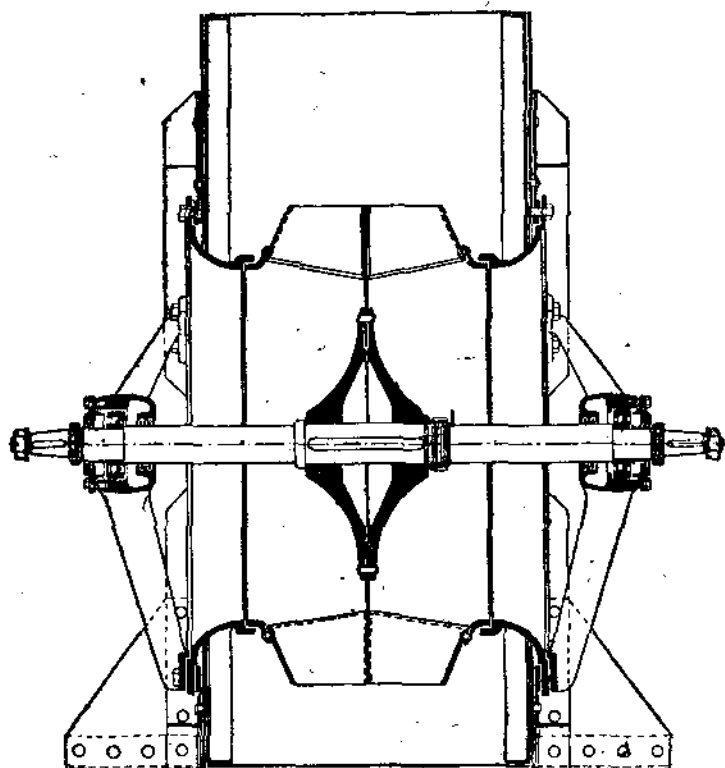
Центробежные вентиляторы с односторонним всасыванием. Эти вентиляторы применяются, начиная с быстроходностей $n_{yd} = 1000$ и ниже до $n_{yd} \approx 200$. При меньших быстроходностях следует уже переходить к машинам других типов, к многоступенчатым турбовоздуходувкам и ротационным машинам (см. ниже).

Этот тип машин является наиболее распространенным и наиболее часто и широко применяемым.

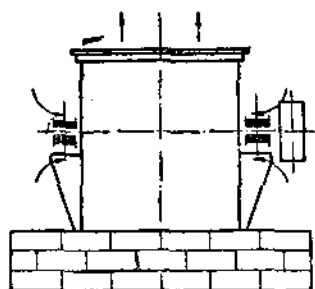
Самая употребительная схема укрепления колеса на валу вентилятора — консольная.

При этом у небольших вентиляторов, а также у вентиляторов тихоходных, с малой шириной колеса, колесо укрепляется непосредственно на валу мотора (фиг. 289).

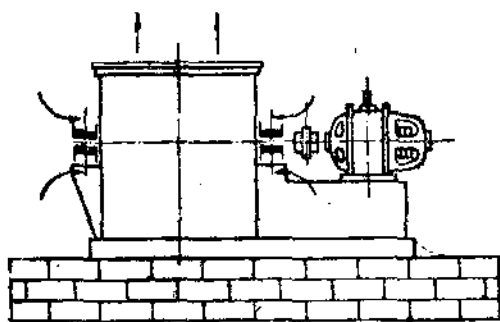
¹ См. расчет рабочего колеса.



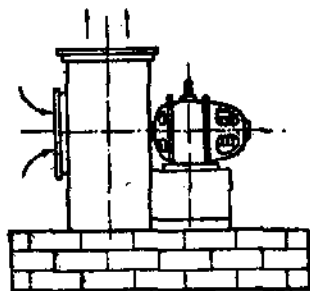
Фиг. 286б. Центробежный вентилятор с двусторонним всасыванием.



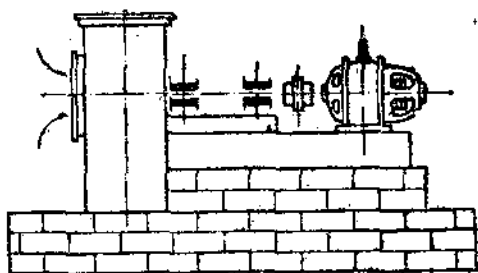
Фиг. 287. Центробежный вентилятор с двусторонним всасыванием для ременного привода.



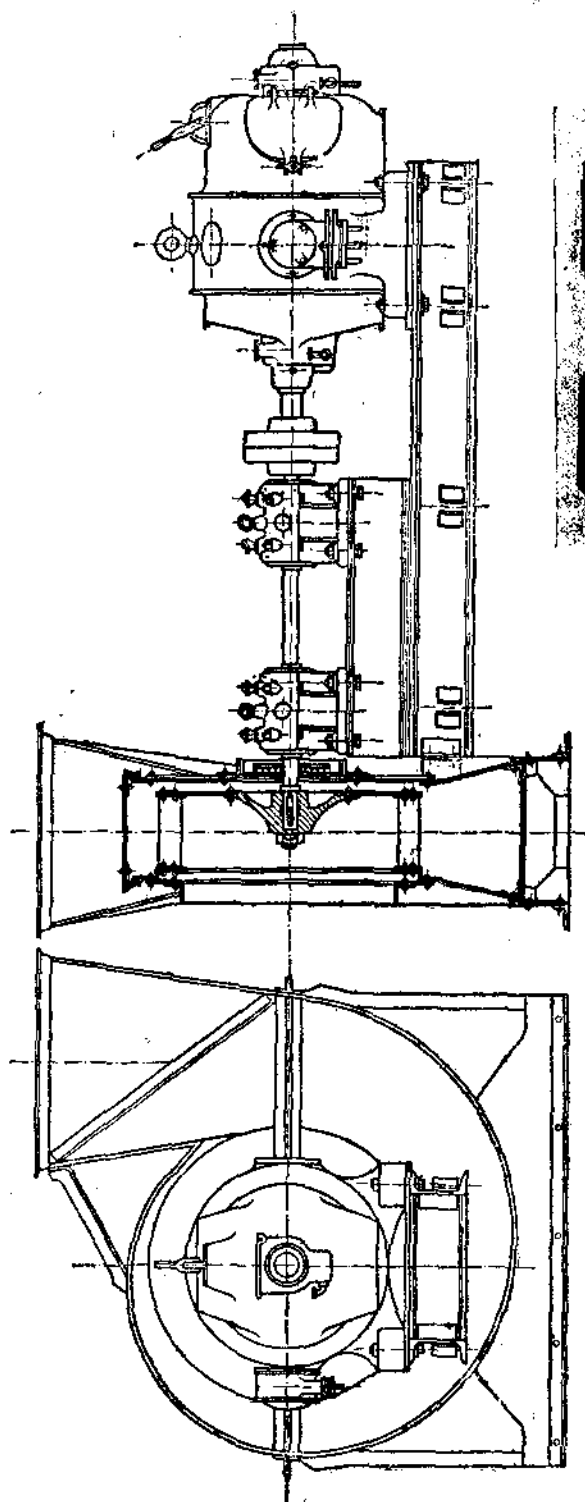
Фиг. 288. Центробежный вентилятор с двусторонним всасыванием для непосредственного соединения с мотором.



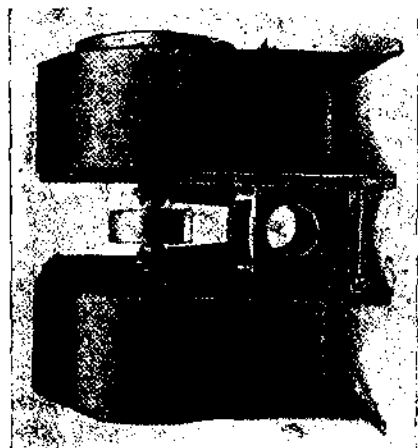
Фиг. 289. Колесо вентилятора посажено непосредственно на вал мотора.



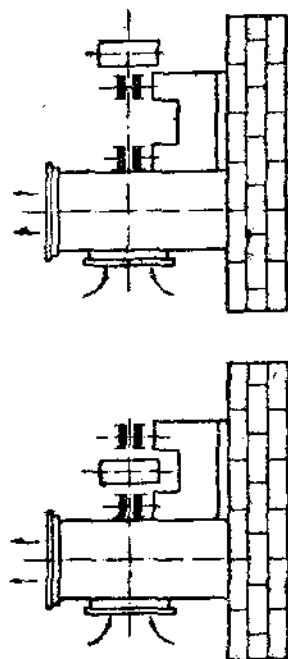
Фиг. 290.



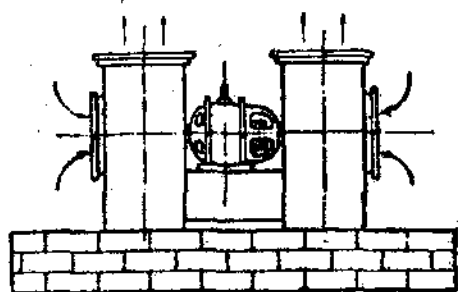
Фиг. 291.



Фиг. 294.



Фиг. 292 и 293. Вентиляторы с ременным приводом.



Фиг. 295.

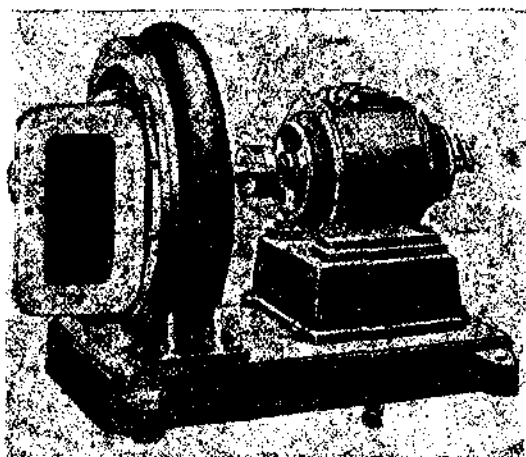
В больших номерах вентиляторов, а также в вентиляторах быстроходных, с большой шириной колеса, делаются отдельные подшипники у вентилятора, как показано на фиг. 290 и 291.

Для ременного привода применяются схемы, изображенные на фиг. 292, 293.

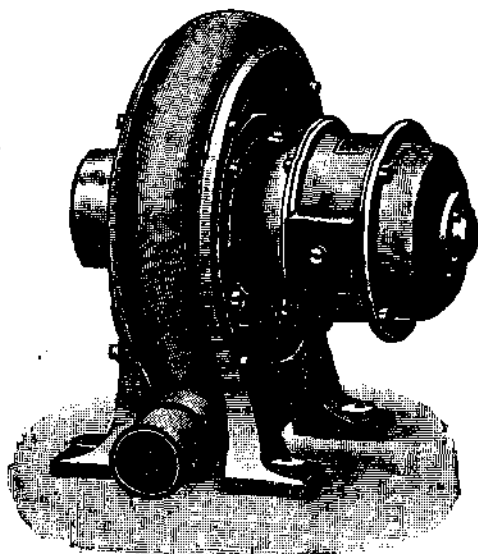
При параллельной работе двух вентиляторов часто применяется общий привод для обоих, как показано на фиг. 294, 295.

В тех случаях, когда желательна особо спокойная работа вентиляторов, применяется крепление рабочего колеса между

двумя подшипниками, один из которых укрепляется со стороны всасывания (фиг. 188). Если вентилятор засасывает воздух не непосредственно из атмосферы, а также в тех случаях, когда он работает как дымосос, вал пропускают сквозь стенку всасывающей коробки, на которой и монтируют второй подшипник, как показано на фиг. 296 и 297.



Фиг. 296 и 297. Вентиляторы со всасывающими коробками.

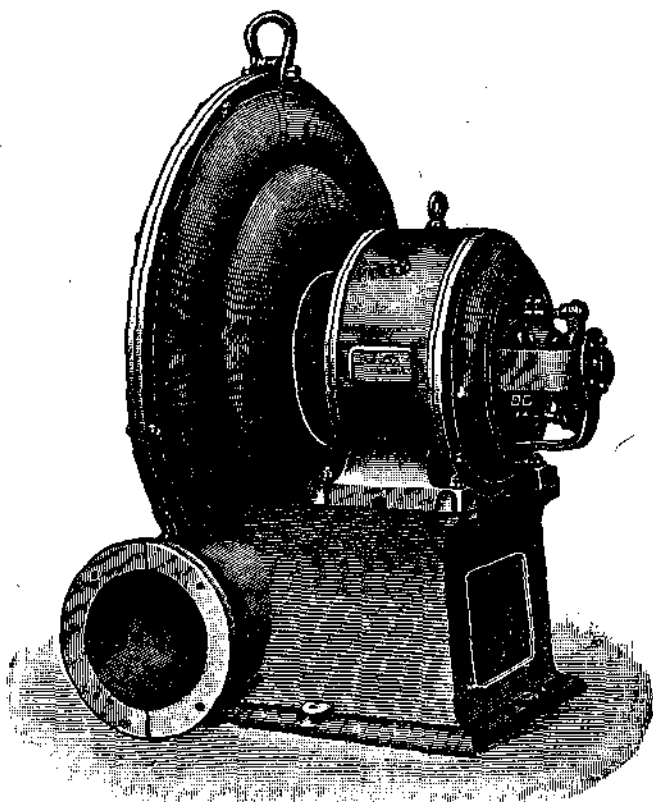


Фиг. 298 и 299. Электровентиляторы.

Среди современных конструкций вентиляторов все большее и большее применение находят конструкции так называемых электровентиляторов, в которых мотор и вентилятор органически связаны в общий агрегат, как показано на фиг. 298—302

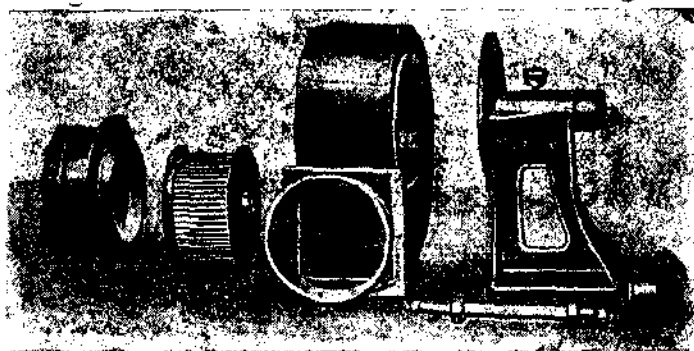


Фиг. 300. Электровентилятор.



Фиг. 301 и 302. Электровентиляторы.

На фиг. 303 можно видеть чрезвычайно характерную для небольших вентиляторов деталь конструкции. Благодаря подвеске кожуха на болтах можно по произволу менять направление подачи, сохраняя, однако, направление вращения колеса.

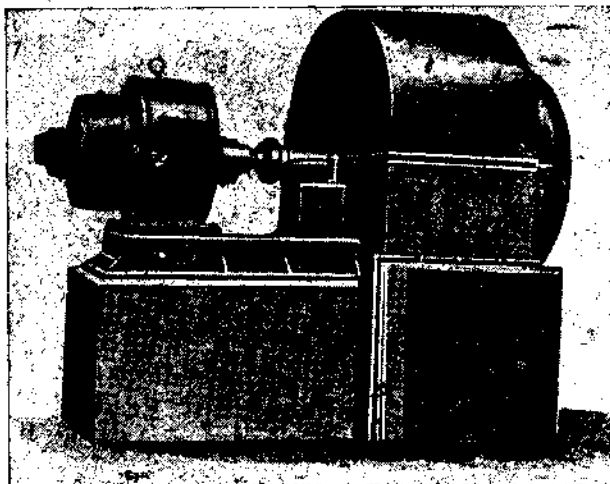


Фиг. 303. Центробежный вентилятор с поворотным кожухом.

У некоторых вентиляторов предусматривается взаимозаменяемость фланца мотора и фланца всасывающего патрубка. При перемене их местами получается возможность реверсирования хода вентилятора, благодаря чему создается возможность вполне произвольного направления подачи.

Тип вентилятора. Чем больше быстроходность вентилятора, тем больше при данных оборотах подача и тем меньше напор.

Для больших подач требуются большие сечения для прохода в воздухе и небольшие наружные диаметры колес. Поэтому быстроходные вентиляторы отличаются



Фиг. 304. Вентилятор типа Сирокко.

малой длиной лопаток (большой диаметр D_1 и малый диаметр D_2), большой шириной колеса и большим сечением выхода из кожуха. Чрезвычайно типична по всем этим признакам конструкция наиболее быстроходных из применяемых в настоящее время центробежных вентиляторов типа Сирокко, изображенная на фиг. 303 (разобранный вентилятор небольшой модели с поворотным кожухом), на фиг. 117 (колесо) и на фиг. 304 (общий вид собранного вентилятора с мотором).

При переходе к меньшим быстроходностям отношение A/D_2 , а также сечение выхода уменьшается, и вентиляторы очень тихоходные, с удельным числом оборотов порядка $200 \div 300$, имеют вид вроде изображенного на фиг. 305.

Величина отношения D_2/D_1 колеблется в зависимости от быстроходности в очень широких пределах: от $D_2/D_1 \approx 1$ у вентиляторов типа Сирокко до $D_2/D_1 \approx 5$ у тихоходных вентиляторов, предназначенных для подачи небольших количеств воздуха при высоких давлениях.

Между крайними пределами быстроходностей, приведенных в настоящей главе, имеется бесконечное количество различных

Фиг. 305. Тихоходный центробежный вентилятор (высоконапорный на малую подачу).

вентиляторов промежуточных быстроходностей, чертежи и фотографии которых приведены в прочих главах настоящего курса.

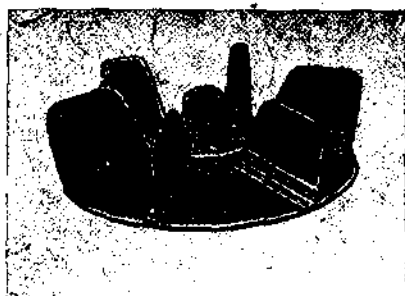
§ 4. Вентиляторы пылевые.

Среди центробежных вентиляторов необходимо особо выделить особый класс так называемых „пылевых“ вентиляторов, служащих для перемещения воздуха, загрязненного пылью, опилками и т. п.

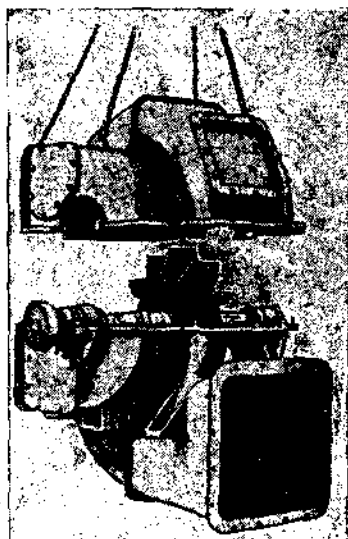
Эти вентиляторы отличаются от обычных вентиляторов, служащих для перемещения чистого воздуха, малым количеством лопаток, зачастую (не всегда) отсутствием передней боковины у рабочего колеса и большей прочностью конструкции,



Фиг. 306. Пылевое колесо.



Фиг. 307. Пылевое колесо.



Фиг. 308. Большой пылевой дымосос.

На фиг. 306, 307 приведены фотографии колес пылевых вентиляторов, на фиг. 308 показан большой пылевой вентилятор с поднятой крышкой.

Примечание 1. Как показали исследования инж. М. П. Калинушкина, поставленные в ЦАГИ, при определении напора, развиваемого пылевым вентилятором, влияния примесей в расчет вводить не следует. При определении расхода мощности следует пользоваться формулой

$$N_{\text{пыл}} = N_{\text{чист}} (1 + k\mu),$$

где $N_{\text{пыл}}$ — расход мощности при работе на запыленном воздухе; $N_{\text{чист}}$ — то же при работе на чистом воздухе; μ — весовая концентрация пыли:

$$\mu = \frac{G_{\text{пыли}}}{G_{\text{возд}}}$$

k — коэффициент, который можно считать равным 1.

Примечание 2. Подробное описание, эксплуатационные данные и размеры вентиляторов, изготавливаемых в СССР, имеются в каталоге вентиляторов ВОВТ (изд. бюро печати), составленном автором настоящего курса.

ВЕНТИЛЯТОРНЫЕ УСТАНОВКИ.

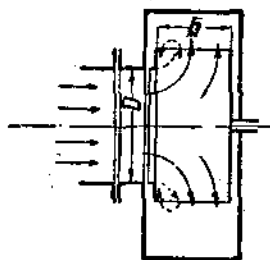
ГЛАВА 1.

ПОДВОД ВОЗДУХА К ВЕНТИЛЯТОРУ И ОТВОД ОТ ВЕНТИЛЯТОРА.

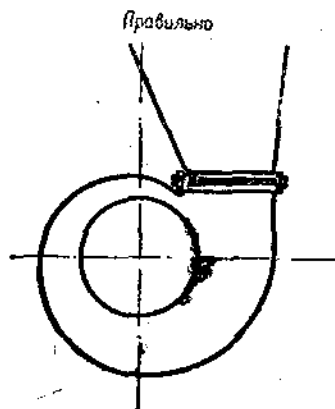
§ 1. Центробежные вентиляторы.

Подвод воздуха. Следует стараться подвести воздух к вентилятору симметричным потоком: иначе рабочее колесо работает неравномерно, с чем связаны дополнительные потери. Так например, если подводящий воздухопровод имеет вблизи вентилятора острое колено, то одна половина колеса будет работать с большим расходом, чем другая. Это вызовет большие местные скорости в кожухе и соответственно большие потери.

Из этого не следует, однако, делать вывода, что непосредственно перед вентилятором не следует ставить задвижек. Правда, получающаяся при этом неравномерная работа колеса вызовет дополнительные потери, но, поскольку основное назначение задвижки сводится к созданию потерь, это обстоятельство роли не играет: безразлично, будет ли поток дросселироваться только в задвижке или, часть дросселирующего действия передастся в самый вентилятор путем создания в нем дополнительных потерь.



Фиг. 309.



Фиг. 310.

При работе вентилятора без всасывающей линии — чистое нагнетание — следует к всасывающему отверстию вентилятора приключить всасывающую воронку — коллектор.

Особенно это существенно в вентиляторах с широкими колесами (например типа Сирокко), потому что в этих вентиляторах, как показывает опыт, даже при наличии коллектора струя отжимается к заднему краю лопаток. При величине отношения b/D_1 значительно больше 0,25 струя не расширяется на всю ширину b , и у передней стенки образуются обратные токи (фиг. 309). Если перед вентилятором нет коллектора, то струя во входном сечении сужается до

$$F_1 = (0,7 \div 0,8) \frac{\pi D_1^2}{4},$$

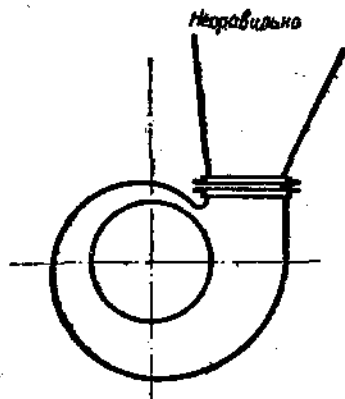
что еще более суживает рабочую часть лопатки и приводит к дополнительным потерям.

Отвод воздуха. Основное правило, которое следует иметь в виду при отводе воздуха от вентилятора, — это, чтобы направление воздушного канала соответствовало нормальному течению воздуха.

Рассмотрим сначала вентиляторы типа Сирокко. Как показывают опыты, при нормальной работе струя, выходящая из вентилятора Сирокко, отклоняется



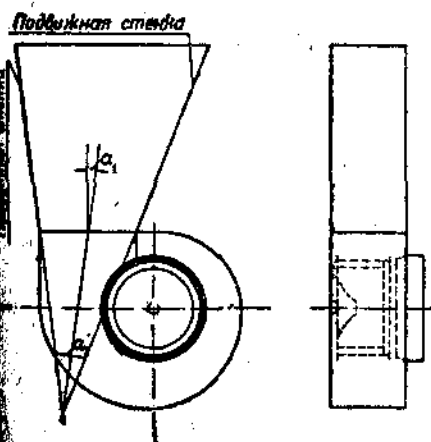
Фиг. 311.



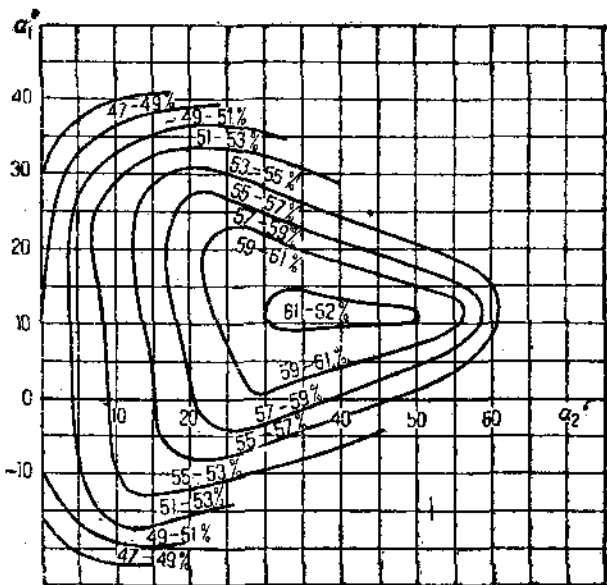
Фиг. 312.

в сторону рабочего колеса, поэтому в этом случае допустим диффузор с большим углом раскрытия, как показано на фиг. 310—311. На фиг. 312 показан неправильный диффузор, который будет работать даже хуже обычной цилиндрической трубы.

Как видно из схемы 313 и диаграммы 313а, на которой даны значения $\eta_{\text{жале}}$ в зависимости от



Фиг. 313.



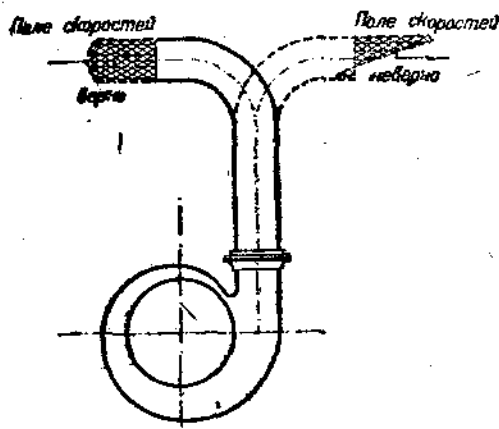
Фиг. 313а.

Влияние угла раскрытия и наклона оси диффузора за вентилятором типа Сирокко на к. п. д. установки.

углов α_1 и α_2 , правильный выбор переходного конуса может заметно улучшить качество работы вентиляторной установки.

В более высоконпорных вентиляторах можно считать в первом приближении поток вытекающим симметрично относительно оси выпускного патрубка. Поэтому в этом случае при построении диффузора следует иметь в виду, что наивыгоднейший угол

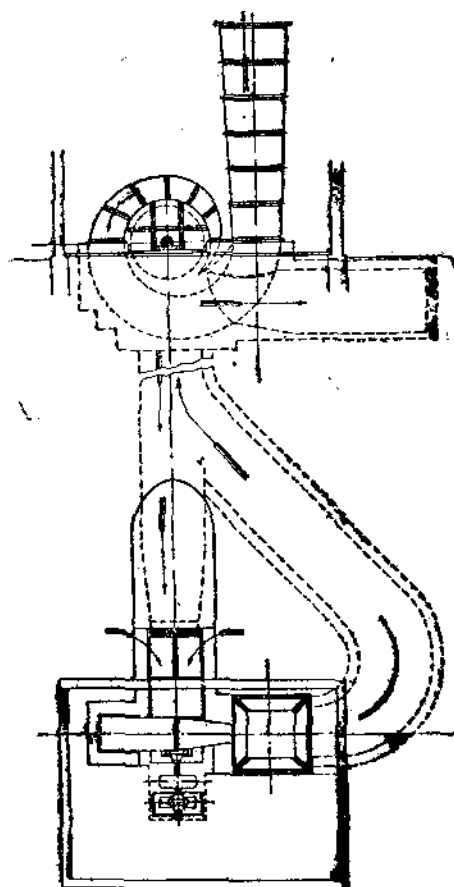
раскрытия лежит в пределах 6° — 8° ; при больших углах к. п. д. диффузора уже падает, а при углах больше 15° диффузор вообще не будет работать, и потеря на удар будет примерно та же, что при приключении линии большего диаметра без всякого перехода.



Фиг. 314.

каналов. Установка отдельного вентилятора для этой цели нецелесообразна, особенно, если иметь в виду большие размеры шахтных центробежных вентиляторов, диаметры

колес которых достигают 6 и даже 8 м. Поэтому в этих случаях применяются специальные системы перекидных клапанов во всасывающей и выхлопной линиях, благодаря которым обе линии могут быть приключены по желанию к всасывающему или нагнетательному патрубку вентилятора (фиг. 315).



Фиг. 315. Установка шахтного центробежного вентилятора, допускающая реверсирование подачи.

§ 2. Осевые вентиляторы.

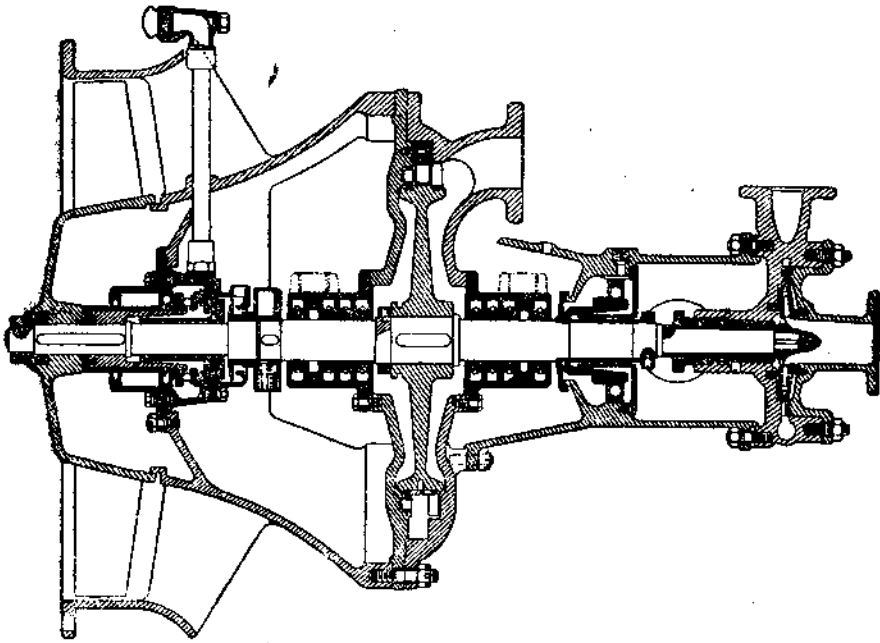
Подвод воздуха к вентилятору лучше всего осуществлять при помощи достаточного закругленного коллектора, имеющего после себя (до вентилятора) длину трубы порядка $0,5 D$.

Отвод воздуха желательно осуществлять при помощи диффузора, причем следует предпочитать диффузор с расширяющейся втулкой, применяемый, например, в турбовентиляторах Рато (фиг. 316) или Serrelli (фиг. 317).

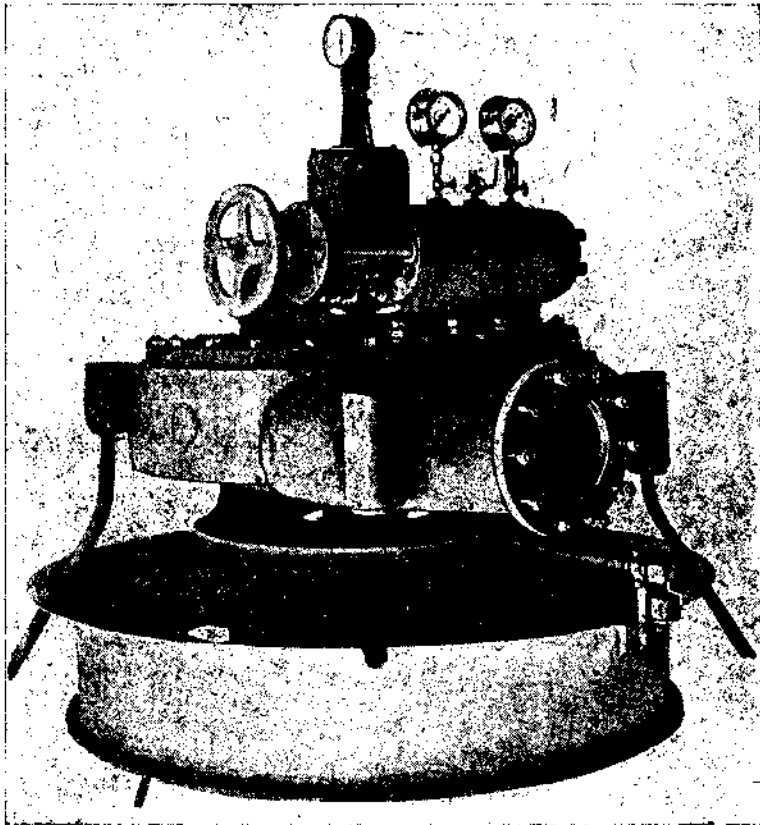
Диффузор, соединенный с обтекателем за вентилятором (фиг. 318), вряд ли целесообразен, так как при приближении к оси закручивание струи после вентилятора усиливается.

Как показывает опыт, „кок“ (яйцеобразная втулка) перед вентилятором не оказывает никакого заметного влияния на его работу, точно так же, как и обтекатели на втулке центробежных колес.

Весьма улучшают работу осевого вентилятора щиты, установленные за вентилятором („Плоские кожуха“) и создающие так называемый диффузор типа Каплана.

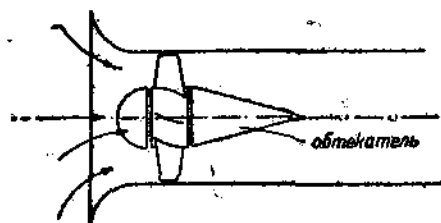


Фиг. 316. Осевой турбовентилятор типа Рато с диффузором и направляющим аппаратом.

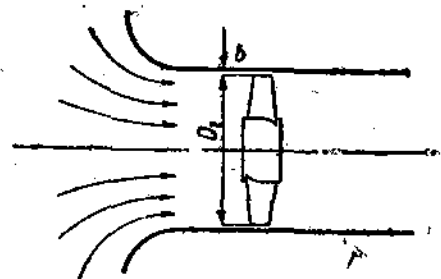


Фиг. 317. Осевой турбовентилятор типа Черпелли с диффузором и направляющим аппаратом.

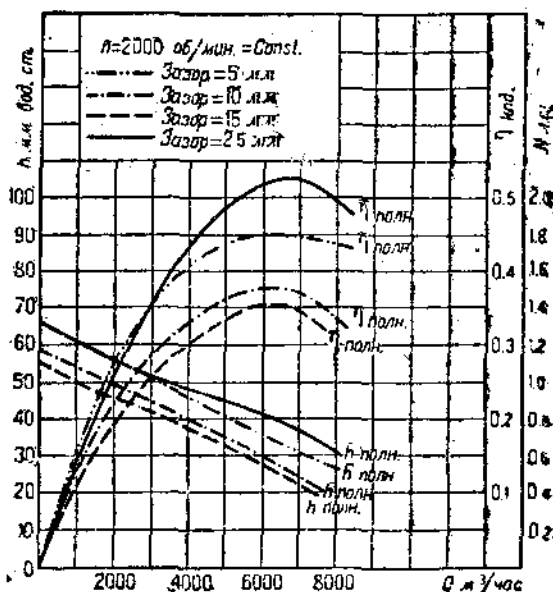
Значительно повышает к. п. д. тихоходного осевого вентилятора диффузор за вентилятором, снабженный направляющими осевыми лопатками (фиг. 316 и 317).



Фиг. 318. Установка „кока“ перед вентилятором и „обтекателя“ за вентилятором не оказывает заметного влияния на его работу.



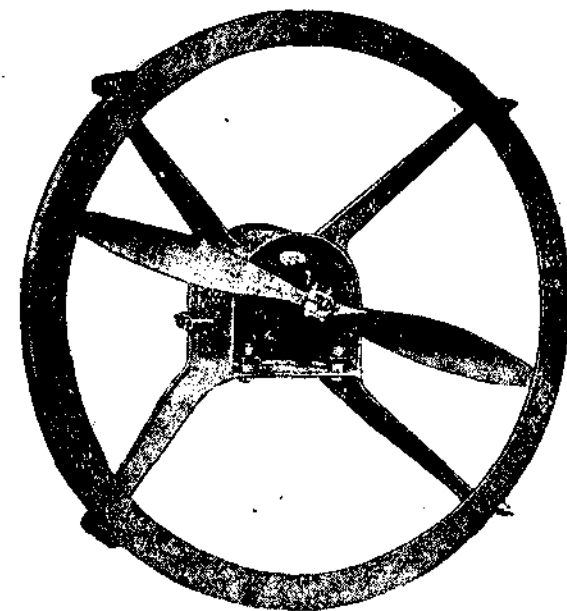
Фиг. 319.



Фиг. 320. Влияние зазора на работу вентилятора, при $D = 600$ мм.

Эти лопатки уничтожают кручение и переводят часть теряемого скоростного напора закручивания струи в статический напор.

Зазор. В главе о расчете осевых вентиляторов влияние зазора уже отмечалось.



Фиг. 321. Уголки, закрывающие концы лопастей для уменьшения потерь через зазор.

Для уменьшения потерь, связанных с наличием зазора, следует по мере возможности уменьшать величину зазора b (фиг. 319). Влияние зазора видно из приложенных характеристик осевых вентиляторов ЦАГИ при различных зазорах (фиг. 320) (диаметр вентилятора равен 600 мм).

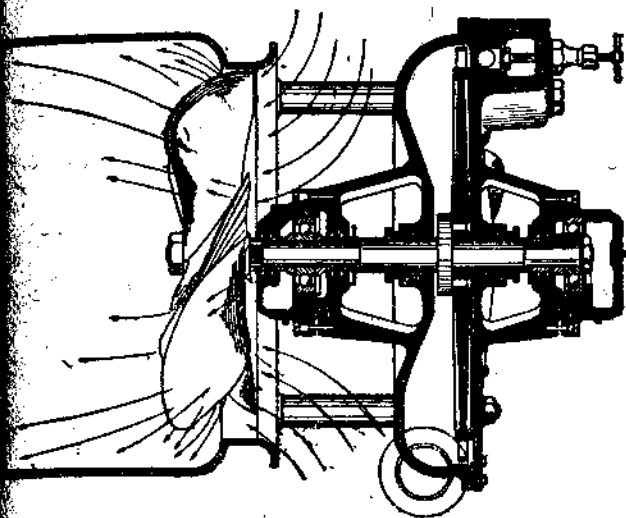
Для уменьшения эффективной величины зазора американская фирма Hitzel применяет в вентиляторах Chagau уголки, закрывающие концы лопастей (фиг. 321). Другая фирма (Wing. Mfg Co) применяет после вентилятора значительное расширение сечения.

Опыты, поставленные фирмой, показали, что при наличии такого расширения потери через зазор падают за счет работы центробежных сил (фиг. 322 и 323)¹.

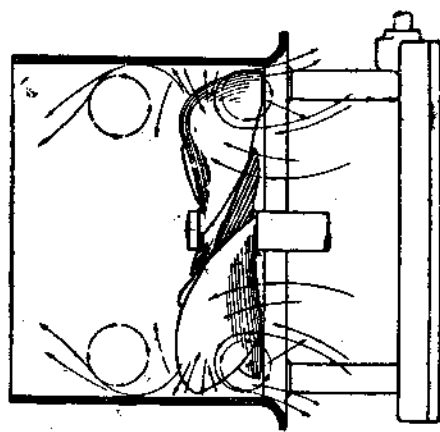
Чем короче лопасти, т. е. чем больше относительная величина втулки, тем больше величина зазора по-

¹ Опыты, поставленные в ЦАГИ, не подтвердили эффективности обоих указанных устройств для смягчения влияния зазора.

отношению к длине лопасти и тем больше влияние зазора. У высоконапорных осевых вентиляторов (с большой величиной ξ) приходится поэтому при расчете учитывать влияние зазора либо путем повышения расчетного H до 25% и соответственного снижения расчетного к. п. д., либо путем введения в расчет конечного размаха лопасти $\lambda \approx 6-8$.



Фиг. 322.



Фиг. 323.

При осевых вентиляторах реверсирование хода дает обратное направление подачи, причем при симметричных дужках вентилятор работает одинаково хорошо в обоих направлениях.

При несимметричных дужках это приводит к значительному падению напора и к. п. д., но зачастую требования, предъявляемые к редко применяемому обратному ходу, являются значительно пониженными, так что реверсирование хода применяется также и у осевых вентиляторов с несимметричными дужками.

ГЛАВА II.

РЕГУЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ВЕНТИЛЯТОРНОЙ УСТАНОВКИ.

§ 1. Работа через эквивалентное отверстие.

Этот наиболее частый случай соответствует приключению к вентилятору такой системы, у которой противодавление пропорционально в первом приближении квадрату расхода. Таковы, например, вентиляционные системы, топки, радиаторы и т. д.

Существуют еще системы, для которых противодавление $H = kQ^x$, где $1 < x < 2$. Таковы, например, сопротивление фильтров ($x \approx 1$) сеток ($x = 1 \div 2$ в зависимости от густоты), сопротивление грунта при земляных работах (воздух подается в помещение и выходит через грунт $x \approx 1$), сопротивление длинных трубопроводов ($x \approx 1,75$) и т. д. (см. выше).

Первые из перечисленных систем соответствуют истечению через отверстие постоянного сечения; второй случай соответствует истечению через отверстие, увеличивающееся с увеличением расхода.

И в том и другом случаях кривая, дающая $H = f(Q)$, есть монотонная ($\frac{\partial H}{\partial Q} > 0$) кривая, проходящая через начало координат.

Посмотрим, как будет работать вентилятор, приключенный к такой системе.

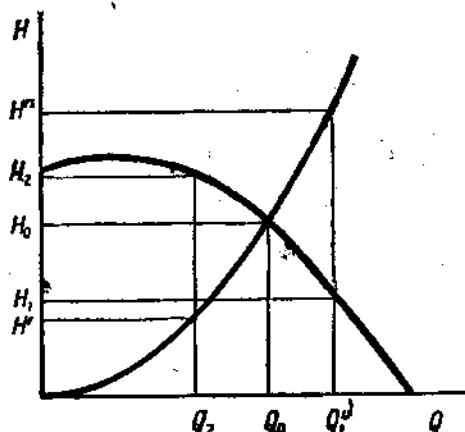
Если вентилятор, приключенный к линии, имеющей характеристику $H = f(Q)$, как указано на фиг. 324, будет работать при расходе Q_0 , то создаваемый им напор H_0 будет как раз равняться напору, идущему на покрытие сопротивлений системы. Иначе говоря, система вентилятор-линия будет в равновесии.

Для определения устойчивости этого равновесия рассмотрим два случая отклонения.

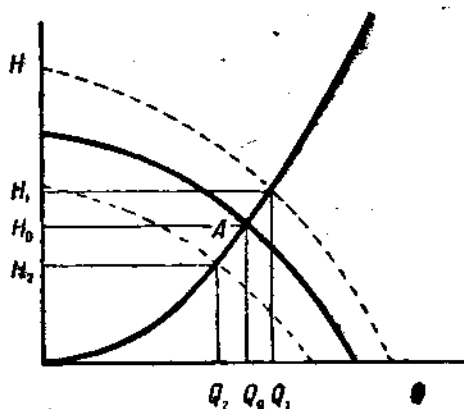
1. Пусть подача уменьшится до Q_2 . Тогда на покрытие сопротивлений требуется напор $H_{см} = H'$, тогда как вентилятор развивает напор $H_{см} = H_2$. За счет излишка давления повысится скоростной напор, и расход будет увеличиваться до тех пор, пока вентилятор не будет подавать $Q = Q_0$.

2. Пусть подача увеличится до Q_1'' . Тогда вентилятор развивает напор $H_{см} = H_1$, тогда как на покрытие сопротивлений требуется $H_{см} = H''$. Напора, создаваемого вентилятором, не хватает, и расход будет падать до тех пор, пока подача снова не будет равна $Q = Q_0$.

Из этого рассуждения видно, что система вентилятор-линия будет находиться в устойчивом равновесии (при $n = \text{const}$) при $H = kQ^x$ независимо от формы характеристики.



Фиг. 324. Подача вентилятора определяется как пересечение характеристики вентилятора и характеристики сети.

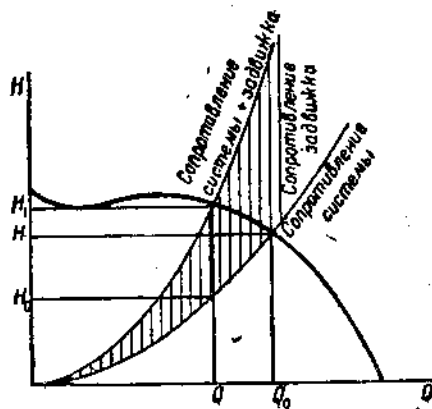


Фиг. 325.

Обычно число оборотов вентилятора не удается держать строго постоянным. Рассмотрим, что получится при изменении числа оборотов.

Как видно из фиг. 325, при $n_1 > n_0$ расход и напор увеличатся, при $n_2 < n_0$ расход и напор несколько уменьшатся. При этом система перейдет к новому режиму — вернее, расход будет колебаться между Q_1 и Q_2 (при $n = n_1 \div n_2$), причем в каждый данный момент система будет находиться в равновесии.

Обычно, однако, не удается так точно рассчитать сопротивления системы и подобрать вентилятор, чтобы рабочая точка соответствовала как раз нужному расходу Q . Тогда приходится подгонять рабочую точку к нужному расходу, нужно регулировать работу вентилятора или изменять сопротивление линии. Производится это регулирование либо путем изменения числа оборотов вентилятора, либо путем дросселирования задвижки, либо при помощи того и другого.



Фиг. 326. Регулирование величины подачи задвижкой.

§ 2. Регулирование задвижкой и оборотами.

Наиболее простое регулирование — это регулирование задвижкой. Оно возможно, если $Q_0 > Q$, т. е. если вентилятор выбран с запасом.

Прикрывая задвижку, мы добавляем к потерям в сети дополнительные потери в задвижке (на трение и, главным образом, на удар).

Благодаря этому кривая сопротивлений пройдет выше, и расход уменьшится до требуемого расхода (см. фиг. 326).

Если иметь в виду, что полезная работа вентилятора при этом равняется QH_0 , а не QH_1 , то становится ясным, что, включая задвижку, мы уменьшаем к. п. д. установки в отношении $\frac{H_0}{H_1}$, т. е.

если к. п. д. вентилятора $= \eta_v$;

к. п. д. мотора $= \eta_m$;

то к. п. д. установки $\eta = \eta_m \cdot \eta_v \cdot \frac{H_0}{H_1}$.

Пример. Нужен расход $40 \text{ м}^3/\text{мин}$ при $H_{ст} = 30 \text{ мм вод. ст.}$. Работает вентилятор Сирокко № 2 Мосмаштреста, имеющий следующие данные:

$Q = 40 \text{ м}^3/\text{час}$, $H_{ст} = 37 \text{ мм вод. ст.}$,

$\eta_{вент} = 0,43$,

$\eta_{мотора} = 0,8$,

$\eta_{уст} = 0,43 \cdot 0,8 \cdot \frac{30}{37} = 28\%$.

Потери в задвижке в процентах равны $\frac{37 - 30}{30} 100 = 19\%$.

Отметим, что назначение задвижки — создавать эти потери; поэтому заботиться (как это иногда делается) об уменьшении гидравлических потерь в задвижках по меньшей мере нецелесообразно.

Как видно из этого примера, регулирование задвижкой в сколько-нибудь широких пределах нецелесообразно, так как дает большие потери.

Гораздо выгоднее регулировать подачу вентилятора путем изменения числа оборотов. Там, где это возможно, это достигается путем изменения числа оборотов мотора; в противном случае изменить число оборотов вентилятора можно путем изменения диаметров шкивов ременной передачи¹. При этом можно считать (в первом приближении по крайней мере), что к. п. д. на одном и том же режиме не изменится. Такое регулирование гораздо выгоднее, чем регулирование задвижкой; кроме того, регулирование числом оборотов возможно при $Q \approx Q_0$ ² (Q — потребный расход), тогда как регулирование задвижками очевидно применимо только при $Q < Q_0$.



Фиг. 327. Регулирование величины подачи оборотами.

Пример (тот же, что выше) (фиг. 327)

$Q = 40 \text{ м}^3/\text{мин}$,

$H_{ст} = 30 \text{ мм вод. ст.}$

Температур:

$$\frac{Q}{\sqrt{H}} = \frac{40}{\sqrt{30}} = 7,3.$$

¹ В настоящее время для изменения числа оборотов вентилятора (дымососа) при постоянном числе оборотов мотора на многих котельных установках применяют гидравлические муфты с переменным передаточным числом.

² Очевидно, что предел увеличению числа оборотов ставится прочностью колес вентилятора.

Проведем параболу

$$Q = 7,3 \sqrt{H}.$$

Она пересечется с кривой $H = f(Q)$ в точке

$$Q = 43 \text{ м}^3/\text{мин};$$

$$H_{\text{ст}} = 35 \text{ мм вод. ст.}$$

Очевидно, что придется уменьшить число оборотов в отношении

$$\frac{n_x}{1440} = \frac{Q_x}{Q} = \frac{\sqrt{H_x}}{\sqrt{H}} = \frac{40}{43} = \sqrt{\frac{30}{35}} = 0,925,$$

т. е.

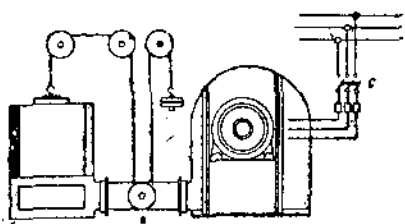
$$n_x = 1440 \cdot 0,925 = 1330 \text{ об/мин.}$$

При этом:

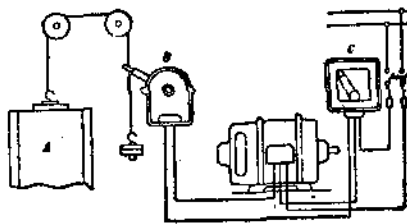
$$\eta = 0,43 \cdot 0,8 = 0,35.$$

Выигрыш мощности в случае регулирования числом оборотов по сравнению с регулированием задвижкой равняется:

$$100 \frac{35 - 28}{28} \approx 25\%.$$



Фиг. 328. Установка для автоматического регулирования величины подачи при постоянном числе оборотов (задвижкой).



Фиг. 329. Установка для автоматического регулирования величины подачи путем изменения числа оборотов.

На фиг. 328 и 329 показаны две установки, служащие для автоматического регулирования работы вентилятора на заданную подачу. При изменении подачи воздуха меняется давление в камере А, за счет чего по схеме 328 переставляется задвижка, по схеме 329 переставляется ручка реостата В, служащего для регулирования числа оборотов мотора (постоянного тока).

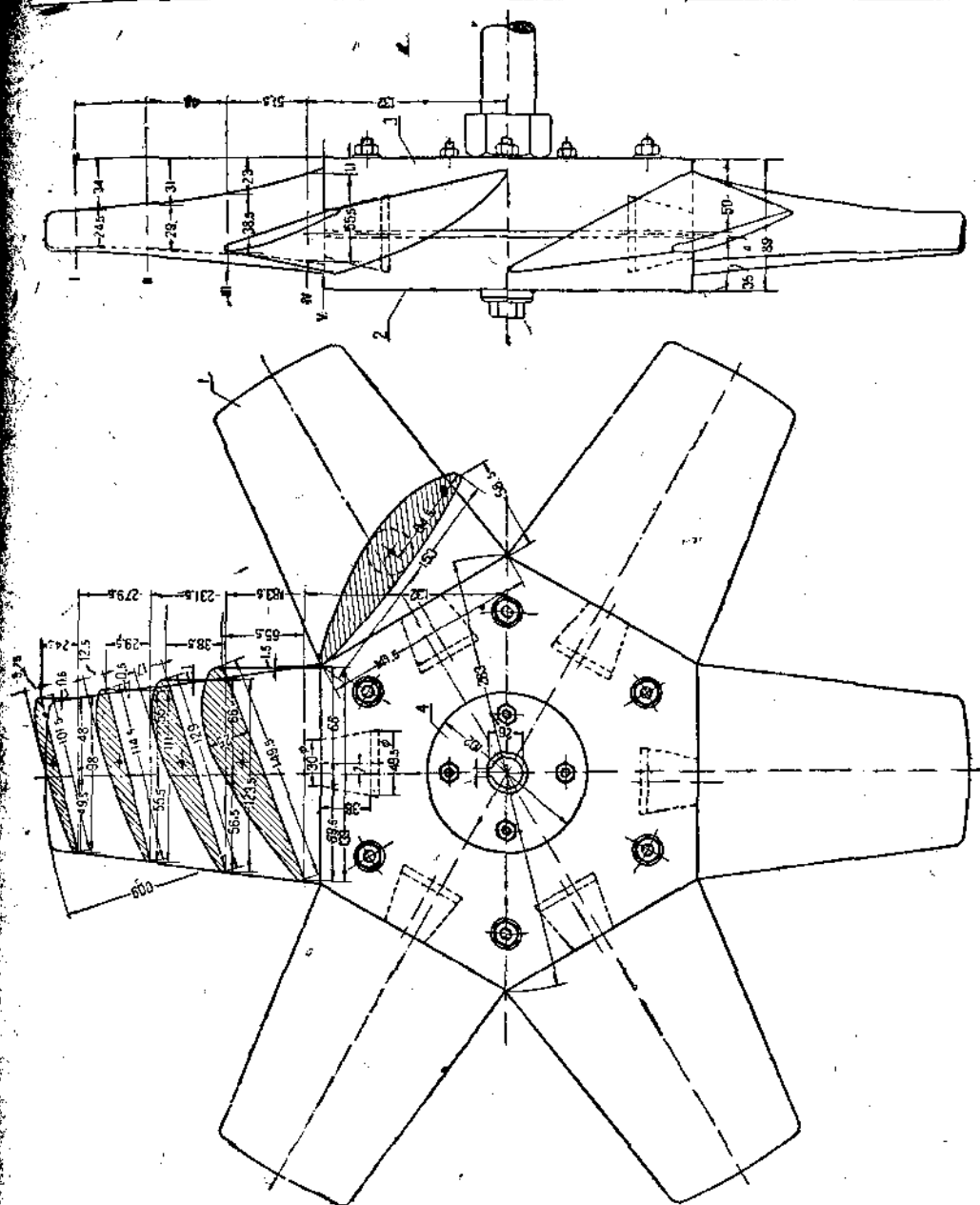
§ 3. Переделка вентилятора в целях изменения его характеристики.

Если вентилятор работает от мотора переменного тока, не допускающего изменения числа оборотов, или если он работает в области малых к. п. д. и изменение режима его работы рационально, то можно изменить его характеристику в более или менее широких пределах путем частичной его переделки.

Осевые вентиляторы. Особенно пригодны для таких переделок осевые вентиляторы. Путем увеличения числа лопастей можно значительно повысить их напор при данном расходе. При малом начальном числе лопастей можно добиться повышения напора почти вдвое (на 80—90%) за счет удвоения числа лопастей. Особенно удобны для такой операции осевые вентиляторы с лопатками, укрепленными на болтах.

При уменьшении числа лопастей напор может быть соответственно уменьшен.

Другой метод для изменения характеристики — изменение формы или положения лопасти. При повороте лопасти получаются повышение напора с увеличением угла установки и уменьшение напора с уменьшением угла установки. Хотя такая переделка приводит обычно к некоторому понижению к. п. д. вентилятора, все же она оказывается выгоднее регулирования задвижками, в связи с чем иногда самая конструкция вентилятора предусматривает возможность поворота лопастей (фиг. 330);



Фиг. 330. Вентилятор с поворотными лопастями.

В последних конструкциях ЦАГИ по предложению инж. Г. Н. Мусиньянца часть поверхности втулки и примыкающая к втулке часть лопасти obtачиваются по шару. Такие вентиляторы работают с более высоким к. п. д., чем приведенный на фиг. 330 вентилятор с шестигранной втулкой.

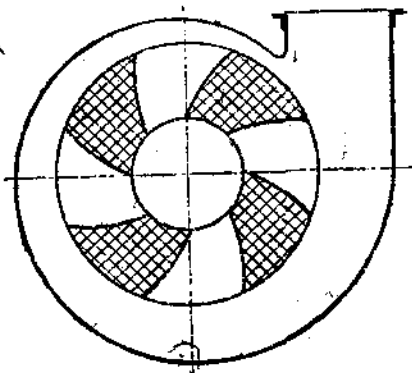
Центробежные вентиляторы. Путем срубания части лопаток ($\frac{z}{2}$, $\frac{3}{4}z$ и т. д.) можно добиться понижения создаваемого напора с одновременным понижением потребляемой мощности. Для примерной оценки создаваемого понижения напора можно пользоваться приведенной в главе о расчете рабочего колеса вентилятора диаграммой Кухарского.

Можно еще изменить характеристику вентилятора путем заглушения части лопаток (парциальность фиг. 331). К этому способу следует прибегать только при лопатках, загнутых назад, причем парциальная работа должна дать уменьшение напора при уменьшении парциальности.

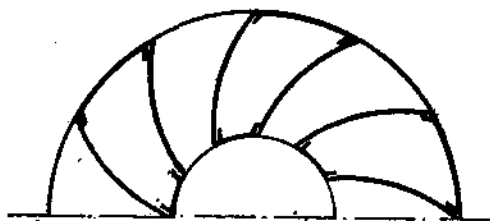
При радиальных лопатках, а также при ширине δ колеса, взятой с запасом (см. расчет рабочего колеса), заглушение части лопаток совершенно нецелесообразно, так как приводит к понижению характеристики только за счет увеличения гидравлических потерь, т. е. заглушки работают принципиально так же, как задвижка.

Заглушение части лопаток приводит к некоторому понижению к. п. д., но все же обычно выгоднее, чем регулирование задвижкой.

Гидравлические потери, приводящие к понижению к. п. д., могут быть уменьшены при закрывании неработающих лопаток с обеих сторон (фиг. 332). Для понижения напора, создаваемого вентилятором, можно также срезать наружные концы лопаток; иногда их даже специально с указанной целью делают съёмными. При этом нет необходимости обрезать боковины рабочего колеса соответственно укороченным лопаткам.



Фиг. 331.



Фиг. 332. Заглушена часть лопаток с целью понижения развиваемого напора.

Весьма эффективный способ понижения напора центробежной машины в очень широких пределах заключается в закручивании потока воздуха до входа на рабочее колесо. Такое закручивание может быть осуществлено либо введением во всасывающую воронку специального направляющего аппарата, либо путем устройства перед всасывающей воронкой вентилятора всасывающего спирального кожуха, закручивающего поток до входа на рабочее колесо в направлении вращения колеса. При этом за счет создания C_{1u} одновременно падают и напор вентилятора

$$H = \eta_h H_{Tn} = \eta_h \cdot \rho (u_2 C_{2u} - u_1 C_{1u})$$

и расход мощности

$$N = \frac{QH_T}{75} + N_0.$$

При помощи рационально устроенных направляющих аппаратов и кожухов на входе удастся уменьшить подачу в 2—3 раза при весьма незначительном изменении к. п. д. вентилятора.

Расчет направляющего аппарата зависит от схемы его устройства. Расчет спирального кожуха на всасывании производится по тем же формулам, что и расчет обычного спирального кожуха, работающего за колесом. При этом расчетная циркуляция Γ_0 , на которую рассчитывается кожух, определяется по формуле

$$\Gamma_0 = 2\pi R_1 c_{1u},$$

где c_{1u} — потребная скорость закручивания при входе на радиусе R_1 .

Дополнительное раскрытие спирального кожуха должно, очевидно, быть заменено соответствующим уменьшением ширины A входного сечения.

ГЛАВА III.

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНАЯ И ПАРАЛЛЕЛЬНАЯ РАБОТА ВЕНТИЛЯТОРОВ.

Чрезвычайно неверно и приводит на практике к большим ошибкам следующее представление:

1. При последовательной работе в ту же сеть напоры складываются.
2. При параллельной работе в одну и ту же сеть расходы складываются.

Эти положения, взятые в общем виде, просто неправильны. Для внесения ясности рассмотрим по очереди оба случая.

§ 1. Последовательное соединение вентиляторов.

а) Последовательно соединены два одинаковых вентилятора ¹, характеристики которых даны на фиг. 334, общий вид — на фиг. 333.

Очевидно, статический напор, создаваемый двумя вентиляторами при данной подаче Q :

$$H_{ст1-2} = H_{ст1} + H_{дин1} + H_{ст2} - \Delta H_{потерь} = 2H_{ст} + H_{дин} - \Delta H.$$

При этом ΔH есть потеря напора в линии между вентиляторами.

Если в первом приближении принять:

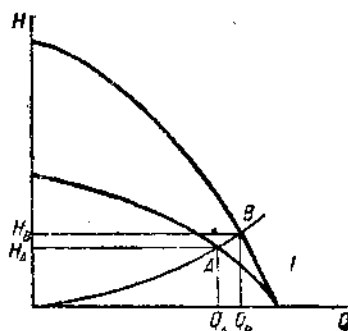
$$H_{дин} \approx \Delta H_{потерь},$$

то получим:

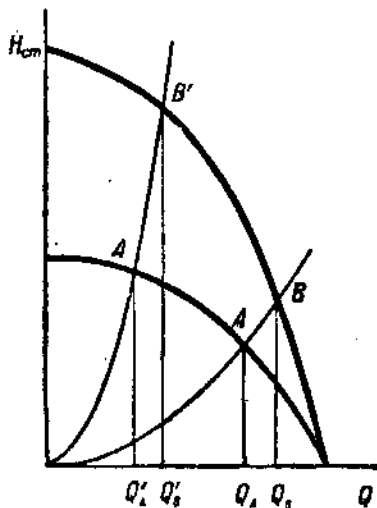
$$H_{ст1-2} = 2H_{ст}.$$



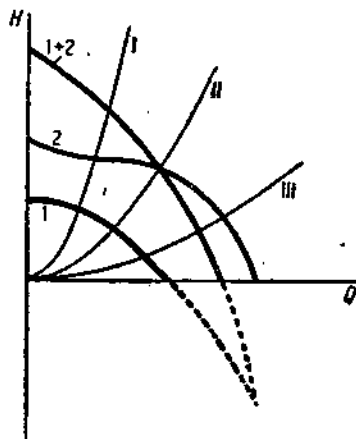
Фиг. 333. Последовательное соединение вентиляторов.



Фиг. 335. При незначительных сопротивлениях последовательная работа вентиляторов нецелесообразна.



Фиг. 334. При последовательной работе вентиляторов статические напоры складываются на каждой подаче.



Фиг. 336. Последовательное соединение двух различных вентиляторов.

¹ Дальнейшее рассуждение остается в силе также и в том случае, если второй вентилятор приключен последовательно за первым не непосредственно: так например, первый вентилятор может подавать воздух в какое-нибудь помещение (приток), а второй отсасывать воздух из помещения (вытяжка).

Таким образом характеристика $H_{\text{см}} = f(Q)$ для системы последовательно включенных вентиляторов получается путем сложения характеристик обоих вентиляторов.

Как видно из диаграммы, только если парабола сопротивлений AB круто пересекает более или менее плоскую часть кривой, то

$$H_B \approx 2H_A \text{ и } Q_B \approx 1,4Q_A.$$

При пологой кривой сопротивлений (фиг. 335) получим:

$$H_A \approx H_B \text{ и } Q_A \approx Q_B.$$

т. е. последовательное включение себя совершенно не оправдывает.

На практике встречаются еще случаи последовательного соединения различных вентиляторов (фиг. 336). При работе на систему сопротивлений I вентиляторы будут работать последовательно; при работе на систему II малый вентилятор будет напрасно расходовать мощность, не принося никакой пользы; при работе на сопротивления III гидравлические сопротивления в малом вентиляторе будут частично или полностью покрываться за счет работы большего вентилятора, так что расход и напор будут даже ниже, чем при работе одного большого вентилятора (Q_{1+2} вместо Q_2).

Аналогичная картина имеет место при работе вентилятора последовательно с естественной систе-

Фиг. 337. Последовательная работа вентиляторов с естественной тягой.

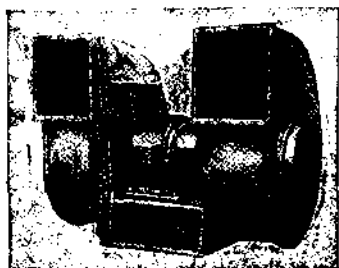
мой вентиляции¹, как это имеет, например, место при вентиляции шахт, при охлаждении автомобильных радиаторов и т. д.

И здесь, если расход воздуха, вызываемый естественной тягой, больше максимального расхода, даваемого вентилятором, то вентилятор представляет собой вредное излишнее сопротивление и должен быть немедленно остановлен и выключен (фиг. 337).

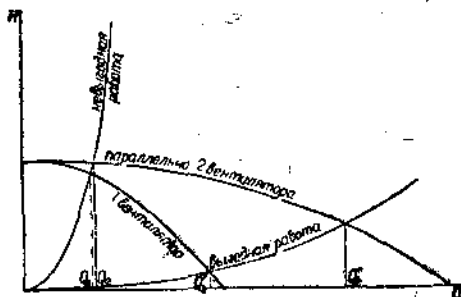
§ 2. Параллельная работа вентиляторов².

При параллельной работе двух вентиляторов на одну общую линию расходы их на каждом данном противодавлении складываются (фиг. 338, 339).

Если один из вентиляторов более высоконапорный, чем другой, и характеристика сети пересекает характеристику его при напоре выше, чем $H_{\text{макс}}$ меньшего



Фиг. 338. Установка двух одинаковых вентиляторов для параллельной работы.



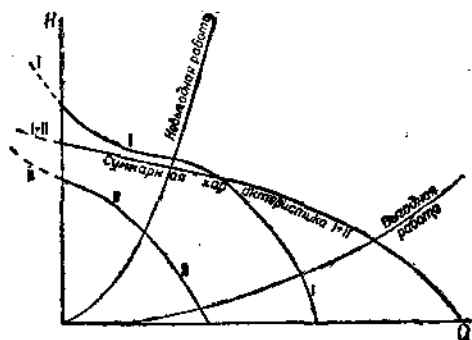
Фиг. 339. При параллельной работе вентиляторов подачи складываются при любом противодавлении.

¹ См. „Bull“, 128 Soc. Rateau, La ventilation générale des mines; „Bull. de la Soc de l'ind. minérale“, 1892; „Automobil. Ind.“, Nov. 23/29, „Belter Aut ventilation“.

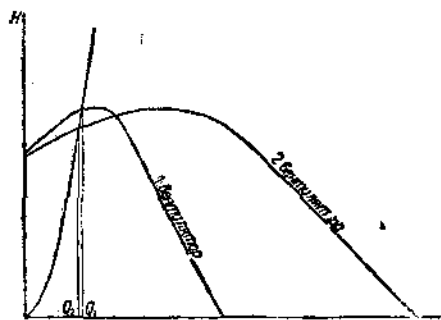
² Весьма подробное и интересное теоретическое и экспериментальное исследование проблемы параллельной работы вентиляторов проделано инж. В. Б. Уманским, Шахтстрой СССР.

вентилятора (фиг. 340), то очевидно, что воздух будет протекать через меньший вентилятор в линию всасывания. Иначе говоря, такая работа совершенно нецелесообразна.

Даже при двух одинаковых вентиляторах, работающих параллельно, можно ожидать значительного повышения расхода только в том случае, когда характеристика линии пересекает характеристику вентилятора там, где производная этой последней $\frac{dH}{dQ} < 0$ и достаточно велика по абсолютной величине. При $\frac{dH}{dQ} \approx -\infty$, $Q_2 \approx 2Q_1$; в горизонтальной области характеристики $Q_1 \approx Q_2$, т. е.



Фиг. 340. Параллельная работа неодинаковых вентиляторов.



Фиг. 341.

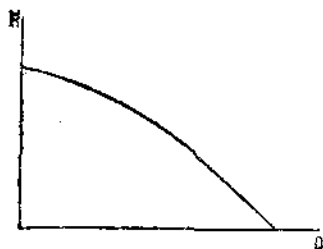
два вентилятора подадут столько же воздуха, сколько и один. Это же рассуждение справедливо и для двустороннего вентилятора с двухсторонним всасыванием, являющегося параллельным соединением двух вентиляторов.

При $\frac{dH}{dQ} > 0$ получим $Q_2 < Q_1$, т. е. два одинаковых параллельно включенных вентилятора подадут воздуха меньше, чем один (фиг. 341). В действительности явление будет происходить значительно сложнее: режим работы будет неустойчив, вентиляторы будут работать с ударами, и поэтому параллельная работа при $\frac{dH}{dQ} > 0$ недопустима.

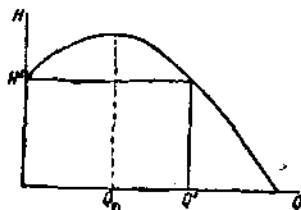
§ 3. Надувание баллонов (газгольдеров).

Для более ясного понимания последующего приведем чрезвычайно типичный случай — случай надувания баллонов вентиляторами, с характеристиками двух различных типов.

1. Характеристику, у которой во всех точках $\frac{dH}{dQ} < 0$; она типична для лопаток, загнутых назад, и плоских колес в плоских кожухах (фиг. 342).



Фиг. 342. Характеристика вентилятора без точки максимума („устойчивая“).



Фиг. 343. Характеристика вентилятора с точкой максимума („неустойчивая“).

2. Характеристику с возрастающим начальным участком $\frac{dH}{dQ} > 0$; типична для лопаток, загнутых вперед и конических колес в плоских кожухах (фиг. 343).

В первом случае при надувании баллона (или газгольдера), приключенного к вентилятору, давление в баллоне повышается от 0 до $H_{\text{макс}}$ с одновременным уменьшением подачи. Когда давление в баллоне поднимается до $H = H_{\text{макс}}$, расход станет равным нулю и вентилятор будет попросту поддерживать давление в баллоне.

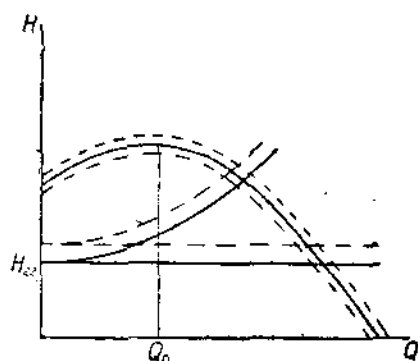
Значительно хуже будет работать вентилятор со второй характеристикой. Когда давление в баллоне поднимется до $H_{\text{макс}}$, подача $Q \neq 0$. При дальнейшей подаче воздуха в баллон давление в баллоне повысится сверх $H_{\text{макс}}$, развиваемого вентилятором. Подача немедленно прекратится, напор вентилятора упадет до H' , и воздух начнет через вентилятор уходить из баллона, пока давление в нем не дойдет до H' , соответствующего $Q = 0$. В этот момент вентилятор сразу начнет подавать воздух в количестве Q' , соответствующем H' . Давление в баллоне снова начнет повышаться, дойдет до $H = H_{\text{макс}}$ и т. д.

Таким образом во втором случае давление будет периодически подниматься от H' до $H_{\text{макс}}$ и снова падать. Вентилятор будет работать толчками, режим работы получается неустойчивый, с резкими толчками нагрузок.

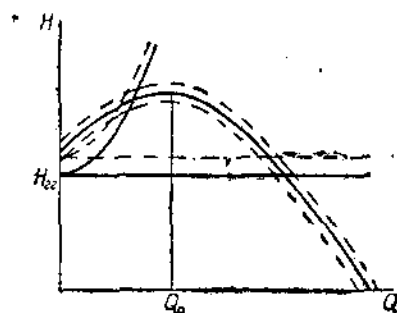
§ 4. Работа через газгольдер¹ (пумпаж).

Для такой работы типично наличие противодействия (или разрежения), зависящего не только от подачи воздуха вентилятором в данный момент. Так, например, при работе через газгольдер подача воздуха вентилятором может быть больше, чем отъем воздуха из газгольдера. При этом давление в газгольдере повышается. При обратном соотношении расходов давление в газгольдере понижается.

Работа через газгольдер соответствует совершенно устойчивому режиму при $\frac{dH}{dQ} < 0$. Уменьшение (увеличение) отъема воздуха из газгольдера соответствует повышению (понижению) давления в нем. При этом $H_{\text{г}}$ повышается (понижается),



Фиг. 344. Устойчивая работа через газгольдер в области характеристики вентилятора, где $\frac{dH}{dQ} < 0$.



Фиг. 345. Неустойчивая работа (пумпаж) в области характеристики вентилятора, где $\frac{dH}{dQ} > 0$.

подача воздуха вентилятором падает, и это продолжается до тех пор, пока подача воздуха вентилятором не сравняется с расходуемым объемом. Для вентиляторов с монотонно падающей характеристикой такое выравнивание будет иметь место при любых расходах от $Q = 0$ до $Q = Q_{\text{макс}}$.

Для вентиляторов, имеющих точку максимума на характеристике (фиг. 345), такая устойчивая, плавная работа возможна только, если расход воздуха из газгольдера меняется в пределах $Q_{\text{г}} = Q_{\text{макс}} \rightarrow Q_0$.

¹ Роль газгольдера может играть также и длинный емкий воздухопровод.

При $Q_{\text{н}} < Q_0$ процесс уменьшения подачи воздуха вентилятором и повышения давления в газгольдере прекращается. При $H = H_{\text{макс}}$ дальнейшая подача воздуха в газгольдер прекращается (так как при $Q = Q_0$ в газгольдере должно было бы происходить дальнейшее повышение давления, что невозможно), и напор, развиваемый вентилятором, сразу падает до H' , соответствующего $Q = 0$. Начинается утечка воздуха из газгольдера через вентилятор, сопровождаемая падением давления $H_{\text{н}}$. Когда $H_{\text{н}}$ упадет до $H_{\text{н}} = H'$, вентилятор мгновенно начнет подавать Q' воздуха, и весь процесс начнется сначала.

Предположим, что нам все же удалось каким-либо путем добиться работы вентилятора с подачей Q , соответствующей расходу воздуха из газгольдера $Q_{\text{н}} < Q_0$. Покажем, что это будет чрезвычайно неустойчивое состояние работы.

Действительно, при ничтожном увеличении $Q_{\text{н}}$ противодействие $H_{\text{н}}$ начнет падать; при этом будет происходить уменьшение подачи, покада вентилятор не перестанет вообще подавать воздух в газгольдер¹. При дальнейшем уменьшении давления вентилятор сразу начнет подавать большое количество воздуха, давление начнет возрастать и т. д.

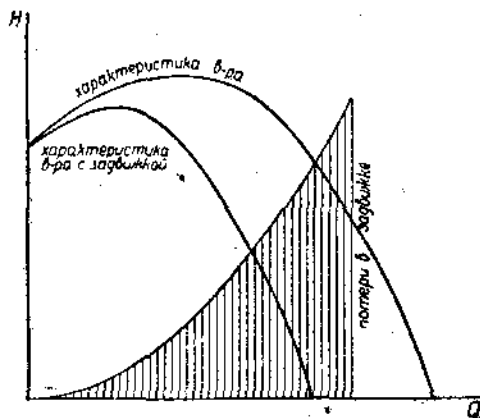
При ничтожном уменьшении $Q_{\text{н}}$ противодействие $H_{\text{н}}$ начнет возрастать, и подача будет увеличиваться, пока напор не поднимется до $H = H_0$. При этом расход упадет до $Q = 0$, воздух начнет вытекать через вентилятор наружу и т. д.

Такие же перебои в работе (так называемые „рип-реп“) появятся при малейших практически неизбежных колебаниях в числе оборотов. При уменьшении (увеличении) числа оборотов на Δn (фиг. 345) подача воздуха несколько увеличится (уменьшится), тогда как расход воздуха

из газгольдера будет тот же. Поскольку неустойчивая часть кривой не даст возможности снова притти в новое состояние равновесия, и в этом случае начнутся периодические резкие колебания расходов, напоров и мощностей.

Из всего вышесказанного ясно, что для подачи воздуха в газгольдер (резервуар, емкую сеть и т. д.), в котором поддерживается более или менее высокое давление, вентиляторы, имеющие неустойчивую область характеристики, мало пригодны.

Если все же приходится пользоваться такими вентиляторами в области неустойчивых подач Q , то приходится за счет значительного понижения к. п. д. вентилятора искусственно менять характеристику путем дросселирования воздуха задвижкой. Как видно из фиг. 346, характеристика вентилятора, прикрытого задвижкой, уже имеет очень малую неустойчивую область, да и то лежащую вне рабочего режима. Правда, при этом к. п. д. вентилятора значительно меньше, за счет потерь в задвижке: но даже такая неэкономичная работа значительно лучше, чем работа в неустойчивой области.



Фиг. 346.

ГЛАВА IV.

ШУМ ПРИ РАБОТЕ ВЕНТИЛЯТОРА.

§ 1. Общие соображения.

Никаких общих методов, гарантирующих бесшумную работу вентилятора, указать нельзя. Влияния акустики помещения, где работает вентилятор, влияние резонанса могут оказаться настолько сильными, что один и тот же вентилятор может

¹ В вентиляторах типа Сирокко кривая напора на характеристике имеет влево от максимума еще и минимум. Очевидно, что влево от минимума снова будет область устойчивая. Эта область отличается очень низкими к. п. д.

Кроме этих положений для бесшумной работы вентилятора следует:

1. Тщательно отбалансировать рабочее колесо и статически и динамически.
2. Возможно более ошесточить переднюю и заднюю боковины вентилятора во избежание вибраций. Затем следует обратить внимание на жесткость связи вентилятора с опорными лапами.
3. Устранить самые незначительные перекосы муфты при непосредственном соединении с мотором.
4. Между вентилятором и полом здания (фундаментом) рекомендуется проложить изоляционную прокладку (пробка, войлок, асбест).
5. Между вентилятором и воздухопроводной линией следует вставлять мягкий (холщевый, резиновый и т. д.) участок во избежание передачи вибраций в линию.
6. Все колена, тройники и т. д. следует выполнять с радиусом закруглений

$$R \approx 1,5 \div 2D.$$

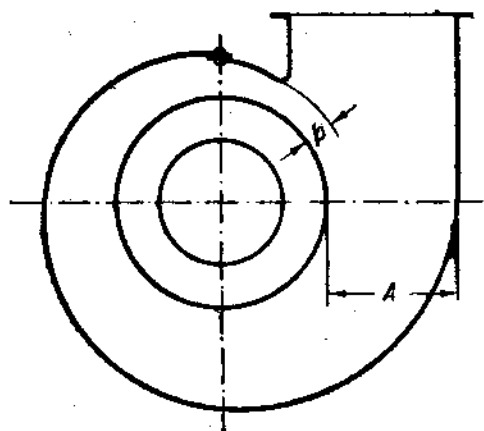
7. Шум, связанный со значительными скоростями в задвижках, хорошо передается по всасывающей и особенно по нагнетательной линии. Поэтому, если за вентилятором, перед нагнетательной линией, требуется дросселировать воздух, то для бесшумной работы лучше поставить 2—3 задвижки с интервалами в 2—3 D , регулируя расход воздуха всеми задвижками одновременно.

Особенно сильно шумят центробежные вентиляторы на экстремальных режимах — при $Q = 0$ и при $H_{\text{см}} = 0$. В последнем случае, при наибольшем расходе, шум вызывается большими скоростями протекания воздуха, причем поскольку скорости истечения в этом случае близки к окружным скоростям рабочего колеса, определяемыми условиями напора, бороться с этим шумом невозможно.

В некоторых случаях, однако, этот шум бывает еще усилен неправильным присоединением вентилятора к линии. Дело в том, что если выходное отверстие частично открывает рабочее колесо (как это имеет место в вентиляторах Сирокко), то скорости воздуха с наружной стороны кожуха меньше, чем с внутренней. Это вредно для всех режимов, кроме очень малых расходов: при значительных расходах поток может загнуться внутрь, в сторону рабочего колеса, на 25—30%. Поэтому, если приключить к вентилятору линию так, как указано на фиг. 314, то скорости выравниваются, а если приключить так, как указано на фиг. 312, то у наружной стенки струя отрывается, и местные скорости в конечном сечении диффузора могут оказаться еще больше, чем в сечении, непосредственно присоединенном к вентилятору.

§ 2. Влияние „языка“ на шум вентилятора.

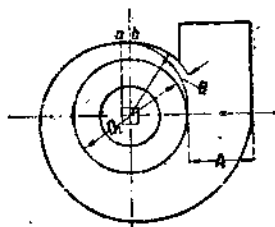
Опыт показывает, что при слишком малой ширине зазора у языка возникает при малых расходах сильный шум; во избежание его ширину зазора следует делать побольше (фиг. 349).



Фиг. 349.

Согласно общему указанию о проектировании спирального кожуха, язык должен лежать в пределах угла $\varphi = 45 \div 90^\circ$.

Во избежание шума при работе вентиляторов рекомендуется иметь отношение



Фиг. 350. Построение „языка“ концентрично с рабочим колесом.

$\frac{b}{D_2}$ тем большим, чем меньше отношение $\varphi_A = \frac{c_A}{u_2}$, где c_A — скорость в сечении АА. Объясняется это тем, что чем меньше φ_A , тем больший объем воздуха рециркулирует вокруг колеса, тем больший объем протекает через сечение b и тем больше, следовательно, скорости в этом сечении.

Опыт показывает, что требуемое для достижения практически бесшумной работы зазора b отношение

$$\frac{b}{D_2} = \frac{k}{\varphi_A},$$

где

$$k \approx 0,1.$$

Величина φ_A лежит обычно в пределах $\varphi_A = 0,6 \div 1,0$, откуда величина

$$\frac{b}{D_2} = 10 - 15\%.$$

Иногда по конструктивным соображениям неудобно делать $\frac{b}{D_2}$ таким большим, как это получается из расчета. Тогда начальный участок кожуха проводят не по логарифмической спирали, а просто ведут дугой окружности, концентричной с рабочим колесом: переход к спирали ab может быть сделан по прямой (фиг. 350).

ИСПЫТАНИЕ ВЕНТИЛЯТОРОВ.

ГЛАВА I.

ИСПЫТАНИЯ.

§ 1. Общие соображения

Цель испытания вентиляторов—построить опытным путем характеристику его. Как уже говорилось в главе о характеристиках вентилятора, полная характеристика заключает в себе ряд кривых, часть из которых, а именно: 1) полезный статический напор $H_{ст} = f_1(Q)$, 2) потребляемая мощность $N = f_2(Q)$ получают опытным путем; остальные кривые, т. е. 3) полный напор $H = f_3(Q)$, 4) статический к. п. д. $\eta_{ст} = f_4(Q)$, и 5) полный к. п. д. $\eta = f_5(Q)$ получают из первых двух расчетным путем.

Таким образом замерять приходится:

1. Расход воздуха через вентилятор Q .
2. Статическое давление $H_{ст}$.
3. Расходуемую мощность N .
4. Число оборотов n .

Испытание вентиляторов производится либо на всасывание, либо на нагнетание.

Кроме того, испытания могут производиться либо с трубой, либо в камере. Очевидно, что полученная характеристика зависит от метода испытания только постольку, поскольку при работе на всасывание и на нагнетание несколько различаются плотности всасываемого воздуха. Будучи приведены к одной и той же плотности, все испытания должны дать одинаковые характеристики.

Примечание: Для того чтобы различные испытания вентилятора дали одинаковый результат, весьма существенно, чтобы условия входа и выхода воздуха были одинаковы. Так, например, испытание центробежного вентилятора на всасывание без нагнетательного патрубка и на нагнетание с нагнетательным патрубком могут дать различный эффект. Объясняется это выравниванием скоростного поля в нагнетательной трубе. При этом, даже если сечение нагнетательного патрубка то же, что и выходное сечение вентилятора, все же происходит некоторое освобождение динамического напора, сопровождающееся повышением статического напора вентилятора.

Точно так же при испытании на всасывание воздух входит в вентилятор обычно всем сечением всасывающего патрубка. При испытании на нагнетание без всасывающего патрубка может иметь место поджатие струи на входе, что меняет условия входа и соответственно влияет на характеристику вентилятора.

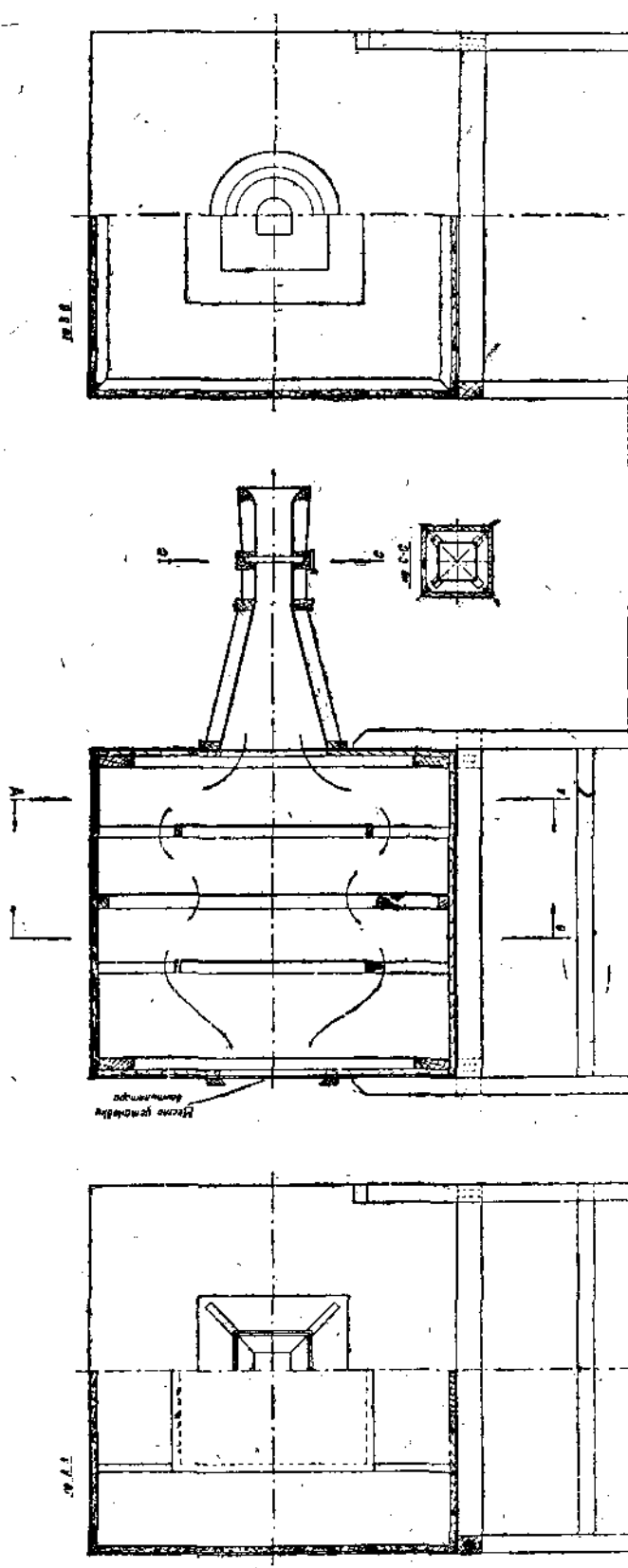
Если характеристики вентилятора (одного и того же) получаются различными, будучи сняты в различных условиях, то обычно все расхождения определяются именно различными условиями входа воздуха в вентилятор и выхода из него при испытаниях.

Начнем с рассмотрения наиболее совершенного метода испытания—испытание на всасывание с камерой; остальные 3 варианта рассмотрим ниже.

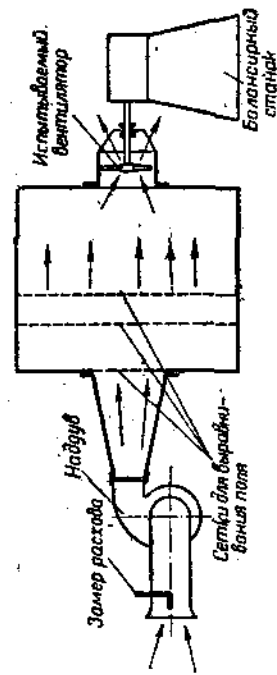
Основное достоинство испытания на всасывание то, что к измерительным приборам подходит незавихренный поток воздуха, благодаря чему увеличивается точность показаний.

Испытания в камере на всасывание.

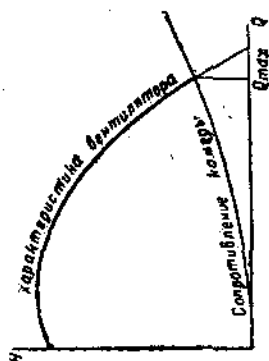
Испытание с камерой, фиг. 351, в которой скорости воздуха достаточно малы, чтобы ими можно было пренебречь, позволяют считать (см. главу о работе вентиляторов), что замеренное в точке 3 статическое разрежение равняется полезному статическому напору вентилятора, что весьма удобно. Кроме того, как мы уже указывали, при малых расходах происходит закручивание воздуха перед вентилятором.



Фиг. 351. Нормальная камера для испытаний вентиляторов на всасывание.



Фиг. 353. Камера с наддувом для испытания вентиляторов.



Фиг. 352.

При наличии камеры это закручивание быстро затухает, так что у точки замера у стенки скорости всегда малы. Общий вид камеры показан на фиг. 351.

Недостаток камеры заключается в том, что во избежание прямой струи („Freistrah“¹), при которой скорости в камере велики, приходится вводить в камеру выравнивающие сопротивления, благодаря которым при больших расходах сопротивление самой камеры начинает играть значительную роль. Поэтому при испытании в камере невозможно довести характеристику до $H_{cm} = 0$ (фиг. 352).

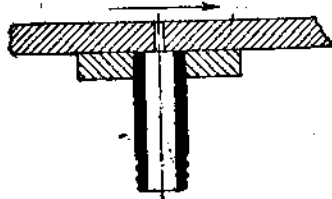
При испытании осевых вентиляторов, у которых режим нулевых сопротивлений (так называемый свободный выход) играет значительную роль, приходится пользоваться камерой с так называемым наддувом. Принцип устройства этих камер заключается в том, что сопротивления камеры покрываются центробежным вентилятором, а испытуемый вентилятор работает только на создание части всего сопротивления (фиг. 353).

При этом скорости в камере можно выравнивать сеткой переменной частоты по сечению, так как сопротивление ее не играет роли и покрывается вспомогательным вентилятором. Регулируя число оборотов этого последнего или высоту поднятия дросселя, можно создать в камере любое разрежение в пределах, конечно, данного испытуемого вентилятора. Часто при работе без сопротивлений в стенке камеры устанавливается анемометр, соединяющий камеру с атмосферой. При разрежении в камере, равном нулю, он должен быть неподвижен или колебаться вблизи нуля. Иногда такого равновесия трудно добиться; тогда устанавливают в камере по манометру $H_{cm} \approx 0$ и затем к замеренному во всасывающем отверстии вспомогательного вентилятора расходу прибавляют расход через анемометр, составляющий обычно весьма незначительную часть (доли 1%) общего расхода.

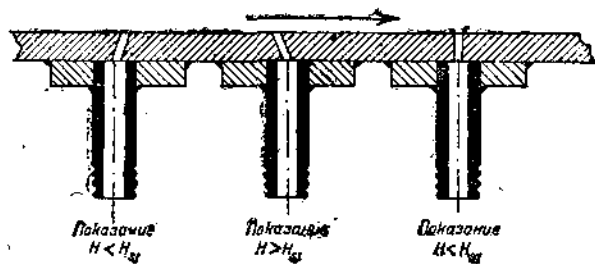
Для точного регулирования разрежения в камере с наддувом рекомендуется установить на нагнетательном штуцере вспомогательного вентилятора непрерывно действующий дроссель — диафрагму типа „Ирис“, применяемого в фотоаппаратах¹.

§ 2. Измерения.

Полезный статический напор. Статическое разрежение в камере, равное в данном случае полезному статическому напору, целесообразнее всего измерять при помощи маленького ($D = 0,5 \div 1$ мм) отверстия в одной из боковых стен камеры, вблизи передней стенки (той, к которой присоединен вентилятор).



Фиг. 354. Штуцер для замера статического давления.



Фиг. 355.

При этом чрезвычайно существенно, чтобы:

1. Стенка камеры внутри была зачищена вплоть вблизи отверстия.
2. Отверстие просверлено строго перпендикулярно к стенке.

Невыполнение этих условий может привести к ошибкам в определении статического разрежения. Правда, при малых скоростях в камере ошибки эти не могут быть значительны, ибо они пропорциональны квадрату скоростей протекающего воздуха. На фиг. 354 показано правильное отверстие, на фиг. 355 неправильное.

¹ В камере с наддувом ЦАГИ движение задвижки регулируется вдобавок регулятором давления типа Askaniа. — См. регулирование турбовоздуховодов.

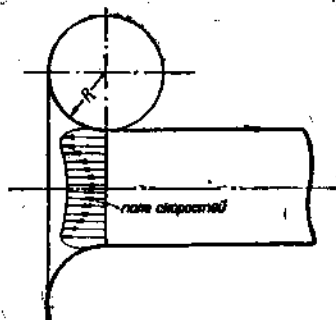
Коэффициент поля. При испытании вентиляторов скорость замеряется только в одной точке поля скоростей за коллектором, обычно по оси трубы. Поскольку, однако, скорости по сечению непостоянны, на показание измерителя скорости приходится вводить поправку, так называемый „коэффициент поля“:

$$k_n = \frac{(c_n)_{\text{ср}}}{(c_n)_{\text{изм}}}.$$

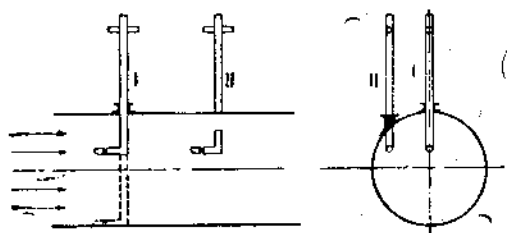
Величина этого коэффициента при измерении скорости за коллектором лежит обычно в пределах

$$k_n = 0,96 \div 0,98.$$

Наибольшая равномерность поля получается, если коллектор построен по форме так называемой „лемнискаты“ (построение — см. Hütte), так как в этом случае изменение радиуса кривизны коллектора и переход к цилиндрической части с прямой образующей получается весьма плавным (фиг. 357).



Фиг. 358. Коллектор, построенный по дуге круга.



Фиг. 359. Прохождение поля скоростей.

Можно делать коллектор просто по дуге круга постоянного радиуса.

При этом, однако, движение воздуха, приближающееся в коллекторе к потенциальному круговому потоку без наличия циркуляции, следует закону $r \cdot c = \text{const}$, скорости у стенки получаются больше, чем в середине, с чем связано разрежение за коллектором $> \rho \frac{c^2}{2}$ и несколько большие потери в коллекторе, чем в первом случае (фиг. 358).

Опытное определение коэффициента поля. Измерив при помощи трубки Пито или электроанемометра распределение скоростей c на различных радиусах, нужно построить диаграмму $c = f(R)$. Подчеркнем, что размеры измерителя скорости должны быть весьма малы по сравнению с сечением трубы, иначе под влиянием самого прибора поле может сильно исказиться. Это обстоятельство всегда следует иметь в виду при изучении поля скоростей. Поскольку входное сечение всегда делается круглым и условия входа более или менее симметричными, распределение скоростей по всем радиусам можно считать следующим одному и тому же закону. Для проверки рекомендуется пройти поле скоростей по двум взаимно перпендикулярным диаметрам и затем для дальнейших построений пользоваться средней полученной кривой (обычно обе кривые совпадают).

Поскольку во время опыта значения скоростей могут меняться по целому ряду причин (изменение числа оборотов вентилятора, случайные сопротивления и т. д.), отсчеты скоростей на различных радиусах следует брать при одних и тех же показаниях контрольного прибора (II), стоящего где-либо за измерительным прибором (I) и не в тени¹ его (фиг. 359).

В качестве контрольного прибора может служить дырочка в стенке, при помощи которой определяется статическое разрежение.

¹ Говорят, что одно тело находится в аэродинамической тени другого, если цилиндр, направляющие которого параллельны линиям тока, а образующей служит первое тело, пересекает второе тело.

Если во время отсчета показание контрольного прибора (скорость c_k или разрежение h_k) отклонилась от среднего значения, то полученная в точке замера скорость пересчитывается по формулам:

$$\frac{c_{ист}}{c_{зам}} = \frac{c_{к. ср}}{c_{к. зам}} = \sqrt{\frac{h_{к. ср}}{h_{зам. ср}}}$$

Имея кривую $c = f(r)$, мы должны определить $c_{ср}$. Очевидно, что

$$c_{ср} = \frac{Q}{F} = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^{R_0} 2\pi R dR c = \frac{2}{R_0^2} \int_0^R (cR) dR,$$

где Q — секундный расход воздуха.

Строим на диаграмме $c = f(R)$ вспомогательную кривую (фиг. 360)

$$cR = f(R).$$

Очевидно, что площадь (заштрихованная), ограниченная кривой ur (от 0 до R_0) и определяемая в каждом случае планиметром или каким-либо приближенным способом:

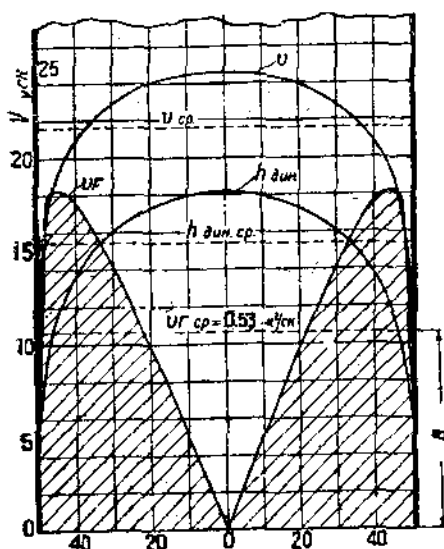
$$F = \int_0^{R_0} cR dR.$$

Средняя высота этой площади:

$$B = \frac{F}{R} = \frac{1}{R_0} \int_0^{R_0} cR dR.$$

Очевидно, что средняя высота B , деленная на $\frac{R_0}{2}$, даст:

$$\frac{B}{R_0 : 2} = \frac{2B}{R_0} = \frac{2}{R_0^2} \int_0^{R_0} cR dR = c_{ср}.$$



Фиг. 360. Определение средней скорости графическим путем (по Грамбергу).

Приборы для замера скоростей. Основной величиной, характеризующей любой прибор для замера скоростей путем замера давлений в поле, является так называемое „измерительное качество k_m “².

$$k_m = \frac{h_{приб}}{c^2 \cdot \frac{1}{2}},$$

где $h_{приб}$ — показание приключенного к прибору манометра в миллиметрах вод. ст. и c — скорость в точке замера.

¹ Вообще говоря, достаточно для построения одна половина кривой от 0 до R_0 , поскольку поле предполагается симметричным относительно оси.

² Коэффициент k_m применяется в ЦАГИ. В Германии более принят коэффициент

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{k_m}},$$

так что:

$$c = \alpha \sqrt{\frac{2gH}{\gamma}}.$$



Фиг. 361. Микроманометр Фусса.

При скоростях ≥ 4 м/сек скоростной напор $\rho \frac{c^2}{2} \approx 1$ мм вод. ст.
 При наклоне микроманометра (фиг. 361 и 362):

$$i = 0,125 = \frac{H}{l},$$

где H — вертикальная высота столба жидкости;
 l — длина подъема жидкости по трубке манометра;
 h — вертикальная высота столба жидкости;
 l — длина подъема жидкости по трубке манометра.

При удельном весе спирта $\gamma_{сп} = 0,8$ получим на манометре отсчет:

$$H = \frac{h}{\gamma_{сп}} = \frac{0,25}{0,125 \cdot 0,8} = 10 \text{ мм.}$$

Очевидно, что брать отсчеты < 10 мм уже неудобно. Уменьшение наклона манометра i ниже 0,125 приводит к большой неточности эксперимента.

Действительно:

$$i = \frac{h}{l} = \sin \alpha.$$

При $\sin \alpha = 0,125$ получим:

$$\alpha = 7^\circ 10'.$$

При ошибке в установке манометра в $\pm 10'$ мы получаем уже:

$$\sin \alpha = i = 0,122 \div 0,128,$$

т. е. неточность установки в $10'$ — а она всегда возможна — изменяет показания на $\pm 3\%$.

Если мы захотим еще уменьшить угол установки до, скажем, $i = 0,06$, то

$$\sin \alpha = 0,06, \text{ т. е. } \alpha = 3^\circ 26',$$

и теперь уже, при неточности в $10'$, получим:

$$\sin \alpha = 0,057 \div 0,063,$$

т. е. из-за неточности установки в $10'$ показание изменится на $\pm 6\%$.



Фиг. 362. Микроманометр ЦАГИ (конструкция А. Бычкова).

Отсюда ясно, что приборы с качеством ≈ 1 можно применять только при скоростях $\geq 4-5$ м/сек.

Таких приборов рассмотрим два:

Отверстие в стенке цилиндрического участка (горловины) ва коллектором.

Если сделать в стенке цилиндрического участка отверстие по образцу фиг. 354, то манометр, приключенный к нему, укажет статическое разрежение в месте замера. Подчеркнем еще раз, что отверстие должно быть просверлено строго нормально к стенке и весьма тщательно зачищено, иначе показания могут получиться сильно искаженными (ошибка до 100% $H_{\text{дин}}$). Перед каждым опытом следует проверять наощупь отверстие, причем оно не должно чувствоваться рукой.

Примечание 8. Расстояние от начала цилиндрической части до места замера должно быть не менее $5,5 D$. Если просверлить отверстие для замера непосредственно за коллектором, то за счет местного поджатия струи можем получить заметно преувеличенное показание.

Как мы указывали в главе о работе вентиляторов, статическое разрежение в любой точке линии всасывания:

$$H_{\text{ст}} = \rho \frac{c_{\text{ст}}^2}{2} + \Delta H_{\text{ст}} = \rho \frac{c_{\text{ст}}^2}{2} + \xi \cdot \rho \frac{c_{\text{ст}}^2}{2} = (1 + \xi) \frac{c_{\text{ст}}^2}{2}.$$

Таким образом „измерительное качество“ статического отверстия:

$$k_{\text{ст}} = (1 + \xi).$$

Обычно величина $k_{\text{ст}}$ за коллектором лежит в пределах:

$$k_{\text{ст}} = 1,02 \div 1,04.$$

Поэтому, имея показание манометра, приключенного к „статическому отверстию“, равному H мм вод. ст., получим:

$$c = \sqrt{\frac{2H}{\rho(1 + \xi)}}.$$

Коэффициент поля в этом случае можно считать равным единице.

Трубка Пито. Имеется целый ряд трубок (Пито-Браббе, Пито-Фусс, Пито-Прандтль и т. д.).

Мы рассмотрим наиболее употребительный из различных типов — трубку Пито-Прандтль (фиг. 363—365) с шаровым носиком; остальные типы принципиально ничем от этих трубок не отличаются кроме малосущественных конструктивных изменений (как, например, фиг. 366).

Пито-Прандтль. Если поставить трубку носиком к потоку, то перед трубкой образуется „мертвая зона“ (Staupunkt) со скоростью, равной нулю. Поскольку полный запас энергии в набегающих струйках

$$H = H_{\text{ст}} + \rho \frac{c^2}{2},$$

очевидно, что статическое давление перед носиком, а следовательно, давление во всей средней линии (фиг. 363) будет равняться:

$$H_{\text{ст1}} = H - \rho \frac{c^2}{2} = H,$$

где H — полный напор потока.

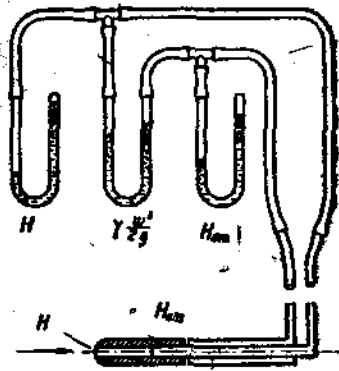
¹ Строго говоря, благодаря неравномерности скоростного поля даже при отсутствии потерь и в установившемся потоке $H_{\text{ст}} = k\rho \frac{c_{\text{ст}}^2}{2}$, где $k > 1$ (Классен, Движение реальной жидкости). Величину $(k-1) \frac{c_{\text{ст}}^2}{2}$ мы будем и здесь и в дальнейшем считать потерей, как оно в конечном итоге и есть.

Статическое давление в потоке воздуха, протекающего мимо трубки, измеряемое боковой кольцевой щелью (при отсутствии потерь):

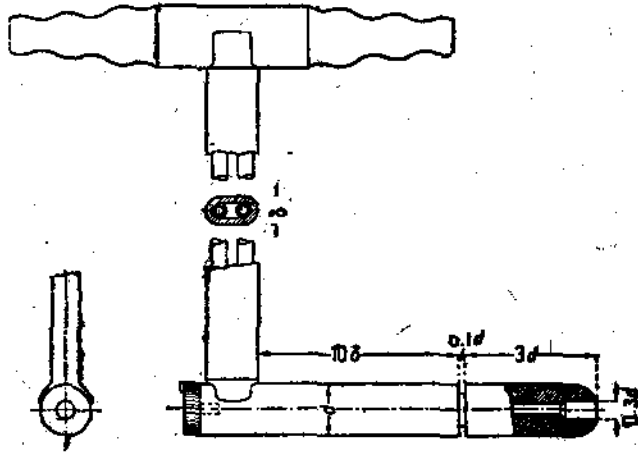
$$H_{ст2} = H - \rho \frac{c^2}{2}.$$

Поэтому дифференциальное показание манометра, приключенного одной стороной к $H_{ст1} = H$ и другой стороной к $H_{ст2} = H - \rho \frac{c^2}{2}$, будет равняться при отсутствии потерь

$$\Delta H = H_{ст1} - H_{ст2} = H - \left(H - \rho \frac{c^2}{2} \right) = \rho \frac{c^2}{2}.$$



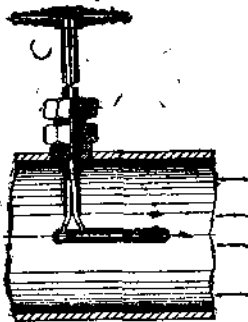
Фиг. 363. Работа трубки Пито.



Фиг. 364. Трубка Пито-Прандтля.

Таким образом „измерительное качество“ идеальной трубки Пито равно единице. При образовании мертвой зоны перед носиком трубки Пито получаются, однако, некоторые потери на вихреобразование, благодаря чему

$$H_{ст1} = H - \Delta H = H - \xi_1 \frac{c^2}{2} \rho.$$



Фиг. 365. Введение трубки Пито в воздухопровод.



Фиг. 366.

С другой стороны, имеющаяся иногда неточность в установке и зачистке статической щели может несколько изменить показание $H_{ст2}$ ¹. Поэтому в действительности:

$$\Delta H = k_m \rho \frac{c^2}{2},$$

где k_m , определяемое тарировкой в специальных аэродинамических трубках или на так называемых „ротативных машинах“², обычно лежит в пределах:

$$k_m = 0,98 \div 1,02.$$

k_m доходит до значений > 1 за счет преувеличенных значений $H_{ст2}$.

¹ Отклонение k_m от 1 для трубок Пито обычно вызывается неверным замером именно статического давления, т. е. ξ очень близко к 0.

² В. Н. Юрьев и Н. П. Лесникова, Экспериментальные исследования, „Труды ЦАГИ“.

Большим достоинством трубок типа Пито-Прандтль является ее малая чувствительность к углам установки φ .

Специальные опыты по изучению влияния угла установки φ на показания трубок типа Пито-Прандтль, поставленные автором в ЦАГИ в 1928 г., показали, что в пределах углов $\varphi = 0 \div 90^\circ$ показания дифференциального манометра, приключенного к трубке Пито-Прандтль, следуют следующему закону:

$$\Delta H_\varphi = \Delta H_0 (1 - 2 \sin^2 \varphi) = k_\varphi \Delta H_0,$$

где ΔH_φ — показание, соответствующее углу установки φ° (прямо против потока),
 ΔH_0 — показание, соответствующее углу установки 0° .

В пределах $\varphi = 0 \div \pm 10^\circ$ величину коэффициента k_φ можно принять равной единице. (При $\varphi = 10^\circ$, $k_\varphi = 0,998$).

Даже при $\varphi = 15^\circ$ ошибка равна 1,0%. И экспериментальная и математическая обработки этого исследования показали, что величина коэффициента φ сильно зависит от формы и относительных размеров трубки¹, так что пользоваться указанной формулой для прочих трубок нельзя.

Получив во время опыта показание трубки Пито, установленной по оси трубы, мы вычисляем затем среднюю скорость воздуха в цилиндрическом сечении за коллектором:

$$c_{cp} = k_{полл} \sqrt{\frac{2H}{k_m \cdot \rho}}.$$

Приборы с качеством больше единицы. Из таких приборов рассмотрим сначала трубку Вентури (фиг. 367).

В этом приборе скорость в горле трубки получается значительно большей, чем скорость c набегающего потока, а давление соответственно ниже. Если написать уравнение Бернулли между сечениями до трубки и горлом, то получим (пренебрегая потерями в коллекторе):

$$h + \rho \frac{c^2}{2} = h_0 + \rho \frac{c_0^2}{2};$$

$$h_0 = h - \rho \frac{c_0^2 - c^2}{2}.$$

Фиг. 367. Трубка Вентури для замера скоростей воздуха.

Показание приключенного дифференциального манометра:

$$\Delta H = h - h_0 = \rho \frac{c_0^2 - c^2}{2} = \rho \frac{c^2}{2} \left(\frac{c_0^2}{c^2} - 1 \right).$$

Если $c_0 = kc$, то измерительное качество трубки Вентури получается равным:

$$k_m = k^2 - 1.$$

Скорость в выходном сечении трубки Вентури всегда получается меньшей, чем c — скорость набегающего воздушного потока; поэтому рассчитывать трубку Вентури по соотношению сечений горла и выхода нельзя. В хорошо выполненных трубках с незначительными ($8-10^\circ$) углами раскрытия диффузора удается добиться измерительного качества:

$$k_m = \frac{\Delta h}{\rho \frac{c^2}{2}} = 4 \div 6.$$

¹ См. также O w e r, The measurement of air flow.

Поэтому при помощи таких трубок Вентури можно замерять скорости порядка 1 м/сек.

Очевидно, что в этом случае

$$c_{cp} = k_{поля} \sqrt{\frac{2\Delta H}{\rho \cdot k_m}}$$

Электроанемометры. Скорости ниже 5 м/сек и до $1/2$ м/сек могут быть измерены при помощи так называемых электроанемометров. Известно, что сопротивление накаливаемой платиновой проволоочки меняется с температурой. Поэтому, если пустить через нее ток постоянного напряжения и поместить ее в поток, в котором с изменением скорости интенсивность охлаждения будет меняться, следовательно, температура также будет меняться, то будет меняться также и сила тока. Поэтому в этом случае показание амперметра будет давать в некотором масштабе скорость.

Бывают электроанемометры, построенные на несколько ином принципе. В них сила тока, идущего через проволоочки, остается постоянной за счет переменного вольтажа. В этом случае показания вольтметра дают скорость потока.

Анемометры. Анемометры представляют собой звездочку несимметрично посаженных на оси легких крылышек или чашек, приходящую во вращение при протекании воздуха (фиг. 368 и 369). Вращение звездочки передается на ось, соединенную зубчатками со шкалой. Быстрота вращения анемометра прямо пропорциональна скорости набегающего воздуха, а число оборотов пропорционально, следовательно, произведению $c \cdot t$, где t — время замера. Шкала анемометра дает непосредственно произведение $c \cdot t$ в метрах, а скорость получается делением числа метров на время замера.

В некоторых анемометрах (Fuess, фиг. 370) предусмотрен завод, включающий зубчатку через 1 мин. после начала замера на 10 сек. В этих анемометрах показание прямо дает скорость в м/сек.

При каждом анемометре должна иметься таблица поправок, которые при низких значениях скоростей могут оказаться весьма существенными и доходят до 30—40%.

При испытании вентиляторов на всасывание пользоваться анемометрами не рекомендуется. Введение анемометра в цилиндрический участок за коллектором представляет собой значительное неудобство, и, кроме того, сам анемометр значительно искажает скоростное поле, загромождает его (фиг. 371). Иначе обстоит дело при испытании на нагнетание (фиг. 372). Там воздух выходит из трубы более или менее цилиндрической колонной, и вблизи трубы можно удобно пройти анемометром поле. При этом, если более или менее равномерно водить анемометром по поперечному сечению потока, то полученный отсчет дает с практической достаточной точностью среднюю скорость (после введения тарировочных поправок).

Замер скоростей при помощи сопел и шайб. При испытании вентилятора приходится дросселировать поток, создавая перед вентилятором разрежение. Если дросселирование производить при помощи так называемых сопел или шайб, то скорость протекания воздуха по всасывающей трубе может быть определена путем непосредственного замера разности давлений с двух сторон дросселя.

Измерительные сопла. Если ввести во всасывающую трубу сопло (фиг. 373), то очевидно, что между давлениями в сечениях до сопла и после сопла существует соотношение:

$$h + \rho \frac{c^2}{2} = h_0 + \rho \frac{c_0^2}{2} + \xi \rho \frac{c_0^2}{2},$$

где ξ — коэффициент потерь на трение и пр., определяемый из опыта.

Отсюда следует, что показание дифференциального манометра, приключенного к дырочкам для замера статических давлений с двух сторон сопла, равняется (фиг. 374):

$$\Delta h = h - h_0 = \rho \frac{c_0^2 - c^2}{2} + \xi \rho \frac{c_0^2}{2}.$$

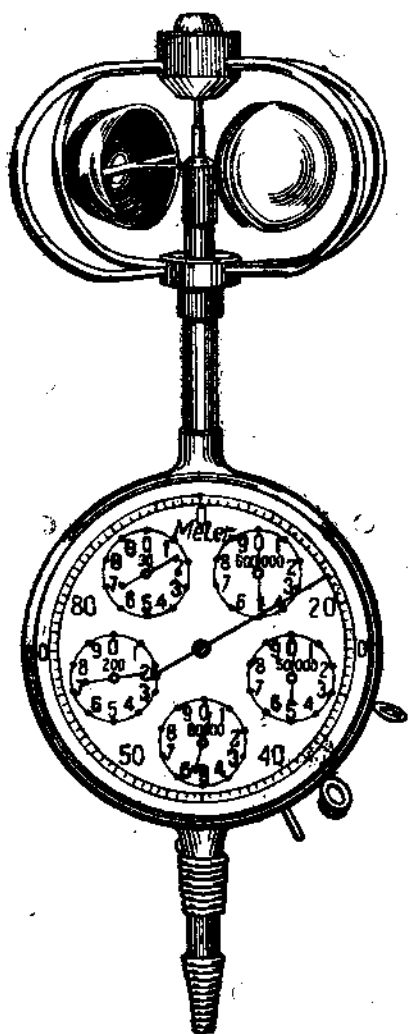
Если обозначить отношение сечений $\frac{F_0}{F} = m = \frac{D_0^2}{D^2}$, то $\frac{c}{c_0} = m$ и, следовательно, $c = mc_0$.

Подставляя, получим:

$$\Delta h = \varrho \frac{c_0^2}{2} (1 - m^2 + \xi)$$

и, следовательно:

$$c_0 = a \sqrt{\frac{2\Delta h}{\varrho}} = \frac{1}{\sqrt{1 - m^2 + \xi}} \sqrt{\frac{2\Delta h}{\varrho}}^1.$$



Фиг. 369. Чашечный анемометр.



Фиг. 368. Крыльчатый анемометр.



Фиг. 370. Крыльчатый анемометр с заводом.

Опыты Jakob'a и Erk'a в 1923 г. показали, что для нормального сопла (фиг. 373) с $m = \left(\frac{2}{5}\right)^2 = 0,16$ коэффициент $\alpha = 0,96$. Это позволяет опреде-

¹ В немец. „Regeln für Leistungsversuche an Kompressoren und Ventilatoren“. Рекомендуется следующая формула для определения значения коэффициента α :

$$\alpha = \frac{0,948}{\sqrt{1 - m^2}}.$$

При $m \leq 0,5$ обе формулы дают весьма близкие значения для α .

лечь порядок коэффициента ξ с достаточной для практики точностью из равенства:

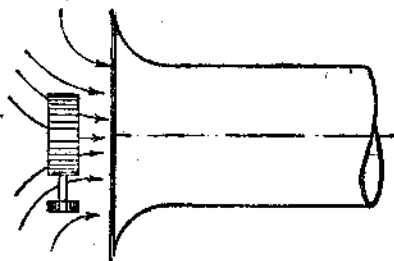
$$\frac{1}{\sqrt{1 - 0,0256 + \xi}} = 0,96 \quad (\text{т. е. } k_m = \sqrt{\frac{1}{\alpha}} = 1,02);$$

$$\xi = 1,08 + 0,0256 - 1 \approx 0,106.$$

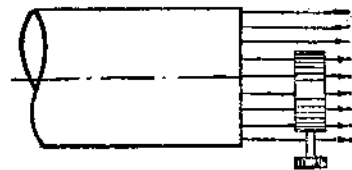
По выходе из сопла струя воздуха теряет на удар (по закону Борда) напор (фиг. 374, 375):

$$h - h_1 = \rho \frac{(c_0 - c)^2}{2},$$

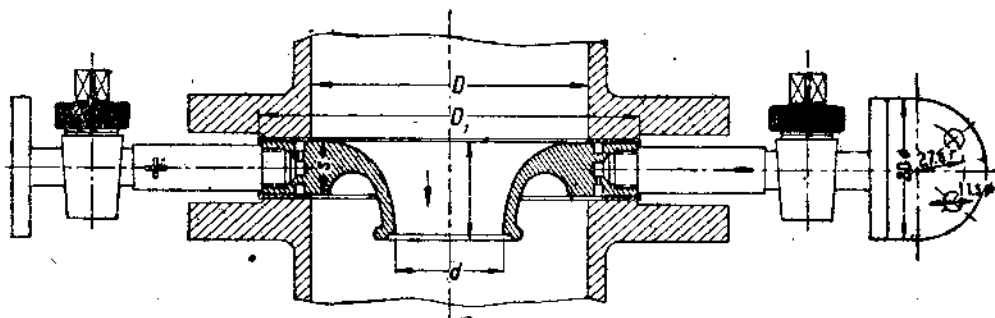
причем эта потеря напора $\xi' \rho \frac{c^2}{2} < \Delta h$ и соответствует работе сопла в качестве дросселя.



Фиг. 371. При испытании на всасывание показаниям анемометра, стоящего у всасывающей воронки, доверять нельзя.



Фиг. 372. Показания анемометра, стоящего непосредственно за нагнетательным патрубком, позволяют определить величину подачи.



Фиг. 376. Нормальное измерительное сопло VDI.

Пример. Подсчитать показание нормального сопла ($m = 0,16$) и его дросселирующий эффект при скорости c перед соплом:

$$c = \frac{Q_{сек}}{F} = 4 \text{ м/сек};$$

$$c_0 = 4 : m = 25 \text{ м/сек} = \alpha \sqrt{\frac{2\Delta h}{\rho}} = 0,96 \sqrt{\frac{2\Delta h}{\rho}}.$$

$\rho = 0,122$ (при нормальных условиях), и, следовательно, показание

$$\Delta H = \frac{\rho}{\alpha^2} \cdot \frac{c_0^2}{2} = \frac{0,122}{0,96^2} \cdot \frac{25^2}{2} \approx 41,5 \text{ мм вод. ст.}$$

Потеря напора:

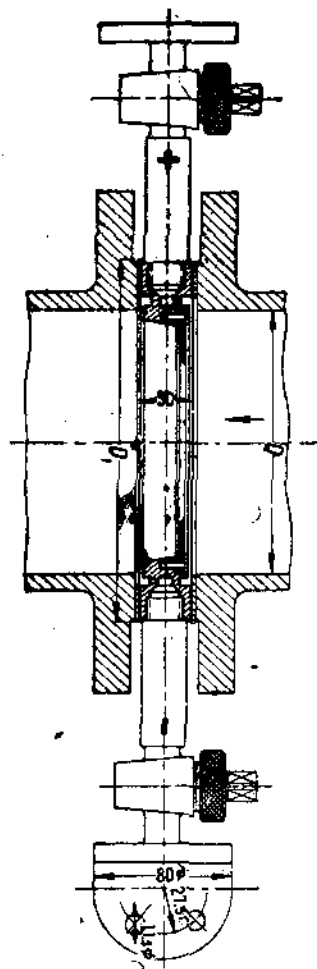
$$h - h_1 = \delta H = \delta H_{y\partial} = \rho \frac{(25 - 4)^2}{2} = 0,122 \frac{21^2}{2} \approx 27 \text{ мм вод. ст.};$$

$$\delta H_{mp} = 0,106 \frac{c^2}{2} \rho = \frac{0,106 \cdot 0,122 \cdot 25^2}{2} \approx 3;$$

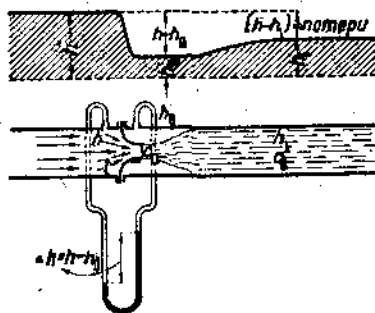
$$\delta H = \delta H_{y\partial} + \delta H_{mp} \approx 30,0 \text{ мм вод. ст. } 0,7 \approx \Delta H \text{ (см. фиг. 375)}$$

Часть падения напора $\Delta H - \delta H = 41,5 - 30 = 11,5 \text{ мм вод. ст.}$ преобразуется обратно в давление.

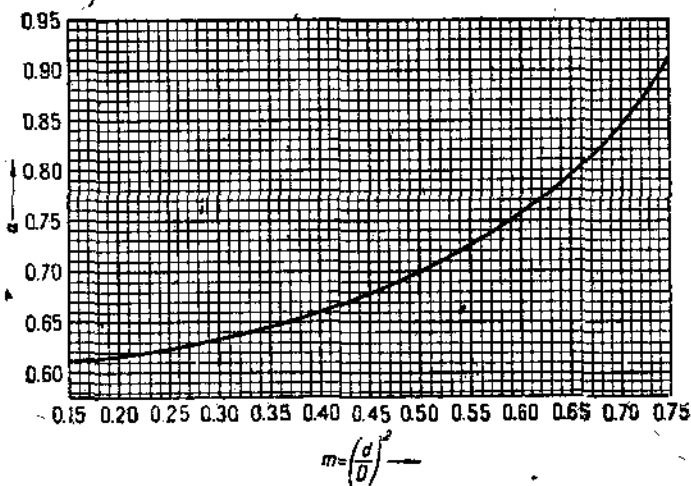
Вместо измерительных сопел можно применять еще и так называемые измерительные шайбы (фиг. 375). В этих шайбах струя при протекании сжимается до $D_1 < D_{ш}$, так что при подсчете расхода воздуха через шайбу приходится дополнительно учитывать сужение струи за шайбой. Отсутствие опытов, которые давали бы возможность разделить влияние потерь на трение и влияние дополнительного сужения струи, заставляет пользоваться при подсчете шайб экспериментальными данными, учитывающими оба эти влияния вместе.



Фиг. 375. Потери на удар за измерительным соплом и измерительной шайбой.



Фиг. 374. Работа измерительного сопла.



Фиг. 376. Нормальная измерительная шайба VDI.

Для шайб типа Кретчмера (фиг. 375), можно пользоваться экспериментальной формулой американского профессора Hodgson'a:

$$Q = af \sqrt{\frac{2g\Delta H}{\gamma}} \cdot 1,$$

где

$$\alpha = \frac{0,61}{\sqrt{1-m^2}} \quad (m < 0,5);$$

f — сечение шайбы.

На фиг. 376 приведены кривые $\alpha = f(m)$ для шайб типа Кретчмера.

¹ И для шайб и сопел $\gamma = \frac{\gamma_I + \gamma_{II}}{2}$, где индекс I соответствует сечению до шайбы, индекса II — самому узкому сечению потока и индекс III (см. ниже) — сечению за шайбой.

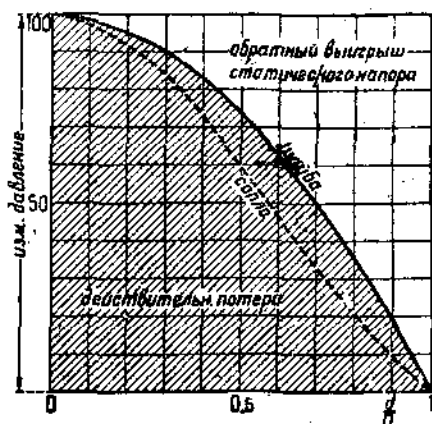
На фиг. 377 даны опытные кривые, показывающие дросселирующий эффект шайб по сравнению с таковым сопел. Очевидно, что потери в шайбах несколько (весьма незначительно) больше, но, поскольку назначение и сопел и шайб — служить не только измерителями, но и дросселями, это обстоятельство роли не играет.

Если попрежнему определять „измерительное качество“ измерительного прибора как отношение

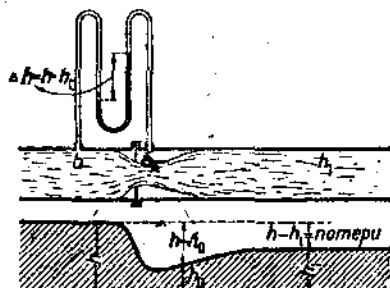
$$\frac{\Delta H}{\frac{\rho c^2}{2}},$$

где ΔH — показание приключенного к прибору манометра, а c — скорость в магистрали, а не в горле прибора, то очевидно, что „качество“ сопел и шайб весьма высоко.

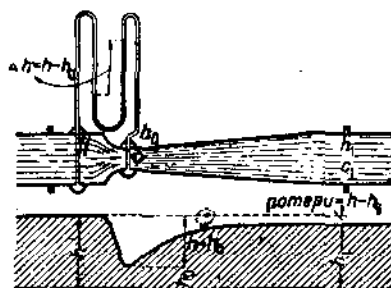
В то же время, однако, „аэродинамическое качество“ этих приборов $\frac{\Delta H}{\delta H}$, где δH — потери между сечениями I—I и III—III (фиг. 378), настолько мало (оно близко к единице), что пользоваться ими следует только, если есть надобность дросселировать поток, как это имеет место при испытании вентиляторов. В противном случае (при испытании без сопротивлений или при длительном контроле работы вентилятора) следует пользоваться либо одним из перечисленных выше приборов (трубка Пито, анемометры), либо заменить часть воздуховода трубой Вентури



Фиг. 377. Работа измерительной шайбы.



Фиг. 378. Коэффициенты шайб фиг. 376.



Фиг. 379. Работа трубы Вентури в потоке.

(фиг. 379), измерительное качество которой совпадает с измерительным качеством сопел, а аэродинамическое качество при угле раскрытия $\alpha = 6^\circ - 8^\circ$ лежит близко к 5.

При постоянном отношении у конуса $\frac{l}{D} \approx 3$ измерительное и аэродинамическое качества трубы Вентури связаны между собой следующим приближенным соотношением:

$$k_a = \frac{13}{\sqrt{k_m}}.$$

§ 3. Определение числа оборотов.

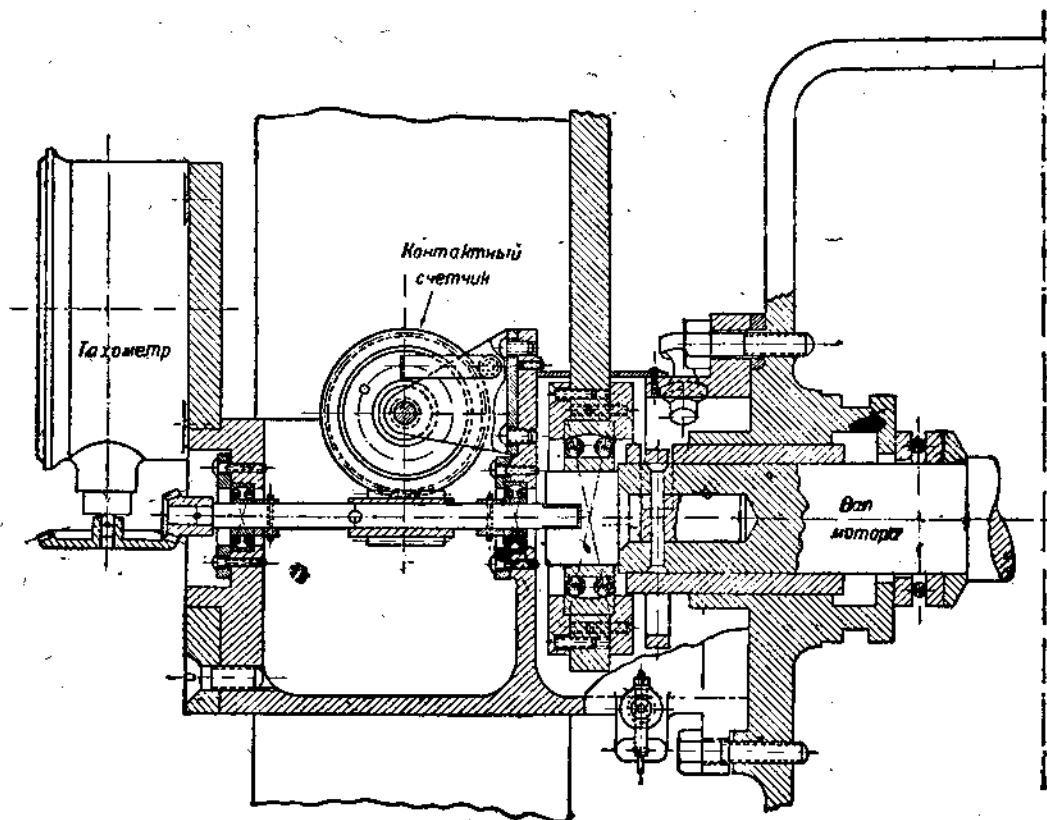
При определении числа оборотов вентилятора приходится быть особенно внимательным. Для уяснения этого вспомним из общей теории вентиляторов, что напор пропорционален квадрату числа оборотов, а гидравлическая мощность пропорциональна кубу числа оборотов.

Поэтому ошибка в определении числа оборотов на 3% соответствует ошибке в определении напора в 6% и мощности в 9%.

Для определения числа оборотов служат:

- 1) тахометры,
- 2) счетчики числа оборотов.

Тахометры. Вал тахометра (фиг. 380) прижимается к валу вентилятора (или мотора при непосредственном соединении вентилятора с мотором) либо соединяется с ним намертво в случае стационарной установки¹. При вращении вала тахометра за счет действия центробежных сил происходит перемещение масс внутри прибора, регулируемое пружинами; за счет этого передвигается стрелка тахометра, указывающая на циферблате непосредственно число оборотов. Благодаря тому, что тахометры дают замеряемую величину непосредственно, они очень удобны в работе. Недостатком их является необходимость частой тарировки, так как от точности их показаний зависит ценность всего испытания. Кроме того, точность показаний тахометра сравнительно невысока, порядка 1%.



Фиг. 380. Контактный счетчик балансирного станка (работает параллельно с тахометром).

Счетчики оборотов. В этих приборах на циферблат при помощи системы зубчатых колес передается число оборотов вала прибора за время его вращения. Поэтому одновременно с замером числа оборотов вала приходится замерять время: иногда секундомер монтируется заодно со счетчиком, включается при прижимании прибора к валу и выключается при отъединении его. Счетчик оборотов дает среднее число оборотов за время замера t , причем поскольку абсолютная ошибка в отсчете проделанного числа оборотов не зависит от времени замера t , относительная ошибка $\frac{\Delta n}{t}$ может быть получена сколько угодно малой путем увеличения времени отсчета.

¹ При испытании тихоходных машин, вроде поршневых воздухоудовок и т. д., число оборотов тахометра делают выше числа оборотов вала при помощи червячной, зубчатой либо ременной передачи.

На стационарных установках для испытания вентилятора применяются еще так называемые „контактные счетчики“; устройство их (фиг. 380) заключается в том, что к концу вала мотора крепится червяк с передачей на зубчатое колесо, обычно 1/100. При каждом обороте колеса включается контакт и вспыхивает лампа. Одной вспышке лампы при этом, очевидно, соответствует 100 оборотов колеса, а если за время t наблюдалось z вспышек, то очевидно, что число оборотов

$$n = \frac{100 \cdot z}{t} 60.$$

§ 4. Определение расходуемой мощности.

Если требуется определить мощность на валу мотора, то это делается обычными способами определения расхода электрической мощности.

При постоянном токе

$$N = V \cdot A = W \text{ ватт (киловатт)},$$

где V — показание вольтметра,

A — показание амперметра,

W — показание ваттметра.

В некоторых случаях при регулировке числа оборотов мотора приходится отдельно учитывать ток, идущий на возбуждение, и отдельно ток, идущий в якорь.



Фиг. 381. Балансирный станок.

Тогда:

$$N = V_{\text{як}} \cdot A_{\text{як}} + V_{\text{возб}} \cdot A_{\text{возб}}.$$

При трехфазном токе лучше всего определять мощность при помощи двух однофазных ваттметров. При этом:

$$N = W_1 + W_2.$$

При малых нагрузках показание одного из ваттметров может оказаться ниже нуля, и тогда его следует вычитать.

Балансирные станки. Если требуется определить мощность непосредственно на валу вентилятора N_D , то применяются так называемые балансирные станки (мотор-весы, электродинамометры), либо если имеется характеристика мотора, то мощность на валу определяется по формуле $N = \eta_m N_{\text{м}}$, где $N_{\text{м}}$ — расход мощности на работу мотора. Балансирный станок, показанный на фиг. 381, представляет собой

обычный мотор, предпочтительно постоянного тока для возможности регулирования числа оборотов, статор которого качается на шариковых подшипниках. Для ясного представления схемы его работы рассмотрим действующие на статор мотора силы (фиг. 382). Сначала рассмотрим работу мотора без вентилятора. При этом мощность

$$N_0 = M_0 \omega + N'$$

расходуется на:

- 1) тепловые потери (N'),
- 2) на так называемые вентиляционные потери, зависящие от трения ротора о воздух, равные $M_0' \omega$,
- 3) на вращение тахометра или счетчика оборотов $M_0'' \omega$,
- 4) на трение вала в подшипниках $M_0''' \omega$.

Остановимся прежде всего на величине $M_0''' \omega$, по сравнению с которой $M_0' \omega$ и $M_0'' \omega$ обычно бывают весьма малы.

Если, например, вал вращается против часовой стрелки, то действующий на него момент сил трения— M_0''' будет, очевидно, действовать по часовой стрелке: на самый подшипник, а через него и на корпус мотора будет действовать в обратную сторону (против часовой стрелки) момент, равный $+M_0'''$.

С другой стороны, момент M_0''' , приложенный к якорию, т. е. к валу, уравновешивается моментом электрического поля, действующим на статор и направленным по носовой стрелке, т. е. — M_0''' . Поэтому сумма обоих указанных моментов, действующих на статор

$$+M_0''' - M_0''' = 0,$$

и, следовательно, при рассмотрении момента, действующего на статор, момент сил трения вала мотора в подшипниках не должен вводиться в рассмотрение¹.

Таким образом момент холостого хода, воспринимаемый весами, к которым подвешен корпус мотора:

$$M_0 = M_0' + M_0'' = M_{\text{вент}} + M_{\text{тахом}}.$$

Для того чтобы поддерживающие тросы (проволоки) были все время натянутыми, к мотору подвешивается груз Q (см. схему фиг. 382). Поэтому при работе мотора с насаженным на вал вентилятором мы получим момент на валу вентилятора

$$M = M_{\text{мот}} + M_0$$

где $M_{\text{мот}}$ есть момент, действующий на статор под влиянием электрического поля вращающего ротор (знак минус соответствует тому, что направление вращения вентилятора мы считаем положительным), величина которого определится по формуле (см. схему):

$$M + Qr + M_0 = 0$$

или, так как

$$M_0 = P_0 r - Qr,$$

где P_0 определяется предварительной тарировкой весов на разных оборотах, то

$$M + Qr - Pr + P_0 r - Qr = 0$$

или

$$M - (P - P_0)r = 0$$

и

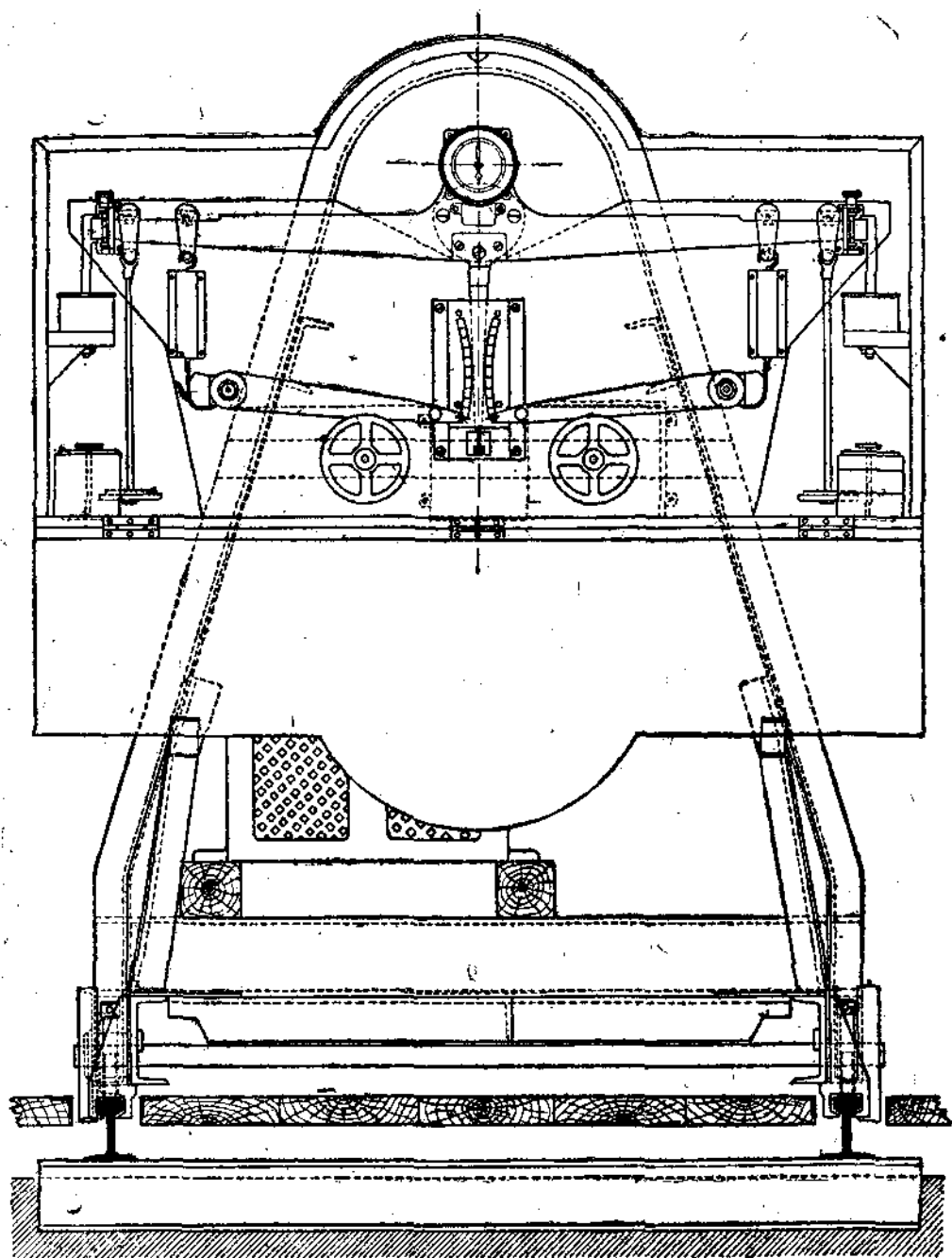
$$M = (P - P_0)r.$$

Соответствующий расход мощности на вращение вентилятора:

$$N = M\omega = (P - P_0)r\omega.$$

¹ Если внутри качающегося корпуса смонтирована еще и зубчатая передача, то аналогичным путем можно показать, что момент, идущий на преодоление сил трения в передаче, также не приходится вводить в рассмотрение.

Все эти уравнения правильны при таком положении мотора, когда центр тяжести мотора лежит вертикально под осью вращения или совпадает с ней. В этом последнем случае малейшая неуровненность моментов перекидывает весы из одного крайнего



Фиг. 385. Щит управления и измерений балансирующего станка фиг. 384.

положения в другое, т. е. при так называемой „аstaticкой“ установке весы сильно быют и ими неудобно работать. Если же расстояние a от центра тяжести до оси мотора слишком велико (центр тяжести всегда делается ниже оси мотора, так как иначе он будет находиться в состоянии неустойчивого равновесия), то мотор-весы делаются слишком нечувствительными. Объясняется это тем, что когда центр тя-

жестко лежит под осью мотора, то при отклонении мотора от начального положения на угол α уравнение моментов несколько изменится:

$$M = (P - P_0)r - G \cdot a \cdot \sin \alpha,$$

где G — вес мотора.

При больших G и a уже при малых углах отклонения к влиянию учитываемой нагрузки P на весах появляется существенная добавка $G \cdot a \sin \alpha$, благодаря которой значительным нагрузкам P на весы соответствует малое перемещение чашек.

Таким образом при Ga слишком малом по сравнению с $(P - P_0)r$ весы будут, при Ga слишком большом весы делаются недостаточно чувствительными. Поскольку на одном и том же балансирном станке желательно испытывать различные вентиляторы, начиная от мощных вентиляторов с малым числом оборотов, у которых

$M = \frac{N}{\omega}$ очень велик, и кончая высокооборотными и маломощными, у которых

$M = \frac{N}{\omega}$ очень мал, весьма желательно иметь возможность менять величину Ga в широких пределах. Для этого в одной плоскости с осью мотора и с центром тяжести — желательно прямо над ним — устанавливается стержень с переменным грузом G_1 перемещаемым, кроме того, по стержню (см. фиг. 381).

При этом:

$$\begin{aligned} M &= (P - P_0)r - G_a \sin \alpha + G_1 a_1 \sin \alpha = \\ &= (P - P_0)r - (Ga - G_1 a_1) \sin \alpha. \end{aligned}$$

Регулируя величину $G_1 a_1$, мы можем изменять чувствительность прибора в весьма широких пределах, начиная от $(Ga - G_1 a_1) = 0$, когда чувствительность прибора наибольшая, до

$$(Ga - G_1 a_1) = Ga, \text{ т. е. } G_1 a_1 = 0, \text{ т. е. } G_1 = 0,$$

когда чувствительность прибора будет наименьшей.

При подборе груза G_1 и плеча a_1 следует иметь в виду, что излишняя чувствительности весов не менее вредна, чем недостаточная чувствительность их (на фиг. 383, 384, 385 приведены чертежи различных балансирных станков).

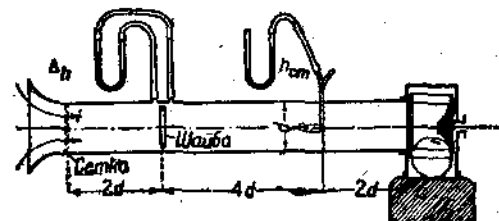
§ 5. Испытание вентиляторов в трубах.

Испытание на всасывание. В этом случае (фиг. 386) разрежение во всасывающей трубе

$$(H_{cm})_{до} = (H_{cm})_{соп.л} + H_{дин.о}$$

где $(H_{cm})_{соп.л}$ — полезное статическое разрежение, идущее на покрытие сопротивлений, равное статическому напору вентилятора, и

$$H_{дин.о} = \rho \frac{c_0^2}{2},$$



Фиг. 386. Испытание на всасывание в трубе.

где $c_0 = \frac{Q_{сек}}{F}$ и F — сечение трубы.

Полный напор, развиваемый вентилятором:

$$H = H_{cm} + H_{дин.а} = (H_{cm})_{до} - H_{дин.о} + H_{дин.а}$$

где $c_a = \frac{Q}{F_a}$ и F_a — сечение выхода из вентилятора.

При любых расходах, кроме очень больших, наблюдается закручивание потока перед вентилятором за счет влияния сил трения и вязкости воздуха. При малых расходах угловая скорость этого закручивания может дойти даже до угловой скорости колеса. Поэтому в трубе за счет центробежных сил давление от оси к стенке будет повышаться. Поскольку это повышение давления происходит за счет ра-

боты вентилятора, Германские правила для испытания вентиляторов предлагают замерять давление по оси ¹ и считать это давление за H_{cm} .

Опыт показывает, что это давление соответствует тому, которое получается в камере при испытании того же вентилятора.

В качестве дросселя можно применять сетки; вместо них можно применять также набор калиброванных шайб, служащих одновременно и дросселями. В этом последнем случае следует, однако, иметь в виду, что расстояние от шайбы до точки замера статического разрежения должно быть не менее четырех диаметров трубы.

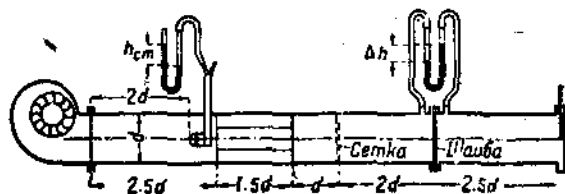
Испытание вентилятора на нагнетание. В этом случае неравномерность потока, выходящего из вентилятора, и интенсивное закручивание потока после осевых вентиляторов весьма усложняют опыт. Трубы при этом делаются порядка $10 D$ (см. схемы на фиг. 387 и 388) с установкой спрямляющих решеток.

В этом случае замеренное статистическое давление равняется полезному статистическому напору, идущему на покрытие сопротивлений.

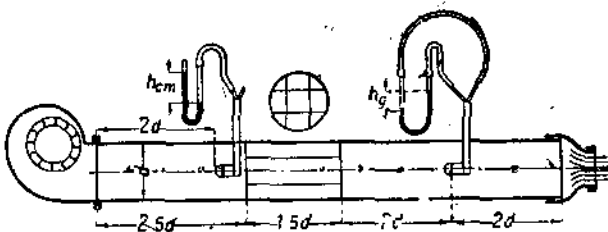
$$H_{cm} = (H_{cm})_{comp}$$

$$H = H_{cm} + \rho \frac{c_a^2}{2},$$

где $c_a = \frac{Q}{F_a}$.



Фиг. 387. Испытание на нагнетание в трубах.



Фиг. 388. Испытание на нагнетание в трубах.

Определение влажности воздуха. Степень относительной влажности $\psi = \frac{p_a}{p_s}$ (см. главу о физических свойствах) лучше всего определять психрометром. Этот прибор представляет собой двоянный термометр. Ртутная чашечка одного из них во время определения влажности увлажняется (обматывается влажной тряпочкой). При движении этого термометра во влажном воздухе вода начинает испаряться, и тем интенсивнее, чем суше воздух. За счет теплоты, идущей на испарение, соответствующий термометр будет охлаждаться и показывать температуру t_f ниже температуры помещения t , определяемой при помощи второго термометра.

Если давления насыщенного пара, взятые из таблиц, равны соответственно (кг/м^2):

p_s — для t соответствует сухому термометру,

p_f — для t_f соответствует влажному воздуху,

то относительная влажность ψ определится при помощи формулы:

$$\psi \cdot p_s = p_f - k(t - t_f)^2,$$

где для $t > 0$ $k = 8,15$,

для $t < 0$ $k = 7$.

Пример.

$t = 25^\circ \text{ Ц}$

$t_f = 20^\circ \text{ Ц}$

Из таблиц $p_s = 324 \text{ кг/м}^2$,

$p_f = 240 \text{ кг/м}^2$,

$$\psi = \frac{240 - 8,15 \cdot 5}{324} = 62\%.$$

Как указывалось в главе о физических свойствах воздуха при $t < 20^\circ \text{ Ц}$ влиянием влажности на плотность можно пренебречь, и влажности не определять.

¹ За исключением тех случаев, когда отсутствие кручения проверено на опыте.

² По Нйце, пересчитано на кг/см^2 .

ГЛАВА II.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИСПЫТАНИЙ.

§ 1. Поправки и коэффициенты.

Поправки на давление, температуру и влажность.

Работу вентиляторов сравнивают, относя ее к удельному весу всасываемого воздуха:

$$\begin{aligned}\gamma &= 1,2 \text{ кг/м}^3, \text{ что соответствует} \\ p &= 760 \text{ мм рт. ст.}, \\ t &= 20^\circ \text{ Ц} = 293^\circ, \\ \psi &= 0,5.\end{aligned}$$

Если во время испытания давление, температура и влажность были иными, то и уд. в. мог быть иным, скажем, γ' . Очевидно, что в этих условиях вентилятор развивает напор H' , пропорциональный γ' (так как $H = \eta_h \frac{\gamma}{g} u_2 c_{2u}$), и потребляет мощность N' также пропорциональную γ' , если отвлечься от механических потерь.

Если бы этот же вентилятор работал при $\gamma = 1,2 \text{ кг/м}^3$, то он развил бы напор $H = H' \frac{\gamma}{\gamma'}$ и затратил бы мощность $N \approx \frac{\gamma}{\gamma'} N'$.

Отношение $\frac{\gamma}{\gamma'} = \Delta$ есть первая поправка, вводимая при обработке результатов испытания.

Общее выражение для уд. в. влажного воздуха:

$$\gamma_{\text{вл}} = \frac{p}{29,27 \cdot T} - 0,0127 \frac{\psi \cdot p_H}{T},$$

в общем виде:

$$\Delta = \frac{(273 + t')}{(273 + 20)} \left[\frac{\frac{p}{29,27} - 0,0127 \psi p_H}{\frac{p'}{29,27} - 0,0127 \psi' p_{H'}} \right].$$

При $t < 20$ влиянием влажности можно пренебречь: тогда получим обычную формулу для подсчета коэффициента;

$$\Delta = \frac{(273 + t') \cdot 760}{293 p'}.$$

Пример. $t = 14^\circ \text{ Ц}$; $p = 750 \text{ мм рт. ст.}$

Определить Δ .

$$\Delta = \frac{287 \cdot 760}{293 \cdot 750} = 0,992.$$

Поправки на манометр. 1. Обычно уровень спирта в манометре не совпадает с нулем шкалы. Поэтому действительное показание манометра

$$h_1 = h - h_0,$$

где h — отсчет, взятый на манометре,

h_0 — показание манометра, подключенного обоими патрубками к атмосфере.

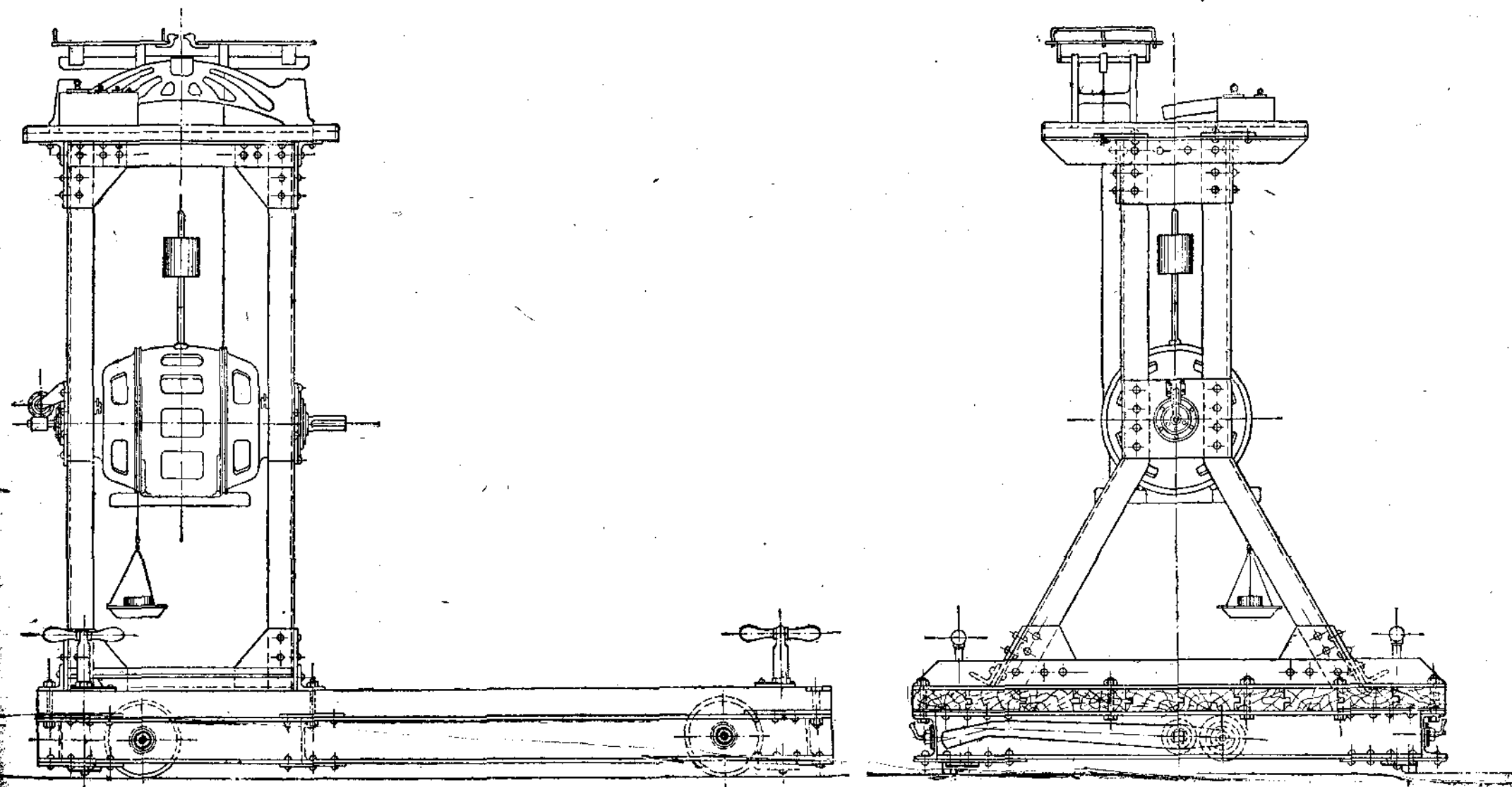
2. Наклон манометра, обозначенный на шкале

$$i = \frac{h_{II}}{h_I},$$

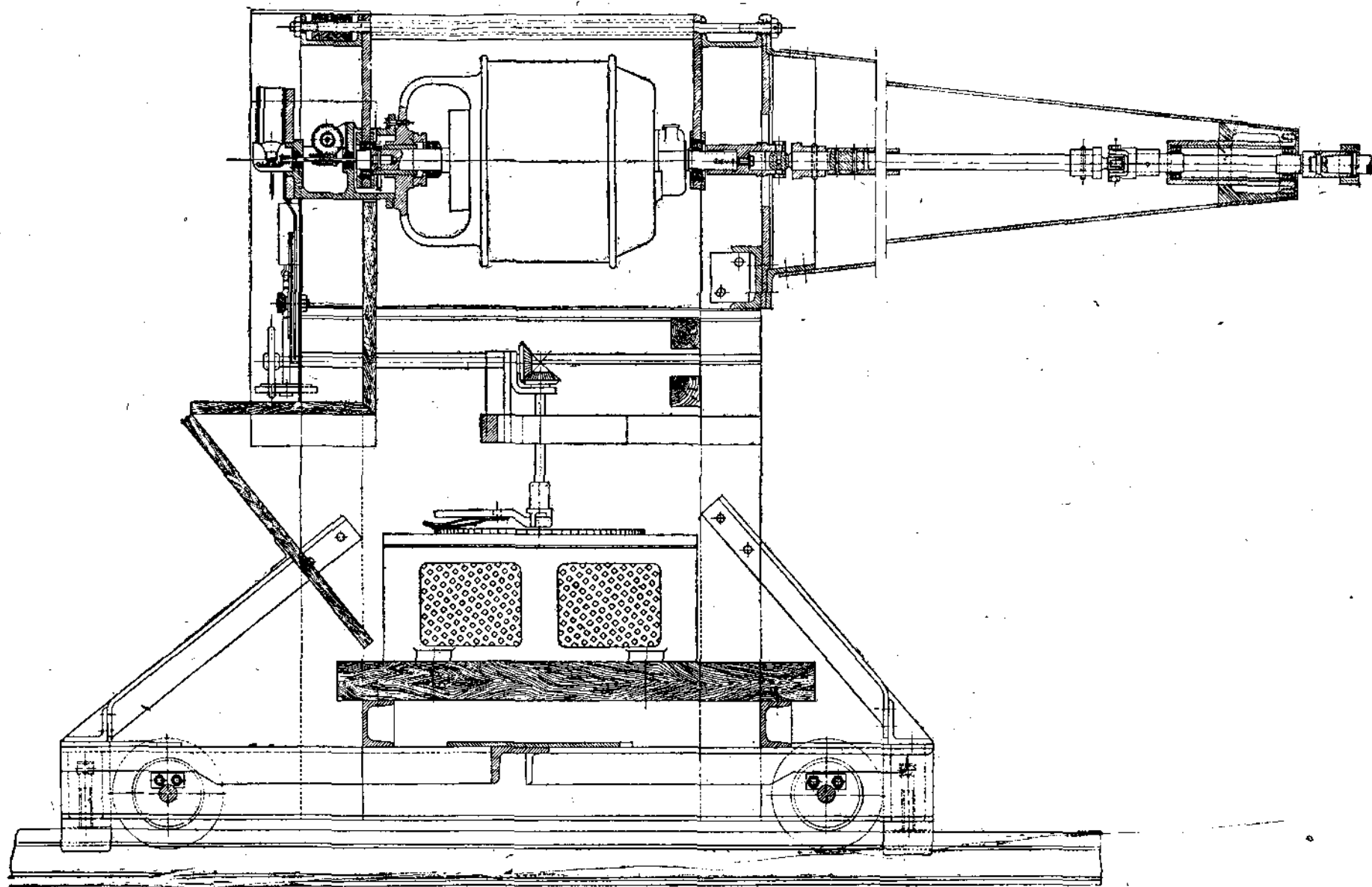
где h_{II} — показание вертикального манометра, соответствующее показанию h_I наклонного манометра.

Иногда наклон i дается недостаточно точно. Тогда следует ввести еще одну поправку:

$$k_{\text{ман}} = \frac{i_{\text{факт}}}{i}.$$



Фиг. 383. Балансирный станок с мотором трехфазного тока (число оборотов постоянное).



Фиг. 384. Балансирный станок с мотором постоянного тока с переменным числом оборотов.

3. Произведение $k_{\text{ман}} i h_1 \Rightarrow h_{11}$ дает действительное показание манометра в миллиметрах вертикального столба той жидкости (спирта обычно), которой залит манометр. Если мы хотим получить это давление в миллиметрах вод. ст.

H' мм вод. ст.,

то мы должны произведение $k_{\text{ман}} \cdot i h_1$ умножить еще на $\gamma_{\text{спирта}} \approx 0,81 - 0,83$.

Получим:

$$H' = k_{\text{ман}} \cdot i \cdot \gamma_{\text{сп}} h_1 = k_{\text{ман}} i \cdot \gamma_{\text{сп}} (h - h_0).$$

В микроманометрах типа Фусса (Fuess) на сегменте манометра отмечены не наклоны i , а произведение $i' = i \cdot 0,8$, т. е. ($i \gamma_{\text{сп}}$) при $\gamma_{\text{сп}} = 0,8$. Поэтому при работе на манометрах Фусса вместо коэффициента $\gamma_{\text{сп}}$ в выражении для замеренного давления в миллиметрах вод. ст. вводится поправка $k_{\text{сп}}$, учитывающая отличие $\gamma_{\text{сп}}$ от 0,8.

Таким образом в этом случае:

$$H' = k_{\text{ман}} \cdot i' \cdot k_{\text{сп}} (h - h_0).$$

4. Последняя поправка, приводящая полученное давление H' к давлению H мм вод. ст., есть поправка Δ , которое соответствует нормальным условиям, т. е. $p = 760$ мм рт. ст., $t = 20^\circ\text{C}$, $\varphi = 0,5$, $\gamma = 1,2$.

Таким образом:

$$H = H' \Delta = k_{\text{ман}} \cdot i \cdot \gamma_{\text{сп}} (h - h_0) \Delta = k_{\text{ман}} \cdot i' \cdot k_{\text{сп}} (h - h_0) \Delta.$$

Пример. Во время испытания в протокол занесены следующие данные:

$$\begin{array}{ll} p = 735 \text{ мм вод. ст.} & t = 18^\circ \text{C;} \\ i' = 0,4, \quad h_0 = 5 \text{ мм} & h_1 = 47 \text{ мм.} \end{array}$$

Из тарировки манометра определяем, что при $i' = 0,4$ $k_{\text{ман}} = 0,995$.

Из данных протокола по определению удельного веса спирта берем $\gamma_{\text{сп}} = 0,815$.

Получаем давление в миллиметрах вод. ст.:

$$H = 0,995 \cdot 0,4 \cdot \frac{0,815}{0,8} (47 - 5) \frac{291 \cdot 760}{293 \cdot 735} = 0,995 \cdot 0,4 \cdot 1,02 \cdot 42 \cdot 1,035 = 17,65 \text{ мм вод. ст.}$$

Обработка данных испытания

Определение расхода. 1. Определение скорости. При измерении анемометром

$$c = k c_0,$$

где c — истинная скорость в измеряемой точке сечения трубы;

k — поправочный коэффициент анемометра;

c_0 — показание анемометра.

Если анемометр показывает скорость не в секундах, а за время t , то

$$c = k \frac{c_0}{t}.$$

При измерении каким-либо прибором, основанном на гидравлическом принципе

$$c = \sqrt{\frac{2gH}{k_m \gamma}},$$

где k_m — измерительное качество прибора.

В эту формулу вводится приведенный напор H со всеми поправками и $\gamma = 1,2$, откуда получается при подстановке соответствующих численных значений

$$c \approx 4,04 \sqrt{\frac{H}{k_m}}.$$

Пример. $H = 17,65$ мм вод. ст. Измерение производилось трубкой Пито, имеющей $k_m = 0,98$. Определить соответствующую скорость:

$$c = 4,04 \sqrt{\frac{17,65}{0,98}} \approx 17 \text{ м/сек.}$$

Определение расхода.

$$Q_{\text{сек}} = k_{\text{поля}} \cdot c \cdot F,$$

где $k_{\text{поля}}$ — коэффициент поля;
 c — скорость;
 F — сечение трубы.

Пример.

$$D_{\text{тр}} = 350 \text{ мм};$$

$$c = 17 \text{ м/сек};$$

$$k_{\text{поля}} = 0,98;$$

$$Q = \frac{\pi \cdot 0,35^2}{4} \cdot 17 \cdot 0,98 = 1,585 \text{ м}^3/\text{сек}.$$

Очень часто не удается провести испытание, точно выдерживая заданное число оборотов n_0 . Тогда, если число оборотов во время испытания равнялось n , расход при числе оборотов n_0 будет равняться (k_n — поправка на число оборотов):

$$Q_0 = k_{\text{поля}} \cdot k_n \cdot c \cdot F = Q \cdot k_n = Q \frac{n_0}{n}.$$

Определение статического напора. При испытании вентилятора на всасывание с камерой, разрежение в камере в миллиметрах вод. ст.:

$$H_{\text{ст}} = H_{\text{кам}} = k_{\text{ман}} i \gamma_{\text{ст}} (h - h_0) \Delta = k_{\text{ман}} i' \cdot k_{\text{ст}} (h - h_0) \Delta$$

и есть полезный статический напор, развиваемый вентилятором.

То же самое имеет место при испытании на нагнетание с трубой, где приведенное давление в трубе равняется полезному статическому напору вентилятора.

При испытании вентилятора на всасывание, с трубой сечения F , разрежение в трубе больше полезного статического напора на величину скоростного напора, т. е.

$$H_{\text{ст}} = H_{\text{труб}} - \varrho \frac{c^2}{2} = k_{\text{ман}} i \gamma_{\text{ст}} (h - h_0) \Delta - \varrho \frac{c^2}{2},$$

где

$$\varrho = \frac{\gamma}{g} = \frac{1,2}{9,81} = 0,122$$

и

$$c = \frac{Q_{\text{сек}}}{F_{\text{с}}}$$

Если испытание производилось при числе оборотов n , а число оборотов, для которого строится характеристика n_0 , то приведенный к числу оборотов n_0 полезный статический напор $H_{\text{ст}0}$ получится из полезного статического напора при числе оборотов n при помощи формулы:

$$H_{\text{ст}0} = H_{\text{ст}} \cdot k_n = H_{\text{ст}} \frac{n_0^2}{n^2}.$$

Пример. После введения всех поправок разрежение в трубе $D = 0,3$ м при испытании на всасывание $H_{\text{труб}} = 30$ мм при $n = 1400$ об/мин.

Расход $Q \approx 1 \text{ м}^3/\text{сек}$ и скорость $c = 13,2 \text{ м/сек}$ (приведено к числу оборотов $n_0 = 1440$ об/мин).

Полезный статический напор, приведенный к числу оборотов n_0 :

$$H_{\text{ст}0} = 30 \frac{1440^2}{1400^2} - 1,2 \frac{13,2^2}{2g} \approx 20 \text{ мм вод. ст.}$$

При определении числа оборотов n тахометром следует вводить поправку на показания прибора при помощи тарировочной кривой.

Пример. Скорость в трубе при испытании на всасывание

$$c = 10 \text{ м/сек}.$$

Замеренное разрежение в трубе

$$H_{\text{ст}} \text{ трубы} = 10 \text{ мм вод. ст.}$$

Число оборотов $n = 950$ об/мин.

Определить статический напор вентилятора, приведенный к числу оборотов

$$n = 1000 \text{ об/мин},$$

$$H_{ст} = \left[10 - 0,122 \frac{10^3}{2} \right] \left(\frac{1000}{950} \right)^2 = [30 - 6] \cdot 1,11 = 4,5 \text{ мм вод. ст.}$$

Определение расхода мощности поправки на показания прибора. 1. Если испытание ведется таким образом, что мощность определяется электрическим путем, т. е. что определяется мощность установки (мотор-вентилятор), то расход мощности на работу самого вентилятора определяется по формуле:

$$N = N_{\text{мот}} \cdot \eta_{\text{мот}} \cdot \eta_{\text{пер}},$$

где $\eta_{\text{мот}}$ — к. п. д. мотора;

$\eta_{\text{пер}}$ — к. п. д. передачи, если таковая имеет место.

Указанные два к. п. д. — $\eta_{\text{мот}}$ и $\eta_{\text{пер}}$ — определяются либо опытным путем, либо берутся по соответствующим справочникам.

2. Если испытание ведется при помощи балансирующего станка, то

$$N = \frac{M\omega}{75} \text{ л. с.},$$

где $\omega \approx \frac{\pi \cdot n}{10}$ и n — число оборотов, исправленное, если это нужно, согласно тарифовке.

$$M = (P - P_0) l,$$

где l — плечо весов; P — нагрузка на рабочую чашку весов, бывших в равновесии при неработающем вентиляторе и при нагрузке P_0 (нагрузка на вторую чашку весов соответствует отрицательным значениям P_0).

Пример.

$$n = 2000 \text{ об/мин};$$

$$l = 0,4 \text{ м};$$

$$P_0 = 20 \text{ г} = 0,02 \text{ кг};$$

$$P = 950 = 0,95 \text{ кг}.$$

Определить N :

$$N = \frac{(950 - 20) \cdot 0,4 \cdot \pi \cdot 2000}{1000 \cdot 30 \cdot 75} = 1,01 \text{ л. с.}$$

Поправка на число оборотов.

При значительных мощностях и отсутствии передач можно считать расход мощности пропорциональным кубу оборотов, т. е. пренебречь влиянием механических потерь. При малых мощностях, а также при наличии передач и при измерении электрической мощности, пересчет с числа оборотов n эксперимента к числу оборотов n_0 характеристики приводит к чрезвычайно неточным данным. Поэтому приходится либо вести испытания с точной (до $1/2\%$) регулировкой числа оборотов мотора на n_0 , либо вести два опыта при числах оборотов $n_1 < n_0$ и $n_2 > n_0$; по возможности n_1 и n_2 должны быть близки к n_0 .

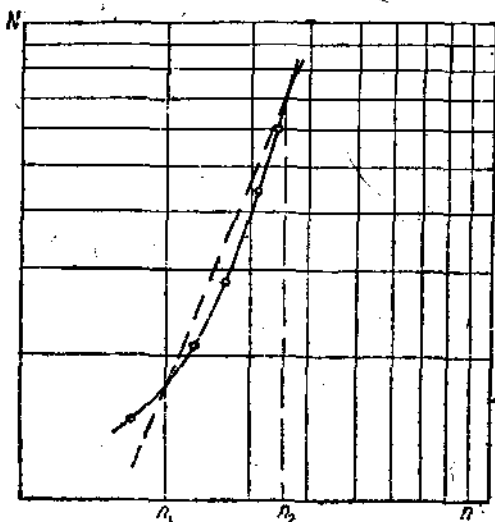
Считая полученный отрезок кривой $N = f(n)$ в логарифмической диаграмме (фиг. 389) за прямую, получим:

$$\left(\frac{N}{n_0} \right)^x = \text{const},$$

где при

$$n_1 < n_0 < n_2$$

$$x = \frac{\lg N_1 - \lg N_2}{\lg n_1 - \lg n_2}.$$



Фиг. 389. Определение показателя для приведения мощности к требуемому числу оборотов.

Отсюда получим для мощности N_0 , соответствующей расчетному числу оборотов n_0 :

$$N_0 = N_1 \left(\frac{n_0}{n_1} \right)^x = N_2 \left(\frac{n_0}{n_2} \right)^x.$$

Обычно x лежит в пределах $2 \div 3$.

Если механические потери сводятся только к трению в подшипниках, то зная, что гидравлическая мощность пропорциональна кубу оборотов, а механическая — первой степени, получим:

$$N = N_h + N_{\text{мех}}$$

и

$$N_0 = N_{0h} + N_{0\text{мех}} = N_{0h} \left(\frac{n_0}{n_1} \right)^3 + N_{\text{мех}} \left(\frac{n_0}{n_1} \right).$$

$N_{\text{мех}}$ — определяется отдельной тарировкой, и следовательно:

$$N_0 = (N_1 - N_{\text{мех}}) \left(\frac{n_0}{n_1} \right)^3 + N_{\text{мех}} \left(\frac{n_0}{n_1} \right).$$

Имея в виду, что отношение $\frac{n_0}{n_1}$ и $\frac{n_0}{n_2}$ суть величины, близкие к единице, поправочный фактор $\left(\frac{n_0}{n_1} \right)^x$ и $\left(\frac{n_0}{n_2} \right)^x$ на число оборотов может быть упрощен путем устранения дробных показателей.

Приведем отношение $\left(\frac{n_0}{n} \right)^x$ к следующему виду:

$$\left(\frac{n_0}{n} \right)^x = \left(\frac{n + n_0 - n}{n} \right)^x = \left(1 + \frac{n_0 - n}{n} \right)^x.$$

Разложим эту функцию в ряд Тейлора:

$$f(1+h) = f(1) + \frac{h}{1!} f'(1) + \frac{h^2}{2!} f''(1) + \dots,$$

где

$$\frac{n_0 - n}{n} = h.$$

Получим:

$$\left(1 + \frac{n_0 - n}{n} \right)^x = 1 + \left(\frac{n_0 - n}{n} \right) x + \left(\frac{n_0 - n}{n} \right)^2 x^2 + \dots$$

Всеми членами этого ряда, кроме первых двух, можно пренебречь, что видно из следующего примера:

$$x = 3, n_0 = 1440 \text{ об/мин}, n = 1400 \text{ об/мин.}$$

$$\left(1 + \frac{40}{1400} \right)^3 = 1 + \frac{40}{1400} \cdot 3 + \left(\frac{40}{1400} \right)^2 \cdot 9 + \dots = 1 + 0,086 + 0,004,$$

Пренебрегая всеми членами ряда, кроме первых двух, мы делаем ошибку $< 0,5\%$. Упрощенная формула для приведения к числу оборотов

$$N_0 = N \left(1 + \frac{n_0 - n}{n} x \right)$$

имеет особую ценность, потому что показатель x для одного и того же вентилятора есть величина близкая к постоянной.

Обычно можно определить x_1 при $Q = 0$ и x_2 при $Q = Q_{\text{макс}}$ и вести все пересчеты по $x = \frac{x_1 + x_2}{2}$.

Пример. При $n = 1400$ об/мин $N = 1,5$ л. с., $x = 2,8$. Мощность, приведенная к числу оборотов $n_0 = 1440$ об/мин, равняется:

$$N_0 = 1,5 \left(1 + \frac{40}{1400} \cdot 2,8 \right) \approx 1,6 \text{ л. с.}$$

Поправка на плотность. Как мы уже указывали, гидравлическая мощность пропорциональна Δ (см. выше). Механические потери от Δ не зависят, поскольку, однако, механические потери составляют незначительную часть полной мощности, кроме не существенной практически области малых $\frac{Q}{Q_0}$, где Q_0 — расход, соответствующий $\eta_{ст. макс.}$, этим обстоятельством можно пренебречь. Окончательно расход мощности N_0 , наносимый на характеристику и соответствующий $n = n_0$, и $\gamma = 1,2$ будет ($N_{зам}$ — замеренная мощность):

$$N_0 = N_{зам} \cdot \Delta \cdot k_n,$$

где $k_n = \left(\frac{n_0}{n}\right)^x$ — фактор поправки на число оборотов,
 Δ — фактор поправки на давление, температуру, влажность.

§ 2. Построение характеристики.

Имея значения Q , $H_{ст}$ и N для ряда расходов от 0 до $Q_{макс}$ (при $H_{ст} = 0$ или даже < 0 при наличии камеры с наддувом), строим основную характеристику $H_{ст} = f(Q)$ и $N = f(Q)$ (см. фиг. 390 и 391) по опытным точкам.

К этим двум кривым добавляются еще три кривые:

$$1. N_{полн} = H_{ст} + H_{дин}.$$

Эта кривая строится путем прибавления к опытной кривой $H_{ст}$ вычисленных для различных подач отрезков соответствующего скоростного напора $H_{дин}$.

2. Кривая статических к. п. д.:

$$\eta_{ст} = \frac{Q_{сек} \cdot H_{ст}}{75 \cdot N}.$$

3. Кривая полных к. п. д.:

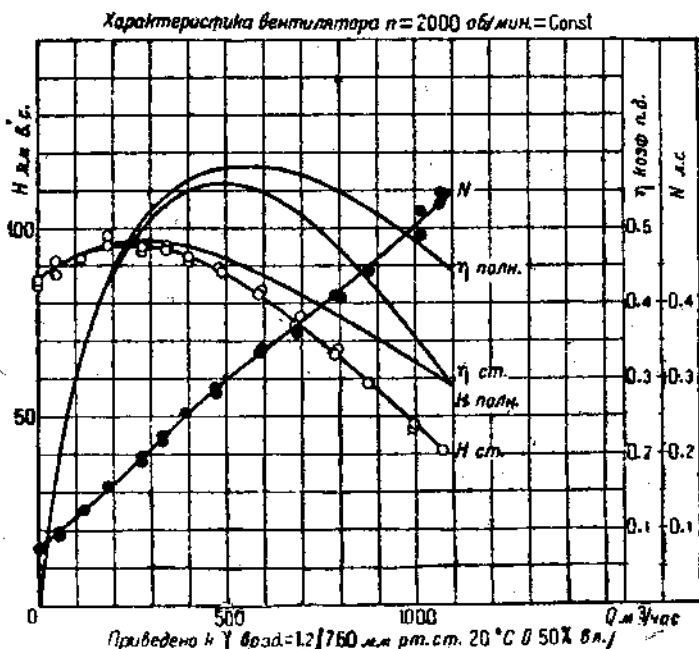
$$\eta_{полн} = \frac{Q_{сек} \cdot H}{75N}.$$

Совокупность полученных пяти кривых представляет собой полную характеристику вентилятора при постоянном числе оборотов $n_0 = \text{const}$. При напоре до 200 мм вод. ст. влияние изменения плотности воздуха на расход мощности QH не учитывается.

При $H_{ст} = 200 \div 2000$ мм вод. ст. следует (см. „Regeln für Leistungsversuche an Ventilatoren“) учитывать уменьшение объема Q при протекании через вентилятор. При этом (см. главу „Переход от уравнений термодинамики к уравнениям гидравлики“) мы можем считать объем протекающего воздуха соответствующим не Q_1 , а $\frac{Q_1 + Q_2}{2}$, т. е. в выражении для определения к. п. д. войдет:

$$Q' = Q_1 \frac{p_1}{p_1 + p_2} \cdot \frac{2}{2}$$

(Q_1 — объем всасываемого воздуха),



Фиг. 390. Характеристика центробежного вентилятора.

где p_1 — атмосфера;

$$p_2 = (p_1 + H_{ст}) \text{ ата.}$$

Таким образом при $H_{ст} > 200 \text{ мм}$

$$\eta = \frac{Q_1 H}{75 N} \frac{p_1}{\frac{p_1 + p_2}{2}} = k \frac{Q_1 H}{75 N}.$$

При $H \approx 2000 \text{ мм вод. ст.}$ $k = 0,91$.

При $H > 2000 \text{ мм вод. ст.}$ следует уже пользоваться уравнениями термодинамики для определения величин к. п. д.

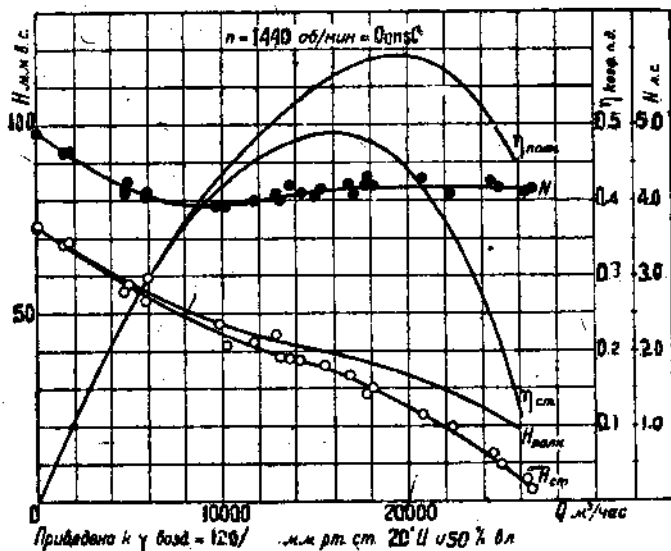
Кроме того, если испытание велось на всасывание, то следует при $H > 200 \text{ мм}$ определять величину Δ не по $p_{атм}$, а по давлению перед вентилятором $p_{атм} - H_{ст}$, т. е. приводить испытание к давлению всасывания $p = 760 \text{ мм вод. ст.}$

Если же требуются данные именно при работе на всасывание, т. е. при $p_1 = (p - H) \text{ ата}$, то это должно быть оговорено в протоколе.

Иногда на одну характеристику наносят ряд кривых $H_{ст}$ для различных чисел оборотов. Обычно на эту сетку из кривых, наносимых на эту характеристику, переносится еще кривая $H_{дин}$, очевидно, не зависящая от числа оборотов.

На эти кривые обычно наносят еще семейство кривых, соединяющих между собой на плоскости QH области постоянного статического или постоянного полного к. п. д., соответствующего различным числам оборотов.

Как уже указывалось в главе о характеристиках вентиляторов, эти кривые асимптотически подходят к параболам, а не замыкаются эллипсами, как ошибочно указано в ряде каталогов.



Фиг. 391. Характеристика осевого вентилятора.

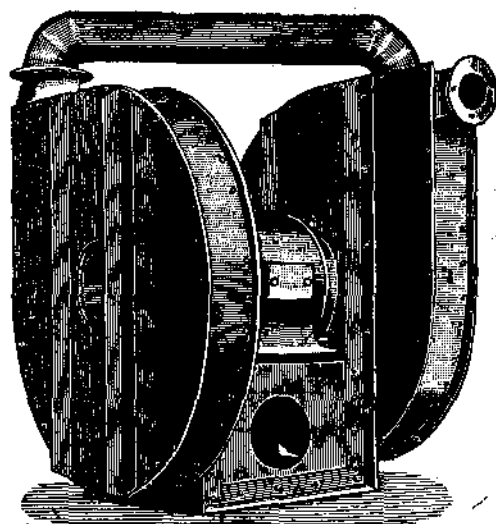
ГЛАВА I.

ТУРБОКОМПРЕССОРЫ И ТУРБОВОЗДУХОДУВКИ.

§ 1. Общие соображения.

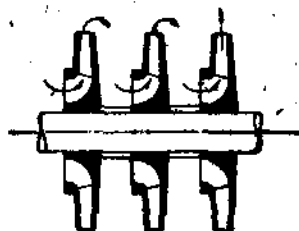
С уменьшением быстроходности вентилятора ниже $n \approx 200-300$, т. е. с повышением напора и уменьшением расхода, к. п. д. вентилятора начинает падать. Объясняется это относительным повышением потерь на трение дисков о воздух, потерь через зазоры и увеличением потерь в кожухе, связанным с большими окружными скоростями, необходимыми для создания больших напоров в одной ступени, и с малыми гидравлическими радиусами сечений узкого кожуха, типичного для тихоходных высоконапорных машин.

Поэтому, при переходе к значительным напорам (свыше 1000 мм вод. ст.) переходят к последовательному соединению вентиляторов (фиг. 392). Такая конструкция, однако, не является технически совершенным решением вопроса, так как в ней потери в двух кожухах и при переходе чрезмерно велики.



Фиг. 392. Последовательное соединение вентиляторов.

Последовательная работа вентиляторов может быть более экономично осуществлена при помощи схемы, изображенной на фиг. 393. В таком виде, однако, в каком изображена на фигуре схема действия многоступенчатой воздуходувной машины, все колеса кроме первого работать не будут.



Фиг. 393. Последовательная работа центробежных колес.

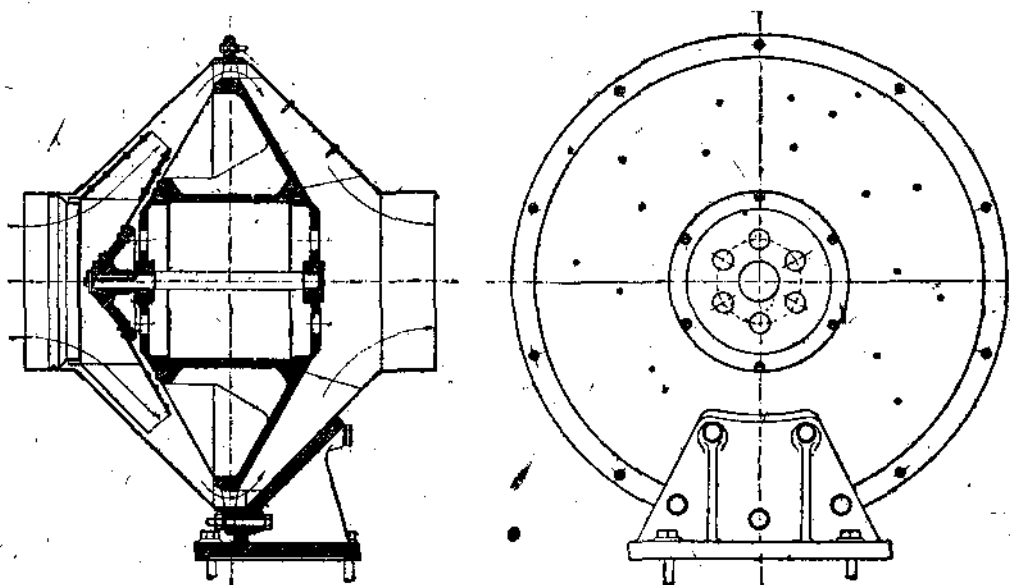
Действительно, после выхода из первого колеса воздух имеет скорость закручивания c_{2u} . По закону постоянства моментов количества движения эта струя, подходя ко входу на второе колесо, будет иметь скорость закручивания

$$(c_{1u})_{II} = (c_{2u})_I \frac{R_2}{R_1},$$

причем в обычных условиях эта скорость будет гораздо большей даже, чем u_1 . Очевидно, что приложение к этой вращающейся воздушной струе момента количества движения при помощи второго колеса неосуществимо. Иначе говоря, второе колесо не будет потреблять мощности и не будет создавать напора.

Для возможности последовательной работы второго, третьего и т. д. колес необходимо при переходе от $(R_2)_{n-1}$ к $(R_1)_n$ «раскрутить» струю воздуха при помощи особых направляющих аппаратов.

Современная техника решает вопрос о последовательном соединении вентиляторов при помощи схемы, прообразом которой может служить прямоточный центробежный вентилятор с мотором внутри вентилятора, изображенный на фиг. 394¹.



Фиг. 394. Прямоточный центробежный вентилятор ЦАГИ.

Последовательное соединение нескольких таких прямоточных вентиляторов и представляет собой так называемую турбовоздуходувку, или турбокомпрессор, отдельная ступень которой изображена на фиг. 395. Принцип такого устройства следующий.

В рабочем колесе 1—2 происходит сообщение воздуху полного напора $H_m = q u_2 c_{2u}$. Затем бесполезная скорость закручивания превращается в полезный напор. Совершается это сначала за счет увеличения радиуса и соответствующего уменьшения скорости при постоянном моменте количества движения в области 3—4, а затем при помощи системы обратных спрямляющих лопаток (иногда имеющих также и в области 3—4, как указано на фиг. 395), подводящих воздух к выходу из I ступени в радиальном направлении.

Из того, что увеличение окружных скоростей сверх 150—200 м/сек нежелательно, главным образом, из технологических соображений, следует, что повышению давления в одной ступени имеется предел. Практически этот предел соответствует

$$\frac{p_n}{p_e} \approx 1,25 \div 1,3,$$

где p_n — давление на выходе из ступени;
 p_e — давление при входе в данную ступень.

Фиг. 395. Ступень многоступенчатой турбовоздуходувки (турбокомпрессора).

Поэтому значительное повышение давления требует весьма значительного количества ступеней (для $p_2 \approx 7$ ата число ступеней доходит до 12—16). Это обстоятельство, а также и то обстоятельство, что с повышением давления значительно

¹ Сконструирован в ЦАГИ.

растет плотность, а следовательно, и все гидравлические потери приводят к тому, что турбовоздуходувки и турбокомпрессоры рационально применять только при значительных расходах и сравнительно умеренных давлениях. При этом, чем выше расход, тем меньше влияние гидравлических потерь и тем выше допустимые давления.

W. I. Kearton в своем курсе „Turboblowers & Compressors“ (турбовоздуходувки и компрессоры) определяет область рационального применения турбовоздуходувок при помощи кривой, близко подходящей к уравнению:

$$\frac{Q^2}{p} \geq 1000,$$

где Q — расход $\text{м}^3/\text{мин}$,
 p — напор в атм .

При $\frac{Q^2}{p} > 2000$ следует безусловно предпочесть турбовоздуходувки ($p = 0,15 \div 2 \text{ атм}$) и турбокомпрессоры ($p = 2 \div 10 \text{ атм}$).

При $\frac{Q^2}{p} < 1000$ следует применять поршневые и ротативные (см. ниже) компрессоры и воздуходувки.

Примеры.

$$Q = 20000 \text{ м}^3/\text{час} \approx 340 \text{ м}^3/\text{мин};$$

1.

$$p = 4 \text{ атм};$$

$$\frac{Q^2}{p} = \frac{340^2}{4} \approx 30000.$$

Безусловно воздуховка более подходит для данного случая, чем поршневая машина.

2.

$$Q = 3000 \text{ м}^3/\text{час} = 50 \text{ м}^3/\text{мин};$$

$$p = 8 \text{ атм};$$

$$\frac{Q^2}{p} = \frac{2500}{8} \approx 300.$$

В этом случае более подходит поршневая машина.

3. $p = 7 \text{ атм}$. При каком Q турбокомпрессор является безусловно более рациональным, чем поршневая машина?

$$\frac{Q_{\text{мин}}}{p} = 2000 = \frac{Q_{\text{мин}}^2}{7},$$

$$Q_{\text{мин}} = \sqrt{14000} \approx 120 \text{ м}^3/\text{мин}.$$

При очень больших числах оборотов (порядка 10 000 — 20 000 об/мин) область применения турбокомпрессоров значительно повышается и доходит до значений $\frac{Q^2}{p}$ значительно ниже указанных.

Правильно спроектированные и нормально работающие турбокомпрессоры и воздуходувки имеют изотермический к. п. д. = 60—75%, т. е. их к. п. д. несколько ниже, чем к. п. д. компрессоров поршневого типа.

ГЛАВА II.

РАСЧЕТ ТУРБОВОЗДУХОДУВКИ И ТУРБОКОМПРЕССОРА.

§ 1. Расчет отдельной ступени (без потерь).

Расчет каждой ступени складывается из двух частей, так же как и расчет центробежных вентиляторов:

1. Расчет рабочего колеса.

2. Расчет направляющего аппарата.

Основное различие между расчетом ступени турбокомпрессора (воздуходувки) и расчетом вентилятора заключается в необходимости в первом случае учесть влияние изменения плотности воздуха и влияние охлаждения.

Общая же схема расчета целиком совпадает с общей схемой расчета вентилятора. Поэтому мы не будем вторично выводить основных уравнений и только учтем изменения основных формул, которые создаются за счет влияния новых конструктивных и термодинамических факторов.

Определение диаметра всасывания $D_0 = D_1$. При определении диаметра всасывания $D_0 = D_1$ вентилятора мы считаем площадь всасывания

$$F_e = \frac{\pi D_0^2}{4}.$$

При расчете турбовоздуходувки приходится учитывать наличие толстого вала, значительно сужающего площадь входа; несмотря на то, что турбовоздуходувки обычно работают при числе оборотов выше критического, все же отношение

$$\xi = \frac{d_b}{D_1}$$

доходит у них до $\xi = 0,6 \div 0,7$.

Таким образом величина скорости $w_1^2 = C_0^2 + (1 - \varphi_1)^2 u_1^2$ получается равной

$$w_1^2 = \frac{Q_{сек}^2}{\left[\frac{\pi D_1^2}{4} - \frac{\pi d^2}{4} \right]} + \left[\frac{\pi D_1 n}{60} (1 - \varphi_1) \right]^2.$$

Приравняв к нулю первую производную $\frac{dw_1}{dD_1}$ и считая диаметр втулки заданным, получим оптимальное значение диаметра всасывания

$$D_1 = 3,25 \sqrt[3]{\frac{Q^2}{n^2 \cdot (1 - \varphi_1)^2} + \left(\frac{d}{3,25} \right)^2}.$$

Пример.

$$n = 3000 \text{ об/мин},$$

$$Q = 2400 \text{ м}^3/\text{мин} = 40 \text{ м}^3/\text{сек},$$

$$d = 500 \text{ мм},$$

$$\varphi_1 \approx 0,25,$$

$$D_1 = 3,25 \sqrt[3]{\frac{40^2}{3000^2 \cdot 0,75^2} + \left(\frac{0,5}{3,25} \right)^2} = 3,25 \sqrt[3]{0,051 + 0,0237} = 0,885 \text{ м}.$$

При расчете вентилятора основное уравнение:

$$N = Qe (u_2 c_{2u} - u_1 c_{1u}) = \frac{G_{сек}}{g} u_2 c_{2u},$$

так как

$$Q \cdot e = \frac{G_{сек}}{g} \text{ и } c_{1u} = 0.$$

То же имеет место и в работе турбокомпрессора, так как при переходе от одной ступени к другой воздух выводится в меридиональную плоскость (плоскость осевого разреза) за счет работы направляющего аппарата.

Расход работы на 1 кг воздуха:

$$L = \frac{1}{g} u_2 c_{2u}.$$

При входе в данную ступень полная энергия 1 кг воздуха определяется его теплосодержанием I_e и его скоростным напором $\frac{c_e^2}{2g}$. При выходе из ступени его энергия определяется теплосодержанием I_a и скоростным напором $\frac{c_a^2}{2g}$. Таким образом, обозначая через Q_n , отданное стенкам тепло, получим, что

$$AL = A \frac{u_2 c_{2u}}{g} = I_a + A \frac{c_a^2}{2g} - \left(I_e + A \frac{c_e^2}{2g} \right) + Q_n.$$

Если считать скорости $c_s \approx c_a$ (по Кеатон'у), чему соответствует непрерывное уменьшение D_1 с повышением p^1 , то получим:

$$L = (I_a - I_s) + Q_n = \frac{Au_s c_{2u}}{g},$$

откуда:

$$c_p (T_a - T_s) + Q_n = \frac{Au_s c_{2u}}{g}$$

и

$$T_a - T_s = \frac{A}{c_p} \left(\frac{1}{g} u_s c_{2u} - \frac{Q_n}{A} \right).$$

При чисто адиабатическом процессе (без трений):

$$\frac{T_a}{T_s} = \left(\frac{p_a}{p_s} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Следовательно:

$$\frac{T_a - T_s}{T_s} = \left[\left(\frac{p_a}{p_s} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]$$

и

$$T_a - T_s = \frac{Au_s c_{2u}}{c_p \cdot g} = T_s \left[\left(\frac{p_a}{p_s} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right];$$

имея в виду, что для воздуха $c_p \approx 0,24$ (имея в виду незначительность давлений в турбокомпрессорах), получим основное уравнение:

$$\frac{p_a}{p_s} = \left(\frac{Au_s c_{2u}}{g c_p T_s} + 1 \right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(\frac{u_s c_{2u}}{1004 T_s} + 1 \right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Из этого уравнения следует, что приращение давления в одной ступени:

$$\Delta p = p_a - p_s = \left(\frac{p_a - p_s}{p_s} \right) p_s = \left(\frac{p_a}{p_s} - 1 \right) p_s = p_s \left[\left(\frac{u_s c_{2u}}{1004 \cdot T_s} + 1 \right)^{\frac{k}{k-1}} - 1 \right]$$

С приближением до $1/2\%$ можно считать:

$$\Delta p = p_s \left[\left(\frac{u_s c_{2u}}{1000 T_s} + 1 \right)^{\frac{k}{k-1}} - 1 \right].$$

Разложим выражение $\left(\frac{u_s c_{2u}}{1000 \cdot T_s} + 1 \right)^{\frac{k}{k-1}}$ в ряд Тейлора, считая процесс сжатия адиабатическим, т. е. $k=1,4$, получим

$$\left(\frac{u_s c_{2u}}{1000 \cdot T_s} + 1 \right)^{3,5} = 1 + \frac{u_s c_{2u}}{1000 \cdot T_s} \cdot 3,5 + \frac{1}{2} \frac{u_s^2 c_{2u}^2}{10^6 \cdot T_s^2} \cdot 2,5 + \dots$$

При малых окружных скоростях (до $50 \div 60$ м/сек) и соответственно $H \leq 200$ мм вод. ст. всеми членами ряда кроме первых двух можно пренебречь. Тогда получим:

$$\Delta p = p_s \left(1 + \frac{u_s c_{2u}}{1000 \cdot T_s} \cdot 3,5 - 1 \right) = 3,5 \frac{p_s u_s c_{2u}}{T_s \cdot 1000}.$$

Так как

$$\frac{p_s}{T_s} = R \gamma = 29,27 \gamma = 287 \frac{\gamma}{g},$$

то

$$\Delta p = \frac{3,5 \cdot 287}{1000} \rho u_s c_{2u} = \rho u_s c_{2u}.$$

При напорах до 2000 мм вод. ст. можно приближенно считать:

$$\Delta p = \rho_{cp} u_2 c_{2u} = \frac{\gamma_{cp}}{g} u_2 c_{2u}.$$

Общее уравнение

$$\frac{p_2}{p_0} = \left(\frac{u_2 c_{2u}}{1000 T_0} + 1 \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

указывает, что отношение давлений не зависит от начального давления p_0 и зависит только от температуры всасывания T_0 .

Это соображение справедливо как для отдельной ступени, так и для всей машины в целом, поскольку можно считать показатель политропы $k \approx \text{const}$ для данной машины при одной и той же объемной подаче. Для многоступенчатой машины указанное основное равенство примет вид

$$\frac{p_a}{p_0} = \left[\frac{\sum u_2 c_{2u}}{1000 T_0} + 1 \right]^{\frac{k}{k-1}} = \left[\frac{\varphi_2 \sum u_2^2}{1000 T_0} + 1 \right]^{\frac{k}{k-1}}.$$

В этом уравнении

p_a — давление выхода из машины,

p_0 — давление во всасывающем штуцере,

T_0 — температура во всасывающем штуцере.

§ 2. Направляющий аппарат.

Подсчет скоростей в отдельных сечениях направляющего аппарата, необходимый для определения углов и для подсчета потерь, связан с определением давления и плотности воздуха в отдельных сечениях. Исходя из того, что полная энергия воздуха по выходе из рабочего колеса не меняется, получим для любых двух сечений I и II между выходом из рабочего колеса и выходом из данной ступени:

$$\frac{c_1^2}{2g} + I_I = \frac{c_{II}^2}{2g} + I_{II},$$

откуда, по аналогии с выводом выражения для повышения давления в ступени:

$$\Delta p_{I-II} = p_I \left[\left(\frac{1}{2g c_p T_0} (c_1^2 - c_{II}^2) + 1 \right)^{\frac{k}{k-1}} - 1 \right],$$

для воздуха:

$$\Delta p_{I-II} = p_I \left[\left(\frac{c_1^2 - c_{II}^2}{2000 T_0} + 1 \right)^{\frac{k}{k-1}} - 1 \right].$$

Считая сечение каналов между направляющими лопатками заполненным, получим ($G = Q \cdot \gamma$)

$$c = \frac{Q_{сек}}{F} = \frac{G_{сек}}{F \cdot \gamma} = f(p).$$

Определение взаимно соответствующих значений Δp_{I-II} и $c_{II} = f(p + \Delta p_{I-II})$ можно произвести путем подбора и последовательного приближения.

Обычно при расчете направляющего аппарата ограничиваются определением углов входа и выхода лопатки, после чего само профилирование каналов производится на-глаз, из конструктивных соображений и соображений плавности получаемых кривых.

Входную кромку лопатки следует всегда устанавливать под некоторым положительным углом атаки ($\alpha = 3^\circ - 6^\circ$), т. е. угол входа лопатки

$$\alpha_2 = \alpha_1 + (3^\circ + 6^\circ),$$

Выходную кромку лопатки обратного направляющего аппарата следует „перевести“ (überstreifen) за 90° на $5-10^\circ$ для учета конечного количества лопаток.

При напорах до 2000 мм вод. ст. можно приближенно считать:

$$\Delta p = \rho_{cp} u_2 c_{2u} = \frac{\gamma_{cp}}{g} u_2 c_{2u}.$$

Общее уравнение

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{u_2 c_{2u}}{1000 T_1} + 1 \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

указывает, что отношение давлений не зависит от начального давления p_1 и зависит только от температуры всасывания T_1 .

Это соотношение справедливо как для отдельной ступени, так и для всей машины в целом, поскольку можно считать показатель политропы $k \approx \text{const}$ для данной машины при одной и той же объемной подаче. Для многоступенчатой машины указанное основное равенство примет вид

$$\frac{p_2}{p_1} = \left[\frac{\sum u_2 c_{2u}}{1000 T_1} + 1 \right]^{\frac{k}{k-1}} = \left[\frac{\varphi_2 \sum u_2^2}{1000 T_1} + 1 \right]^{\frac{k}{k-1}}.$$

В этом уравнении

p_2 — давление выхода из машины,

p_1 — давление во всасывающем штуцере,

T_1 — температура во всасывающем штуцере.

§ 2. Направляющий аппарат.

Подсчет скоростей в отдельных сечениях направляющего аппарата, необходимый для определения углов и для подсчета потерь, связан с определением давления и плотности воздуха в отдельных сечениях. Исходя из того, что полная энергия воздуха по выходе из рабочего колеса не меняется, получим для любых двух сечений I и II между выходом из рабочего колеса и выходом из данной ступени:

$$\frac{c_1^2}{2g} + I_1 = \frac{c_{II}^2}{2g} + I_{II},$$

откуда, по аналогии с выводом выражения для повышения давления в ступени:

$$\Delta p_{I-II} = p_1 \left\{ \left[\frac{1}{2g c_p T_1} (c_1^2 - c_{II}^2) + 1 \right]^{\frac{k}{k-1}} - 1 \right\},$$

для воздуха:

$$\Delta p_{I-II} = p_1 \left[\left(\frac{c_1^2 - c_{II}^2}{2000 T_1} + 1 \right)^{\frac{k}{k-1}} - 1 \right].$$

Считая сечение каналов между направляющими лопатками заполненным, получим ($G = Q \cdot \gamma$)

$$c = \frac{Q_{сек}}{F} = \frac{G_{сек}}{F \cdot \gamma} = f(p).$$

Определение взаимно соответствующих значений Δp_{I-II} и $c_{II} = f(p + \Delta p_{I-II})$ можно произвести путем подбора и последовательного приближения.

Обычно при расчете направляющего аппарата ограничиваются определением углов входа и выхода лопатки, после чего само профилирование каналов производится на-глаз, из конструктивных соображений и соображений плавности получаемых кривых.

Входную кромку лопатки следует всегда устанавливать под некоторым положительным углом атаки ($\alpha = 3^\circ - 6^\circ$), т. е. угол входа лопатки

$$\alpha_A = \alpha_2 + (3^\circ + 6^\circ),$$

Выходную кромку лопатки обратного направляющего аппарата следует „перевести“ (übertreiben) за 90° на $5-10^\circ$ для учета конечного количества лопаток.

§ 3. Спиральный кожух.

При выводе уравнения спирального кожуха для вентилятора мы считали $\gamma = \text{const.}$

При этом получалось:

$$2\pi R c_u = \text{const.}$$

$$c_a \cdot 2\pi \cdot R \cdot b = Q = \text{const.}$$

$$\frac{c_a}{c_u} = \text{tg } \alpha = \text{const.}$$

При больших скоростях:

$$c_a 2\pi R b = Q = Gv = \text{const.} \cdot v;$$

$$\frac{c_a}{c_u} = \text{tg } \alpha = \text{const.} \cdot v \neq \text{const.}$$

но

$$\frac{c_a}{c_u} \cdot \frac{1}{v} = \frac{c_a}{c_u} \gamma = \text{const.}$$

Для турбокомпрессоров угол α падает с увеличением радиуса, т. е. угол раскрытия спирали понемногу уменьшается.

При расчете спирали турбокомпрессора (турбовоздуходувки) следует пользоваться теми же уравнениями, что и при расчете спирали вентилятора. Определив величину $\frac{A}{R_0}$ по приведенным выше формулам, следует это отношение уменьшить

в отношении $\frac{\gamma_2}{\gamma_a}$, где γ_2 (соответствует расчетному Q') удельный вес потока, входящего в кожух, γ_a — удельный вес в выходном сечении, соответствующий скорости c_a и политропическому процессу сжатия. Показатель политропы сжатия m в кожухе определяется при помощи диаграммы TS , исходя из разности температур

$$T_a - T_2 = A \frac{C_2^2 - C_a^2}{2g}$$

и величины потерь в кожухе

$$\Delta p = 1,5\lambda \left[\frac{D}{A} + 0,6 \right] \frac{\gamma_{cp} C_{cp}^2}{2g}$$

§ 4. Предварительный подсчет числа ступеней.

В то время как расчет отдельной ступени турбокомпрессора принципиально ничем не отличается от расчета вентилятора, особенно прямоточного, в расчет турбокомпрессора (воздуходувки) входит дополнительно еще расчет потребного числа ступеней.

Очевидно, что интенсивность охлаждения воздуха при протекании через охлаждаемые водой направляющие аппараты¹ растет с повышением температуры. В направляющем аппарате I ступени показатель политропы сжатия получается за счет трений даже больше показателя адиабаты, т. е. в I ступени воздух зачастую не только не охлаждается, но даже подогревается за счет преобразования скоростного напора в теплоту. В последующих ступенях температура воздуха растет, растет перепад между воздухом и водой, отвод тепла увеличивается и показатель политропы приближается к 1, т. е. процесс приближается к изотермическому.

Из общего уравнения

$$\frac{P_n}{P_0} = \left(\frac{u_2 c_{2u}}{1000 \cdot T_0} + 1 \right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

¹ Это рассуждение относится к турбокомпрессорам с охлаждаемым кожухом. У турбовоздуходувки низкого давления (до 3 атм), а в последнее время и у большинства турбокомпрессоров высокого давления, делают неохлаждаемые кожуха.

следует, таким образом, что с переходом к ступеням высокого давления перепад давлений $\frac{p_a}{p_e}$ несколько падает за счет увеличения T_e . Эта тенденция к пониженной работе последних ступеней усиливается еще и тем обстоятельством, что с повышением плотности, потери на трение дисков о воздух чрезмерно увеличиваются, из-за чего диаметры последних ступеней стараются делать меньшими, чем диаметры ступеней низкого давления.

Кроме того, в последних ступенях турбокомпрессоров, сжимающих воздух до нескольких атмосфер, объем протекающего воздуха уменьшается в несколько раз. Если оставить диаметр рабочих колес последних ступеней таким же, как D_2 у первых ступеней, то для получения необходимых в последних ступенях малых сечений пришлось бы сузить колесо до технологически неприемлемой ширины менее 8—10 мм. Это соображение также заставляет уменьшать наружные диаметры колес последних ступеней.

Если в первом приближении считать

$$\frac{p_{i+1}}{p_i} \approx \text{const},$$

то получим:

$$\left(\frac{p_{i+1}}{p_i}\right)^n = \frac{p_a}{p_e},$$

т. е.

$$n \lg \frac{p_{i+1}}{p_i} = \lg \frac{p_a}{p_e}$$

и

$$n = \frac{\lg p_a - \lg p_e}{\lg \frac{p_{i+1}}{p_i}}.$$

Далее имеем:

$$p_{i+1} = p_i + \eta_h \Delta p_i,$$

откуда

$$\frac{p_{i+1}}{p_i} = 1 + \eta_h \frac{\Delta p_i}{p_i},$$

где Δp_i — расчетный адиабатический перепад давления в одной ступени.

$$(\Delta p_i)_{ad} = p_i \left[\left(\frac{u_2 c_{2u}}{1000 \cdot T_i} + 1 \right)^{3.5} - 1 \right]$$

и $\eta_h \rightarrow$ гидравлический к. п. д. $= \frac{(\Delta p_i)_{обф}}{(\Delta p_i)_{ad}} = 0,65 \div 0,8$.

Прежде чем перейти к примерам, отметим, что в этом последнем выражении обычно $\varphi_2 = \frac{c_{2u}}{u_2} \approx 0,5 \div 0,6$, что соответствует лопаткам, загнутым назад. Объясняется это главным образом тем, что при лопатках радиальных и загнутых вперед значительный участок характеристики имеет положительную первую производную.

При работе вентиляторов это еще допустимо (см главу „Регулирование работы вентилятора“), но при работе турбокомпрессоров наличие значительной области с положительной первой производной нежелательно, так как при более или менее постоянном противодавлении, эта область есть область неустойчивой работы.

Пример. Определить число ступеней для турбокомпрессора с конечным давлением 7 ата. Задавшись наибольшей допустимой окружной скоростью $u_2 = 120$ м/сек и отношением $\frac{c_{2u}}{u_2} = 0,5$ и $\eta_h = 0,7$ получим для первой ступени ($T_e = 293^\circ$):

$$\frac{p_1}{p_i} = \left(\frac{0,5 u_2^2}{1000 \cdot T_e} + 1 \right)^{3.5} = \left(\frac{0,5 \cdot 120^2}{1000 \cdot 293} + 1 \right)^{3.5} = 1,09.$$

Нужное число ступеней:

$$z = \frac{\lg(7 + 1)}{\lg 1,09} = \frac{0,803}{0,038} = 24.$$

Имея в виду указанное выше понижение перепада давлений в последних ступенях, остановимся на $z = 28$ ступеней.

Если бы мы задались $u_2 = 160$ м/сек и $\frac{c_{2n}}{u_2} = 0,6$, мы получили бы:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{0,6 \cdot 160^2}{1000 \cdot 293} + 1 \right)^{3,5} = 1,2 \text{ и } z \approx 12 \div 13 \text{ ступеней.}$$

Пример. Дано

$$Z = 4; u_2 = 180; \varphi_2 = 0,5; \eta_h = 0,7; p_e = 1 \text{ ата.}$$

Определить p_a , k и $\eta_{ад}$.

Для первой ступени

$$(p_1)_{ад} = \left[\frac{0,5 \cdot 180^2}{1000 \cdot 293} + 1 \right]^{3,5} - 1 = 1,055^{3,5} - 1 = 0,2150 \text{ ат} = 2150 \text{ мм вод. ст.}$$

$$\Delta p = 0,7 \cdot 2150 = 1500 \text{ мм вод. ст.}$$

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

Давление всей воздухоудовки

$$p_a = 1,15^4 = 1,75 \text{ ата} = 0,75 \text{ ати.}$$

Это давление равняется

$$p_a = \left[\frac{\varphi_2 \sum u_i^2}{1000 \cdot 293} + 1 \right]^{\frac{k}{k-1}} = \left[\frac{0,5 \cdot 4 \cdot 180^2}{1000 \cdot 293} + 1 \right]^{\frac{k}{k-1}} = 1,22^{\frac{k}{k-1}} = 1,75.$$

Отсюда $k = 1,55$.

Адиабатический к. п. д. определим из перепада температур

$$T_a = T_e \left(\frac{p_a}{p_e} \right)^{\frac{k-1}{k}} = T_e \cdot 1,75^{0,355} = 1,22 = 293 \cdot 1,22 = 358^\circ \text{ абс} = 85^\circ \text{ Ц.}$$

При адиабатическом сжатии получили бы

$$(T_a)_{ад} = T_e (1,75)^{0,298} = 293 \cdot 1,175 = 345^\circ \text{ абс} = 72^\circ \text{ Ц.}$$

Соответствующий адиабатический к. п. д.

$$\eta_{ад} = \frac{(T_a)_{ад} - T_e}{T_a + T_e} = \frac{72 - 20}{85 - 20} = 0,8$$

(без учета механических потерь).

Диаметром втулки d задаемся с последующей проверкой вала на критическое число оборотов. Поскольку значение D_1 лучше взять с запасом, чем слишком малым, предварительный диаметр втулки следует брать побольше, порядка $0,25 \div 0,4 D_1$ (соответственно $0,12 \div 0,2 D_2$).

Отметим, предположение $\frac{p_i + 1}{p_i} = \text{const}$ является первым грубым приближением не только по указанным выше термодинамическим соображениям, но и благодаря чисто конструктивным особенностям многоступенчатых турбомашин.

Дело в том, что по чисто технологическим соображениям рационально все колеса (или при переменном диаметре колес по несколько колес одного диаметра) выполнять с одинаковыми лопатками (одинаковые углы β_1 и β_2), меняя только ширину колеса. Это значительно упрощает разметку дыр, штамповку лопаток и т. д. и значительно удешевляет изготовление ротора.

Поэтому, после предварительного определения средней величины работы, приходящейся на 1 кг воздуха, определяют для первой ступени углы входа β_1 и выхода β_2 , соответствующие указанной средней работе

$$L = \frac{u_2 c_{2n}}{g} \text{ кгм/кг.}$$

Для последнего (n -ого) колеса того же диаметра величина L_n при том же угле β_2 получается обычно больше L_{cp} , так как объем сжатого воздуха, протекающего через это колесо, меньше объема, протекающего через первое колесо; при лопатках, загнутых назад, соответствующее уменьшение w приводит к увеличению c_{2n} , а следовательно, и удельной работы. Можно считать, что работа всех n колес будет равняться

$$\sum L_{1-z} = z \frac{L_1 + L_n}{2}.$$

При $L_1 = L_{cp}$ и $L_2 > L_{cp}$ получим, что воздуходувка (турбокомпрессор) возьмет, следовательно, слишком много мощности и даст излишний напор. Уменьшая работу 1 и n -ой ступени по сравнению с первоначально полученной путем увеличения угла β_1 можно сравнительно быстро подбором определить то значение угла β_n , при котором

$$L_1 < L_{cp}, L_2 > L_{cp}, \text{ а } \sum L_{1+z} = z \frac{L_1 + L_n}{2} = z \cdot L_{cp}.$$

При этом нагрузка колес получается несколько неравномерной, но это обстоятельство явно несущественно.

Угол входа β_1 и диаметр D_1 следует делать по углу входа и диаметру первой ступени.

§ 5. Гидравлические потери.

Общий ход расчета гидравлических потерь был нами рассмотрен выше при рассмотрении гидравлических потерь вентилятора.

Здесь мы рассмотрим дополнительно только два вида потерь:

1. Потери через зазор.

2. Потери на трение в направляющем аппарате.

Потери через зазор. В турбокомпрессорах (воздуходувках) потери через зазор имеют место в двух местах:

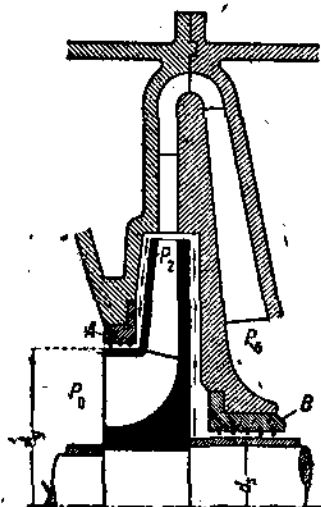
Через лабиринтное уплотнение A и уплотнение B (фиг. 396).

Расчет потерь через зазор можно вести по средней плотности, что всегда дает достаточные для практических целей результаты.

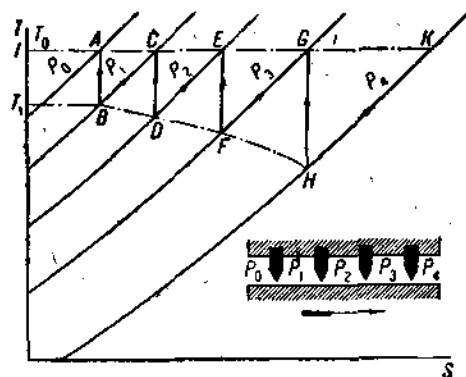
Некоторый принципиальный интерес представляет собой изображение процесса протекания воздуха сквозь лабиринтное уплотнение в диаграмме TS (фиг. 397).

Проходя через каждое узкое сечение лабиринтного уплотнения, воздух приобретает скоростной напор

$$\frac{c^2}{2g} = (i_2 - i_1)$$



Фиг. 396. Потери через зазор.



Фиг. 397. Расчет потерь через зазор при помощи диаграммы TS .

(на 1 кг), где $c = \frac{G \cdot v}{F_{\text{зоб}}}$, что сопровождается понижением температуры на величину

$$(T_2 - T_1) = \Delta T = \frac{Ac^2}{2gc_p}.$$

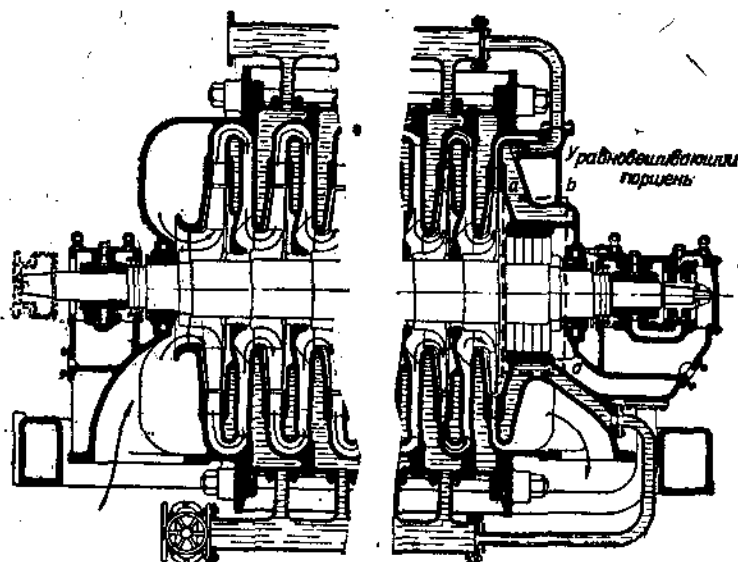
Попадая в широкое сечение, воздух теряет свою скорость; при помощи вихреобразования воздух превращает свою кинетическую энергию в тепловую, так что снова $T_3 = T_1$; давление при этом остается постоянным, равным p_2 — давлению в струе, протекающей через узкое сечение (участок кривой BC — изобара).

Так как $p_2 < p_1$ и $T_3 = T_1$, то очевидно, что во втором кольце лабиринта объем воздуха больше, чем в первом. Этим и объясняется, что при протекании через 2-й зазор требуются создание большей скорости протекания, а следовательно,

и большие разности температур $T_i - T_{i+1}$, чтобы пропустить тот же расход G кг. При наличии ряда гребней кривая пойдет, таким образом, книзу.

При расчете лабиринтного уплотнения между ступенями, как мы уже говорили, этой диаграммой пользоваться не приходится, так как точность расчета по средним плотностям вполне достаточна.

В тех случаях, когда турбокомпрессор не имеет двухстороннего всасывания и осевое давление на вал велико, устанавливаются так называемые уравнивающие поршни (фиг. 398 *abcd*), площадь которых подбирается такой, чтобы уравновесить осевое давление на вал. В этом случае, а также для концевых лабиринтных уплотнений, расчет по средним плотностям дает слишком неточный результат. Поэтому приходится вести расчет при помощи диаграммы *TS*. Лучше всего при этом задаться расходом через уплотнение $G_{за}$ и проверить, попадет ли последняя точка на давление p_a в конце уплотнения. Если давление в конце уплотнения не будет равняться p_a , то следует соответственно изменить значение $G_{за}$. Обычно уже при второй или третьей пробе задачу удастся разрешить.



Фиг. 398. Уравнивающий поршень (лумис).

При построении диаграммы *TS* следует иметь в виду, что $\frac{p_2}{p_1}$ при протекании через один лабиринт не может превышать критического отношения¹:

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{кр} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(\frac{2}{2,41}\right)^{3,5} = 0,528 \text{ (для воздуха),}$$

при каковом отношении скорость протекания через зазор лабиринтного уплотнения делается равной скорости звука в среде данной плотности $c_s = 20,1 \sqrt{T}$. Поэтому если при протекании через какой-либо гребень лабиринта скорость делается равной скорости звука, то дальнейшее увеличение числа гребней совершенно излишне.

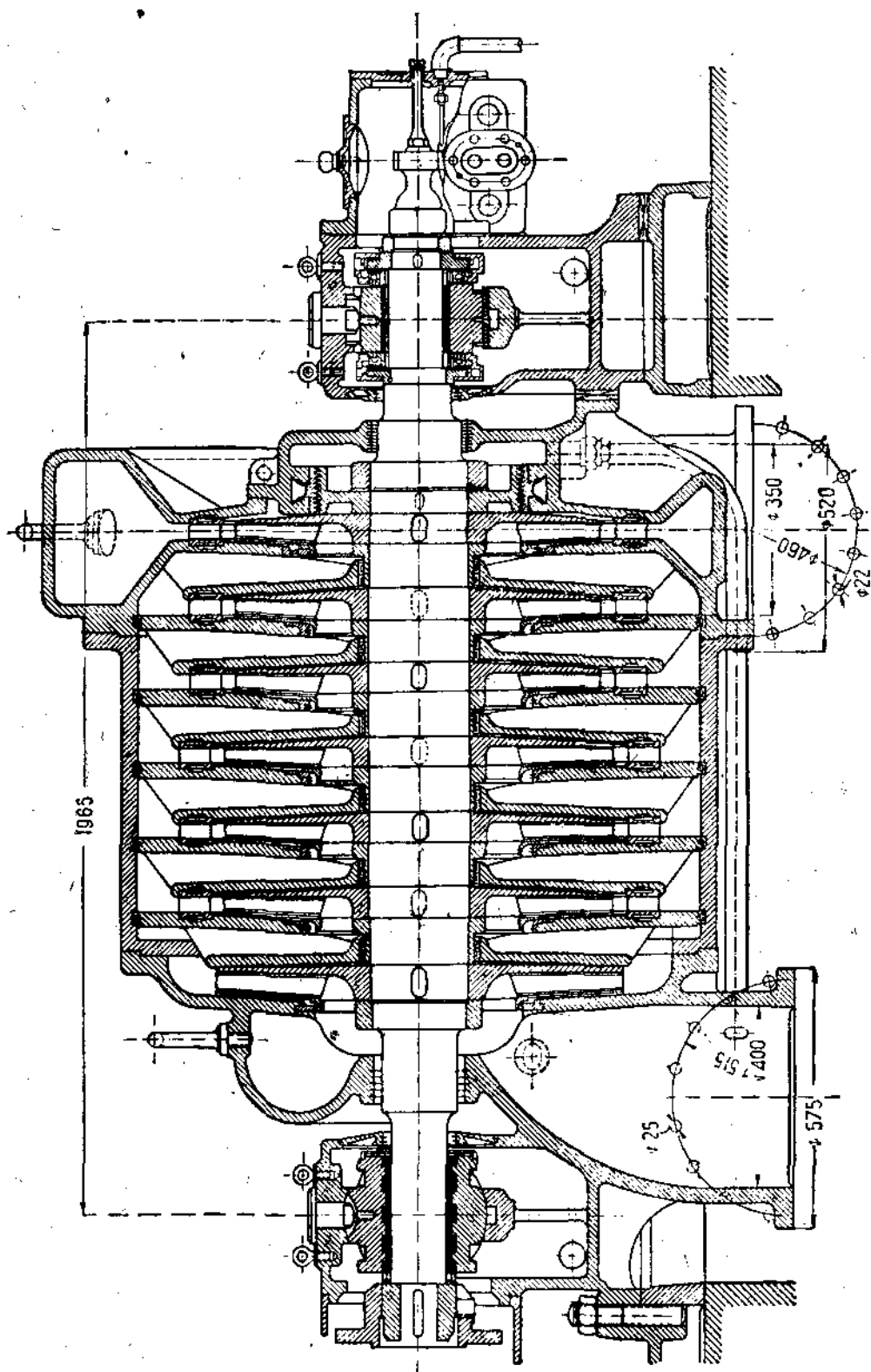
Направляющий аппарат. Имеющихся в настоящее время опытных исследований недостаточно для того, чтобы можно было сколько-нибудь детально рассчитать потери в направляющем аппарате.

В первом приближении можно считать, что при рационально выполненных конструкциях потери в направляющем аппарате.

$$\Delta p_{потерь} = \xi \gamma_2 \frac{c_2^2}{2g},$$

где $\xi = 0,25 \div 0,4$.

¹ Шюле, Техническая термодинамика.



Фиг. 398а. Турбовоздуходувка Ленинградского¹ металлургического завода на подачу 180 м³/мин.



Фиг. 399. Направляющий аппарат.

При этом благоприятными, с точки зрения уменьшения $\Delta p_{\text{потери}}$, факторами являются следующие:

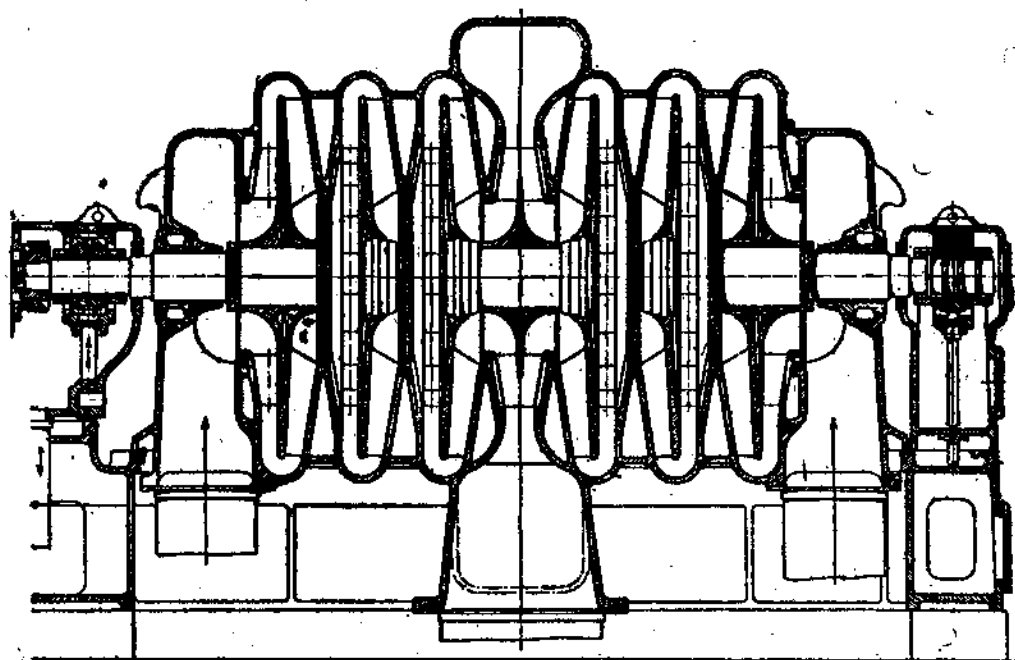
1. Число направляющих лопаток z_1 и число рабочих лопаток z должны быть взаимно простыми числами (12 и 17, 10 и 19, 16 и 23 и т. д.).

2. При построении углов входа направляющего аппарата следует учитывать влияние конечного количества лопаток на действительный угол выхода.

3. Зазор между рабочим колесом и направляющим аппаратом должен быть взят достаточно большим, что смягчает удар при несоответствии углов выхода воздуха из рабочего колеса и угла входа направляющего аппарата (фиг. 398а — чертеж воздуходувки Ленинградского металлического завода). В современных конструкциях зачастую делается один только обратный направляющий аппарат (фиг. 401).



Фиг. 400. Направляющий аппарат.



Фиг. 401. Турбовоздуходувка с двухсторонним всасыванием и неохлаждаемым кожухом.

4. Если за рабочим колесом непосредственно следуют направляющие лопатки, то их число z_1 следует выбирать побольше, что соответствует уменьшению угла раскрытия диффузора.

5. Число так называемых „обратных“ направляющих лопаток выбирается небольшим (6—8—12), так как они фактически не являются диффузорами и служат, главным образом, для отклонения струи к радиальному направлению. При этом чем больше средний радиус перепускного окна R_a , тем меньше может быть число обратных направляющих лопаток (фиг. 399, 400).

6. Внутренний радиус обратных направляющих лопаток должен быть больше R_1 рабочего колеса, что смягчает потери на удар и на трение при расходах, отличных от расчетного (см. выше, в главе о гидравлических потерях в вентиляторах), давая струе возможность частичного закручивания за счет сил трения.

ГЛАВА III.

РАСЧЕТ МНОГOSTУПЕНЧАТОГО ТУРБОКОМПРЕССОРА.

Определив, как указано выше, число ступеней турбокомпрессора, переходим к расчету турбокомпрессора.

Расчет рабочего колеса. Диаметр всасывания первого каждой группы одинаковых колес определяется по формуле

$$D_0 \approx D_1 = 3,25 \sqrt[3]{\sqrt{\frac{Q^2}{n^2(1-\varphi)^2} + \left(\frac{d}{3,25}\right)^2}}$$

где $\varphi_1 \approx 0,15 - 0,25$ для первой ступени:

$\varphi_2 \approx 0,1 - 0,2$ для остальных ступеней.

Предварительное определение диаметра D_2 . Работа, приходящаяся на 1 кг воздуха и передаваемая ему при помощи всех колес машины,

$$L = \frac{\sum u_{2i} c_{2i}}{g} = \frac{\varphi_2 \sum u_2^2}{g} = \frac{L_{ад}}{\eta_{ад}}.$$

Задавшись числом ступеней z , коэффициентом $\varphi_2 = 0,4 \div 0,6$ и величиной $\eta_{ад}$, получим

$$L_{ад} = \eta_{ад} \varphi_2 \sum \frac{u_2^2}{g}.$$

Отсюда находим необходимую величину окружной скорости u_2 . Если величина окружной скорости u_2 лежит выше допустимых пределов [обычно $(u_2)_{\max} = 180 \div 220$ м/сек] приходится увеличивать число ступеней z .

В некоторых случаях для уменьшения веса и габарита приходится допускать гораздо большие скорости, порядка 300—400 м/сек. В этих случаях из соображений прочности приходится лопатки делать радиальными; при этом направляющие аппараты перед каждой ступенью создают предварительную скорость закручивания $c_{1n} = u_1$, благодаря чему удается избежать удара при входе (фиг. 401а).

Задавшись числом оборотов машины n , находим наружный диаметр рабочего колеса

$$D_2 = \frac{u_2 60}{\pi n}.$$

Отношение диаметра D_2 к вышеопределенному диаметру D_1 лежит обычно в пределах

$$m = \frac{D_2}{D_1} \approx 1,8 \div 2,5$$

Если m лежит ниже этих пределов, то следует уменьшить число оборотов n , что вызовет более значительное увеличение диаметра D_2 , чем D_1 и тем самым увеличит значение m . Если m значительно выше указанных пределов, то следует увеличить число оборотов.

Второй критерий для оценки конструктивной целесообразности числа ступеней и числа оборотов машины — ширина колеса на выходе b_2 . Обычно ширину колеса на выходе делают минимальной, с тем чтобы по возможности уменьшить паразитную мощность (вентиляционные потери — см. расчет вентиляторов)

$$N_0 = \beta_2 w^3 D^5 \left(1 + 5 \frac{b_2}{D_2}\right).$$

При этом ширина колеса на выходе b_2 определяется по формуле

$$b_2 = \frac{Q_{\text{свк}}}{\pi D_2 \sin \beta_2 w_2}.$$

Определение угла β_2 и скорости $w_2' = w_1$ смотри ниже; коэффициент сужения сечения лопатками ψ у турбовоздуходувки в связи с большим количеством ($z \approx 20 - 24$ лопатки) сильно загнутых назад и обычно толстых лопаток ($\delta = 5 - 8$ мм) может значительно отличаться от единицы. Обычно величина

$$\psi = \frac{\pi D - \frac{z\delta}{\delta}}{\pi D}$$

лежит в пределах $\psi = 0,85 \div 0,9$.

При слишком малых числах оборотов n и соответственно больших диаметрах D_2 получается недопустимо малая ширина b_2 , затрудняющая изготовление колеса.

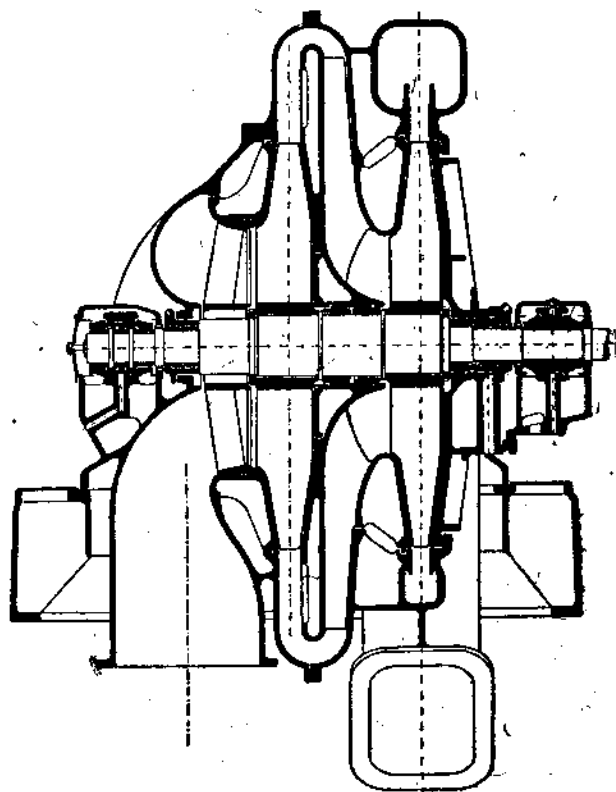
Некоторые фирмы из технологических соображений применяют колеса с плоскими стенками. Очевидно, что при этом ширина b_2^* перестает ограничивать величину наибольшего допустимого диаметра и соответственно наименьшего допустимого числа оборотов n .

Третий критерий для оценки полученного диаметра D_2 и числа оборотов n — углы выхода, относительный $(\beta_2)_{\text{лоп}}$ и абсолютный $(\alpha_2)_{\text{потока}}$.

Из конструктивных соображений $\angle \beta_2$ не может быть сделан больше, чем $\beta_2 = 130 - 140^\circ$. При слишком большом диаметре D_2 может получиться, что скорости $w_2 = w_1$ при таких углах не хватит на то, чтобы уменьшить скорость $c_{2u} = u_2 - w \cos \beta_2$ до величины $c_{2u} = \varphi_2 u_2 \approx 0,4 \div 0,6 u_2$. При этом диаметр D_2 следует уменьшить, число оборотов n или число ступеней z увеличить. Угол α_2 потока за колесом должен лежать в пределах $\alpha_2 = 15 \div 35^\circ$, при $(\varphi_2)_{\text{ср}} \approx 0,5$ это соответствует $c_{2r} \approx (0,5 \div 0,63)$.

Углы меньше 15° приводят к чрезмерному увеличению длины траекторий в направляющем аппарате, с чем связаны большие потери. Углы α_2 , большие 35° , приводят к излишне большим значениям скорости c_2 , с чем также связаны очень большие потери в направляющем аппарате.

Из указанных соображений при малых углах α_2 следует устанавливать за рабочим колесом направляющий аппарат для уменьшения длины траектории потока, при больших углах α_2 направляющих лопаток устанавливать не следует, так как



Фиг. 401а.

гидравлические потери между плоскими щитами в этом случае получаются меньшими, чем при наличии лопаток.

Расчет рабочего колеса. Имея основные данные о состоянии воздуха перед колесом, т. е. имея t_1 , P_1 , а следовательно, и удельный объем v_1 и весь объем $V_1 = gv_1$, где g — весовая секундная подача, определяем диаметр D_1 и скорость c_1 . После этого определяем относительную скорость

$$w_1 = Vc_1^2 + (1 - \varphi)^2 u_1^2.$$

Считая скорость $w_2 = w_1$ и зная окружную скорость $u_2 = \frac{\pi D_2 n}{60}$ и величину φ_2 , находим величину угла $(\beta_2)_{\text{пот}}$ и $(\beta_2)_{\text{лоп}}$ лопатки, а также скорость c_2 , как указано в главе V, отметим, что все эти величины w_2 , u_2 и c_2 , а также c_{2u} не зависят от состояния воздуха за колесом.

Работа, передаваемая колесом воздуху¹

$$L_u = \frac{u_2 c_{2u}}{g} \text{ кДж/кг.}$$

При отсутствии потерь, т. е. подвода тепла к потоку, имело бы место равенство

$$AL_u = A \frac{u_2 c_{2u}}{g} = A \left[\frac{C_p}{A} (T_2 - T_1) + \left(\frac{c_2^2}{2g} - \frac{c_1^2}{2g} \right) \right] \approx C_p (T_2 - T_1).$$

Отсюда находим T_2 и при помощи диаграммы TS величину $(p_2)_{\text{ад}}$. Определив потери в колесе (см. выше), находим давление за колесом $p_2 = (p_2)_{\text{ад}} - \Delta p_{\text{колеса}}$.

Влиянием потери через зазор, несколько повышающей температуру всасываемого воздуха и несколько повышающей объем воздуха, протекающего через колесо, обычно можно при расчете колеса пренебречь и ввести его только при расчете направляющих устройств.

§ 1. Неохлаждаемый турбокомпрессор.

Воздуходувки с большой подачей и сравнительно невысоким напором (0,15 ÷ 2,5 атм) делаются без охлаждения корпуса. То же имеет часто место и в большинстве современных компрессоров высокого давления до 8 ат, которые разбиваются на несколько групп с небольшим перепадом давления к каждой; между группами устанавливаются особые холодильники (см. расчет холодильников)! В каждой группе, состоящей из ряда ступеней, процесс сжатия протекает без охлаждения. Между каждыми двумя группами (их бывает 2 или 3) происходит охлаждение до температуры, близкой к начальной.

При отсутствии охлаждения корпуса и при установившемся состоянии отводом тепла наружу можно обычно пренебречь.

За колесом к воздуху подводится теплота в виде

$$1) \quad Q_{\text{заз}} = A \frac{L_{\text{заз}}}{G_{\text{сек}}} = \frac{A \xi_{\text{заз}} L_u}{G_{\text{сек}}} \text{ кал/кг,}$$

где $\xi_{\text{заз}} = \frac{G_{\text{сек}} G_{\text{заз}}}{G_{\text{сек}}}$ и $G_{\text{заз}}$ — секундная потеря через зазор со стороны всасывания,

$$2) \quad Q_{\text{тр}} = A \frac{75 N_0}{G_{\text{сек}}} \text{ кал/кг.}$$

Таким образом состояние воздуха перед направляющим аппаратом на радиусе r_3 определяется при помощи диаграммы TS по следующим данным

$$\Delta p_{1-3} = \Delta p_{1-2} = \Delta p_{\text{заз}} - \delta p_{\text{колеса}}$$

$$T_3 = T_2 + \frac{Q_{\text{заз}} + Q_{\text{тр}}}{C_p}$$

$$c_3 = c_2 \frac{R_3}{R_2}.$$

¹ Эту величину иногда условно называют „напором H^* колеса.

При определении углов лопаток следует исходить из изложенных в главе V соображений. Состояние воздуха в любом промежуточном сечении „х“ определяется следующим образом

$$I_x = c_p T_x = c_p T_3 + \frac{c_x^2 - c_3^2}{2g}.$$

Отсюда находим приращение давления $\Delta p_x = (p_x)_{ad} - \delta p_{3-x}$.

При определении аксиальных ширин следует иметь в виду, что скорость

$$c_x = \frac{G v_x}{\pi D_x b} = f(p_x, t_x),$$

в связи с чем проверка сечений (если в таковой появится потребность) может быть проделана только путем подбора.

Определение местных потерь (на вход, на поворот и т. д.) предпочтительнее производить соответственно местным значениям плотности. Расчет линейных потерь (трение) следует вести по средним плотностям и средним скоростным напорам $\rho \frac{c_{cp}^2}{2}$.

Имея в виду известную приближенность расчета потерь, вполне допустимо, особенно при предварительных расчетах и при расчетах турбовоздухоек с приводом от паровой турбины, где неточности расчета могут быть покрыты изменением числа оборотов, все потери в колесе учитывать по средней плотности

$$\delta p_{\text{колеса}} = \xi_w \rho_{cp} \frac{w_1^2}{2}$$

$$\left(\text{где } \xi_w \approx 10 - 20\% \text{ и } \rho_{cp} = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} \right)$$

и все потери в кожухе учитывать по средней скорости в направляющем аппарате и по средней плотности

$$\delta p_{\text{кож}} = \xi \rho_{cp} - \frac{\lambda (c_{cp}^2)}{2},$$

где

$$\rho_{cp} = \frac{\rho_i + \rho_{i+1}}{2}, \quad (c^2)_{cp} = \frac{(c_i)^2 + (c_a)^2}{2}$$

$\xi = 0,3 \div 0,6$ и c_a — скорость входа в следующую ступень.

Для выхода из i -ой ступени имеем следующие уравнения для определения состояния воздуха

$$p_{i+1} = \underbrace{\Delta p_{1-3}}_{\text{в колесе}} + \underbrace{\Delta p_{3-i+1}}_{\text{в кожухе}} + p_i,$$

$$T_{i+1} = \frac{A L_i}{c_p} + T_i = \frac{A (L_u + L_{заз} + L_{мп})}{c_p} + T_i.$$

Имея две величины

$$p_{i+1} \text{ и } T_i,$$

мы можем приступить к расчету следующей $(i+1)$ ступени.

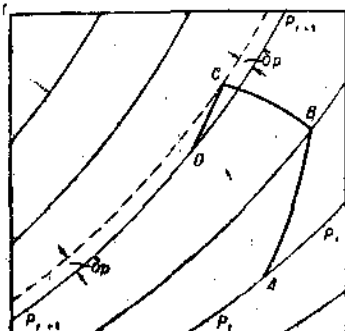
Обычно в зависимости от величины гидравлических потерь получается:

$$\eta_{ad} = \frac{(T_i)_{ad} - T_{i-1}}{T_i - T_{i-1}} \approx 0,7 \div 0,8,$$

где $(T_i)_{ad}$ — температура в конце ступени, соответствующая адиабатическому сжатию от p_{i-1} до p_i .

§ 2. Турбокомпрессор с охлаждаемым кожухом.

В тех случаях, когда от турбокомпрессора желательно получить возможно более высокий к. п. д. — обычно в турбокомпрессорах высокой мощности, — прибегают к охлаждению кожуха (фиг. 398), благодаря чему процесс приближается к изотермическому и к. п. д. значительно повышается.

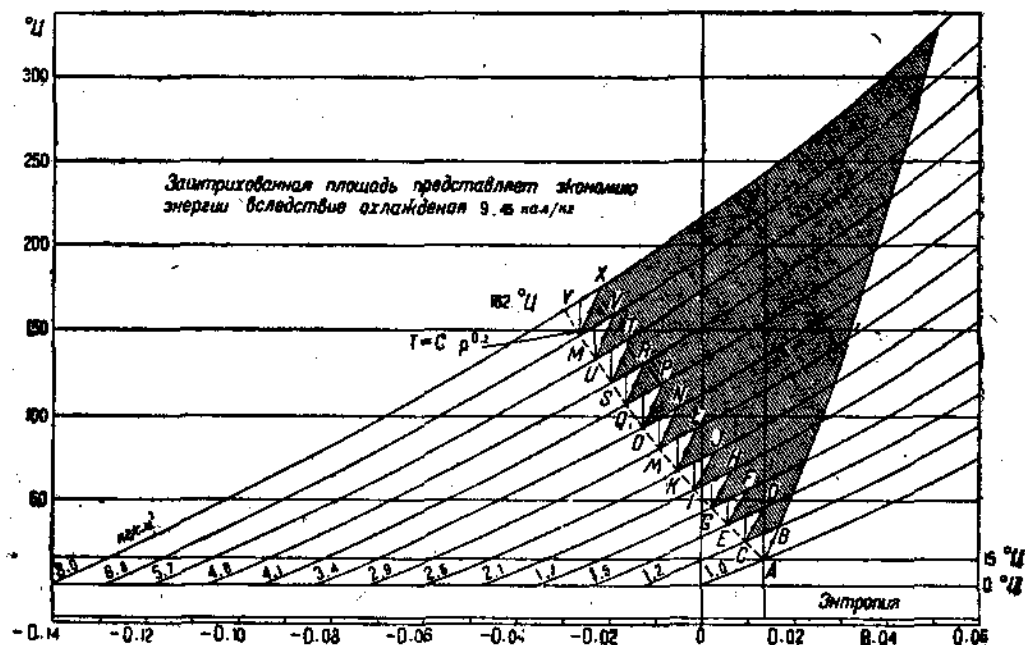


Фиг. 402. Работа одной ступени турбокомпрессора с охлаждаемым кожухом.

Процесс в рабочем колесе во всех случаях протекает без охлаждения. Поэтому для перепада давлений внутри рабочего колеса остается в силе указанный выше метод. Поскольку расход мощности имеет место только в рабочем колесе, очевидно, что охлаждение кожуха водяной рубашкой на расход мощности в отдельной ступени не повлияет (участок AB диаграммы фиг. 402).

При протекании через направляющий аппарат, в области скоростей выше скорости входа в следующую ступень, имеет место повышение давления за счет диффузорного эффекта, сопровождающееся отводом тепла, чему соответствует участок BC диаграммы TS (фиг. 402). Затем с того момента, как диффузорный эффект прекратится, мы получим участок CD диаграммы TS , близкий к изобаре (dp' — потеря на трение и пр. по линии CD).

Из приведенной на фиг. 403 диаграммы для двенадцатиступенчатого компрессора на давление 7,5 ат, на которой заштрихован выигрыш в работе благодаря наличию охлаждения кожуха, видно, что охлаждение стенок может заметно повысить к. п. д. турбокомпрессора по сравнению с неохлаждаемым компрессором.



Фиг. 403. Работа двенадцатиступенчатого компрессора на давление 8 ат. В диаграмме заштрихованная область дает выигрыш в расходе работы, вызванный наличием охлаждения кожуха.

По данным Kearton'a¹ средний коэффициент m политропы AU для случая охлаждения кожуха равен 1,27, т. е.:

$$pv^{1,27} = \text{const.}$$

¹ Turboblenders & Kompressors, Lond. Pitman Ed.

Для политропы, как указывалось выше:

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

и, следовательно, при охлаждении кожуха

$$\frac{T_2}{T_1} \approx \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{0,27}{1,27}} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{0,2125}$$

Более точные расчеты, учитывающие явление теплопередачи, показывают, что при повышении температуры интенсивность теплоотдачи увеличивается, а следовательно, коэффициент условной политропы всего процесса падает, начинаясь от $m > 1,4$ и до значений, близких к единице. Во всяком случае при предварительных подсчетах эффективности охлаждения кожуха можно воспользоваться прямыми, нанесенными на диаграмме TS .

Расчет кожуха при наличии охлаждения отличается от расчета неохлаждаемого кожуха (направляющего аппарата) только тем обстоятельством, что при расчете приходится в основное уравнение теплосодержаний ввести член, содержащий отведенное тепло Q . Таким образом

$$I_x = c_p T_x = c_p T_2 + \frac{c_p^2 - c_p^1}{2} - Q_{3-x}$$

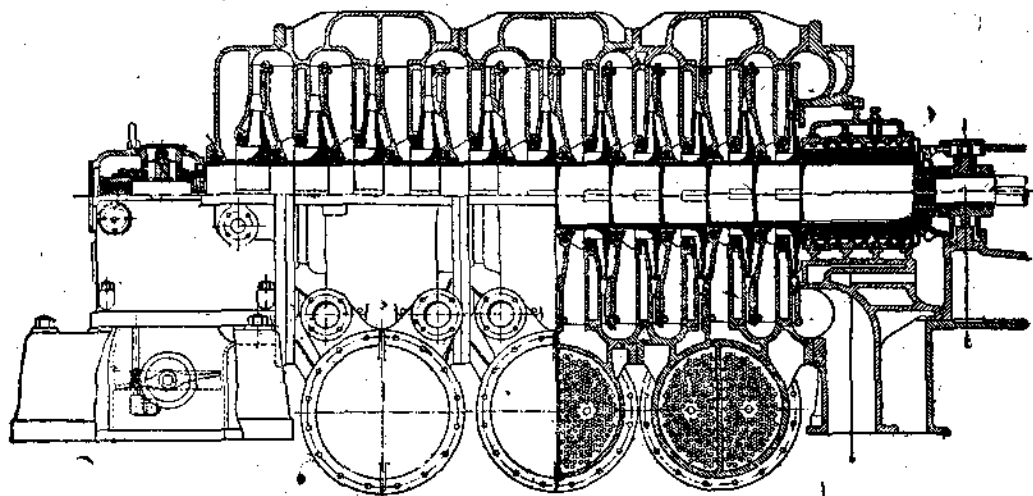
Примечание: Определение Q — см. главу о расчете промежуточного холодильника, а также Тен-Бош „Теплопередача“. Нефтеиздат, 1930 г. перев. В. Полюковского.

Имея для любого сечения величину Q_{3-x} , определяем T_x и затем находим при помощи диаграммы TS давление $(p_x)_2$ соответственно отсутствию потерь. Действительное давление в точке x будет равняться $(p_x)_1 - \delta p$, где величина потерь определяется, как указано выше.

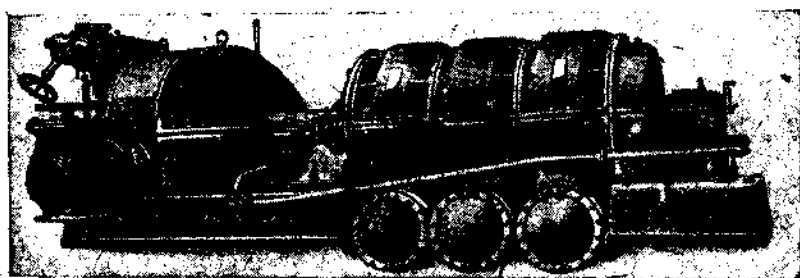
§ 3. Турбокомпрессор с промежуточным охлаждением.

Между отдельными группами ступеней иногда устанавливаются особые холодильники для понижения температуры до близкой к начальной (фиг. 404, 405, 406).

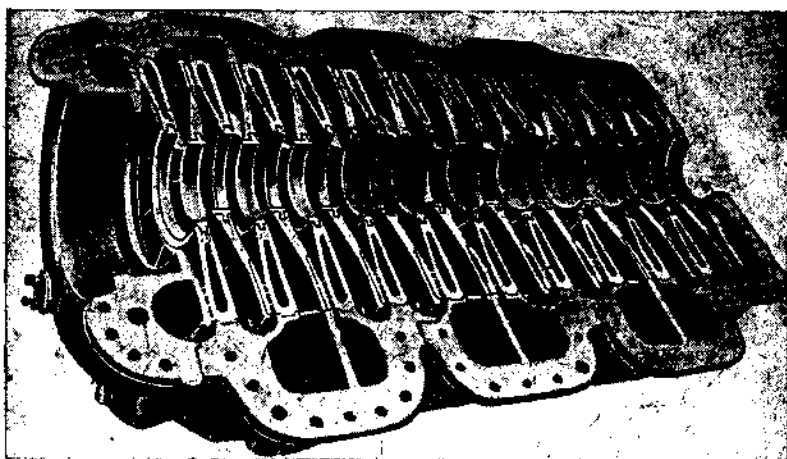
При этом расчет отдельных групп, ведется, как указано выше, а расчет самого холодильника производится по формулам, приведенным в главе о расчете холодильников для многоступенчатых компрессоров.



Фиг. 404. Разрез многоступенчатого турбокомпрессора с промежуточными холодильниками и охлаждением корпуса.



Фиг. 405. Внешний вид холодильника, фиг. 404.



Фиг. 406. Верхняя крышка турбокомпрессора фиг. 404.

§ 4. Влияние условий всасывания и число оборотов.

Как указывалось выше, считая на одном и том же режиме коэффициент полезного действия и показатель политропы всего процесса в целом постоянным, мы получаем следующее уравнение, служащее основой для всех пересчетов

$$\frac{p_a}{p_e} = \left[\frac{\varphi_s \sum u_i^2}{1000 T_e} + 1 \right]^{\frac{k}{k-1}}.$$

Приведем несколько примеров пользования этой формулой.

Пример 1. При $p_e = 1 \text{ атм}$, $p_a = 7 \text{ атм}$, $N = 2600 \text{ кв}$. Определить p_a и N при том же числе оборотов и том же объемном расходе, если путем дросселирования p_e уменьшено до $p_e = 0,8 \text{ атм}$; $T_e = \text{const}$.

Поскольку правая часть уравнения не изменилась

$$\frac{p_a}{p_e} = \frac{7}{1} \text{ const.}$$

Отсюда давление турбокомпрессора

$$p_a = 7 \cdot p_e = 7 \cdot 0,8 = 5,6 \text{ атм.}$$

За счет уменьшения p_a на 0,2 *атм* конечное давление уменьшилось на 1,4 *атм*.

Поскольку расход работы на 1 кг не изменился, а, при том же всасываемом объеме количество килограммов воздуха уменьшилось в 0,8 раз, затрачиваемая мощность будет равняться

$$N = 0,8 \cdot 2000 = 1600 \text{ л. с.}$$

Пример 2. Во время испытания при $T_a = 20^\circ \text{Ц}$ и $n = 3000$ об/мин турбовоздуходувка дала при подаче $Q = 2400 \text{ м}^3/\text{мин}$ давление 2,6 *атм*. Определить при той же подаче и тех же оборотах давление, если $T_a = 50^\circ \text{Ц}$. Показатель политропы сжатия $K = 1,55$

$$\frac{p_a}{p_s} = \left[\frac{\varphi_2 \sum u_2^2}{1000 \cdot 293} \right]^{\frac{1,55}{0,55}} + 1 = 2,6.$$

Отсюда получим

$$\frac{\varphi_2 \sum u_2^2}{1000} = \left[2,6^{\frac{1}{2,8}} - 1 \right] 293 = 120.$$

При $t = 50^\circ \text{Ц}$

$$\frac{p_a}{p_s} = \left[\frac{120}{293} + 1 \right]^{2,8} = 2,42.$$

Пример 3. Для турбовоздуходувки примера 2 определить развиваемое давление при

$$n = 1800 \text{ об/мин и } Q = 2400 \frac{1800}{3000} = 1440 \text{ м}^3/\text{мин}$$

(т. е. на том же режиме).

Получим

$$\varphi_2 \frac{\sum u_2^2}{1000} = 120 \cdot \left(\frac{1800}{3000} \right)^2 = 43,3.$$

Отсюда

$$\frac{p_a}{p_s} = \left[\frac{43,3}{293} + 1 \right]^{2,8} = 1,475.$$

Избыточные давления в случае турбовоздуходувок и турбокомпрессоров растут быстрее, чем по квадратам напоров, благодаря повышению плотности при сжатии; так например в примере 3

$$\frac{(p_a - p_s)_{3000}}{(p_a - p_s)_{1800}} = \frac{1,6}{0,475} = \left(\frac{3000}{1800} \right)^{2,35}$$

Для пользования указанным методом пересчета необходимо знать показатель политропы сжатия. В случае неохлаждаемой машины достаточно знать величину адиабатического к. п. д.

$$\eta_{ад} = \frac{T_a - T_s}{(T_a)_{ад} - T_s} \quad (\text{см. стр. } \quad)$$

Из этого равенства определяется величина T_a , а затем, имея T_a , p_a , T_s и p_s , не представляет никакого труда при помощи диаграммы TS определить величину показателя политропы сжатия K .

ГЛАВА IV.

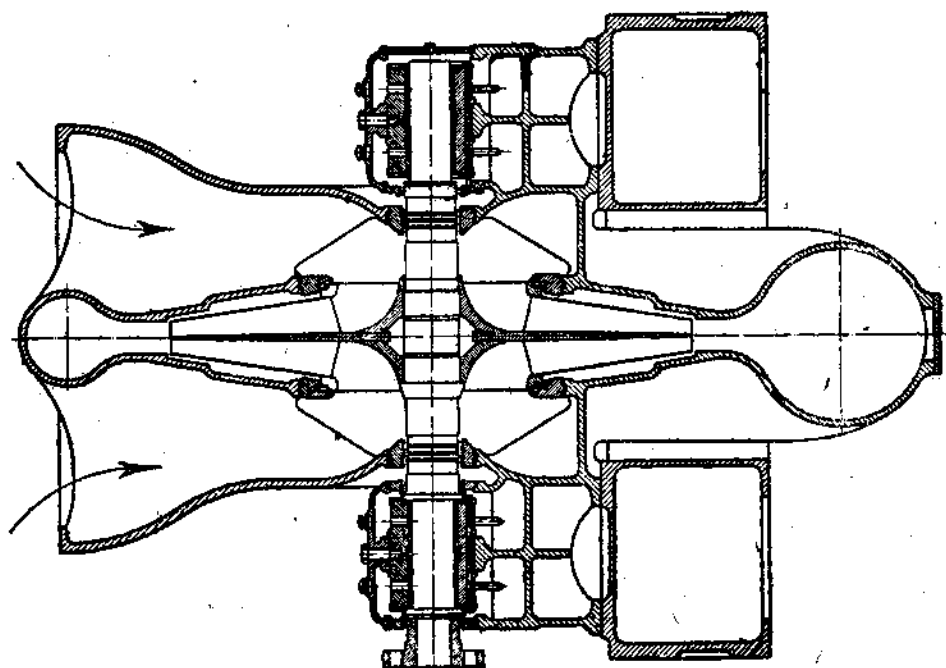
ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ ТУРБОВОЗДУХОДУВОК И ТУРБОКОМПРЕССОРОВ

§ 1. Воздуходувки.

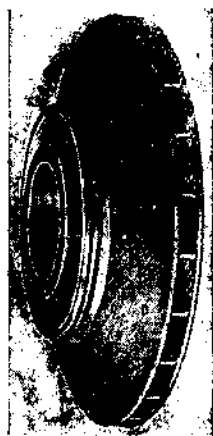
При постепенном повышении давления мы переходим от вентиляторов к турбовоздуходувкам и затем к турбокомпрессорам.

С увеличением давления и соответственным увеличением мощности агрегата и нагрузки колес (окружные скорости доходят до 200 и выше м/сек) увеличивается

влияние конструктивных усовершенствований и становятся допустимыми, а зачастую и необходимыми, конструктивные усложнения, неоправдываемые в вентиляторах обычного типа.



Фиг. 410. Продольный разрез одноступенчатой воздуходувки.



Фиг. 407. Колесо турбокомпрессора.



Фиг. 408. Колесо турбокомпрессора.



Фиг. 409. Колесо (фиг. 408) со снятым передним диском.

Так например, при больших окружных скоростях центробежные силы достигают таких значений, что сечение рабочего диска приходится обычно приближать к форме равного сопротивления, расширяющейся у втулки и утончающейся к

наружному, диаметру приходится значительно утолщать вал и т. д. (фиг. 407, 408, 409).

В связи со сравнительно малыми расходами при высоких напорах (тихоходность) потери через зазоры принимают такие значения, что лабиринтные уплотнения становятся необходимыми.

В качестве переходных типов от вентиляторов к воздуходувкам рассмотрим, одноступенчатую воздуходувку (конструкции инж. Экк), дающую при $n=1710$ об/мин напор 1300 мм вод. ст. при расходе $Q=40000$ м³/час и к. п. д. $\eta=0,75$ (диаграмма фиг. 412).

На фиг. 410, 411 изображен разрез и внешнего вида этой воздуходувки, предназначенной для продувки двухтактных двигателей.

Эта воздуходувка отличается от вентилятора несколько большей сложностью конструкции: принципиальной разницы между ними никакой нет.

Воздух подводится сверху снаружи особой шахтой, подходящей к воздуходувке, и уходит затем через спиральный кожух.



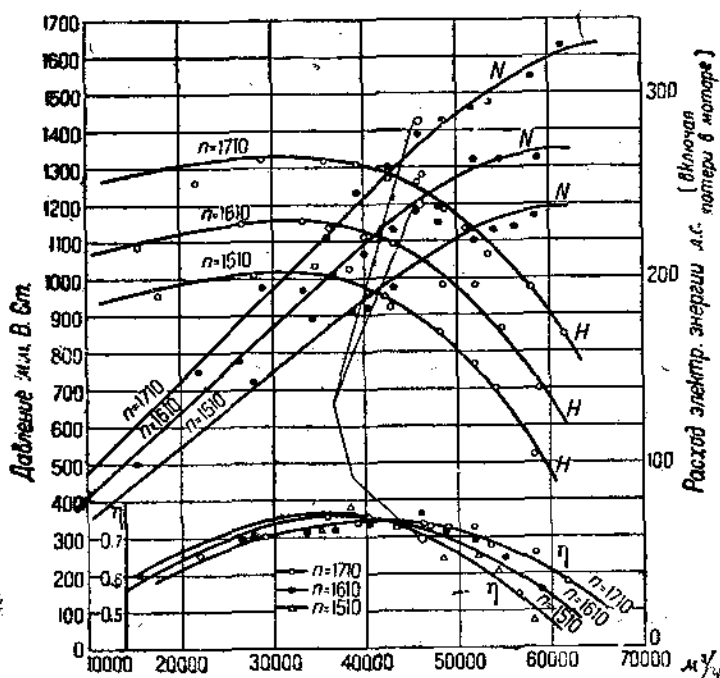
Фиг. 411. Внешний вид воздуходувки фиг. 410

Эта воздуходувка имеет высокий к. п. д. в значительной области за счет наличия направляющего кольца без направляющих лопаток.

Зачастую, однако, в современных конструкциях делается лопаточный направляющий аппарат, главным образом, из тех соображений, что при больших напорах и малых расходах получаются настолько значительные абсолютные скорости выхода воздуха из колеса, что использование их при помощи плоского щита приводит к недопустимым габаритам машины. Кроме того, при указанных выше условиях угол α_2 получается очень малым; путь, проходимый струей в плоском кожухе, получается очень большим, с чем связаны большие потери на трение.

При расходах больших нормального в направляющем аппарате появляются значительные потери на удар и вихреобразование, круто загибающие характеристику книзу. Если при этом еще имеются лопатки, загнутые назад, при которых характеристика вообще протекает достаточно круто, то получается характеристика, круто загибающаяся книзу после расчетной точки. Благодаря этому у целого ряда современных машин наибольшая перегрузка мотора, соответствующая резкому падению сопротивлений, не превышает 25% и, что особенно важно в целом ряде случаев, расход воздуха повышается также не более чем на 25%.

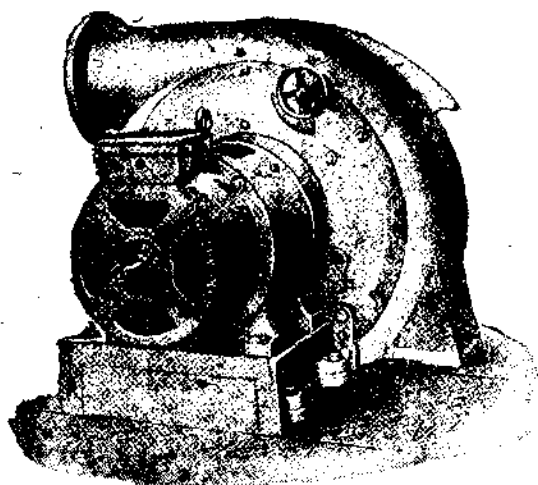
Наличие направляющего аппарата приводит обычно к весьма резкому падению к. п. д. при расходах, отклоняющихся от нормального, при котором к. п. д. получается при наличии направляющего аппарата несколько более высоким. Во избежание



Фиг. 412. Характеристика воздуховулки фиг. 410.

этого применяются поворотные направляющие аппараты, устанавливаемые соответственно расходу.

На фиг. 413 изображена одноступенчатая воздуховулка типа Reavell с поворотным направляющим аппаратом. При помощи маховичка направляющий аппарат переставляется соответственно нужному расходу. Иногда этот маховичок соединяется с регулятором постоянного расхода, и тогда направляющий аппарат автоматически устанавливается соответственно меняющемуся расходу.

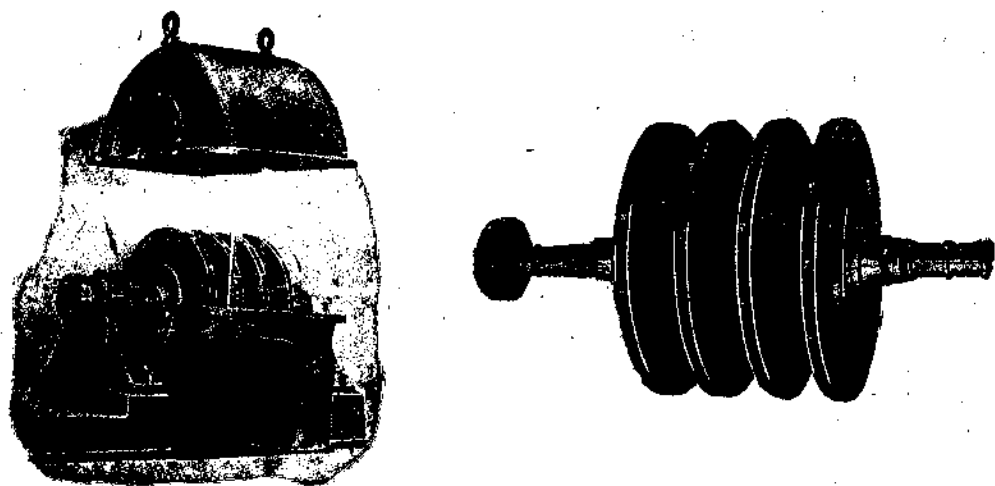


Фиг. 413. Воздуховулка с поворотным направляющим аппаратом.

При переходе к более высоким давлениям развитие всего давления в одной ступени приводит к технологически затруднительным или даже невозможным окружным скоростям. Кроме того, потери на трение дисков о воздух, пропорциональные u^3 , получают настолько высокие значения, что работа воздуховулки делается невыгодной.

Поэтому, хотя и имеются одноступенчатые воздуховулки, работающие с числом оборотов $n=10\,000$ — $20\,000$ и окружными скоростями $300 \div 400$ и даже 600 м/сек, но они представляют собой весьма редкие и мало употребляемые конструкции.

При давлениях свыше $1\,000 \div 1\,300$ мм вод. ст. обычно переходят к многоступенчатым конструкциям (фиг. 414, 415).



Фиг. 441 и 415. Четырехступенчатая воздуходувка без охлаждения.

§ 2. Многоступенчатые воздуходувки.

На фиг. 416 изображены разрез и внешний вид воздуходувки Brown-Boveri для расхода $500 \div 700 \text{ м}^3/\text{мин}$ при напоре $2000 - 5000 \text{ мм вод. ст.}$

А — подводный воздух патрубком.

В — рабочие колеса.

С — направляющие аппараты. Назначение их достичь более быстрого замедления движения струи, чем это имело бы место в безлопаточном направляющем кольце, которое потребовало бы значительно большего радиуса кожуха.

Д — обратные лопатки для радиального подвода воздуха к следующей ступени.

Е — спиральный выходной кожух.

Ф — труба для подвода разреженного воздуха к уравновешивающему поршню G, имеющему назначение компенсировать осевое давление на вал за счет разности полных давлений на рабочие колеса.

Иногда для уравновешивания осевого давления применяют двухстороннее всасывание и встречный ток воздуха в двух половинах турбовоздуходувки. Такова, например, воздуходувка, изображенная на фиг. 401 для давления в $0,7 \text{ ат}$ при $p = 2900 \text{ об/мин}$ и $Q = 700 \text{ м}^3/\text{мин}$.

В этой воздуходувке (фирмы Броун-Бовери) направляющие аппараты заменены направляющими кольцами (без лопаток), за счет чего и пришлось значительно увеличить диаметр кожуха.

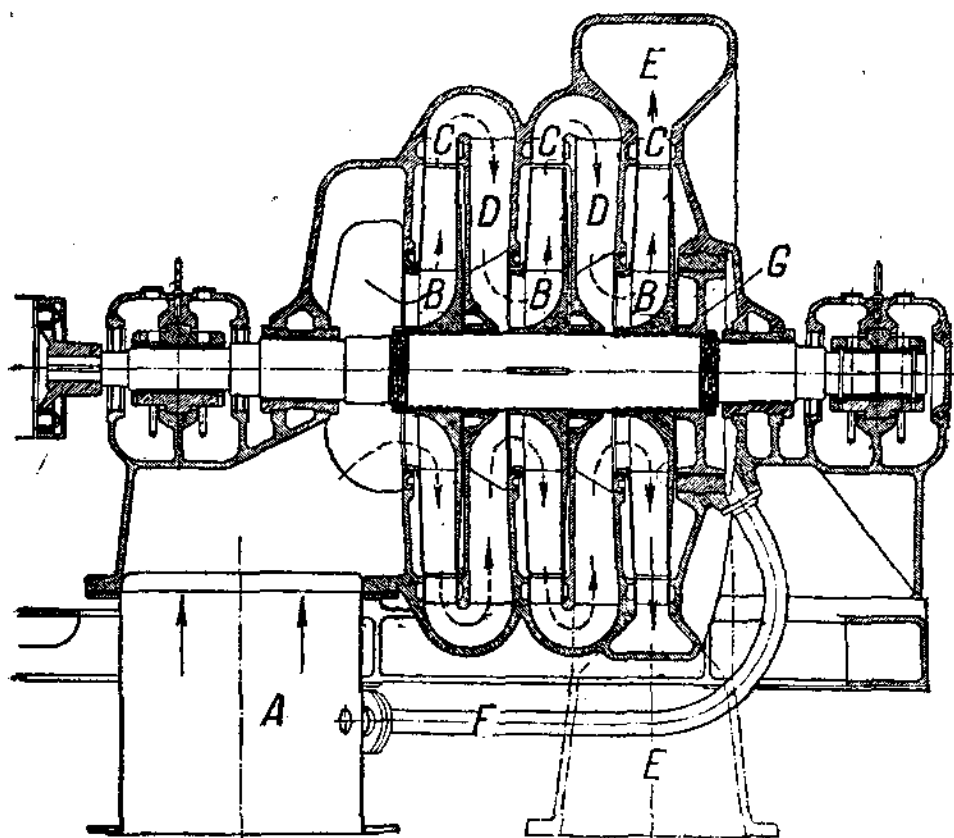
Подчеркнем, что обратные направляющие аппараты начинаются в области наименьших скоростей, т. е. в области наибольших диаметров.

Для доменных воздуходувок представляется рациональной такая конструкция воздуходувки с двухсторонним всасыванием, когда обе половины могут быть соединены между собой не только параллельно, но и последовательно в случае необходимости. В этом последнем случае заметно уменьшается подача и увеличивается напор, что вполне соответствует потребности доменного цеха при зависании печи.

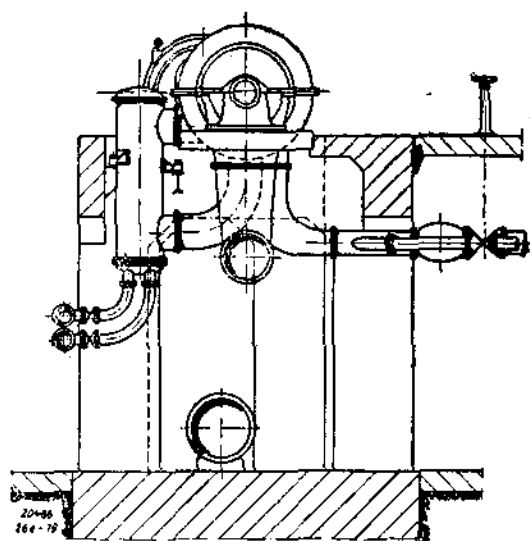
§ 3. Турбокомпрессоры.

При переходе к более высоким давлениям проблема охлаждения выступает на первый план.

Наряду с охлаждением самого кожуха (применяемого в современных машинах все реже и реже) приходится вводить еще промежуточные охладители того же типа.



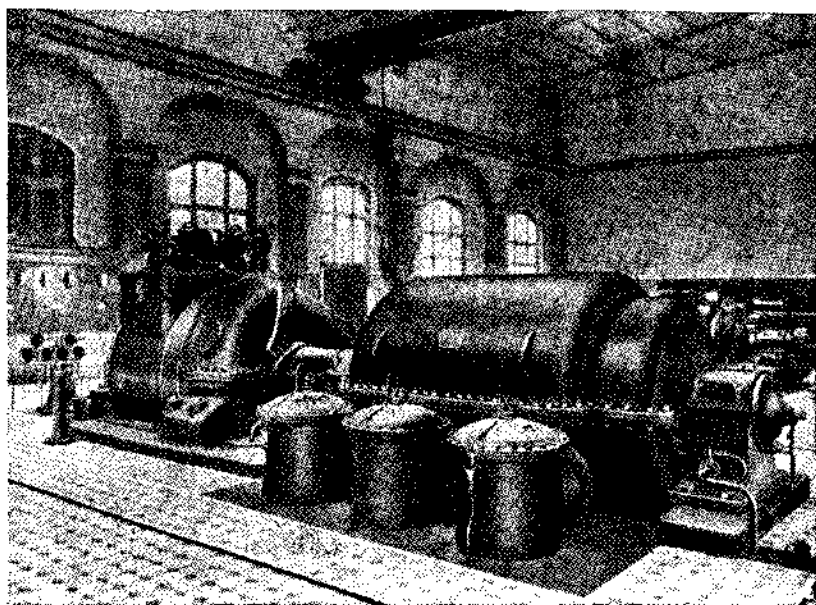
Фиг. 416. Многоступенчатая турбовоздудувка с неохлаждаемым кожухом.



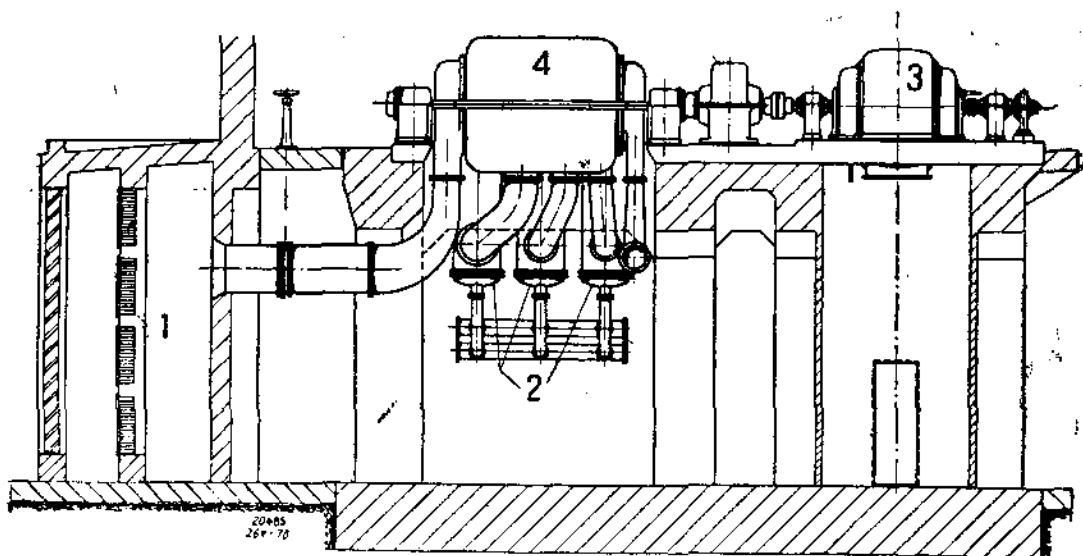
Фиг. 418

Фиг. 418 и 418а. Многоступенчатый турбокомпрессор

что и в поршневых компрессорах. Благодаря большим объемам воздуха, протекающим через холодильники, эти последние получают обычно весьма значительных размеров.



Фиг. 417. Установка турбокомпрессора фиг. 418 и 418а.

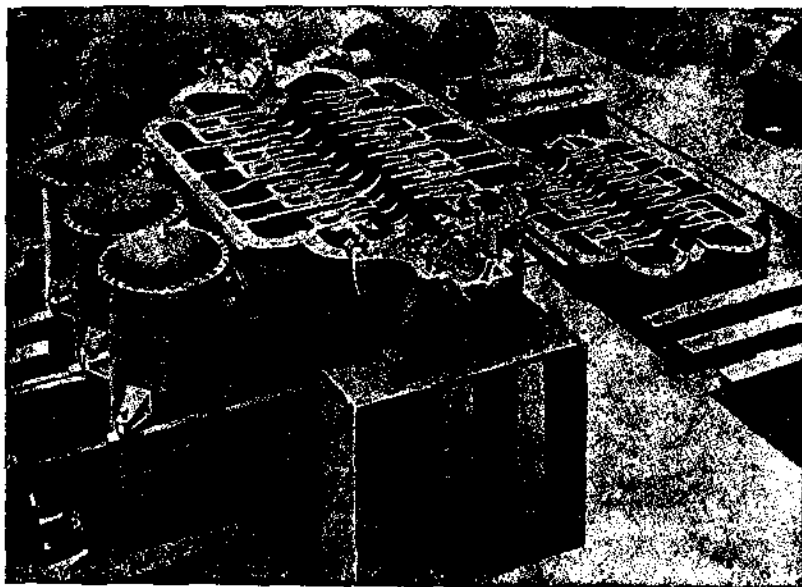


Фиг. 418а.

с вертикальными промежуточными холодильниками.

Обычно корпус холодильника представляет собой органически связанную с кожухом турбокомпрессора часть конструкции.

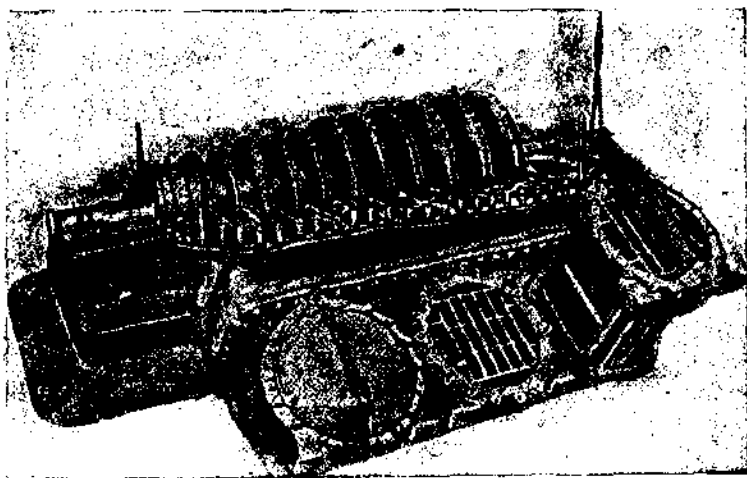
На фиг. 404—406 показаны разрезы и внешний вид турбокомпрессора



Фиг. 419. Турбокомпрессор фиг. 417 во время монтажа.



Фиг. 420. Промежуточный холодильник турбокомпрессора фиг. 417

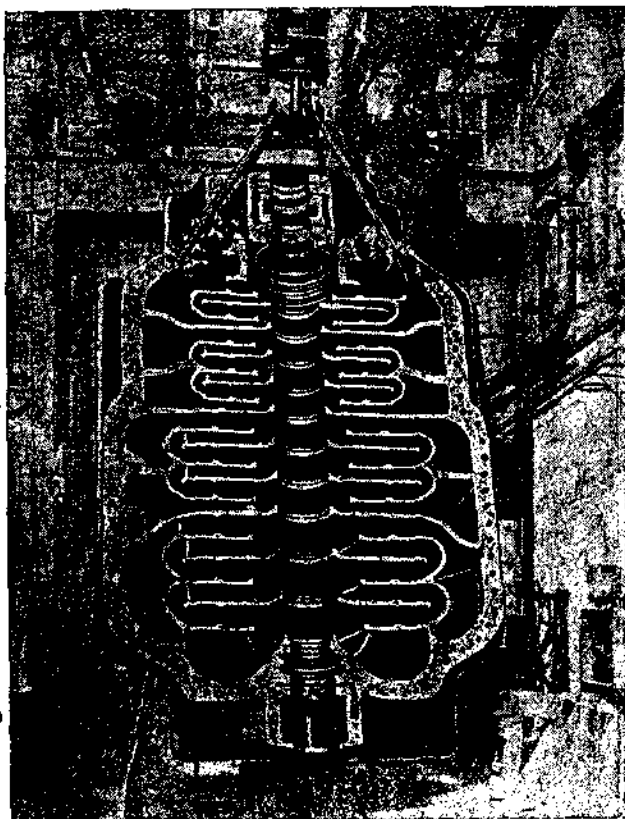


Фиг. 421. Многоступенчатый турбокомпрессор с наклонными промежуточными холодильниками.

с охлаждаемым кожухом и промежуточными холодильниками, расположенными горизонтально.

На фиг. 412—422 показаны разрезы и внешний вид турбокомпрессоров с неохлаждаемыми кожухами и промежуточными холодильниками, расположенными вер-

тикально (фиг. 417—420) или наклонно (фиг. 421, 422). Это последнее расположение холодильников особенно удобно в смысле монтажа.



Фиг. 422. Верхняя крышка многоступенчатого турбокомпрессора фиг. 419.

ГЛАВА V.

РЕГУЛИРОВАНИЕ ТУРБОКОМПРЕССОРОВ.

В задачи настоящего курса не входит описание конструкций регулирования. Необходимо, однако, разобраться в общих принципах и типичных схемах, что и является задачей настоящей главы.

Основное отличие регулирования турбокомпрессоров от регулирования поршневых компрессоров заключается в том, что изменение давлений, под влиянием которых должен переставляться регулятор, сравнительно невелико. Поэтому приходится в большинстве случаев прибегать к вспомогательным устройствам. Обычно такими вспомогательными устройствами являются либо масляные сервомоторы, либо мультипликаторы, в тех случаях, когда регулирование связано с изменением расхода, либо оба устройства вместе.

§ 1. Вспомогательные устройства. Мультипликаторы¹.

Задача, стоящая перед мультипликатором, та же, что и перед измерительными приборами, стоящими в линии воздуховода. За счет сравнительно небольших скоростей в воздуховоде (10—30 м/сек) мультипликатор должен создать возможно

¹ Тип Рато.

большую разность давлений при возможно меньших потерях (фиг. 423). Как указывалось в главе об испытании вентиляторов, прибором, обладающим высоким измерительным качеством одновременно с высоким аэродинамическим качеством, является труба Вентури, схема которой и положена в основу мультипликатора.

Если внутрь трубы Вентури вставить еще одну трубку, подобную первой, с выходным отверстием, расположенным в горле первой трубы, то скорости в горле малой трубы будут значительно больше скорости в горле большой трубы. Если измерительное качество (см. испытание вентиляторов) первой трубы Вентури было k_1 , а малой трубки k_2 , то качество такой двойной трубки-мультипликатора будет равняться:

$$K_2 = \xi k_1 k_2, \text{ где } \xi \approx 0,5 \div 0,6.$$

Если внутрь второй трубки ввести третью, подобную второй, то

$$K_3 = \xi^2 k_1 k_2^2.$$

Обычно k_1 — величина порядка 6–8,

k_2 — величина порядка 4.

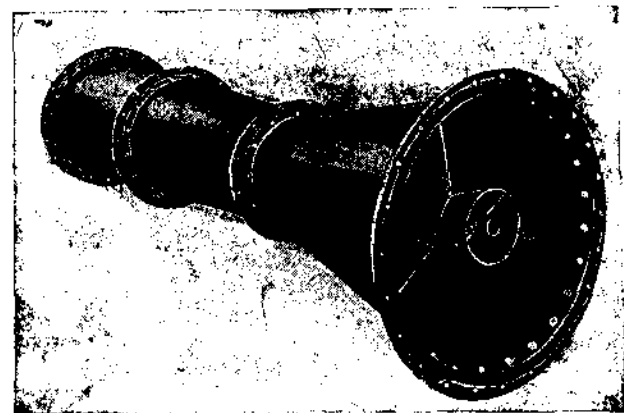
Отсюда следует, что величина дифференциального давления, подводимого к регулятору, больше скоростного напора при трехступенчатом мультипликаторе в

$$K_3 \approx (25 \div 75) \text{ раз.}$$

Поэтому, если, например, скорость в линии изменится от 10 до 12 м/сек, т. е. скоростной напор изменится от 6 до 9 мм, то давление на поршень регулятора при $k = 50$ изменится на

$$50 \cdot 3 = 150 \text{ мм вод. ст.}$$

Сервомоторы. Другой метод, применяемый иногда совокупно с методом мультипликаторов, есть так называемый метод сервомоторов. Метод этот применяется там, где изменения давления недостаточно для не-



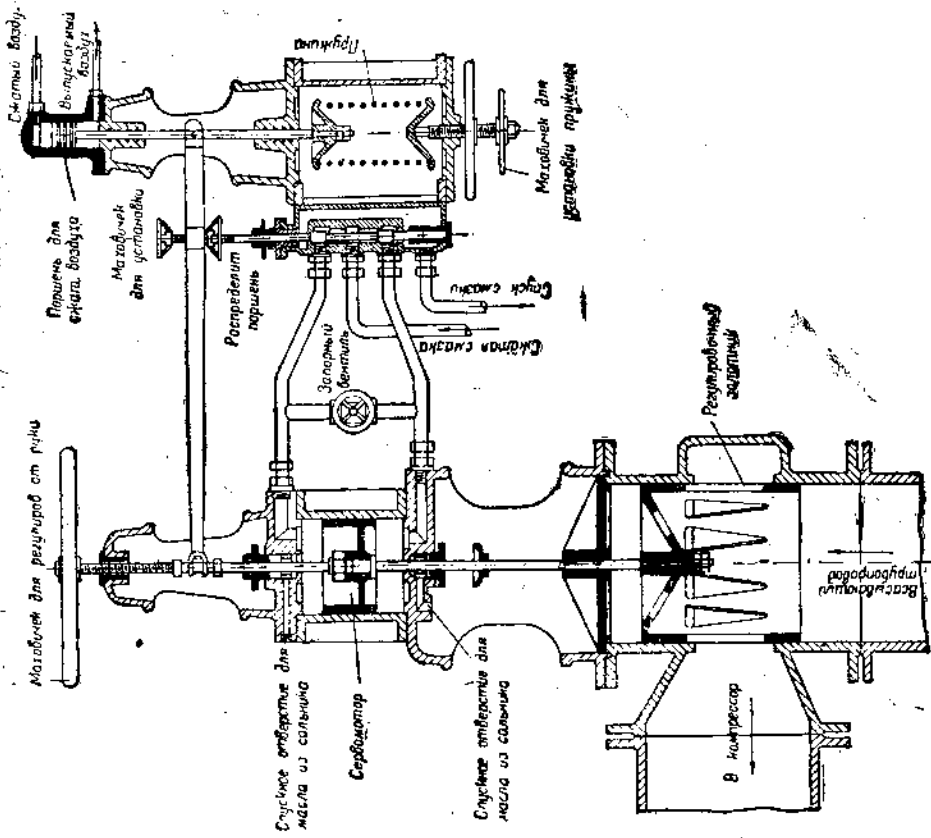
Фиг. 423. Мультипликатор Рато.

посредственной перестановки органов управления самой машины (вентилей, клапанов и т. д.); за счет указанной разности давлений в этом случае производится перестановка более легких вспомогательных деталей, являющихся органами управления (золотники, регулирующие реостаты и т. д.) для специального устройства, которое, в свою очередь, уже производит перестановку органов управления основного агрегата.

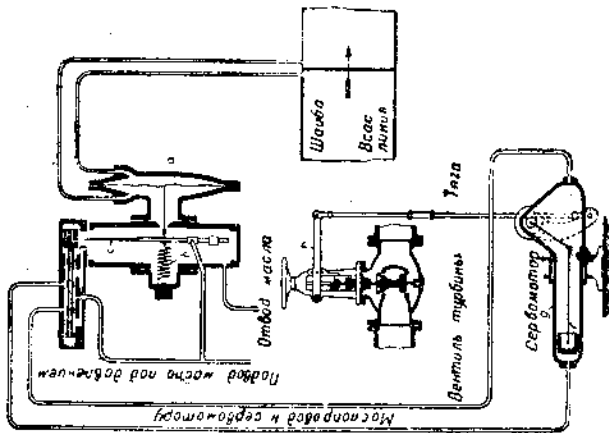
Для примера приведем на фиг. 424 схему работы наиболее типичного для регулирования компрессоров так называемого масляного сервомотора.

Пусть, например, давление в линии, на которую работает компрессор, увеличится. Тогда пружина, удерживающая в среднем положении поршень для сжатого воздуха, сожмется и переместит вниз распределительный поршень, благодаря чему масло, циркулирующее под давлением в системе регулирования, получит доступ к нижней части поршня сервомотора. Благодаря этому поднимется вверх поршень сервомотора и с ним регулировочный золотник линии всасывания; количество воздуха, поступающего в турбокомпрессор, а следовательно, и в линию, уменьшится, благодаря чему давление в сети упадет до требуемого значения. При этом поршень для сжатого воздуха вернется в исходное положение, и вся система придет снова в равновесие на новой основе, при меньшей подаче, чем та, которая вызвала указанное вначале повышение давления выше нормального.

В последнее время для регулирования подачи все чаще применяется также так называемый струйный регулятор типа Askania (фиг. 425), отличающийся весьма высокой чувствительностью и надежностью.



Фиг. 424. Сервомотор (масляный).



фиг. 425. Сервомотор (тип Аскания).

В этом регуляторе к мембране *A*, уравновешиваемой пружиной *B*, подводится с двух сторон давление от шайбы, установленной в линии всасывания.

При изменении подачи мембрана прогибается в ту или иную сторону, перемещая трубку *C*, из которой под большим давлением (в несколько атмосфер) вытекает масло. При перемещении трубки из среднего положения масло поступает в один из каналов золотника *D* и переставляет его таким образом, что масло под давлением получает доступ к поршню *E* сервомотора.

Под давлением масла поршень *E* перемещается и при помощи системы рычагов *F* переставляет ventиль турбины, благодаря чему число оборотов меняется в нужную сторону.

§ 2. Регулирование турбокомпрессоров.

Турбокомпрессоры и воздуходувки приходится в зависимости от условий эксплуатации регулировать:

- 1) на постоянную подачу,
- 2) на постоянное давление

и во всех случаях

- 3) на устойчивую работу (см. ниже).

Регулирование на постоянную подачу. Наиболее типичное регулирование на постоянную подачу производится по схеме, близкой к изображенной на фиг. 424.

При увеличении расхода разрежение в горле мультипликатора, присоединенного к верхней стороне воздушного поршня, растет, поршень поднимается кверху, золотник перемещается таким образом, что масло получает доступ к нижней стороне поршня и сервомотора, прикрывает регулировочный золотник линии всасывания или клапан турбины, приводящей во вращение турбокомпрессор, благодаря чему падает число оборотов турбины, и подача приводится к нормальной величине¹.

По другому принципу устроены регуляторы так называемого поплавкового типа (фиг. 426), имеющего также широкое распространение.

Принцип этого регулирования основан на том, что на пластину, помещенную в потоке воздуха, действуют силы так называемого лобового сопротивления, пропорциональные скоростному напору. С увеличением расхода сила, действующая на пластину, увеличивается, равновесие ее (см. на схеме уравновешивающий груз *G*) нарушится и она сместится (в нашем случае книзу), переставляя тем самым ventиль двигателя и уменьшая число его оборотов.

Если проследить по характеристикам фиг. 427 за тем, как происходит в обоих рассмотренных случаях регулирование на постоянный расход путем изменения числа оборотов, то получим следующую картину. Сначала турбокомпрессор работал на расходе V_1 при противодавлении p_1 . Если давление в сети упадет до p_2 , то при том же числе оборотов расход увеличится до V_2 соответственно новой характеристике сети. При этом регулятор прикроет ventиль турбины, и пара, подаваемого турбине, не хватит на создание мощности N_2 , соответствующей расходу V_2 . Поэтому число оборотов начнет падать, пока снова не установится равновесие между мощностью потребляемой и создаваемой. Это равновесие может наступить только при $V_2 = V_1$: при любых других расходах ventиль турбины будет перемещаться таким образом, чтобы приблизить расход V_2 к расходу V_1 . Обычно, для большей плавности работы в систему регулирования включают еще центробежный регулятор самой паровой турбины.

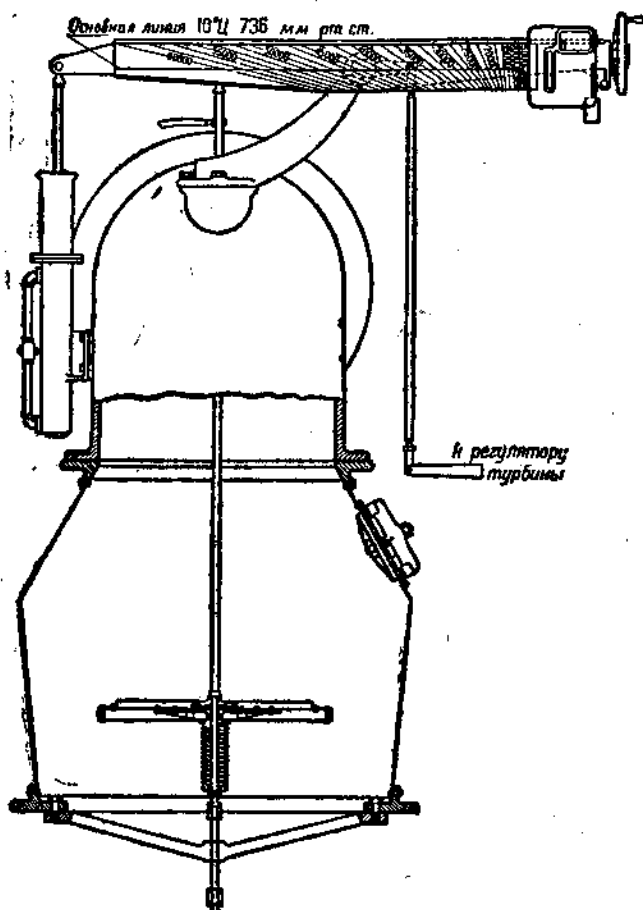
Регулирование на постоянное давление. Регуляторы на постоянное давление действуют так же, как регуляторы на постоянный расход, с той разницей, что в них к воздушному цилиндру подводится не разрежение в горле трубки Вентури, а давление в цилиндрическом участке за турбокомпрессором.

Если и теперь проследить по характеристике процесс регулирования, то получим следующую картину (фиг. 428).

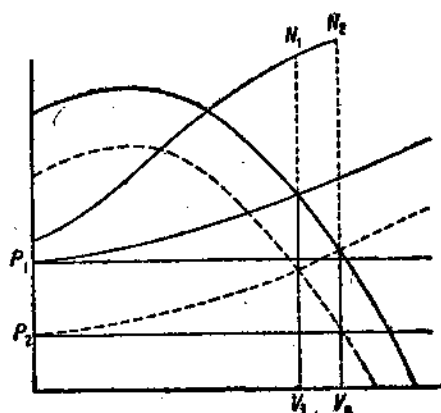
¹ Возможность перетекания масла с одной стороны поршня на другую, необходимая для работы сервомотора, обеспечивается минимальными зазорами между стенками поршня и цилиндра.

Сначала характеристика системы была $I—I$, и компрессор работал при расходе V_1 при давлении p_1 .

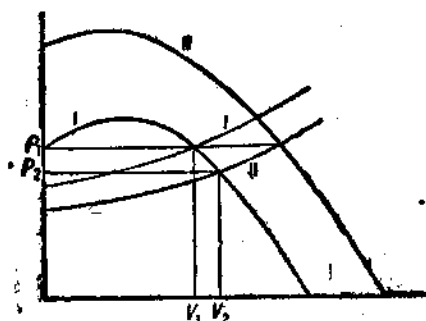
Если сопротивления системы упали, получим больший расход V_2 при давлении $p_2 < p_1$. Вентиль турбины начнет открываться, появится излишек мощности, и обороты начнут расти, пока давление не дойдет до значения p_1 , уравнивающего пружину под поршнем E регулятора.



Фиг. 426. Регулятор подачи поплавкового типа.



Фиг. 427. Регулирование величины подачи.



— Начальные условия работы
--- Изменившиеся условия работы.

Фиг. 428. Регулирование давления.

Следует подчеркнуть, что указанные схемы регулирования — только принципиальные, упрощенные схемы. В действительности в систему регулирования вводится целый ряд дополнительных промежуточных рычагов, а иногда и регулятор самой турбины, благодаря чему работа регулирования становится более четкой и устойчивой. Подробнее — см., например, Kearton „Turboblowers & Compressors“.

§ 3. Регулирование на устойчивую работу.

В главе о работе вентиляторов мы уже указывали, что область характеристики с положительной первой производной соответствует неустойчивому режиму работы при наличии более или менее постоянного противодавления.

Для вентиляторов это обстоятельство несущественно, ибо они работают обычно на покрытие гидравлических сопротивлений, меняющихся по квадратам скоростей; для турбокомпрессоров же, имеющих зачастую значительное противодавление, не зависящее от подачи, наличие неустойчивой зоны весьма нежелательно, так как приводит к сильным ударам, резким толчкам и частым перебоям в работе агрегата.

Простейший и самый невыгодный способ избежать неустойчивого режима заключается в том, что при уменьшении расхода до V' ниже V_k (фиг. 429) регулятор

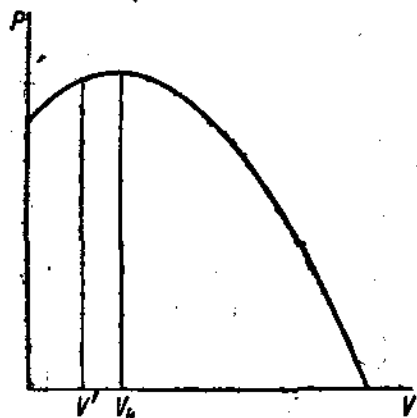
выпускает часть сжатого воздуха в атмосферу, причем расход $V_k - V'$ теряется бесполезно.

Для такого регулирования обычно применяется весьма простое устройство, являющееся дополнением к нормальному вентилю в напорной линии. Тарелка клапана A (фиг. 430), облегченная пружиной, имеет высоту подъема, определяемую расходом. При $V < V_k$ шпindel тарелки упирается в выпускной клапан и выпускает в атмосферу излишек воздуха.

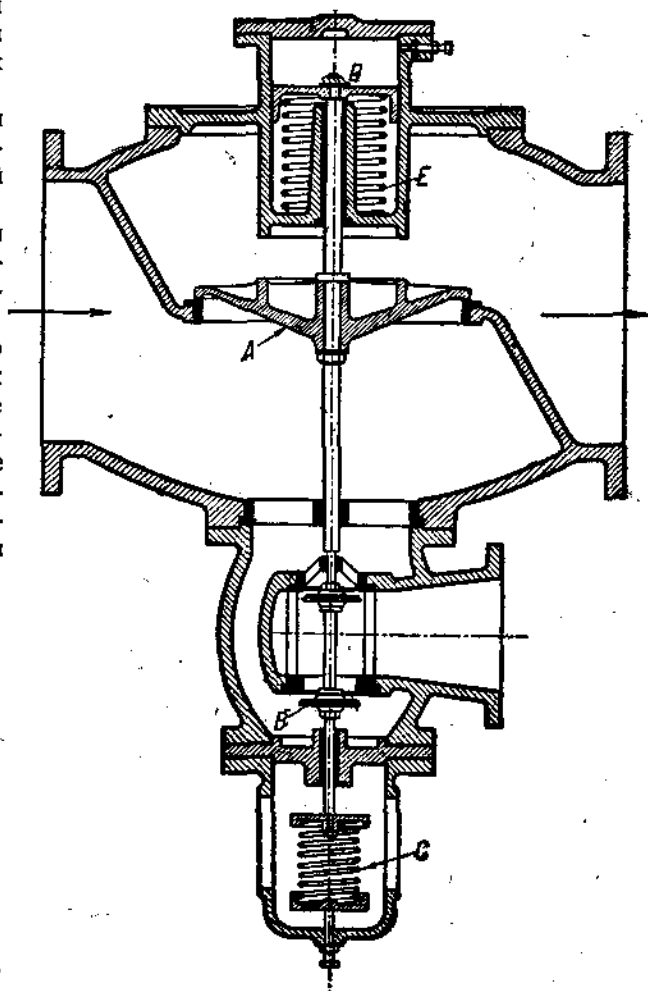
Очевидно, что при наличии такого предохранительного выпускного клапана неустойчивый режим наступить не может.

Более выгодными методами предотвращения неустойчивого режима являются два метода, излагаемые ниже.

Дросселирование во всасывающей линии. Как мы уже указывали при расчете лабиринтного уплотнения, при протекании воздуха сквозь суженные сечения происходит падение давления, не сопровождаемое понижением температуры. Объясняется



Фиг. 429.



Фиг. 430.

это тем, что при ударе и вихреобразовании после сжатого сечения кинетическая энергия, полученная за счет падения теплосодержания, снова превращается в теплоту.

Поэтому, если мы поместим в линии всасывания поворотную задвижку (хотя бы от той же тяги сервомотора), которая будет дросселировать всасываемый поток при $V' < V_k$, то мы получим за задвижкой падение давления при постоянной температуре.

Из общих уравнений расчета турбокомпрессора мы могли видеть, что компрессор создает в каждой ступени определенное отношение $p_{i+1} : p_i$, и, следовательно, уменьшение начального давления перед компрессором вызовет во всех ступенях падение давления, пропорциональное отношению p_0' / p_0 (p_0' — давление после дросселя, p_0 — атмосферное давление).

При этом очевидно, при объемном расходе V' (замеренном перед задвижкой) $< V_k$ и конечное давление

$$p_a' = \frac{p_a}{p_0} p_0' = \frac{p_a}{p_0} p_0'$$

уменьшится пропорционально уменьшению начального давления за дросселем.

При объеме V_k воздуха, проходящем через турбокомпрессор, мы получим расход в кубических метрах атмосферного воздуха несколько меньшим ($= V'$) за счет падения плотности воздуха после дросселя. Поэтому расход воздуха в куб. метрах, приведенных к $\gamma = 1,2$ м³/кг,

$$V_{эфф} = V' \frac{p_0'}{p_0}$$

Назначение дросселя, регулирующего устойчивость режима, сводится, таким образом, к следующему:

Если расход воздуха (в куб. метрах при $\gamma=1,2$) падает ниже критического V_k , то разрежение, создаваемое дросселем, должно быть таково, чтобы фактический объем воздуха, притекающий к первой ступени, был все же больше либо равен V_k , т. е.

$$V' = V_{эфф} \frac{p_0'}{p_0} \geq V_k$$

следовательно:

$$p_0' \leq p_0 \frac{V_{эфф}}{V_k}$$

При этом конечное давление, развиваемое турбокомпрессором, будет, очевидно, меньше, чем давление, соответствующее V_k .

Очевидно:

$$p_a' = \frac{p_a}{p_0} p_0' = p_a \frac{p_0'}{p_0} \leq p_k \frac{V_{эфф}}{V_k}$$

Отсюда ясно, что устойчивость достигается за счет падения давления, развиваемого компрессором в неустойчивой части характеристики (см. пунктирную кривую на характеристике, соответствующую работающему регулятору, фиг. 431).

Выгодное отличие этого метода от выпуска излишнего воздуха в атмосферу становится ясным из того положения, что при $V = \text{const}$

$$N = G_{сек} \frac{L}{75}$$

где при $t = \text{const}$

$$L = f\left(\frac{p_a'}{p_0}\right) \text{ кгм/кг}$$

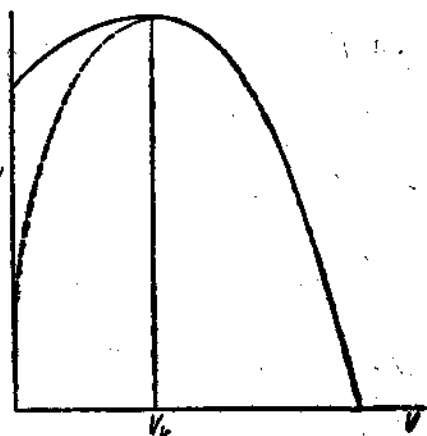
и

G — вес подаваемого в секунду воздуха.

В самом худшем случае $L = L_k = \text{const}$, т. е. расход работы на сжатие 1 кг получается в этом случае постоянным для всех $V'_{эфф} < V_k$. В то же время, однако, величина G падает пропорционально падению $V_{эфф}$, приведенному к атмосферным условиям. Поэтому в этом случае при $V'_{эфф} < V_k$ мощность падает примерно пропорционально расходу, тогда как при выпуске лишнего воздуха ($V_k - V'$) в атмосферу расход мощности при $V \leq V_k$ оставался постоянным.

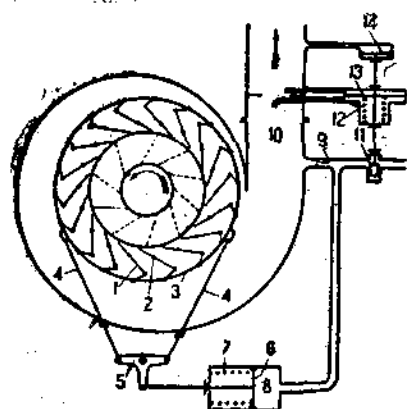
Регулирование путем перестановки направляющего аппарата. Этот способ регулирования является наиболее совершенным, будучи в то же время и наиболее сложным. Принцип его заключается в том, что при наличии направляющего аппарата наибольшие потери при режимах, отклоняющихся от нормального, вызываются ударом при входе в направляющий аппарат. При этом безударному входу, грубо говоря, соответствует максимум кривой $N = f(Q)$. Поэтому, если иметь возможность автоматически устанавливать лопатки на безударный вход, то можно при любых расходах работать в области устойчивой характеристики.

Одновременная перестановка всей системы направляющих лопаток производится от сервомотора (как в случае регулирования на постоянный расход, фиг. 432,



Фиг. 431.

433). При этом характеристика непрерывно изменяет свою форму, и турбокомпрессор все время работает в области достаточно больших к. п. д.



Фиг. 432. Регулирование путем пере-
становки направляющего аппарата.

Пример. Сравнить три указанных схемы регулирования, соответствующие приведенным кривым Броун-Бовери (фиг. 434) при $V = 0,25 V_0$, где V_0 соответствует $\eta_{\max} = 0,77$ и $V_{кр} = 0,7 V_0$.

Выпуск в атмосферу.

$$V_k = 0,7 V_0; \eta_{кр} = 0,71.$$

При

$$V = 0,25 V_0 \rightarrow \frac{0,25}{0,7} V_{кр} = 0,36 V_{кр}$$

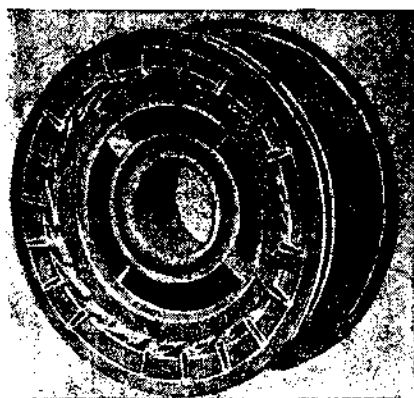
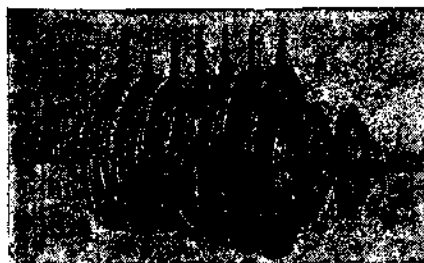
получим

$$\eta = \eta_{кр} \frac{V}{V_{кр}} = 0,71 \cdot 0,36 = 0,256.$$

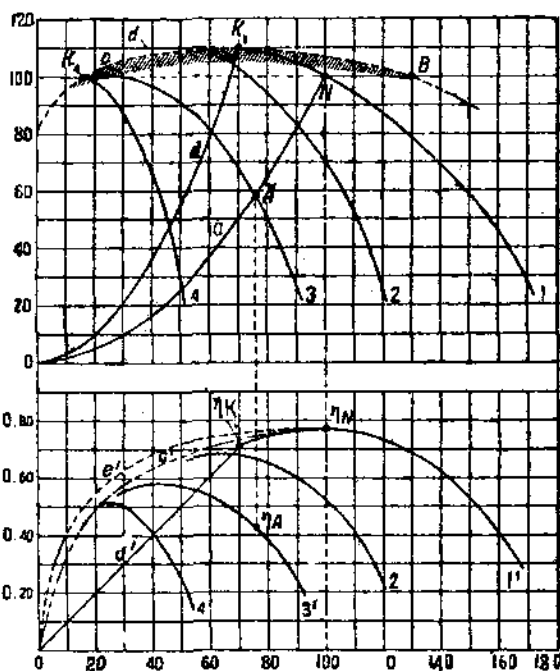
Регулирование дросселем

$$\eta = \eta_k \left(\frac{p_a}{p} : \frac{p_a'}{p_0} \right) = \eta_{кр} \frac{0,36}{110} = 0,71 \cdot 0,328 = 0,233,$$

Подчеркнем, однако, что, хотя к. п. д. получился меньшим, но все же расход мощности во втором случае будет меньшим, ибо значительно уменьшился приведенный расход.



Фиг. 433. Направляющие аппараты
многоступенчатого компрессора с по-
воротными лопатками.



Фиг. 434. Опытные характеристики одноступенчатой турбовоздуходувки с поворотными лопатками направляющего аппарата.

1 и 1' — максимальное открытие

2 и 2' — открытие 50%

3 и 3' — открытие 33%

4 и 4' — открытие 22%

Регулирование вращением направляющего аппарата (по диаграмме) $\eta \approx 0,5$. Как видно, последний случай значительно выгоднее двух первых.

ГЛАВА I.

РОТАЦИОННЫЕ КОМПРЕССОРЫ И ВОЗДУХОДУВКИ.

§ 1. Общие соображения.

Как мы уже указывали при сравнении поршневых и турбовоздуходувок (компрессоров), для того чтобы изотермический к. п. д. турбовоздудувки не упал ниже допустимых пределов, отношение

$$\frac{Q^2}{p} \geq 1000,$$

где Q — подача $\text{м}^3/\text{мин}$ и p — атм.

Таким образом при конечном давлении:

$$p_2 = 2 \text{ атм} \rightarrow Q_{\text{мин}} \approx 3000 \text{ м}^3/\text{час};$$

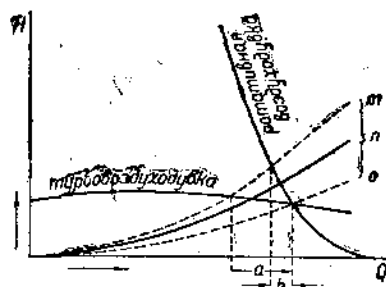
$$p_2 = 10 \text{ атм} \rightarrow Q_{\text{мин}} \approx 6000 \text{ м}^3/\text{час} \text{ и т. д.}$$

Для меньших расходов, при которых турбовоздуходувка уже непригодна и неэкономична, нужно либо прибегать к заметному увеличению числа оборотов турбовоздудувки, либо приходится ставить поршневые компрессоры и воздуходувки. Это, однако, еще не означает, что следует при малых расходах перейти к машинам с возвратно-поступательным движением поршня.

Современная техника создала целый ряд машин, работающих по поршневому принципу, в которых, однако, в большей или меньшей степени сохранены достоинства турбовоздудувки, как-то: уравновешенность масс, высокое число оборотов допускающее непосредственное соединение с мотором, отсутствие клапанов, непрерывность подачи и т. д.

Как и всякая машина поршневого типа с принудительной подачей воздуха, ротационная воздуходувка и компрессор гораздо менее значительно меняет свою подачу при изменении характеристики сети, чем турбовоздуходувка (фиг. 435). Это качество ротационных и вообще поршневых машин в целом ряде случаев является достоинством, но зачастую бывает и недостатком. Так например, при подаче газа в печь требуется гораздо меньший газгольдер между турбогазодувкой и печью, чем между ротационной газодувкой и печью. Объясняется это тем, что при уменьшении подачи газа от печей, увеличивающееся разрежение в линии всасывания автоматически уменьшит подачу турбогазодувки и почти не может повлиять на подачу газодувки ротационного типа.

Рассмотрим наиболее типичные и распространенные из таких конструкций.



Фиг. 435. При изменении характеристики сети величина подачи ротационной воздудувки меняется в гораздо меньших пределах, чем величина подачи турбовоздудувки.

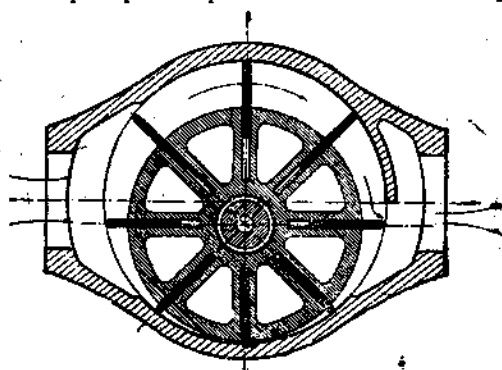
§ 2. Ротационный пластинчатый компрессор системы Виттиг ¹.

На фиг. 436 показана схема и на фиг. 437 — внешний вид пластинчатых компрессоров системы Виттиг.

Эти ротационные машины производят при подаче воздуха непрерывное и постепенное сжатие от p_1 до p_2 .

При этом конечное давление сжатия p_2 определяется не противодавлением сети, как в поршневых машинах, а конструкцией самого ротационного компрессора, из за чего ротационные компрессоры удовлетворительно работают только при противодавлениях, близких к расчетному.

На валу машины, эксцентрично вставленной в цилиндрический корпус, укреплен чугунный ротор с радиальными прорезями. Поверхность цилиндра и поверхность ротора шлифованные: стенки цилиндра снабжены охлаждением (водяная рубашка).



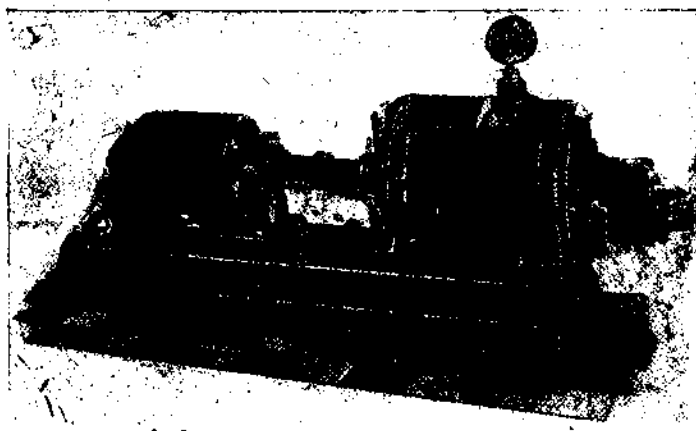
Фиг. 436. Схема работы воздуходувки типа Виттиг.

В прорези ротора вставлены стальные пластины толщиной 1 — 3 мм, свободно скользящие в своих пазах. При вращении ротора радиальные пластины под влиянием центробежной силы выдвигаются из пазов и прижимаются к стенкам кожуха настолько плотно, что разность давлений с двух сторон, пластины может быть доведена до $0,2 \div 0,3$ ат без заметных утечек воздуха.

При вращении барабана наружный воздух входит в пространство между пластинами, сжимается при дальнейшем вращении и подается в ресивер или непосредственно к потребителю. На фиг. 438. изображено конструктивное

выполнение такой воздуходувки. На фундаментной плите виден масляный насос, подающий под давлением смазку к подшипникам и внутрь рабочего цилиндра.

Для уменьшения трения пластин о стенки цилиндра в последнем иногда вытачиваются две кольцевых прорези, в которые свободно с зазорами вставлены два



Фиг. 437. Воздуходувка Виттиг.

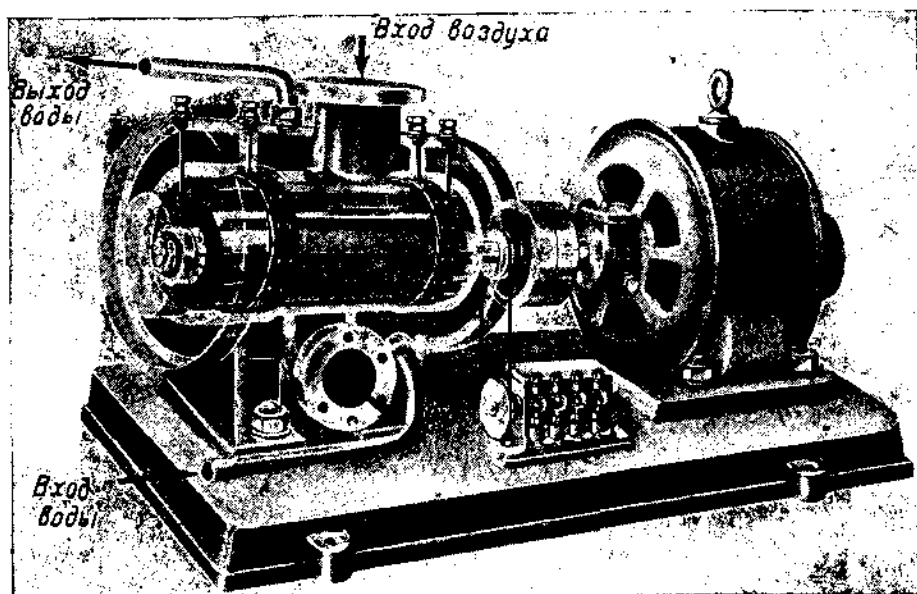
кольца, протачиваемые и шлифуемые заодно с корпусом цилиндра. Эти кольца вращаются вместе с пластинками ротора под влиянием сил трения.

В одном цилиндре компрессора Виттига можно развивать давление до 3 ат ($\frac{p_2}{p_1} \approx 4$). При более высоких давлениях $\frac{p_2}{p_1} \approx 6 \div 8$ два компрессора соединяются

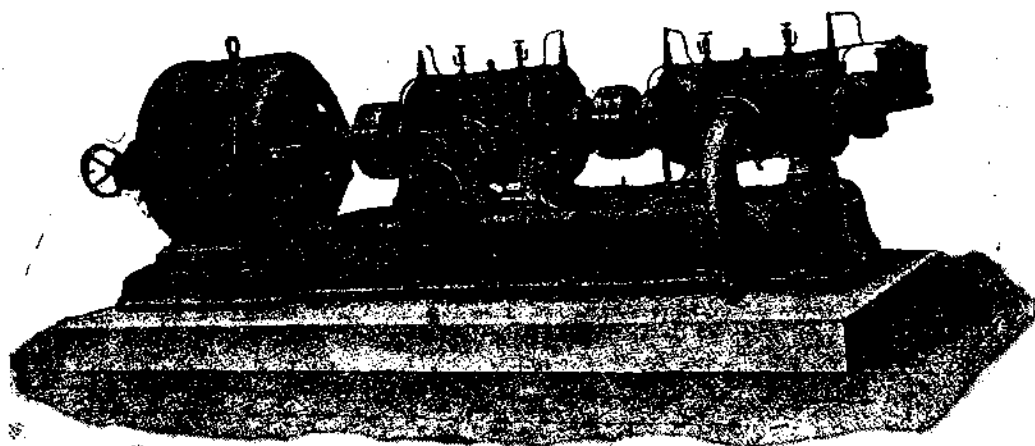
¹ Rotirender Kompressor, pat. Wittig. Изготавливается в СССР на Горловском машиностроительном заводе в виде передвижных установок.

последовательно, причем фундаментная плита обычно служит промежуточным холодильником (фиг. 439).

Основные формулы для расчета ротационного компрессора типа Виттиг. Процесс работы воздуходувки типа Виттиг с бесконечно-тонкими лопатками можно представить себе следующим образом:



Фиг. 438. Установка воздуходувки для ременного привода.



Фиг. 439. Двухступенчатый ротационный компрессор типа Виттиг с промежуточным холодильником.

Через сечение с наибольшей высотой $2m$, где m — эксцентриситет, непрерывно подается воздух атмосферного давления, движущийся с быстротой самой пластинки πDn м/мин. Площадь протекания воздуха равняется $2ml$ (длина цилиндра), и, следовательно, количество подаваемого воздуха:

$$(V_m)_{\text{мин}} = 2ml\pi Dn \text{ м}^3/\text{мин.}$$

В действительности минутная подача:

$$V_{\text{акт}} = \lambda_1 l (\pi D - sz) 2mn,$$

где λ_1 — коэффициент подачи;

l — длина цилиндра (обычно $l \approx 1,5 \div 2D$; чем выше напор, тем больше делается l);

D — диаметр цилиндра;

s — толщина пластин 1 — 3 мм;

z — число пластин 8 — 16;

m — эксцентриситет, играющий роль хода поршня; $m \approx 0,05 \div 0,1D$, чем выше напор, тем меньше делается m .

Введем еще один коэффициент:

$$\lambda_2 = \frac{\pi D - sz}{\pi \cdot D}$$

коэффициент сужения сечения лопатками.

С увеличением напора уменьшаются коэффициент λ_1 и коэффициент λ_2 , так как при этом увеличиваются число и толщина лопаток.

При подсчетах можно приближенно считать:

$$(\lambda\% = \lambda_1 \lambda_2 = 100 - 5 \frac{p_2}{p_1} \left(\text{при } \frac{p_2}{p_1} = 2 \div 4 \right)).$$

В расчете ротационного компрессора лучше всего исходить из окружной скорости концов пластин:

$$u = \frac{\pi D n}{60},$$

оторая, во избежание чрезмерного износа, должна лежать в пределах 10—12 м/сек.

Пример. Рассчитать компрессор на 180 м³/час при давлении в 3 атм:

$$V_{\text{мин}} = \lambda_1 \pi D \text{ атл},$$

$$\text{причем } \lambda = \lambda_1 \lambda_2.$$

Примем: $l = 1,5 D$, $u = \pi D n = 60 \cdot 10 = 600$ м/мин;

$$\lambda = 100 - 5 \cdot 3 = 85\%;$$

$$m = 0,1 D. \quad u = 11 \text{ м/сек} = 660 \text{ м/мин}.$$

Тогда:

$$V_{\text{мин}} = \frac{180}{60} = 3 = 0,85 \cdot 2D \cdot 660 \cdot 2 \cdot 0,1D = 225D^2;$$

$$D = \sqrt{\frac{3}{225}} = 0,125 \text{ м};$$

$$n = \frac{600}{\pi \cdot D} = \frac{660}{3,14 \cdot 0,125} \approx 1500 \text{ об/мин}.$$

Пример. Рассчитать основные размеры компрессора Виттига на часовую подачу 1000 м³/час при противодавлении 4 атм.

$$V_{\text{мин}} = 16,7 \text{ м}^3/\text{мин};$$

$$\lambda = 100 - 5 \cdot 5 = 75\%;$$

$$m = 0,05 D;$$

$$l = 2 D.$$

$$u = \frac{\pi \cdot D n}{60} = 11 \text{ м/сек};$$

Окончательно:

$$16,7 = 0,75 \cdot 2 \cdot 660 \cdot 0,1 D^2 = 99 D^2;$$

$$D^2 = \frac{16,7}{99} = 0,168 \text{ м}^2;$$

$$D = 410 \text{ мм};$$

$$n = \frac{660}{\pi \cdot 0,41} \approx 500 \text{ об/мин}.$$

Изотермический к. п. д. компрессора Виттиг лежит несколько ниже, чем и $\eta_{\text{ис}}$ для современных поршневых и турбокомпрессоров:

$$\eta_{\text{из}} = 0,55 \div 0,65,$$

При подсчете мощности двигателя следует исходить из несколько пониженного к. п. д.

$\eta_{is} \approx 0,5$ для малых компрессоров;

$\eta_{is} = 0,55$ для больших.

При этом значении получим для первого примера:

$$N = \frac{180 \cdot 23\,000 \cdot \lg 3}{75 \cdot 3\,600 \cdot 0,5} = 14,7 \text{ л. с.},$$

по данным фирмы Lokomotiv и Maschinenfabrik Winterthur в Швейцарии наиболее близкий к расчетным данным компрессор имеет:

$$V_{\text{маш}} = 182 \text{ м}^3/\text{час при } p_2 = 3 \text{ ата} \approx 2 \text{ ата};$$

$$N = 14,5 \text{ л. с.}, \quad n = 1\,450 \text{ об/мин.}$$

Для второго примера ($V = 1\,000 \text{ м}^3/\text{час}$, $p_2 = 5 \text{ ата}$):

$$N = \frac{1\,000 \cdot 23\,000 \cdot 5}{75 \cdot 3\,600 \cdot 0,55} = 37,5 \text{ л. с.}$$

(по данным фирмы, наиболее близкий к расчетным данным, компрессор имеет:

$$V = 1\,000 \text{ м}^3/\text{час при } p_2 = 5 \text{ ата}, \quad N = 77 \text{ л. с. и } n = 485 \text{ об/мин}).$$

Чем выше напор, тем длиннее делается язык, перекрывающий рабочие секции во время сжатия. Длина языка определяется из тех соображений, чтобы давление в секции к моменту сообщения ее с нагнетательным трубопроводом было несколько выше давления в линии.

V_1 — начальный момент для одной секции $V_1 = \frac{2\pi \cdot D_{cp} \cdot ml}{z}$.

V_2 — последний момент (перед выпуском в нагнетательный объем):

$$V_2 = \frac{2\pi \cdot D_{cp} \cdot a_{cp} \cdot l}{z},$$

где a_{cp} — средняя величина расстояния между цилиндрами.

Из того воздуха, который был в первой секции, к концу в секции останется приведенный к начальным условиям объем, $V'_1 = \lambda V_1$ (точнее, $\lambda_1 V_1$; при подстановке вместо λ_1 значения λ мы даем некоторый дополнительный запас давления).

Из уравнения политропы

$$p_1 (\lambda v_1)^k = p_2 v_2^k$$

следует

$$\frac{v_2}{\lambda v_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}}$$

или, считая $k \approx 1,5$ для ротационных пластинчатых машин, получим

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{a_{cp}}{m} = \lambda \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{0,67}.$$

В первом из разобранных примеров получим, считая $p_2 = 3,2 \text{ ата}$.

$$\frac{a_{cp}}{m} = \frac{0,85}{3,2^{0,67}} \approx 0,4,$$

т. е.

$$a_{cp} = 2 \cdot 0,4 \cdot 0,1 D_{cp} = 0,8 D_{cp}.$$

Во втором случае, считая $p_2 = 5,3 \text{ ата}$:

$$\frac{a_{cp}}{m} = \frac{0,75}{5,3^{0,67}} = 0,25,$$

т. е.

$$a_{cp} = 2 \cdot 0,25 \cdot 0,05 D_{cp} = 0,025 D_{cp}.$$

Несмотря на достаточно высокий к. п. д., ротационные компрессоры Виттита следует применять только в тех случаях, когда требуемое давление не ниже $1,5 \text{ — } 2 \text{ ата}$. Начиная от давлений в 2 ат и выше (до 3 ата в одноступенчатом, до 8

в двухступенчатом компрессоре), никакие другие ротационные компрессоры неприменимы.

Большая плотность прижимания рабочих пластинок к цилиндру, позволяющая достигать указанных высоких давлений, является, в то же время и большим недостатком ротационных компрессоров Виттига. Во-первых, трение лопаток вызывает обычно сильный шум. Затем, окружные скорости сверх указанных пределов 10—12 м/сек совершенно недопустимы, так как и при этих скоростях наблюдается очень быстрый износ рабочих пластин.

Кроме того, при малейшей разрегулировке ротационных компрессоров этого типа наблюдается резкое падение к. п. д. (до $\eta_{is} \approx 0,2 \div 0,25$) в связи с повышением, из-за трений, показателя политропы сжатия до значения $\sim 1,60 \div 1,65$ и даже выше (из-за нагрева трения, показатель политропы сжатия для нормального работающих машин лежит обычно вблизи $m \approx 1,5$).

Из-за малой допустимой окружной скорости приходится при сколько-нибудь значительных расходах значительно понижать число оборотов компрессора. Так например, при $V_{\text{час}} = 4500 \div 5000 \text{ м}^3/\text{час}$ и $p = 3 \text{ атм}$ число оборотов получается $n = 400 \text{ об/мин}$ и компрессор получается тихходный и громоздкий.

При этих расходах следует уже переходить к турбокомпрессорам, так как при этом температур $\frac{O_{\text{мин}}}{Vp} = \frac{4000}{60 \cdot \sqrt{3}} = 38$, когда уже работа турбокомпрессора достаточно экономична.

§ 3. Ротационные барабанные воздуходувки системы Reavell¹.

При давлении в пределах $0,3 \div 1,5 \text{ ат}$ широкое применение могут найти барабанные ротационные воздуходувки типа Ривелл (фиг. 440, 441, 442), отличающиеся от компрессоров типа Виттиг тем, что в них вращающиеся пластинки захватывают с собой перфорированный (продырявленный) барабан (фиг. 441); этот барабан вращается на шариковых подшипниках с минимальным (в долях миллиметра) зазором относительно стенок цилиндра. Схема действия компрессора типа Ривелл ясна из приведенных рисунков.

В компрессорах типа Ривелл трение пластинок о барабан обуславливается только разностью скоростей пластинок сверху, на наибольшем радиусе вращения $R + m$, и снизу, на наименьшем радиусе $R - m$.

При $m \approx 0,1D$ получаем $R_{\text{макс}} = 1,2R_{\text{мин}}$. Считая окружную скорость колеса $\approx \pi R_{\text{ср}} \frac{n}{60}$, получим скорость относительного движения лопаток по барабану:

$$w = \pi R_{\text{ср}} \frac{n}{60} \left(1 - \frac{R_{\text{ср}}}{R_{\text{макс}}} \right) \approx \pi R_{\text{ср}} \frac{n}{60} \left(\frac{R_{\text{ср}}}{R_{\text{мин}}} - 1 \right) \approx 0,1 \pi R_{\text{ср}} \frac{n}{60}.$$

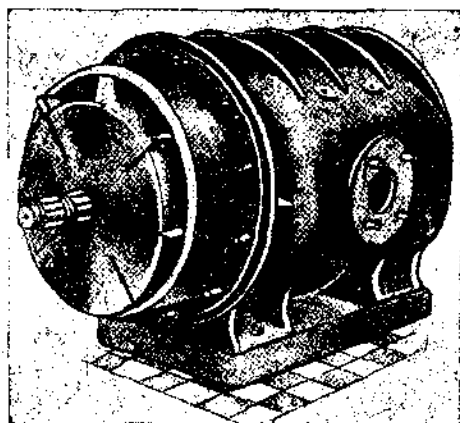
Благодаря этому ход компрессора получается достаточно плавный и тихий и стирание лопаток практически отсутствует.

¹ Rolling Drum Type Rotary Compressors & Exhausters (Reavell — Hearle Patent).

Ротационные воздуходувки типа Reavell делаются, начиная от весьма больших, мощностью до 200 л. с. с диаметром цилиндра ≈ 700 мм, и кончая малыми лабораторными насосами (с давлением до 3 000 мм), могущими вместе с мотором поместиться на одной руке.



Фиг. 441.



Фиг. 442. Внешний вид воздуходувки тип Ривелл.

§ 4. Воздуходувки Рута.

Если постепенно уменьшать число z циклоидальных зубьев зубчатых колес, то можно прийти до $z = 2$, причем работа зубчатых колес от этого не нарушится и плотное взаимное соприкосновение зубьев будет сохраняться все время работы.

На этом основана работа так называемых воздуходувок Рута, применяемых при давлениях $600 \div 8\,000$ мм вод. ст. и расходах $2 \div 400$ м³/мин. Воздух, попадающий между вращающимся крылом и кожухом, не имеет выхода и подается в нагнетательный резервуар (фиг. 443). Оба крыла при этом работают независимо, от двух отдельных зубчаток, большей частью елочных или винтовых, вращаемых от одного привода (фиг. 444, 445, 446).

В воздуховках типа Рут сжатие от P_1 до P_2 происходит мгновенно, в момент сообщения воздушной камеры с объемом нагнетания. Поэтому индикаторная диаграмма воздуходувки Рута имеет вид прямоугольника, и затрата работы на сжатие 1 м³ воздуха равняется

$$L = (P_2 - P) \frac{\text{кгм}}{\text{м}^3}.$$

При высоких давлениях эта работа гораздо больше адиабатической (а тем более изотермической) работы.

При полном отсутствии потерь для воздуходувки типа Рута получим:

P_2/P_1	1,5	2	2,5	3	3,5	4	4,5
$L_{\text{Рута}}$. . .	5 000	10 000	15 000	20 000	25 000	30 000	35 000
$L_{\text{ад}}$	4 300	7 500	10 450	12 900	15 100	17 000	18 800
$\eta_{\text{ас}}$	0,86	0,75	0,7	0,64	0,6	0,57	0,54

Учитывая дополнительно значительные потери в передачах, а также существенную утечку сжатого воздуха через зазоры, следует прийти к выводу, что применение машин типа Рута при высоких давлениях нецелесообразно. Поэтому их и не применяют для давлений свыше $0,8 - 1$ атм; при этом к. п. д. этих воздуходувок

$$= \frac{Q_{\text{сек}} H}{75 N}$$

лежит в пределах $\eta = 0,65 - 0,85$.

Расчет воздуходувки Рута. Абсолютной герметичности в зазоре между

крылом и кожухом добиться невозможно. Поэтому в зависимости от противодействия происходит утечка воздуха.

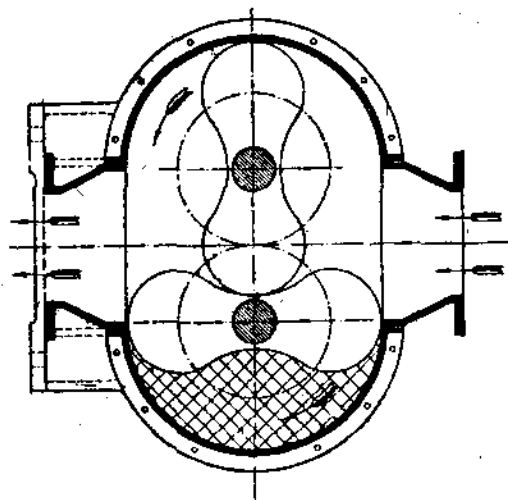
Величину этой утечки принято определять следующим образом: при закрытом выпускном клапане из нагнетательного резервуара воздуходувка пускается с таким числом оборотов n' об/мин, чтобы создалось нужное давление p . Тогда, если по теоретическому расчету для подачи V м³/час требуется n об/мин, то воздуходувке



Фиг. 444. Воздуходувка Рута со снятой верхней крышкой.



Фиг. 446. Установка воздуходувки Рута с ременным приводом.



Фиг. 443. Схема действия воздуходувки Рута.



Фиг. 445. Установка воздуходувки Рута с приводом от эл. мотора.

дается число оборотов $n + n'$. Окружная скорость u' , соответствующая числу оборотов n' , называется скоростью скольжения. Отношение $100 \frac{n'}{n} \%$ называется „скольжением“. Чем выше противодействие, тем скольжение больше.

В зависимости от противодействия и тщательности обработки и сборки, окружные скорости и скорости скольжения колеблются в весьма широких пределах. Окружные скорости обычно берутся в пределах 6 — 15 м/сек, что же касается скоростей сколь-

жения u' в зависимости от напора H , развиваемого воздуходувкой, то в первом приближении можно считать

$$u' = \frac{\pi D n'}{60} \approx 0,03 \div 0,06 \sqrt{H},$$

где H — напор, развиваемый воздуходувкой в мм вод. ст.; при этом большие значения соответствуют меньшим напорам.

Обычно рабочая площадь (заштрихованная, фиг. 443) для одной рабочей крылатки можно считать равной $\frac{1}{3}$ омегаемого круга:

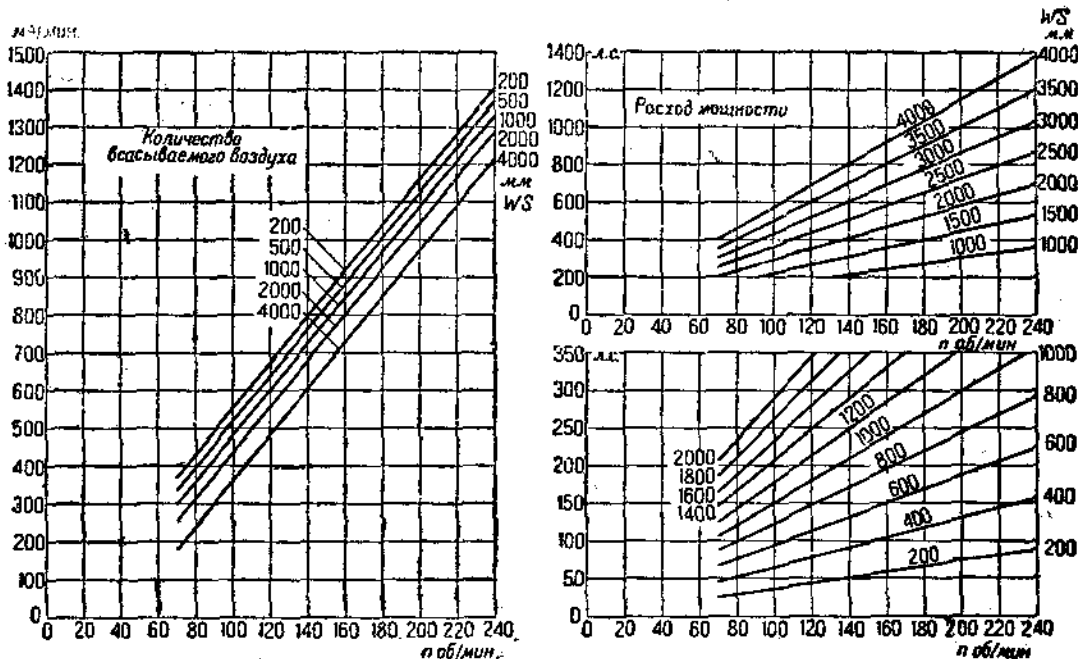
$$F' \approx \frac{1}{3} \pi \frac{D^2}{4} \approx 0,25 D^2.$$

Указанных общих соображений достаточно для определения основных размеров воздуходувки и ее к. п. д.; при этом значение u' для данных производственных условий приходится брать непосредственно из опыта.

Отметим, что основой расчета являются величины:

1. $\frac{u}{u+u'} = \eta_{\text{скольж.}}$ к. п. д. скольжения, определяющий в основном к. п. д. всей воздуходувки.

2. $(u+u')$ — окружная скорость, которая не должна превосходить допустимых пределов $8 \div 15$ м/сек.



Фиг. 447. Характеристика воздуходувки типа Рута с диаметром всасыв. патрубка 1000 мм.

3. Отношение ширины лопасти b к D , лежащей обычно в пределах:

$$\frac{b}{D} \approx 1 \div 2.$$

Большие значения соответствуют большим расходам.

Пример. Рассчитать воздуходувку типа Рута на напор: $H = 1000$ мм вод. ст. и расход $Q = 8$ м³/мин. Коэффициент полезного действия воздуходувки:

$$\eta = \eta_{\text{мех.}} \cdot \eta_{\text{скольж.}}$$

Зададимся

$$\eta \approx 0,65 \text{ и } \eta_{\text{мех.}} = 0,8;$$

$$\eta_{\text{скольж.}} = \frac{0,65}{0,8} = 0,8 = \frac{n}{n+u'} = \frac{u}{u+u'};$$

$$u' = 0,05 \sqrt{1000} = 1,6 \text{ м/сек};$$

$$u+u' = \frac{1,6}{0,8} = 2 \text{ м/сек.}$$

Примем $b = 1,5D$.

Получим:

$$Q_{\text{мин}} = 8 \text{ м}^3/\text{мин} = 2 \cdot 0,25D^3 n;$$

$$n = \frac{60 \cdot u}{\pi \cdot D} = \frac{60 \cdot 0,8 \cdot 8}{\pi D};$$

$$\frac{2 \cdot 0,25D^3 \cdot 1,5 \cdot 60 \cdot 8,4}{\pi} = 8; \quad D = 296 \text{ мм};$$

$$b = 440; \quad n = \frac{60 \cdot 8}{\pi \cdot 0,296} = 520 \text{ об/мин};$$

$$N = \frac{QH}{75 \cdot \eta} = \frac{8 \cdot 1000}{60 \cdot 75 \cdot 0,65} = 2,7 \text{ л. с.}$$

Пример. Рассчитать воздуходувку Рута на напор 5 000 мм и подачу $Q = 300 \text{ м}^3/\text{мин}$.

Зададимся

$$\eta = 0,75 \text{ (соответственно } \eta_{\text{ag}} = 0,85 \cdot 0,75 = 0,65);$$

$$\eta_{\text{использ}} = 0,85;$$

$$u' = 0,03 \sqrt{5000} = 2 \text{ м/сек};$$

$$u + u' = \frac{2}{0,15} = 13,3 \text{ м/сек}; \quad u = 11,3 \text{ м/сек.}$$

Примем $b = 2D$.

Получим:

$$300 = 2 \cdot 2 \cdot 0,25D^3 n; \quad n = \frac{680}{\pi D};$$

$$300 = \frac{2 \cdot 2 \cdot 0,25D^3 \cdot 680}{\pi};$$

$$D = \sqrt[3]{\frac{300 \cdot \pi}{2 \cdot 2 \cdot 0,25 \cdot 680}} = 1,18 \text{ м};$$

$$b = 2360 \text{ мм};$$

$$n = \frac{60 \cdot 13,3}{\pi \cdot D} = \frac{60 \cdot 13,3}{\pi \cdot 1,18} = 215 \text{ об/мин.}$$

Определим мощность для этого последнего случая:

$$N = \frac{300 \cdot 5000}{60 \cdot 75 \cdot 0,75} = 445 \text{ л. с.}$$

На фиг. 447 приведена опытная характеристика воздуходувки Рута, из которой ясно видно, как падает к. п. д. скольжения с увеличением противодавления.

ОГЛАВЛЕНИЕ.

Предисловие редактора	Стр. 3
Предисловие	4
Часть 1.	
Глава I. Физические свойства воздуха.	
§ 1. Единицы измерения	5
§ 2. Характеристическое уравнение	6
§ 3. Влажный воздух	7
§ 4. Изменение относительной влажности с изменением температуры и давления	9
§ 5. Удельный вес воздуха	10
Глава II. Основные уравнения термодинамики.	
§ 1. Внутренняя энергия	12
§ 2. Изменения состояния	—
§ 3. Работа компрессора	14
Часть 2. Компрессоры.	
Глава I. Энергетика компрессии. Основные уравнения.	
§ 1. Первое основное уравнение	16
§ 2. Индикаторная диаграмма	17
§ 3. Второе основное уравнение	18
§ 4. Графическое изображение процессов компрессора	19
Глава II. Анализ процессов компрессора.	
§ 1. Предварительные соображения	21
§ 2. Адиабатический цикл	23
§ 3. Процесс без охлаждения	24
§ 4. Изотермический процесс	26
§ 5. Процессы с охлаждением	27
Глава III. Многоступенчатое сжатие.	
§ 1. Общие соображения	28
§ 2. Распределение давлений по ступеням	32
§ 3. Эффективность многоступенчатого сжатия	33
Глава IV. Действительный процесс в поршневом компрессоре.	
§ 1. Вредное пространство	35
§ 2. Действительная индикаторная диаграмма	37
§ 3. Коэффициент подачи	38
§ 4. Коэффициенты полезного действия компрессора	—
Глава V. Расчет основных размеров компрессора.	
§ 1. Расчет основных размеров цилиндра	41
§ 2. Среднее индикаторное давление на поршень	43
Глава VI. Переход от уравнений термодинамики к уравнениям гидравлики и гидродинамики при малых напорах.	
§ 1. Основные уравнения	44
Глава VII. Поршневые компрессоры и воздуходувки. Описание конструкций.	
§ 1. Одноступенчатые компрессоры	48
§ 2. Многоступенчатые компрессоры	53
§ 3. Компрессоры для двигателей внутреннего сгорания	64
§ 4. Передвижные компрессорные установки	68
§ 5. Установка поршневых компрессоров	—
Глава VIII. Регулирование поршневых компрессоров и воздуходувок.	
§ 1. Регуляторы постоянного давления	69
§ 2. Регулирование величины подачи	72

Глава IX. Расчет холодильника для компрессора.

§ 1. Определение коэффициента теплопередачи	73
§ 2. Коэффициенты теплопередачи для воздуха	74
§ 3. Определение коэффициента теплопередачи для воды	77
§ 4. Расчет холодильника	79

Часть 3. Центробежные вентиляторы.

Глава I. Основы теории центробежных вентиляторов.

§ 1. Основные уравнения гидродинамики	83
§ 2. Циркуляция	87

Глава II. Работа центробежного вентилятора.

§ 1. Вывод основного уравнения	90
§ 2. Работа вентилятора	97

Глава III. Расчет рабочего колеса.

§ 1. Гидродинамическая схема явления	103
§ 2. Влияние конечного расстояния между лопатками	108
§ 3. Основы расчета	110
§ 4. Определение наимыгоднейшего внутреннего диаметра лопаток	113
§ 5. Определение ширины рабочего колеса и кожуха	113
§ 6. Определение углов входа и выхода. Форма лопатки	118
§ 7. Расчет рабочего колеса (примеры)	128

Глава IV. Кожух вентилятора.

§ 1. Назначение кожуха вентилятора	127
§ 2. Плоский кожух	128
§ 3. Спиральный кожух	133
§ 4. Идеальный спиральный кожух	137
§ 5. Построение спирали	139
§ 6. Построение кожуха	142

Глава V. Гидравлические потери.

§ 1. Потери в рабочем колесе	151
§ 2. Потери на трение дисков о воздух	162
§ 3. Потери через зазор	164
§ 4. Взаимная связь к. п. д.	167
§ 5. Потери в спиральном кожухе	169
§ 6. Расход мощности при $Q \approx 0$	174

Глава VI. Характеристики работы вентилятора.

§ 1. Характеристика для постоянного числа оборотов	176
§ 2. Влияние числа оборотов	177
§ 3. Характеристика для различных чисел оборотов	184
§ 4. Коэффициенты нулевого порядка для вентиляторов	186
§ 5. Пользование с характеристиками нулевого порядка	190
§ 6. Тип вентилятора	191
§ 7. Характеристика серии вентиляторов	194
§ 8. Подбор числа оборотов	195

Часть 4. Осевые вентиляторы.

Глава I. Теория поддерживающего крыла.

§ 1. Основы теории поддерживающих крыльев	198
§ 2. Лопасты осевых вентиляторов	201
§ 3. Влияние размаха крыла	204

Глава II. Расчет осевого вентилятора.

§ 1. Общие соображения	210
§ 2. Расчет лопасти вентилятора при помощи теории крыла	211
§ 3. Коэффициент полезного действия осевого вентилятора	218
§ 4. Радиус средней дужки	225
§ 5. Тяга осевого вентилятора	—
§ 6. Расчет осевого вентилятора. Вихревая теория	227

Часть 5. Вентиляторы.

Глава I. Вентиляторы. Типы и конструкции.

§ 1. Общие соображения	232
§ 2. Вентиляторы осевые	233
§ 3. Вентиляторы центробежные	241
§ 4. Вентиляторы пылевые	246

Стр.

Часть 6. Вентиляторные установки.

Глава I. Подвод воздуха к вентилятору и отвод от вентилятора.

§ 1. Центробежные вентиляторы	248
§ 2. Осевые вентиляторы	250

Глава II. Регулирование работы вентиляторной установки.

§ 1. Работа через эквивалентное отверстие	253
§ 2. Регулирование задвижкой и оборотами	254
§ 3. Переделка вентилятора в целях изменения его характеристики	256

Глава III. Последовательная и параллельная работа вентиляторов.

§ 1. Последовательное соединение вентиляторов	259
§ 2. Параллельная работа вентиляторов	260
§ 3. Надувание баллонов	261
§ 4. Работа через газгольдер	262

Глава IV. Шум при работе вентилятора.

§ 1. Общие соображения	263
§ 2. Влияние „языка“ на шум вентилятора	265

Часть 7. Испытание вентиляторов.

Глава I. Испытания.

§ 1. Общие соображения	267
§ 2. Измерения	269
§ 3. Определение числа оборотов	281
§ 4. Определение расходуемой мощности	283
§ 5. Испытание вентиляторов в трубах	286

Глава II. Обработка результатов испытаний.

§ 1. Поправки и коэффициенты	288
§ 2. Построение характеристики	293

Часть 8. Турбокомпрессоры и турбовоздуходувки.

Глава I. Общие соображения 295

Глава II. Расчет турбовоздуходувки.

§ 1. Расчет отдельной ступени	297
§ 2. Направляющий аппарат	300
§ 3. Спиральный кожух	301
§ 4. Предварительный подсчет числа ступеней	—
§ 5. Гидравлические потери	304

Глава III. Расчет многоступенчатого турбокомпрессора.

§ 1. Неохлажденный турбокомпрессор	310
§ 2. Турбокомпрессор с охлаждаемым кожухом	312
§ 3. Турбокомпрессор с промежуточным охлаждением	313

Глава IV. Описание конструкций турбовоздуходувок и турбокомпрессоров.

§ 1. Воздуходувки	315
§ 2. Многоступенчатые воздуходувки	319
§ 3. Турбокомпрессоры	—

Глава V. Регулирование турбокомпрессоров.

§ 1. Вспомогательные устройства	323
§ 2. Регулирование турбокомпрессоров	326
§ 3. Регулирование на устойчивую работу	327

Часть 9.

Глава I. Ротационные компрессоры и воздуходувки.

§ 1. Общие соображения	331
§ 2. Ротационные компрессоры системы Виттиг	332
§ 3. Ротационные барабанные компрессоры системы Reaveli	337
§ 4. Воздуходувки Рута	338

ПРИЛОЖЕНИЕ. Энтальпийные диаграммы для воздуха.

Энтропийная диаграмма для 1

1 мм = 0,0004 единицы энтропии.

Линии постоянного давления.

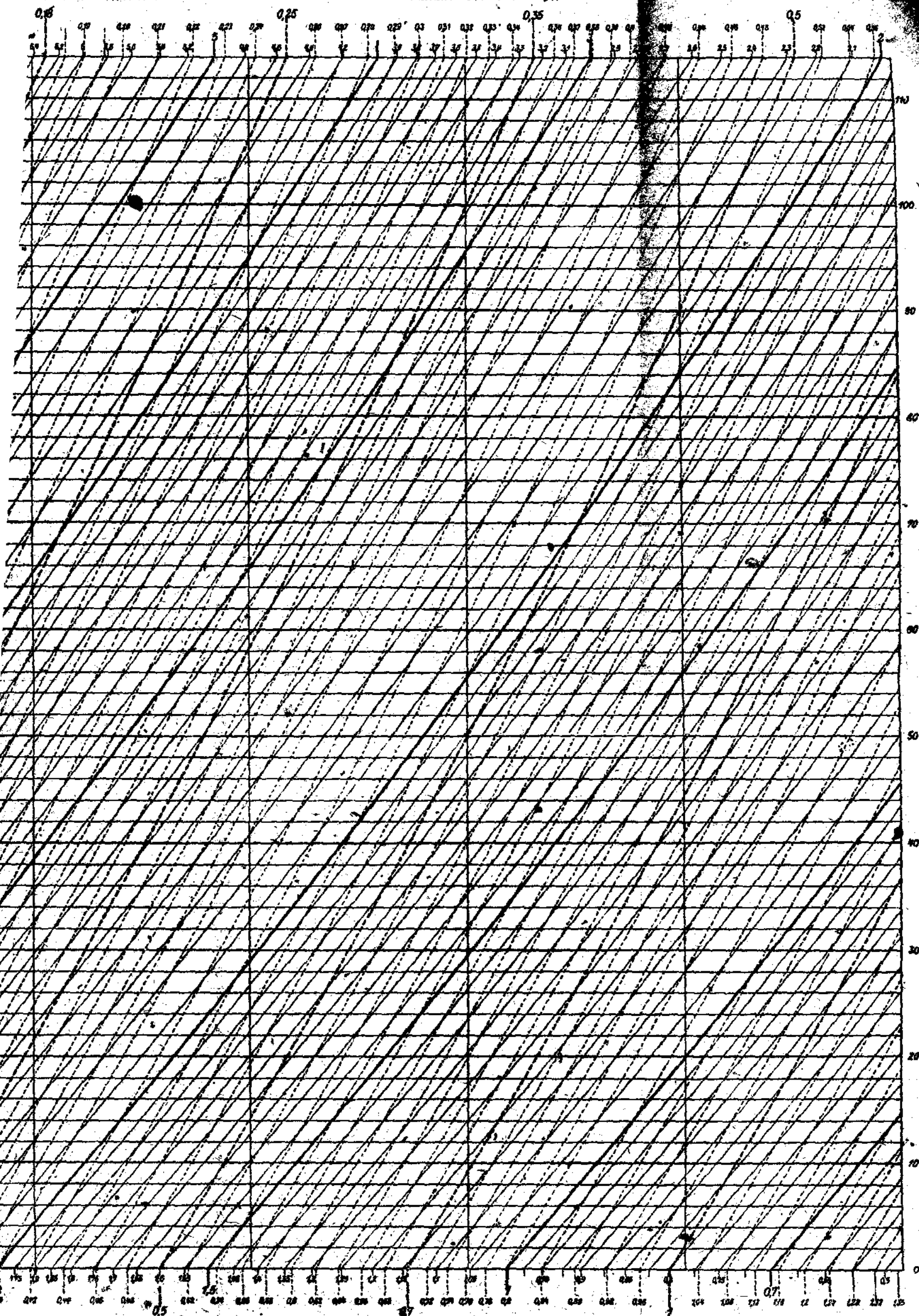


График для 1 кг воздуха.

Таблица

постоянного давления.

Линии постоянного удельного веса



Калор.

100

90

80

70

60

50

40

30

20

10

0

-10

-20

Энтропийная диаграмма для 1 кг воздуха.

ТЕПЛОЕМКОСТИ ПО ДАННЫМ HOLBORN'a и JACOB'a.

1 мм = 0,0015 единицы энтропии

1 мм = 0,38 калорий

ОБОЗНАЧЕНИЯ:

at — атмосфера

cbm — куб. м

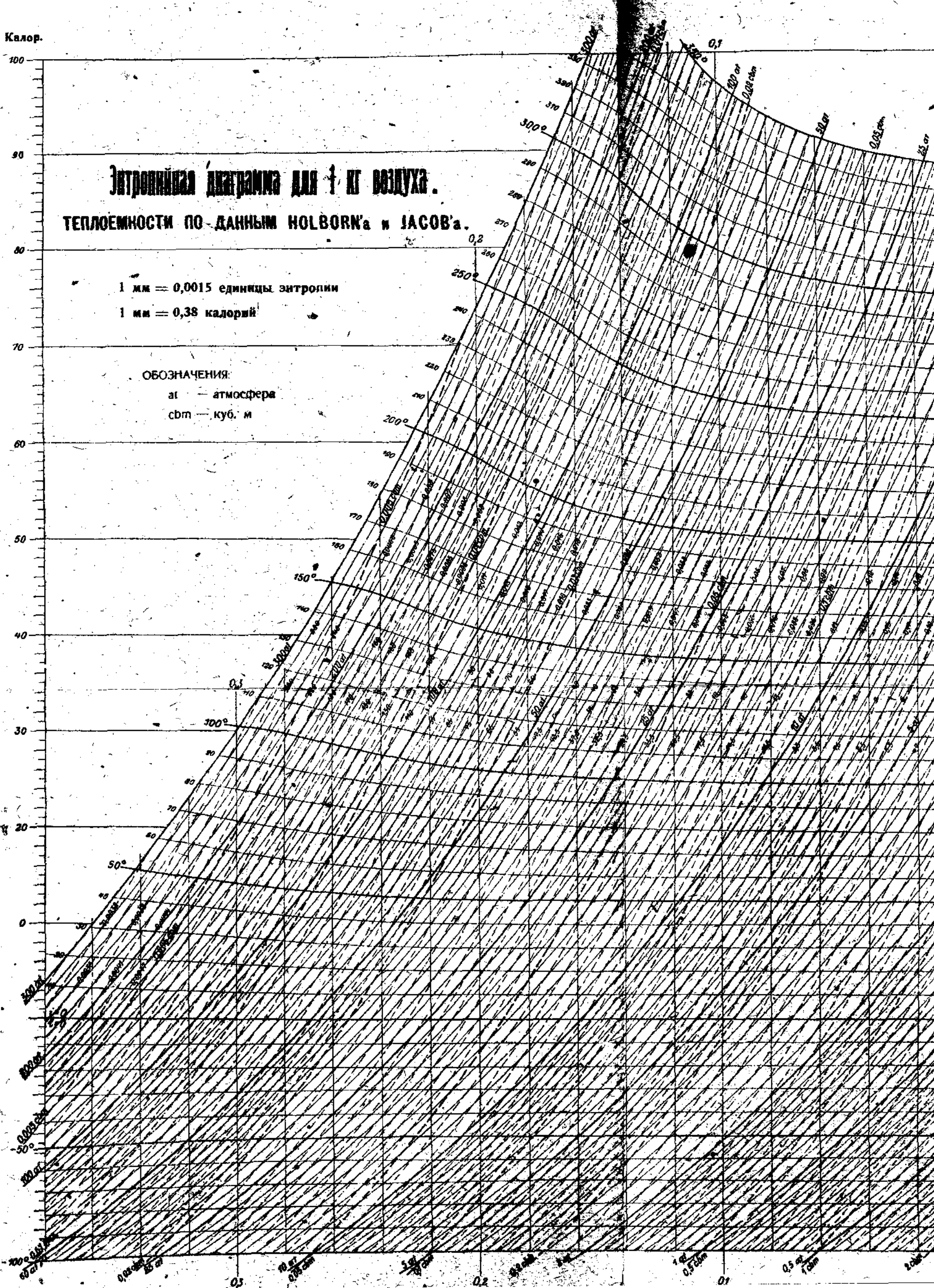


Таблица II.

