

021.5
с 85

5660

К. И. СТРАХОВИЧ

**ОСНОВЫ ТЕОРИИ И РАСЧЕТА
ПНЕВМАТИЧЕСКИХ
ТРАНСПОРТНЫХ УСТАНОВОК**

1934 • ОБЪЕДИНЕННОЕ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ
ИЗДАТЕЛЬСТВО

СКЛАД УЧЕБНЫХ ПОСОБИЙ
В. Т. А. Р. К. К. А.
[REDACTED]

НБ
УДУНТ
(ДНТ)

Проф. Н. И. Страхович

**Основы
теории и расчета
пневматических
транспортных установок**

А И И Т
И Д Л О Т Ф
№ 25249

СКОЛАД УЧЕБНЫХ ПОСОБИИ
В Т А Р К К А



ОНТИ НКТП

Главная редакция литературы
по машиностроению и металлообработке
Ленинград • 1934 • Москва

Автор — профессор Ленинградского машиностроительного института, Ленинградского Государственного университета и Ленинградского электро-механического института.

Книга восполняет пробел, имеющийся в технической литературе по пневматическому транспорту.

В первой главе излагаются краткие сведения из теории движения воздуха по трубам. Во второй главе даются основные сведения из механики твердого тела в потоке воздуха. Третья глава дает расчетные формулы и примерный расчет транспортных установок высокого давления.

Книга рассчитана на инженеров, проектировщиков-конструкторов и на студентов старших курсов, втузов, специализирующихся по транспорту сыпучих материалов.

Ответственный редактор *П. С. Козьмин*.
Сдана в набор 14/VII 1934 г.
Формат 62 × 94.
Ленгорлит №-29531.

Бум. листов 3½.
Изд. № 263/л. МС-25-5-3.
Тираж 3.000—авт. л. 9¼

Техп. редактор *Р. С. Левзнер*.
Подписана к печати 6/XI 1934 г.
Тип. зн. в 1 бум. л. 105.408.
Заказ № 3052.

2-я тип. ОНТИ им. Евг. Соколовой, Ленинград, пр. Кр. Командиров, 29.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	4
Введение	
§ 1. Идея пневматического транспорта и современное состояние его теории	5
§ 2. Схема пневматической установки	6
§ 3. Классификация и применение транспортных установок .	7
<i>Глава I</i>	
Движение чистого воздуха по трубопроводам	
§ 4. Основные уравнения движения (Теорема Бернулли) .	8
§ 5. Истечение воздуха из отверстия	10
§ 6. Уравнение расходов (теорема сплошности движения)	12
§ 7. Уравнение состояния и основные физические процессы для воздуха	—
§ 8. Энергетическое уравнение движения	15
§ 9. Потеря напора на трение при движении воздуха по трубе постоянного сечения	17
§ 10. Ламинарный и турбулентный режимы и распределение скоростей по сечению в трубах постоянного сечения	21
§ 11. Частные случаи движения воздуха по трубам постоянного сечения	24
§ 12. Движение воздуха в расширяющихся и суживающихся трубах	27
§ 13. Движение воздуха в колене трубы постоянного сечения	31
§ 14. Местные потери	34
§ 15. Расчетная формула для последовательного трубопровода	—
§ 16. Параллельный трубопровод	38
§ 17. Смещение струй	40
§ 18. Измерительные приборы	45
<i>Глава II</i>	
Движение твердого тела в потоке воздуха	
§ 19. Взаимодействие твердого тела и потока воздуха	47
§ 20. Лобовое давление	50
§ 21. Подъемная сила	56
§ 22. Уравнение движения тела в потоке воздуха	57
§ 23. Движение тела в вертикальной трубе	61
§ 24. Движение тела в горизонтальной трубе	65
§ 25. Движение тела в наклонной трубе	73
§ 26. Движение тела в трубе переменного сечения	75
§ 27. Движение тела на повороте трубы	76
<i>Глава III</i>	
Движение смеси воздуха и материала. Основные расчетные формулы	
§ 28. Потеря напора в горизонтальных трубах	79
§ 29. Потеря напора в вертикальных трубах	83
§ 30. Местные потери	84
§ 31. Основы расчета пневматической установки	87
§ 32. Примерный расчет транспортной пневматической установки	88
<i>Глава IV</i>	
Краткое описание основных типов пневматических транспортных установок	
§ 33. Детали пневматических установок	94
§ 34. Основные типы пневматических установок с большим перепадом давления	99
§ 35. Основные типы установок с малым перепадом давления	108
Литература	112

НЕ
УДАЛИТЬ
(ДИТ)

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемая книга представляет первую попытку создать руководство по основам теории и расчета пневматического транспорта, отсутствовавшее до сего времени как в нашей, так и в иностранной технической литературе.

Ввиду новизны и сложности вопроса мне пришлось создавать ряд положений и выводов (гл. III и отчасти гл. II), поэтому более сложные и точные доказательства этих положений я не поместил, чтобы не усложнять чтения, а ограничился приведением только вспомогательных результатов.

Кроме того необходимо отметить, что из-за отсутствия достаточной экспериментальной базы по теории пневматических установок, некоторые теоретические выводы остались без экспериментального подтверждения.

Как пример приложения теории к практике дан предварительный (без экономического и эксплуатационного обоснования) расчет пневматической установки, причем для этого расчета выбран тип установки для большой весовой пропорции смеси, как тип, менее всего освещенный в литературе.

В книге совершенно не затронуты вопросы транспорта под давлением сыпучих тел и пневматическая почта, ввиду несколько иной теоретической основы этих видов транспорта.

В заключение считаю своей обязанностью выразить благодарность О. В. Ивановской за помощь при чтении корректур и за составление ряда таблиц и графиков.

НБ
УДУНТ
(ДНТ)

ВВЕДЕНИЕ

§ 1. Идея пневматического транспорта и современное состояние его теории

Идея пневматического транспорта заложена в общеизвестном факте подъема снежинок, пыли, брызг и т. п. порывом ветра с поверхности земли и переноса их на те или иные расстояния. В пневматических установках естественный ветровой поток заменяется искусственно созданным специальным устройством — потоком воздуха в трубе или в системе труб, которые соединяют места отправления и приема транспортируемого материала в виде пыли, зерна или кусков того или иного объема.

Для того чтобы ответить на вопрос, какой материал и при каких условиях может транспортироваться пневматическим способом и является ли такой транспорт выгодным, необходимо изучить весь механизм пневматического транспорта и в первую очередь выяснить механику транспортного органа, т. е. воздушной струи, и его взаимодействия с транспортируемым материалом. После решения этого вопроса необходимо построить схему процесса пневматического транспорта и дать формулу для расчета мощности транспортной установки или мощности, затраченной на единицу веса (тонну) переносимого материала. Получив указанные соотношения, можно перейти к описанию отдельных конструкций установок, а также к оценке и сравнению их между собой на основании вышеприведенной теории.

Пневматический транспорт с теоретической стороны является весьма новой областью техники, несмотря на то, что в вентиляционных заводских и горных установках он существует уже достаточно долго. Это обстоятельство объясняется сложностью механизма взаимодействия переносимого материала с потоком воздуха, теоретическое обоснование которого стало качественно возможным только после ряда работ новейшего времени, выясняющих механическую структуру движения жидкостей и газов по трубам.

Особенно трудным для построения теории пневматического транспорта было объяснение подъема материала с нижней поверхности горизонтальной трубы и транспорта его по этой трубе во взвешенном состоянии, в то время как вопрос о транспорте материала в вертикальных трубах, хотя количественно и не всегда правильно, могли объяснить старые представления о взаимодействии твердого тела и потока воздуха.

В настоящее время пневматический транспорт развит настолько, что требует уже достаточного теоретического обоснования для проектирования транспортных установок, литература же как

на русском, так и на иностранных языках весьма бедна. Основному экспериментальному изучению вопросов пневматического транспорта в горизонтальных трубах посвящена работа Gasterstädt (Гастерштедт)¹ и отчасти работы W. Stamp (Кремл) и A. Priestley (Прайстлей)².

Теоретические обоснования даны в работе K. Wagner (Вагнер)³ и отчасти в книге Der Chemie Ingenieur под редакцией A. Euckep и M. Jacob, в 1-й части 1-го тома. В последней

помещены общие соображения и формулы по пневматическому и газовому транспорту

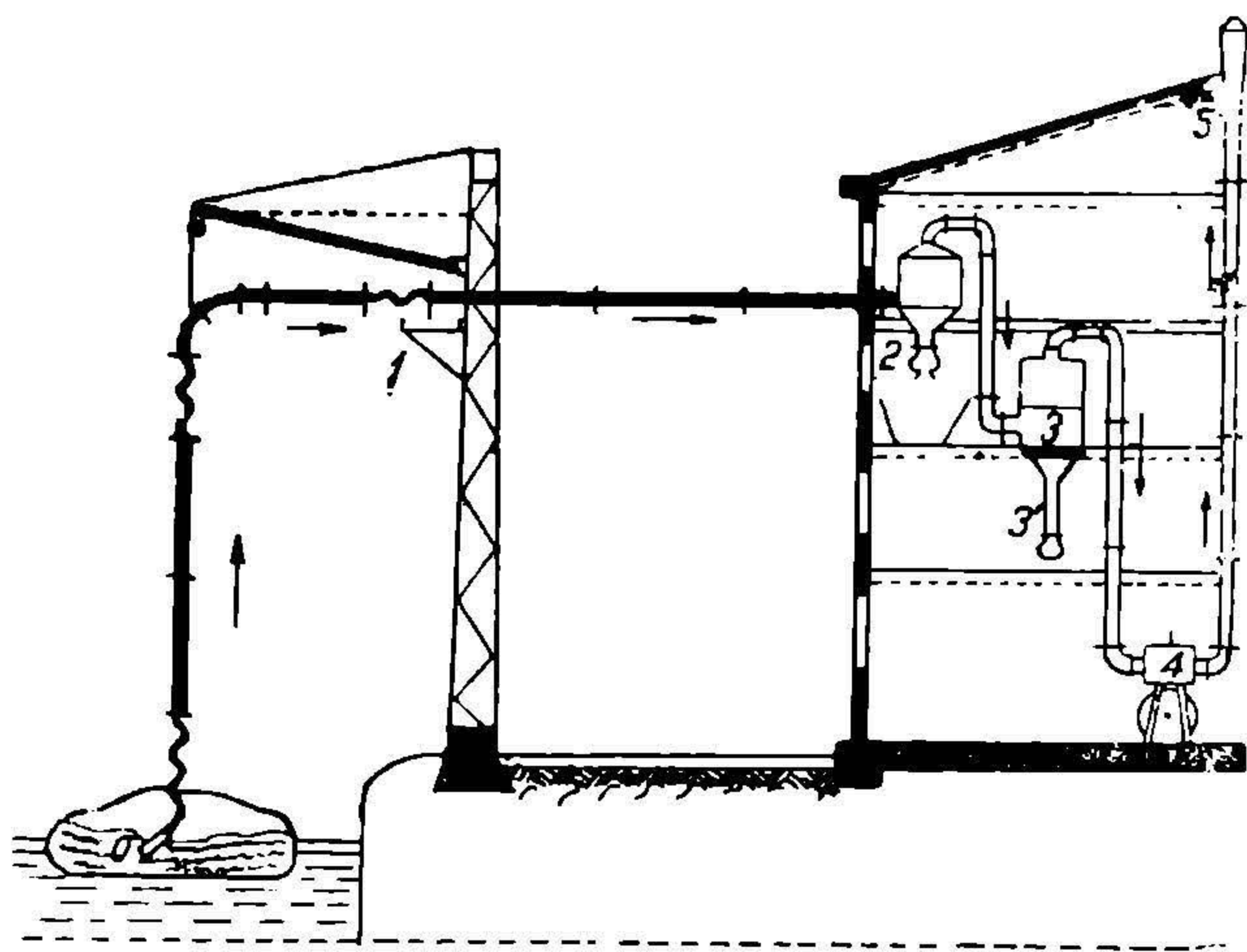


Рис. 1. Всасывающая береговая установка.

как например центробежные воздуходувки, вентиляторы, поршневые и ротативные насосы и т. п., обеспечивающие для нормальных транспортных установок поток воздуха со скоростью 5 — 30 м/сек.

Эти насосы могут создавать поток воздуха, работая на разрежение и на нагнетание. В зависимости от этого пневматические установки подразделяются на: 1) всасывающие, 2) нагнетательные и 3) смешанные.

На рис. 1 представлена схема всасывающей береговой установки, состоящей из соска 0, гибкого шланга 0—1, под-

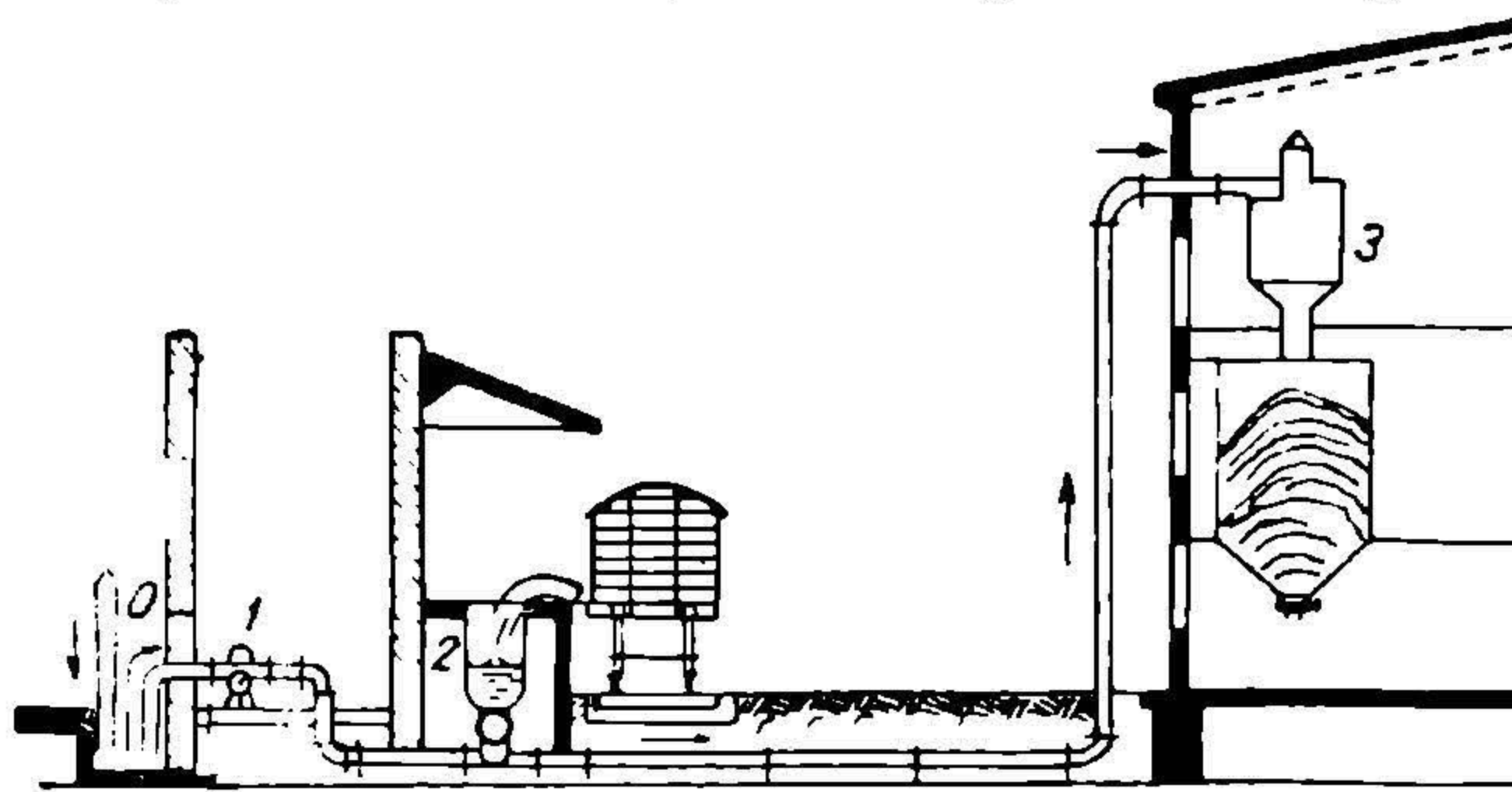


Рис. 2. Нагнетательная установка.

¹ И. Гастерштедт. Пневматический транспорт. Экспериментальное исследование, Ленинград, 1927.

² W. Stamp and A. Priestley. The Engineering. Engineers 1924, pp. 35, 64, 94, 112.

³ K. Wagner. Inaug. Dissert, Dresden, 1925.

держиваемого и передвигаемого укосиной, воздушного трубопровода 1—2, отделителя материала 2, отвода рабочего воздуха с пылеотделителем 2—3—4 и с пыльником 3, воздушного поршневого насоса 4 и выпускной трубы 4—5.

На рис. 2 представлена нагнетательная установка с фильтром *O* для воздуха, ротативным насосом 1, загрузочным бункером 2 и приемником 3. На обоих рисунках стрелки указывают направление движения воздуха.

Комбинация двух типов установок — всасывающей и нагнетательной — представляет смешанный тип. Более подробно о схемах этих установок будет сказано в главе, относящейся к конструкции пневматических установок.

§ 3. Классификация и применение транспортных установок

В § 2 были указаны основные типы транспортных установок по методу создания потока воздуха. Кроме того транспортные установки могут быть высоко- и низконапорные (вакуумные) в зависимости от падения давления в трубопроводах. В первых падение давления будет порядка $0,2—0,4 \text{ кг/см}^2$ и в редких случаях несколько больше. В низконапорных (вакуумных) падение давления измеряется от $0,005$ до $0,02 \text{ кг/см}^2$. При подаче угольной пыли и цемента в некоторых случаях применяются давления от 2 до 4 кг/см^2 , но эти установки уже основаны на ином принципе, чем нормальные пневматические установки, о чем будет более подробно указано в дальнейшем. Обычно высокое давление соответствует и большому количеству переносимого материала, причем для характеристики установки с этой стороны обычно пользуются понятием весовой пропорции смеси, обозначаемой буквой μ и равной отношению веса материала, переносимого в единицу времени, к весовому расходу рабочего воздуха за тот же промежуток времени.

Значения μ для больших перепадов давления колеблются в пределах от 10 до 30, а для низких в пределах от 0,1 до 0,5.

Пневматические установки применяются для транспорта зерна, угля, торфа, муки, бобов, химических продуктов, сахара, цемента, стружки, опилок, хлопка, бумаги, табака и т. п. Из перечисленных транспортируемых материалов следует, что пневматический транспорт находит себе применение в перегрузочных портовых и железнодорожных установках, в химической промышленности, в фабрично-заводской и горной вентиляции, в хлопчатобумажных и табачных фабриках, в сельскохозяйственных машинах, в деревообделочной промышленности, в дорожном и строительном деле и т. п.

Кроме того пневматический транспорт может быть попутно использован кроме транспорта также для высушки или увлажнения материала, для смешения и разделения различных материалов.

Основной дефект пневматических установок состоит в значительной затрате мощности сравнительно с другими видами транспорта, что, однако, в большинстве случаев окупается простотой и малыми эксплуатационными расходами.

ДВИЖЕНИЕ ЧИСТОГО ВОЗДУХА ПО ТРУБОПРОВОДАМ

§ 4. Основные уравнения движения (теорема Д. Бернулли)

В § 1 было указано, что вопрос о пневматической передаче материала на расстояние теснейшим образом связан с вопросом о движении воздуха в трубах. Ввиду этого изложению общей теории пневматического транспорта необходимо предпослать основные положения из современного учения о движении воздуха в трубах, т. е. „гидравлики“ воздуха, которое в обычных курсах гидравлики жидкостей почти не рассматривается.

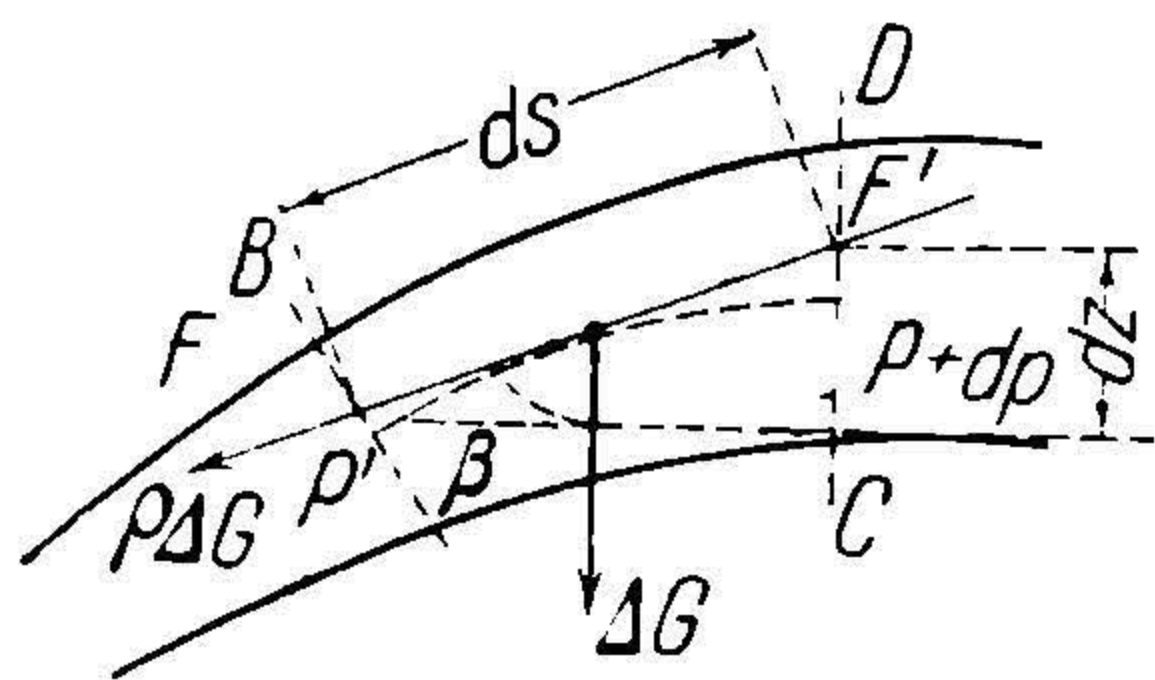


Рис. 3. Движение по трубе с плавно изменяющимся сечением.

Начнем с изложения вывода основного уравнения, определяющего движение воздуха в трубе. Для этого рассмотрим (рис. 3) элементарный объем воздуха V , заключенный в данный момент времени между двумя бесконечно близкими сечениями трубы с плавно изменяющимся профилем. Рассмотрим проекции всех сил, действующих на этот объем, на касательную к оси трубы, элемент которой назовем ds . На сечение AB действует сила давления, равная pF , в сторону движения, где p — давление, выраженное в кг/м^2 , а F — площадь сечения в м^2 . На сечение CD действует сила $(p + dp)F'$ в обратную сторону движению, причем $F' = F + dF$ вследствие плавного изменения сечения. По боковой поверхности $ACDB$ действуют нормальные реакции стенок и силы трения. Равнодействующая нормальных реакций по третьему закону Ньютона может быть представлена как полусумма давлений на AB и CD , т. е. среднее давление на участке ds , умноженная на проекцию поверхности $ACDB$ на CD , т. е. dF , если считать, что при малом ds AB и CD параллельны друг другу. При этом данная сила будет направлена в сторону расширения трубы. Таким образом эта сила будет равна:

$$(p + dp) dF = p dF,$$

так как $dp dF$ второго порядка малости. Сила трения будет направлена в обратную сторону от движения по оси трубы, причем, имея в виду дальнейшие преобразования, представим ее как произведение некоторой отвлеченной величины ρ на вес элемента γdV

(который обозначаем через dG), т. е. ρdG . Кроме этих сил на dV будет действовать сила тяжести dG , причем ее проекция на ds будет равна:

$$-dG \cos \beta = -dG \frac{dz}{ds},$$

так как из рис. 3 следует, что:

$$\cos \beta = \frac{dz}{ds}.$$

По второму закону Ньютона произведение из массы тела на проекцию ускорения равно сумме проекций на то же направление всех действующих на тело сил, т. е.

$$\frac{\gamma dV}{g} \frac{dc}{dt} = -dG \frac{dz}{ds} + pF - (p + dp)(F + dF) - p dF - \rho dG,$$

где γ — удельный вес воздуха.

g — ускорение силы тяжести,

c — средняя скорость элемента dV ,

$\frac{dc}{dt}$ — касательное ускорение.

После деления всех членов предшествующего уравнения на dG и откидывания членов первого порядка малости,¹ мы получаем такое уравнение движения, отнесенное к единице веса воздуха т. е. выраженное в отвлеченных величинах:

$$\frac{1}{g} \frac{dc}{dt} + \frac{1}{\gamma} \frac{dp}{ds} + \frac{dz}{ds} + \rho = 0 \quad (1)$$

Рассматривая установившееся движение, т. е. такое движение, при котором скорости в данном сечении зависят явно не от времени, а только от координаты s , и уже через s от времени t , можно написать, что:

$$\frac{dc}{dt} = \frac{dc}{ds} \frac{ds}{dt} = C \frac{dc}{ds} = \frac{d}{ds} \left(c^2 \right), \quad (2)$$

так как $\frac{ds}{dt} = c$, и тогда, после подстановки уравнения (2) в (1) имеем после умножения на ds такое дифференциальное уравнение движения:

$$\frac{c dc}{g} + \frac{dp}{\gamma} + dz + \rho ds = 0. \quad (3)$$

Последнее уравнение соответствует закону живой силы в дифференциальной форме и отнесенному к единице веса. Интегрируя по s это выражение, имеем закон живой силы в конечной форме:

$$\frac{c^2}{2g} + \int^p \frac{dp}{\gamma} + z + \int^s \rho ds = \text{const} \quad (4)$$

или, вводя обозначения:

$$\int^p \frac{dp}{\gamma} = P \text{ — пьезометрические высоты (напор),}$$

$$\int^s \rho ds = h_r \text{ — потерянный напор на трение,}$$

¹ При преобразовании необходимо иметь в виду, что $dV = dF ds$.

НБ
УДУНТ
(ДІІТ)

имеем для двух сечений трубы, отстоящих на конечных друг от друга расстояниях, такое выражение:

$$\frac{c^2 - c_0^2}{2g} + \int_{P_0}^P \frac{dp}{\gamma} + z - z_0 + h_r = 0. \quad (5)$$

Уравнения (4) и (5) соответствуют обобщенной теореме Д. Бернулли, известной из гидравлики¹, т. е. сумма четырех напоров: скоростного $\frac{c^2}{2g}$, пьезометрического P , геометрического z и потеряннго h_r при установившемся движении воздуха по трубе, есть величина постоянная.

§ 5. Истечение воздуха из отверстия

Как одно из приложений теоремы Д. Бернулли рассмотрим истечение воздуха из отверстия в резервуаре достаточно больших размеров, чтобы можно было пренебречь скоростью в этом резервуаре и изменением давления в нем. Принимая во внимание, что воздух имеет очень малый удельный вес, можно также считать $z - z_0 = 0$ и, если принять как в гидравлике:²

$$h_r = \xi \frac{c^2}{2g}, \quad (6)$$

где ξ — коэффициент потерь, то имеем:

$$\frac{c^2}{2g} + P - P_0 + \xi \frac{c^2}{2g} = 0,$$

откуда:

$$c = \varphi \sqrt{2g(P_0 - P)}, \quad (7)$$

где

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \xi}}$$

и называется коэффициентом скорости. Приблизленно для φ можно принять значения, лежащие в промежутке от 0,9 до 0,98. В общем случае φ зависит от формы отверстия физического процесса, при котором происходит истечение.³

Если предположить, что γ меняется мало, или что $\gamma = \text{const}$ (изохорический процесс), то найдем, что:

$$P_0 - P = \int_{P_0}^P \frac{dp}{\gamma} = \frac{P_0 - P}{\gamma}, \quad (9)$$

откуда:

$$c = \varphi \sqrt{2g \frac{P_0 - P}{\gamma}}. \quad (10)$$

¹ Пошль, Гидравлика, стр. 23.

² Пошль. Курс гидравлики, стр. 25.

³ К. И. Страхович. Газодинамика, ч. 1 стр. 73.

Если процесс изотермический и газ идеален, то, как известно из формулы Клапейрона:¹

$$\gamma = \frac{p}{RT}, \quad (11)$$

где T — абсолютная температура, и значит:

$$P_0 - P = \int_p^{p_0} \frac{dp}{\gamma} = RT \int_p^{p_0} \frac{dp}{p} = RT \ln \frac{p_0}{p}. \quad (12)$$

откуда:

$$c = \varphi \sqrt{2gRT \ln \frac{p_0}{p}}. \quad (13)$$

Если процесс будет политропический, т. е.

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^m \quad (14)$$

где m — показатель политропы, то:

$$P_0 - P = \int_p^{p_0} \frac{dp}{\gamma} = \frac{m}{m-1} \frac{p_0}{\gamma_0} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{1-\frac{1}{m}} \right] \quad (15)$$

и значит:

$$c = \varphi \sqrt{\frac{2gm}{m-1} \frac{p_0}{\gamma_0} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{1-\frac{1}{m}} \right]}, \quad (16)$$

причем можно заменить по формуле Клапейрона $\frac{p_0}{\gamma_0}$ через RT_0 .

Пример. Сравним значение скорости, вычисленное при следующих условиях: $p_0 = 1,01$, $p = 1,00$ и $T_0 = 300$ по формулам (10), (13) и (16) и при $\varphi = 1$.

$$c = \sqrt{2gRT_0 \left(1 - \frac{p}{p_0} \right)} \approx \sqrt{2 \cdot 9,8 \cdot 29,3 \cdot 300 \cdot 0,01} \approx 37,4 \text{ м/сек}$$

$$c = \sqrt{2gRT_0 \ln \frac{p_0}{p}} \approx \sqrt{2 \cdot 9,8 \cdot 29,3 \cdot 300 \cdot 0,01} \approx 37,4 \text{ м/сек}$$

$$c = \sqrt{2g \frac{mRT_0}{m-1} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{1-\frac{1}{m}} \right]} \approx$$

$$\approx \sqrt{2 \cdot 9,8 \cdot 29,3 \cdot 300 \cdot \frac{7}{2} \left[1 - 0,99 \frac{2}{7} \right]} \approx 37,4 \text{ м/сек.}$$

Из сравнения этих чисел видно, что изотермический, изохорический и адиабатический процессы дают близкие значения для скорости, поэтому для малых перепадов давлений всегда можно принять $\gamma \approx \text{const}$ и вычислять по уравнению (10). При вычислении газовая постоянная воздуха R принята равной 29,3 м/г.

Кроме скорости весьма важно знать количество воздуха, вытекающего в единицу времени из отверстия, которое будет равно

¹ Младзиевский. Молекулярная физика, стр. 24.

произведению средней скорости на площадь отверстия, перпендикулярную к скорости, и на удельный вес воздуха при истечении из отверстия, т. е.

$$Qg = \gamma Fc. \quad (17)$$

Эту величину мы будем называть расходом воздуха через сечение.

§ 6. Уравнение расходов (теорема сплошности движения)

В предшествующем параграфе было введено понятие о расходе по формуле (17) при истечении воздуха из отверстия. Аналогичное понятие, в котором γ представляет сечение трубы, весьма важно при рассмотрении движения воздуха по трубам, причем

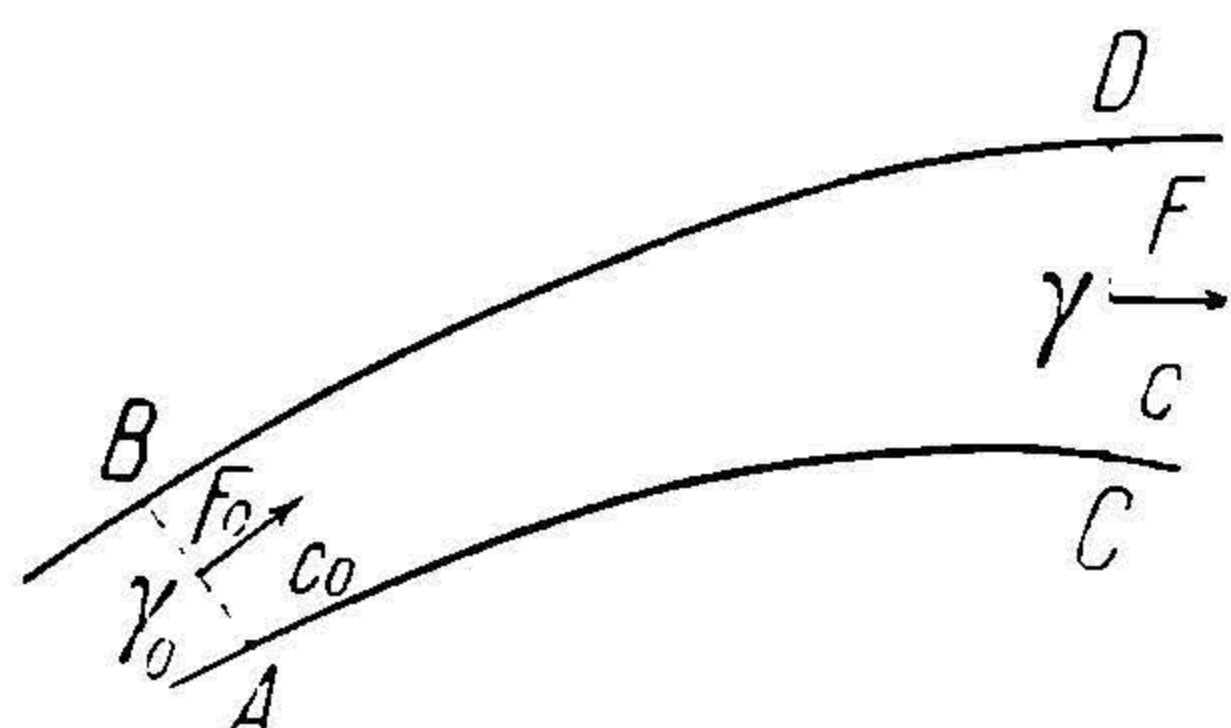


Рис. 4. Уравнение расходов.

эта величина, при условии отсутствия разрывов в движении жидкости и установившемся режиме движения, остается постоянной по всей трубе. Для доказательства вышеназванного предложения, рассмотрим два неподвижных сечения трубы AB и CD (рис. 4) и найдем разность количеств воздуха, проходящих в единицу времени через эти сечения, т. е.

$$\gamma' F' c' - \gamma F c.$$

При указанных предположениях количество воздуха внутри объема $ACDB$ не может измениться, значит расходы через сечения AB и CD равны, но так как сечения выбраны произвольно, то расход через любое сечение трубы остается постоянным, т. е.

$$Q_g = \gamma F c = \gamma_0 F_0 c_0 = \text{const}. \quad (18)$$

Если $\gamma \approx \gamma_0$, то из уравнения (18) следует, что

$$Q = F c = F_0 c_0 = \text{const} \quad (19)$$

где Q — объемный расход через сечение F , т. е. количество объемных единиц газа, проходящих в единицу времени через сечение трубы, измеряется в $\text{м}^3/\text{сек}$. Расход, определяемый формулой (18), называется весовым и измеряется в $\text{кг}/\text{сек}$.

Применимость формулы (19) зависит от физического процесса и от состояния движущегося воздуха.

§ 7. Уравнение состояния и основные физические процессы для воздуха

Предполагая воздух идеальным газом, можно определить его удельный вес по температуре и давлению, пользуясь уравнением Клапейрона (11). Табл. 1 дает значение удельного веса воздуха, определенного по формуле (11). Из этой таблицы видно, что при изменении давления на $\pm 0,01 \text{ ат}$ и температуры на $\pm 5^\circ$ при начальных данных в 1 ат и 15° , удельный вес изменился в пределах $1,16 - 1,2$, т. е. на $0,04$, что приблизительно составляет 4% .

поэтому для малых перепадов можно с достаточной точностью считать $\gamma \approx \text{const}$. Однако необходимо отметить, что табл. 1 не учитывает влажности воздуха, что при пользовании воздухом без предварительной просушки необходимо учесть при вычислении удельного веса. В этом случае вычисление удельного веса может быть произведено по формуле, аналогичной формуле Клапейрона, т. е.

ТАБЛИЦА 1

Удельные веса воздуха по формуле $\gamma = \frac{p}{RT}$ при различных давлениях и температурах

γ в атмосферах	t °C									
	-10°	-5°	0°	5°	10°	15°	20°	25°	30°	
0,5000	0,650	0,635	0,625	0,605	0,600	0,590	0,585	0,575	0,565	
0,6000	0,780	0,762	0,750	0,726	0,720	0,708	0,702	0,690	0,678	
0,7000	0,910	0,889	0,875	0,847	0,840	0,826	0,819	0,805	0,791	
0,8000	1,040	1,016	1,000	0,968	0,960	0,944	0,936	0,920	0,904	
0,9000	1,170	1,143	1,128	1,089	1,085	1,062	1,053	1,035	1,017	
0,9500	1,235	1,206	1,188	1,149	1,140	1,121	1,112	1,092	1,074	
0,9600	1,248	1,219	1,200	1,160	1,152	1,133	1,123	1,104	1,084	
0,9700	1,261	1,231	1,212	1,173	1,164	1,144	1,135	1,115	1,096	
0,9800	1,274	1,244	1,225	1,185	1,176	1,156	1,146	1,127	1,107	
0,9900	1,287	1,257	1,238	1,198	1,188	1,168	1,158	1,138	1,128	
1,0000	1,300	1,270	1,252	1,210	1,200	1,180	1,170	1,150	1,130	
1,0100	1,313	1,282	1,263	1,222	1,212	1,192	1,181	1,160	1,141	
1,0200	1,326	1,295	1,275	1,234	1,224	1,203	1,193	1,173	1,152	
1,0300	1,339	1,308	1,288	1,246	1,236	1,215	1,205	1,184	1,163	
1,0400	1,352	1,320	1,300	1,258	1,248	1,227	1,216	1,194	1,175	
1,0500	1,365	1,334	1,312	1,270	1,260	1,239	1,228	1,207	1,186	
1,1000	1,430	1,397	1,375	1,331	1,320	1,298	1,287	1,265	1,243	
1,2000	1,560	1,524	1,500	1,452	1,440	1,416	1,404	1,380	1,356	
1,3000	1,690	1,651	1,625	1,573	1,560	1,534	1,521	1,495	1,582	
1,4000	1,820	1,778	1,750	1,694	1,680	1,652	1,638	1,610	1,582	
1,5000	1,950	1,905	1,875	1,815	1,800	1,770	1,755	1,725	1,695	

$$\gamma' = \frac{p}{R'T}, \quad (20)$$

где R' определяется по формуле:

$$R' = \frac{R}{1 - x \frac{p'}{p} \left(1 - \frac{R}{R_1}\right)}, \quad (21)$$

где p_1 — давление насыщенных паров воды при данной температуре, x — относительная влажность, т. е. отношение количества паров воды, находящихся в данном объеме к количеству паров воды, насыщающих данный объем при рассматриваемой температуре, R_1 — газовая постоянная пара, приближенно равная 47,1. Введя значения R и R' , имеем при R сухого воздуха равным 29,27

$$R' = \frac{29,27}{1 - 0,378 x \frac{p_1}{p}}. \quad (22)$$

Подставляя уравнение (22) в формулу (20) и произведя преобразования, найдем γ' в таком виде:

$$\gamma' = \gamma - \alpha x, \quad (23)$$

где γ — удельный вес определяемого по табл. 1 сухого воздуха, а α определяется по формуле:

$$\alpha = 0,378 \frac{p_1}{RT}. \quad (24)$$

В табл. 2 даны некоторые значения p_1 и α для различных T .

ТАБЛИЦА 2

Значения: p_1, α в зависимости от θ ($= T - 273$)

θ	-20°	-10°	0°	10°	15°	20°	30°
p_1 в ат	0,0010	0,0027	0,0065	0,0125	0,0174	0,0238	0,0433
α кг/м ³	0,0005	0,0001	0,0026	0,0056	0,0078	0,0105	0,0186

Пример. Определить удельный вес влажного воздуха при температуре 20°C , давлении 750 мм Нг и паросодержании $x = 0,2$.

По табл. 2 найдем $p_1 = 0,025 \text{ ат}$ и, переводя 750 мм Нг в атмосферы, т. е.

$$p = 750 \frac{1,033}{760} = 1,02,$$

найдем отношение:

$$\frac{p_1}{p} = \frac{0,025}{1,02} = 0,024$$

и значит R' и γ' равны:

$$R' = \frac{29,3}{1 - 0,378 \cdot 0,2 \cdot 0,024} = 29,4,$$

$$\gamma' = \frac{10200}{29,4 \cdot 293} = 1,16 \text{ кг/м}^3.$$

Уже при рассмотрении в § 5 истечения воздуха введена зависимость между p и γ для основных трех физических процессов изохорического ($\gamma = \text{const}$), изотермического ($T = \text{const}$) и политропического ($p\gamma^{-m} = \text{const}$).

Все эти три процесса с термодинамической точки зрения принадлежат к классу процессов с постоянной теплоемкостью, причем для случая изотермического процесса теплоемкость следует считать равной бесконечности. Из первого закона термодинамики для идеальных газов¹ следует, что теплоемкость любого процесса определяется по формуле:

$$c = \frac{du}{dT} + Ap \frac{dv}{dT} = c_v + Ap \frac{dv}{dT}, \quad (25)$$

¹ Шюле. Основы технической термодинамики. Одесса, 1928.

так как $u = c_v T + \text{const}$, где $A = \frac{1}{427}$ — термический коэффициент работы, u — внутренняя энергия, v — удельный объем газа. Заменяя в уравнении (25) dT через $d\left(\frac{p}{R\gamma}\right)$ из формулы (11), имеем после разделения переменных такое уравнение:

$$(c - c_v) \frac{dp}{p} = (c - c_p) \frac{d\gamma}{\gamma}, \quad (26)$$

где c_p — теплоемкость при постоянном давлении, и как известно, определяется равенством:

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

Вводя отношение разности теплоемкостей:

$$m = \frac{c - c_p}{c - c_v}, \quad (28)$$

которое будем называть показателем политропы, после интегрирования (27) получаем:

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)^m \quad (29)$$

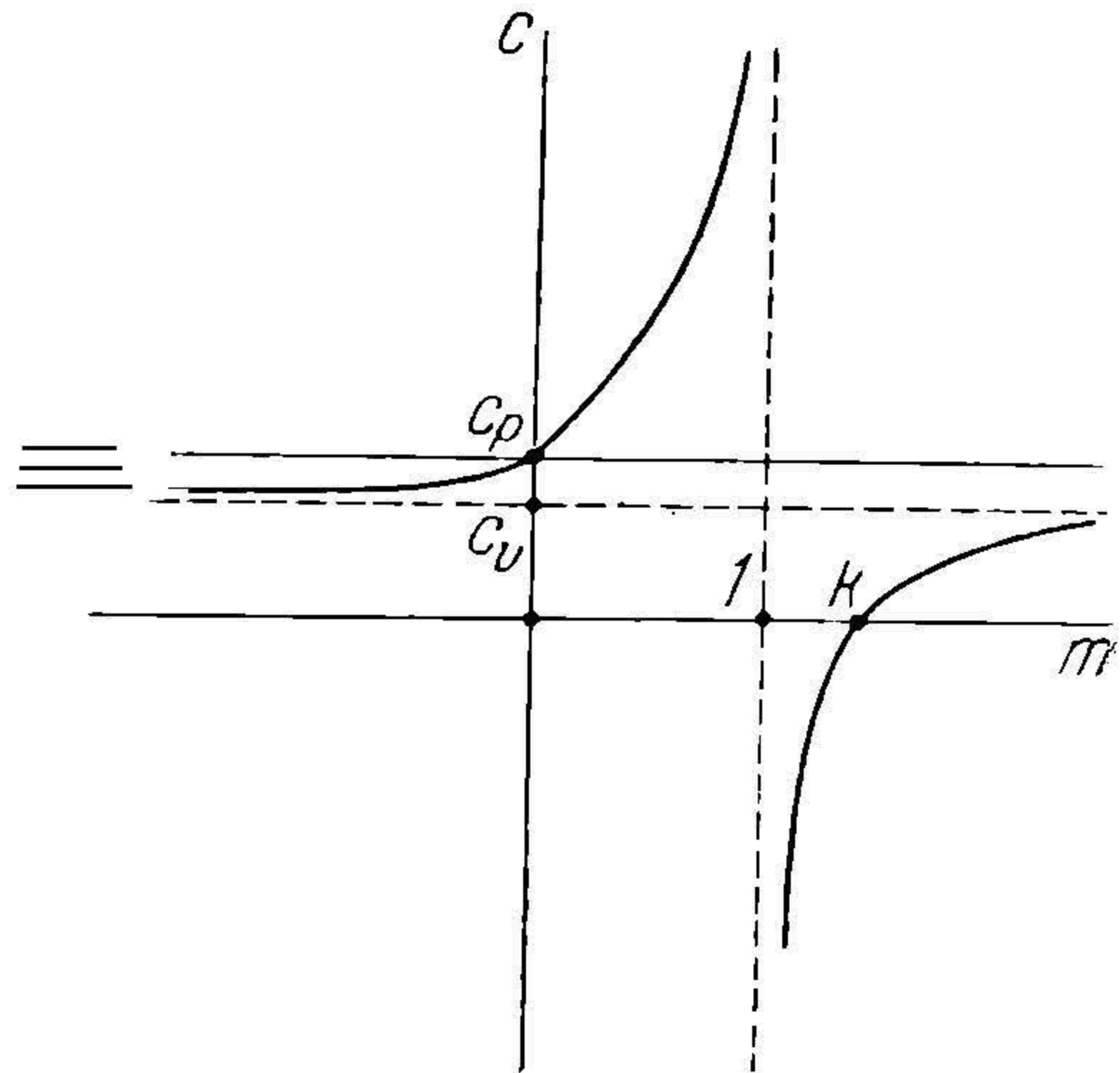


Рис. 5. Зависимость между c и m .

т. е. известное уравнение политропического процесса. При $m = 1$ имеем изотермический процесс, при $m = k = \frac{c_p}{c_v}$ — адиабатический процесс ($dq = 0$), а при $m = \pm \infty$ — изотермический процесс. На рис. 5 представлено изменение m в зависимости от c .

Для дальнейших приложений необходимо напомнить еще одну термодинамическую величину, а именно теплосодержание i , которое определяется по уравнению:

$$i = c_v T + Aprv + \text{const} = c_p T + \text{const} = \frac{Ak}{k-1} \frac{p}{\gamma} + \text{const}. \quad (30)$$

При помощи этой величины первый закон термодинамики может быть записан в таком виде:

$$dq_{об} = di - A \frac{dp}{\gamma} = di - AdP. \quad (31)$$

§ 8. Энергетическое уравнение движения

Рассмотрим полную энергию, отнесенную к единице веса, которая проходит через сечение трубы AB (рис. 6). Эта энергия состоит из кинетической энергии $\frac{c^2}{2g}$, объемной энергии $\frac{p}{\gamma}$, внутренней энергии $\frac{u}{A}$, потенциальной энергии силы тяжести z , т. е.

$$E = \frac{c^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z + \frac{u}{A}, \quad (32)$$

но по формуле (30) сумму $u + A \frac{p}{\gamma}$ можно заменить через i , и тогда имеем:

$$E = \frac{c^2}{2g} + \frac{i}{A} + z. \quad (33)$$

При перемещении воздуха из сечения AB в бесконечно близкое сечение (CD) — E изменяется, получая значение E' , причем:

$$E' - E = dE = \frac{cdc}{g} + \frac{di}{A} + dz. \quad (34)$$

Это изменение энергии должно по закону сохранения энергии равняться потерянному через стенки трубы количеству тепла dq , т. е.

$$\frac{dq}{A} = dE = \frac{cdc}{g} + \frac{di}{A} + dz \quad (35)$$

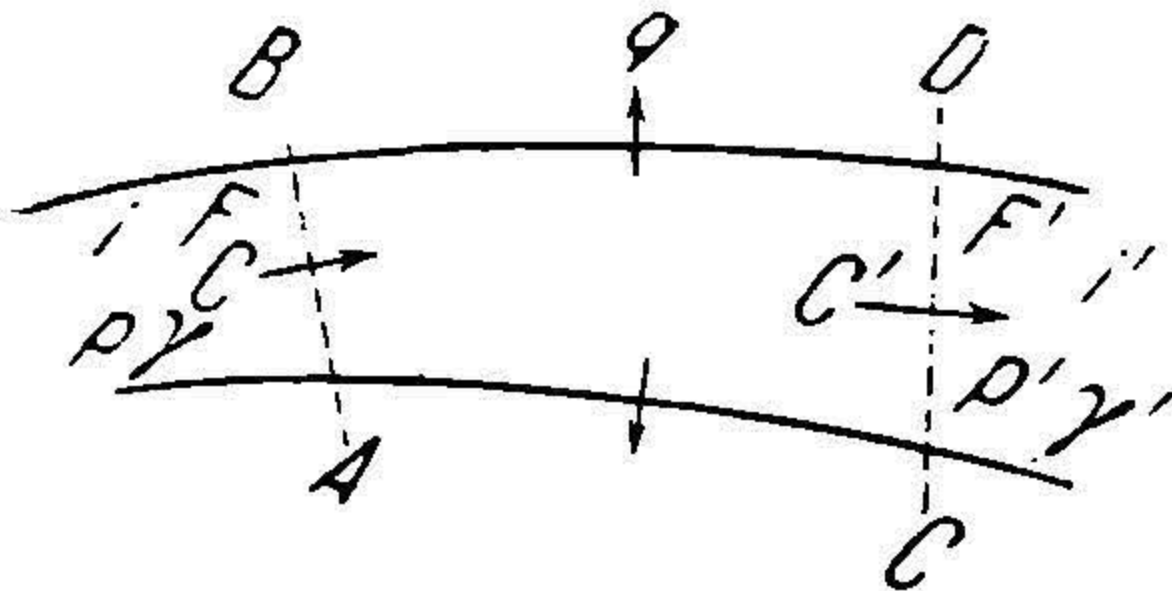
или, интегрируя (35) между двумя сечениями трубы, получаем:

$$q = A \frac{c^2 - c_0^2}{2g} + i - i_0 + A(z - z_0). \quad (36)$$

Если труба изолирована, то $dq = 0$, и значит имеем:

$$A \frac{c^2 - c_0^2}{2g} + i - i_0 + A(z - z_0) = 0. \quad (37)$$

Обычно, при рассмотрении движения газа можно пренебречь изменением высоты $z - z_0$ и тогда получаем из формулы (37) такую зависимость между i и c :



$$i_0 - i = A \frac{c^2 - c_0^2}{2g} \quad (38)$$

или, заменяя $i_0 - i$ через $c_p \Delta T$ по уравнению (30) имеем

$$c = \sqrt{c_0^2 + \frac{2gc_p}{A} \Delta T}. \quad (39)$$

Рис. 6. Энергетическое уравнение движения.

Для воздуха можно принять $c_p = 0,241$ кал/кг, ¹ тогда мы получаем:

$$c = \sqrt{c_0^2 + 2010 T_0 - T} \quad (40)$$

или при $c_0 = 0$ имеем:

$$c = 44,9 \sqrt{T_0 - T}. \quad (41)$$

В табл. 3 даны значения скорости для различных перепадов температур.

¹ Теплоемкость при $v = \text{const}$ для воздуха $c_p = 0,172$ кал/кг °С.

ТАБЛИЦА 3

Зависимость скорости от разности температур при движении без притока энергии извне

$T_0 - T$	0°,10	0°,25	0°,50	0°,75	1°,00	1°,50	2°,00
	14,2	22,5	31,8	38,9	44,9	55,0	63,5

§ 9. Потеря напора на трение при движении воздуха по трубе постоянного сечения

Рассмотрим элементарный объем цилиндрической трубы кругового сечения. Допустим, что потеря напора на трение будет выражаться такой же формулой, как в гидравлике:¹

$$dh_r = \lambda \frac{d}{D} \frac{c^2}{2g}, \quad (42)$$

где λ — коэффициент трения, D — диаметр трубы, d — длина трубы. Так же как и в гидравлике коэффициент трения зависит от числа Рейнольдса (Reynolds):

$$Re = \frac{cD}{\nu}, \quad (43)$$

где ν — кинематический коэффициент вязкости, т. е. отношение физического коэффициента вязкости μ к удельной массе (плотности):

$$\nu = g \frac{\mu}{\gamma}. \quad (44)$$

В технической системе ν будет иметь размерность $\text{м}^2/\text{сек}$. Коэффициент ν для воздуха зависит от температуры и давления, причем приближенно можно считать, что ν обратно пропорционально давлению. Зависимость от температуры представлена табл. 4.

ТАБЛИЦА 4

Зависимость ν от температуры в °С при давлении в 750 мм Hg

Температура	— 10°	0°	10°	20°	40°	60°	100°
10^4	0,121	0,133	0,139	0,149	0,170	0,192	0,245

Для определения значения λ в зависимости от числа Рейнольдса в новейшее время различными авторами для турбулентного режима² (т. е. для $Re > 2300$) движения воздуха или воды дан ряд экспериментальных формул.

Приведем наиболее известные из этих формул для гладких труб.³

¹ Ф. П. Товстолес: Гидравлика и насосы, ч. I, стр. 175.

² Турбулентным называется режим движения, при котором происходит перемешивание струй жидкости или газа.

³ К. И. Страхович: Газодинамика, ч. I, стр. 140.

1. Формула Blasius (Блазиуса):

$$\lambda = 0,314 Re^{-0,25} \text{ для } Re \leq 10^5. \quad (45)$$

2. Формула Hermann-Schiller (Германа-Шиллера):

$$\lambda = 0,0054 + 0,396 Re^{-0,3} \text{ для } Re \leq 2,5 \cdot 10^6 \quad (46)$$

3. Формула Никурадзе:

$$\lambda = 0,0032 + 0,221 Re^{-0,237} \text{ для } Re \leq 10^7 \quad (47)$$

Последняя формула, по словам автора, может быть проинтерполирована и для Re значительно выше, чем 10^7 .

Для ламинарного движения¹ (т. е. для $Re < 2300$) теоретически и экспериментально получается такая зависимость λ от Re :

$$\lambda = \frac{64}{Re}. \quad (48)$$

В табл. 5 даны значения λ в зависимости от Re как средняя из вышперечисленных формул.

ТАБЛИЦА 5
Значение коэффициента λ от числа Рейнольдса Re для гладких труб

Re	λ	Re	λ
0,1	640,00000	15000	0,0282
1,0	64,00000	20000	0,0262
10,0	6,40000	30000	0,0237
50,0	1,28000	40000	0,0221
100,0	0,64000	50000	0,0210
500,0	0,12800	70000	0,0194
1000,0	0,06400	100000	0,0180
1500,0	0,04267	200000	0,0156
2000,0	0,03200	400000	0,0137
2500,0	0,02560	500000	0,0131
3000,0	0,02133	600000	0,0127
		800000	0,0121
3000,0	0,0427	1000000	0,0117
5000,0	0,0376	1500000	0,0110
7000,0	0,0347	2000000	0,0105
10000,0	0,0314	10000000	0,0082

На рис. 7 эта таблица представлена в виде графика.

Для шероховатых труб R. v. Mises (Мизес) предложил такую формулу для λ :

$$\lambda = 0,096 + 4 \sqrt{\frac{\delta}{D} + 1,7 Re^{-0,5}},^2 \quad (49)$$

¹ Ламинарным называется струйное движение жидкости и газа, т. е. движение без перемешивания.

² Для чисел Re , близких Re_k , Mises дает такую формулу:

$$\lambda = 0,0096 + 5,66 \sqrt{\frac{\delta}{D} \left(1 - \frac{2000}{Re}\right) + 1,7 \sqrt{\frac{1}{Re} - \frac{2000}{Re^2} + \frac{64}{Re}}}.$$

НЕ
УДУНТ
(ДІТ)

где δ — средняя шероховатость трубы, зависящая от материала и состояния трубы. Значения δ даны в табл. 6 для различных труб.

ТАБЛИЦА 6

Значения средней шероховатости δ . 10^8 в м для различных труб

Стеклянные трубы	20— 50
Асфальтовые, литые, железные трубы, новые	30— 80
Железные литые трубы, старые	250— 500
Чугунные трубы, новые	200— 500
” ” ” старые	500—1000
Клепаные железные трубы	400—1000
Кирпичные трубы	2090—4000

Все вышеприведенные формулы неудобны по двум причинам: 1) из-за необходимости одновременного знания диаметра и скорости для вычисления числа Re и 2) ввиду их сложной структуры. Поэтому рядом авторов предложены более упрощенные формулы.

I. Rietschel (Ритчель) дает такую одночленную формулу:¹

$$\lambda = \frac{b}{\gamma^{0,148} c^{z-n} D^{m-1}}, \quad (50)$$

при $b = 0,01596$, $n = 1,924$, $m = 1,281$, т. е.

$$\lambda = \frac{0,01596}{\gamma^{0,148} c^{0,076} D^{0,281}}, \quad (51)$$

где D выражено в миллиметрах.

II. Формула Гасов (Якоб) и Омбек (Омбек):

$$\lambda = 0,3272 Re^{-0,253} \quad (52)$$

III. Для железных труб пневматических транспортных установок:

$$\lambda = 0,246 Re^{-0,22} \quad (53)$$

IV. Формула Якоба для грязных труб:

$$\lambda = 0,129 Re^{-\frac{1}{k}} \quad (54)$$

где

$$k = a + \frac{b\delta}{D}, \quad (55)$$

¹ Иногда эта формула называется формулой Ваббее-Вадске.

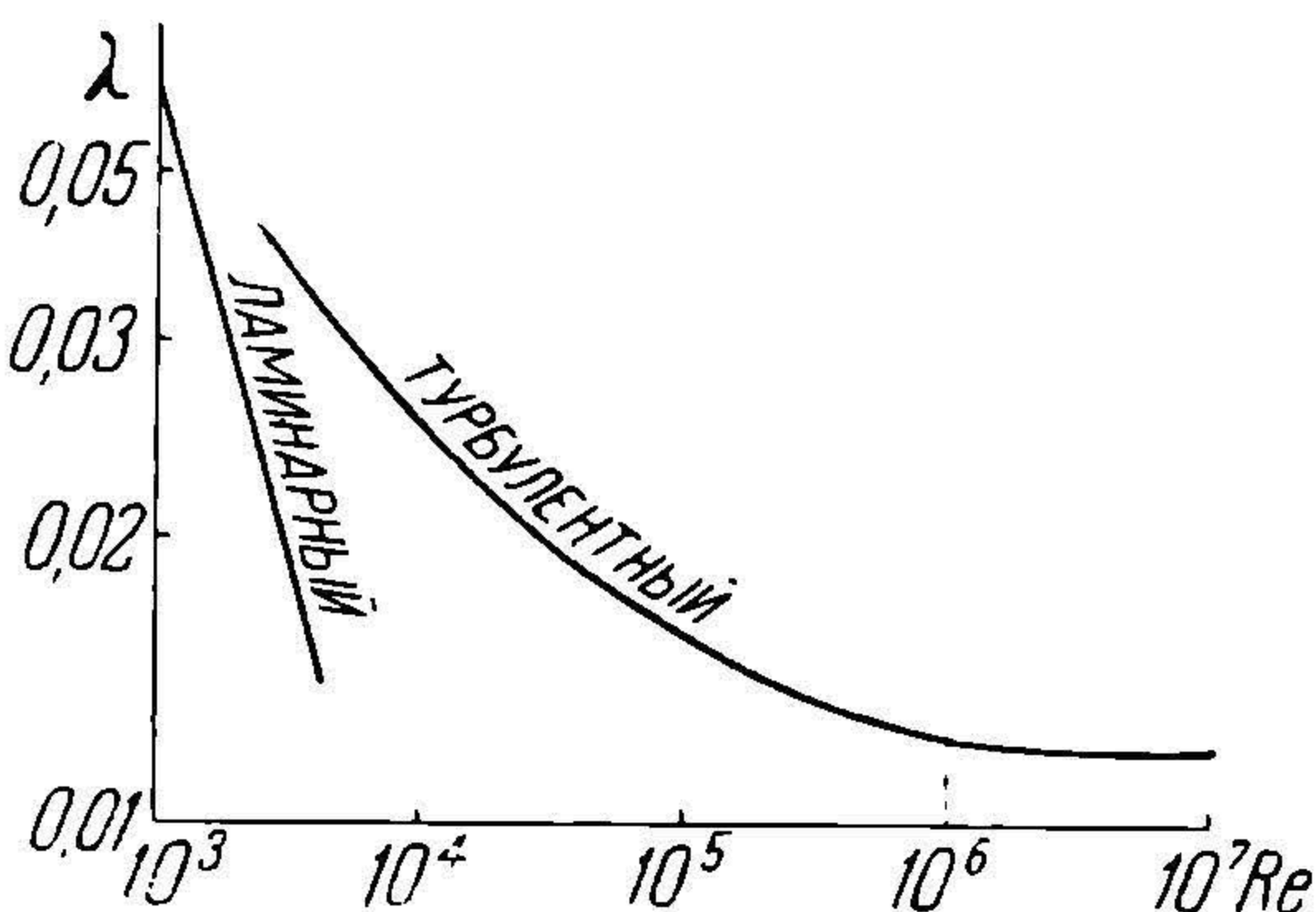


Рис. 7. Зависимость между λ и Re для гладких труб.

НБ
УДУНТ
(ДІІТ)

при $a = 4,2$ и $b\delta = 0,086$ — для железных сварных труб; $b\delta = 1,02$ для клепаных оцинкованных труб; $b\delta = 1,14$ для клепаных железных труб.

Приблизительно можно положить $k^{-1} = 0,133$.

Норф (Гопф) предлагает для грязных или шероховатых труб применять формулу гладких труб, но увеличивая полученное значение λ для металлических и асфальтированных труб в 1,2 — 1,5 раза, а для деревянных труб в 1,5 — 2,0 раза.

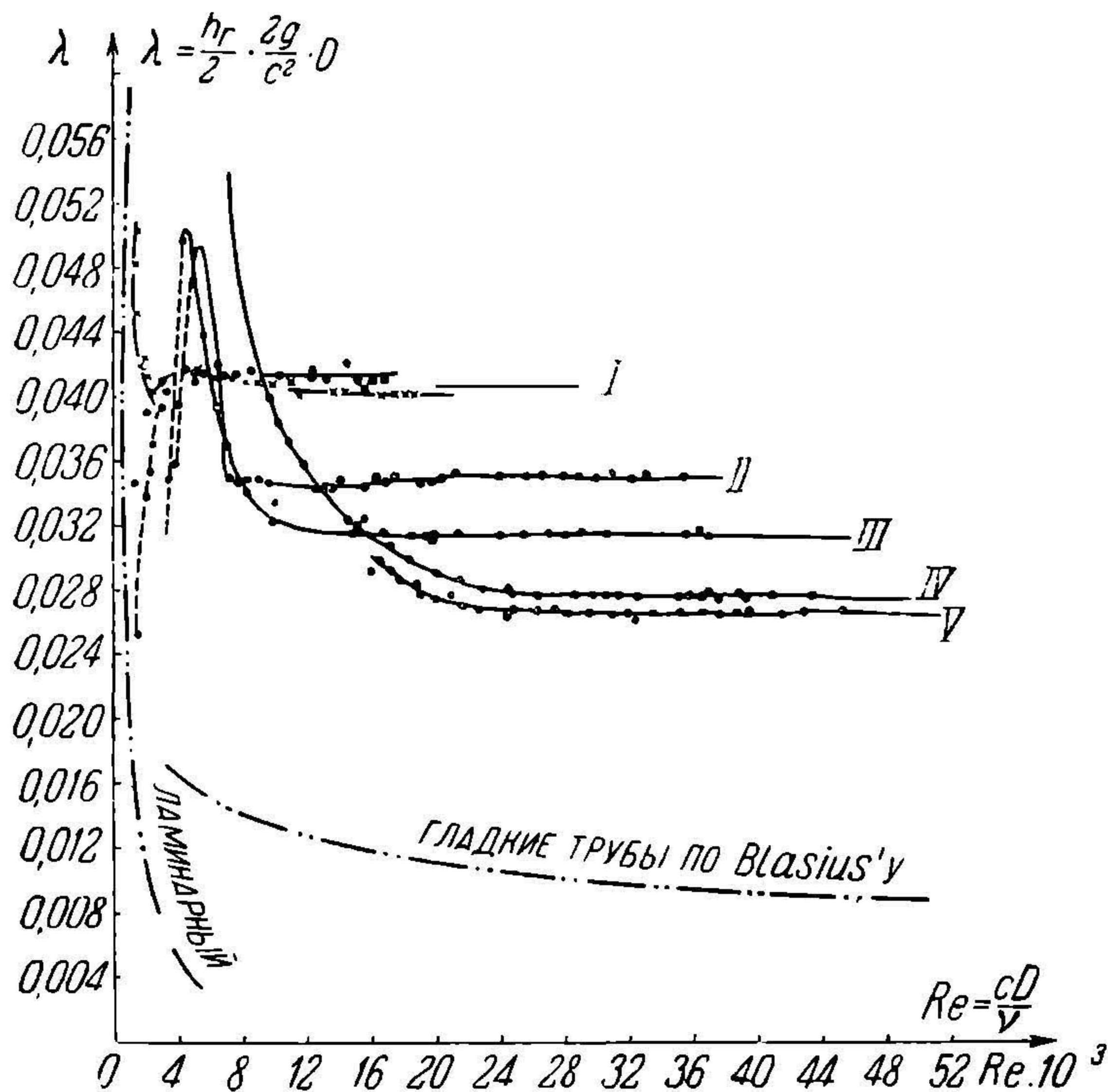


Рис. 8. Зависимость между λ и Re для негладких труб.

Формулы Блаесс (Блесс) и Веймута (Веймут) дают значения λ в зависимости только от диаметра D .

1. Формула Блесса:

$$\lambda = 0,0125 + 0,0011 D^{-1}. \quad (56)$$

2. Формула Веймута:

$$\lambda = 0,009407 D^{-\frac{1}{3}} \quad (57)$$

На рис. 8 и 9 представлена зависимость λ от Re для негладких или шероховатых труб по опытам Фром (Фрома) и др.

Вышеперечисленные формулы могут быть применены к трубам некруглого сечения, если в этих формулах вместо диаметра ввести эквивалентный диаметр, равный учетверенному отношению пло-

щади сечения трубы к ее периметру, т. е. учетверенному гидравлическому радиусу.

В табл. 7 даны сравнительные данные для значений λ , вычисленные по формулам Блесса (56) и Веймута (57).

ТАБЛИЦА 7

Сравнительные значения λ по формулам Блесса и Веймута

D	0,5	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,40	0,50
(56) Блесс	0,0345	0,0235	0,0198	0,0180	0,0169	0,0162	0,0152	0,0147
(57) Веймут	0,0255	0,0203	0,0177	0,0161	0,0149	0,0141	0,0128	0,0118

Пример. Определить потерянный напор в трубе по формуле (53) для случаев:

диаметры D : 0,1; 0,2; 0,3 (в метрах),
 скорости c : 10; 20 (в м/сек)

при кинематической вязкости $\nu = 0,15 \cdot 10^{-4}$ и длине $l = 1$ м.

Определив значение коэффициента λ по формуле (53); имеем:

	$D = 0,1$	$0,2$	$0,3$
при $c = 10$	0,0214	0,0184	0,0168
$c = 20$	0,0184	0,0158	0,0146

Узнав значение λ , найдем потерянный напор по формуле:

$$h_r = \lambda \frac{l}{D} \cdot \frac{c^2}{2g}$$

в метрах воздушного столба, т. е.

	$D = 0,1$	$0,2$	$0,3$
при $c = 10$	0,11	0,094	0,086
" $c = 20$	0,375	0,322	0,298

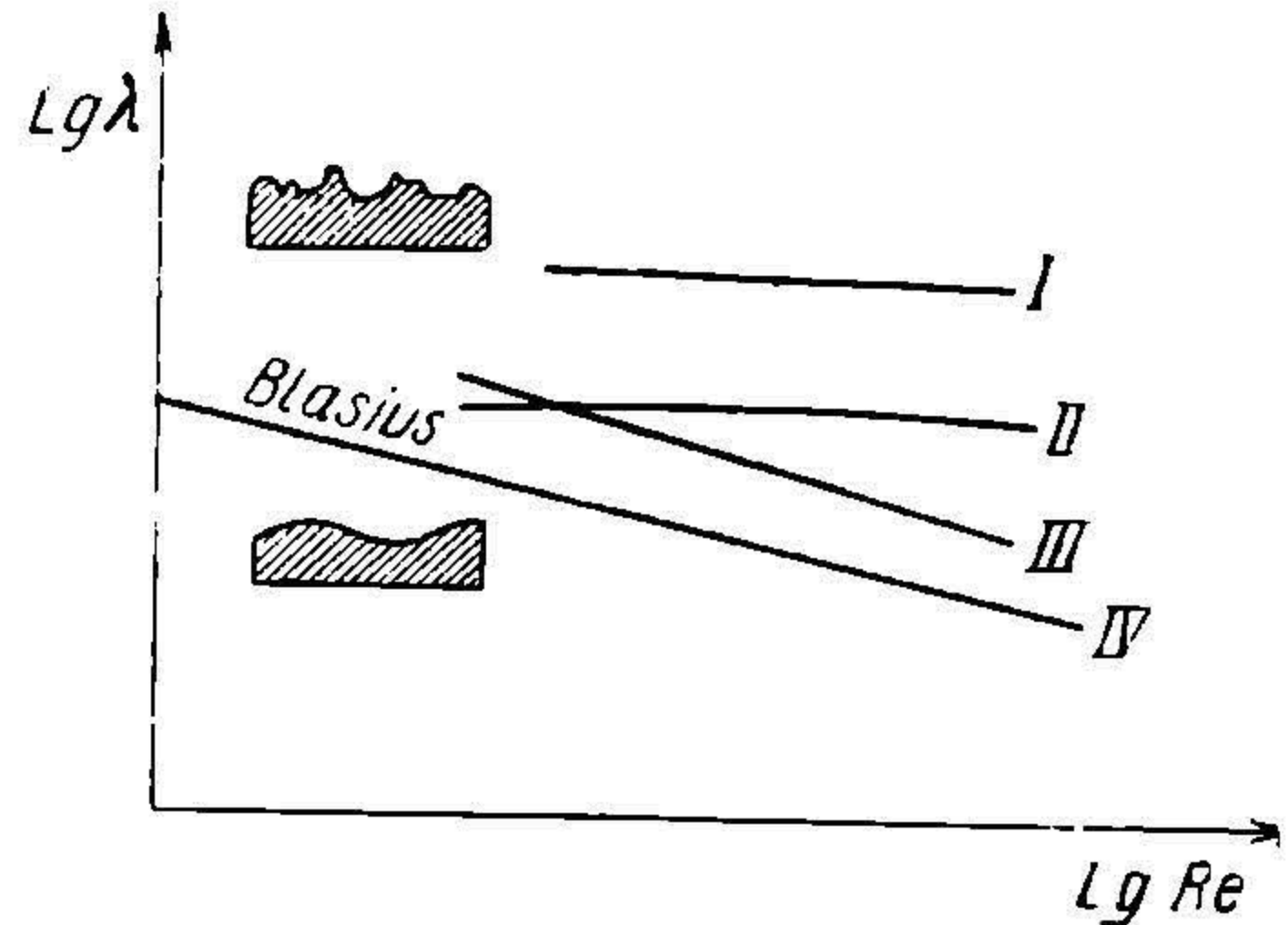


Рис. 9. Зависимость между λ и Re для шероховатых труб.

§ 10. Ламинарный и турбулентный режимы и распределение скоростей по сечению в трубах постоянного сечения

В предыдущих параграфах мы рассмотрели различные формулы для определения коэффициента λ в зависимости от режимов движения, которые согласно установившейся терминологии назывались ламинарным и турбулентным. Под ламинарным движением понимался режим для чисел Рейнольдса меньше критического ($Re_k = 2300$), а под турбулентным — режим для чисел Рейнольдса больше критического. Под критическим числом понимается значение Re , вблизи которого прекращается определенная форма зависимости коэффициента трения от числа Re и значения λ колеблются между значениями, даваемыми формулами для обоих режимов (рис. 10). В примечаниях предшествовавшего параграфа были

указаны обычные определения того и другого режимов. Однако, если провести самый грубый опыт с подкрашенной жидкостью, то обнаружится, что перемешивание может существовать и при числах Re , меньших Re_k , и траектории частиц не будут параллельны оси трубы, поэтому строго говоря обычное определение неверно. Но для чисел Re меньших Re_k эти колебания не будут развиваться и с течением времени будут затухать, а это равносильно утверждению, что при Re , меньших Re_k , ламинарный режим будет

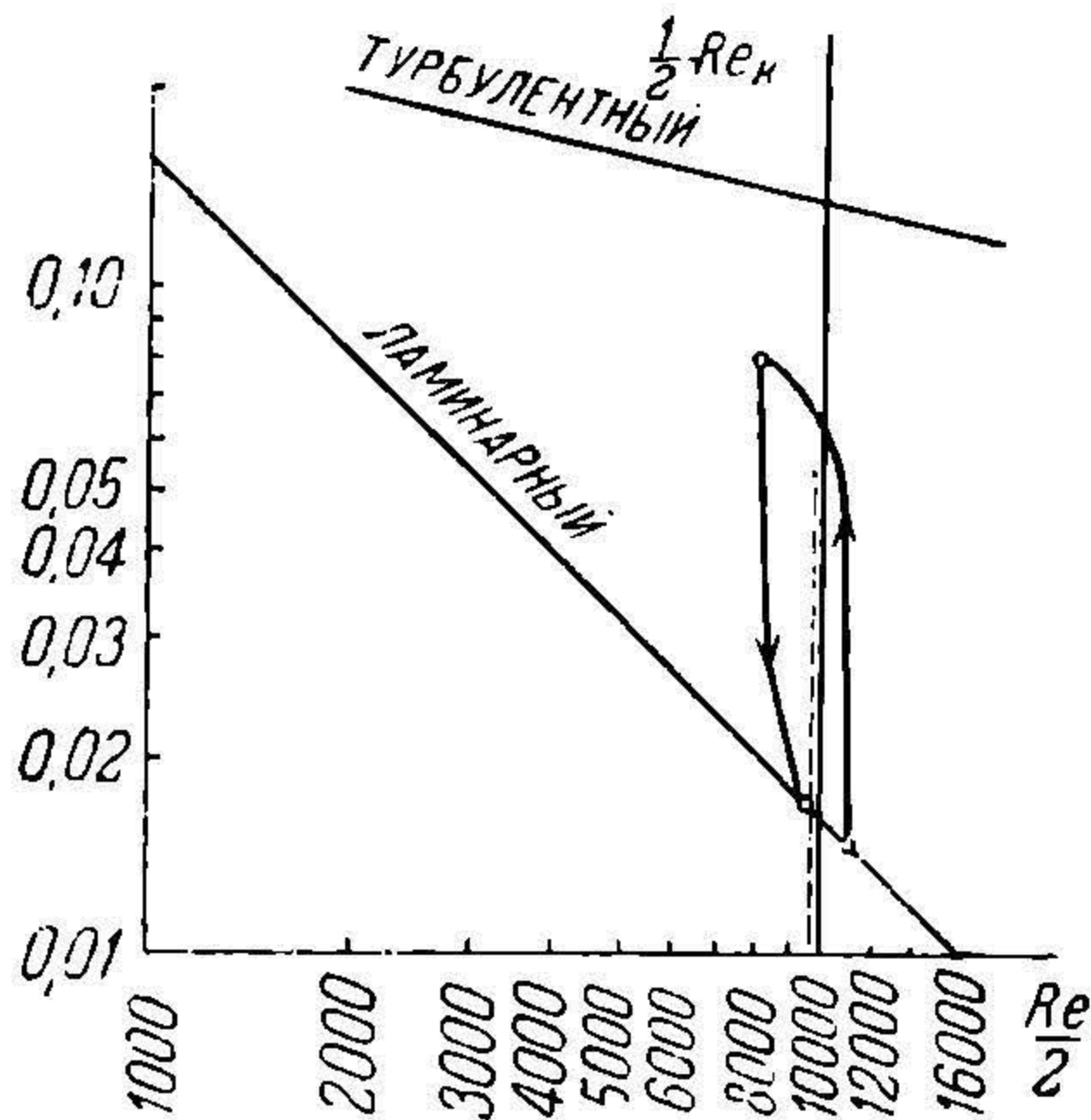


Рис. 10. Колебания λ вблизи Re .

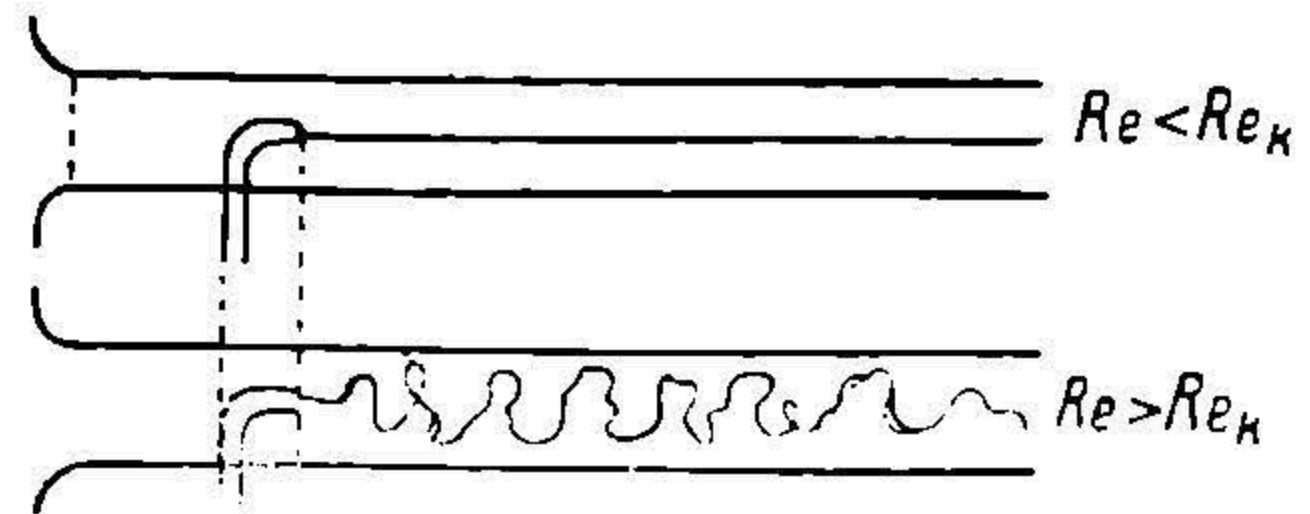


Рис. 11. Окрашение струйки в ламинарном и турбулентном движениях.

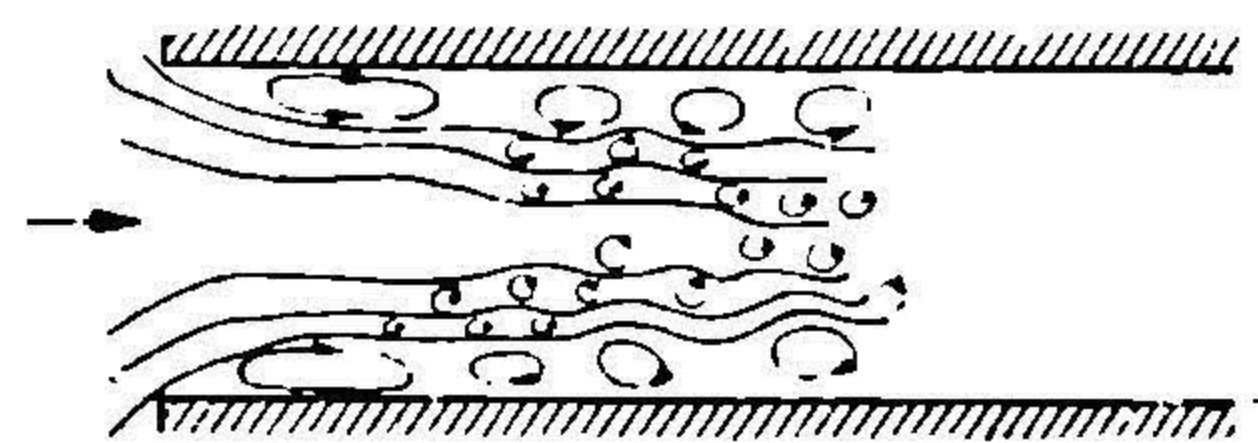


Рис. 12. Образование вихрей у гладких стенок.

устойчивой формой движения. Для чисел $Re > Re_k$ устойчивой формой движения будет турбулентный режим (рис. 11), являющийся весьма важным для пневматического транспорта, так как при этом режиме происходит интенсивное перемешивание слоев жидкости между собой, которое значительно увеличивается у стенок, если стенки трубы шероховаты. В этом случае также происходит более интенсивный срыв образующихся вблизи стенок вихрей (рис. 12 и 13), которые увлекаются в главную часть потока и увлекают вместе с собой при известных условиях частицы материала, о чем более подробно будет изложено в следующей главе.



Рис. 13. Образование вихрей у шероховатых стенок.

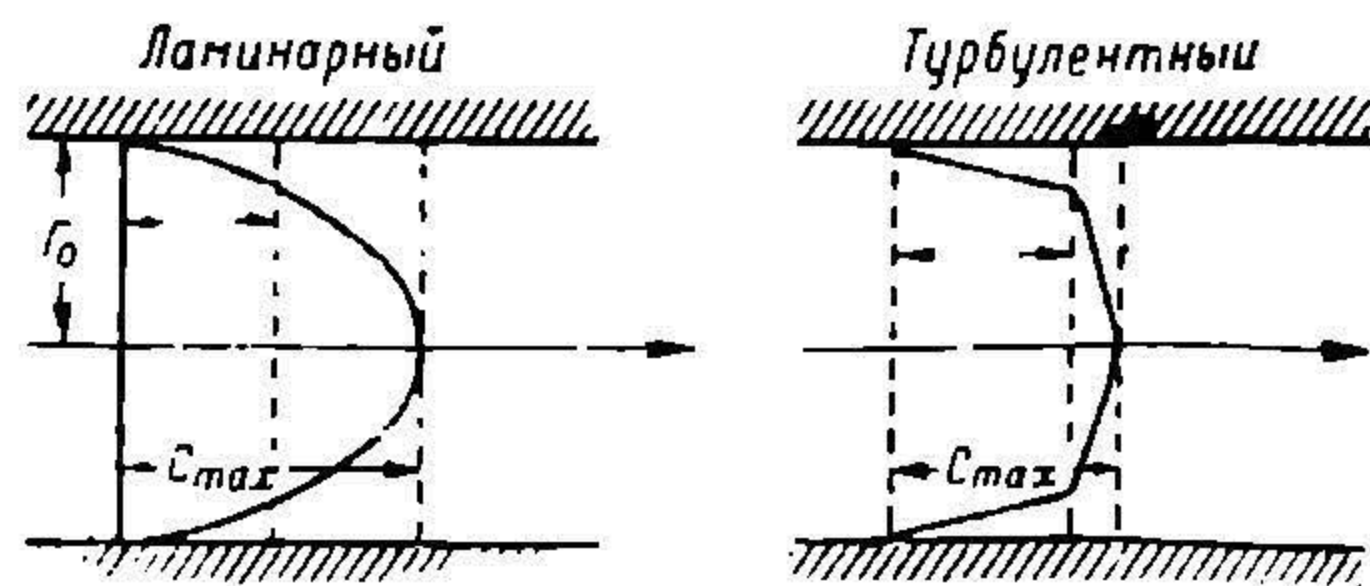


Рис. 14. Распределение скоростей.

Из сказанного следует, что для пневматического транспорта очень важно явление перемешивания и срыв вихрей. Но срывающиеся вихри обуславливают распределение скоростей по трубе и следовательно расход воздуха по ней. Имея это в виду,

сравним турбулентный и ламинарный режимы, пользуясь картинами распределения осредненных скоростей, так как значения скоростей в данном сечении трубы при турбулентном движении меняются по величине и направлению, оставаясь однако в некоторых пределах. Из сказанного между прочим следует, что турбулентное движение есть движение неустановившееся.

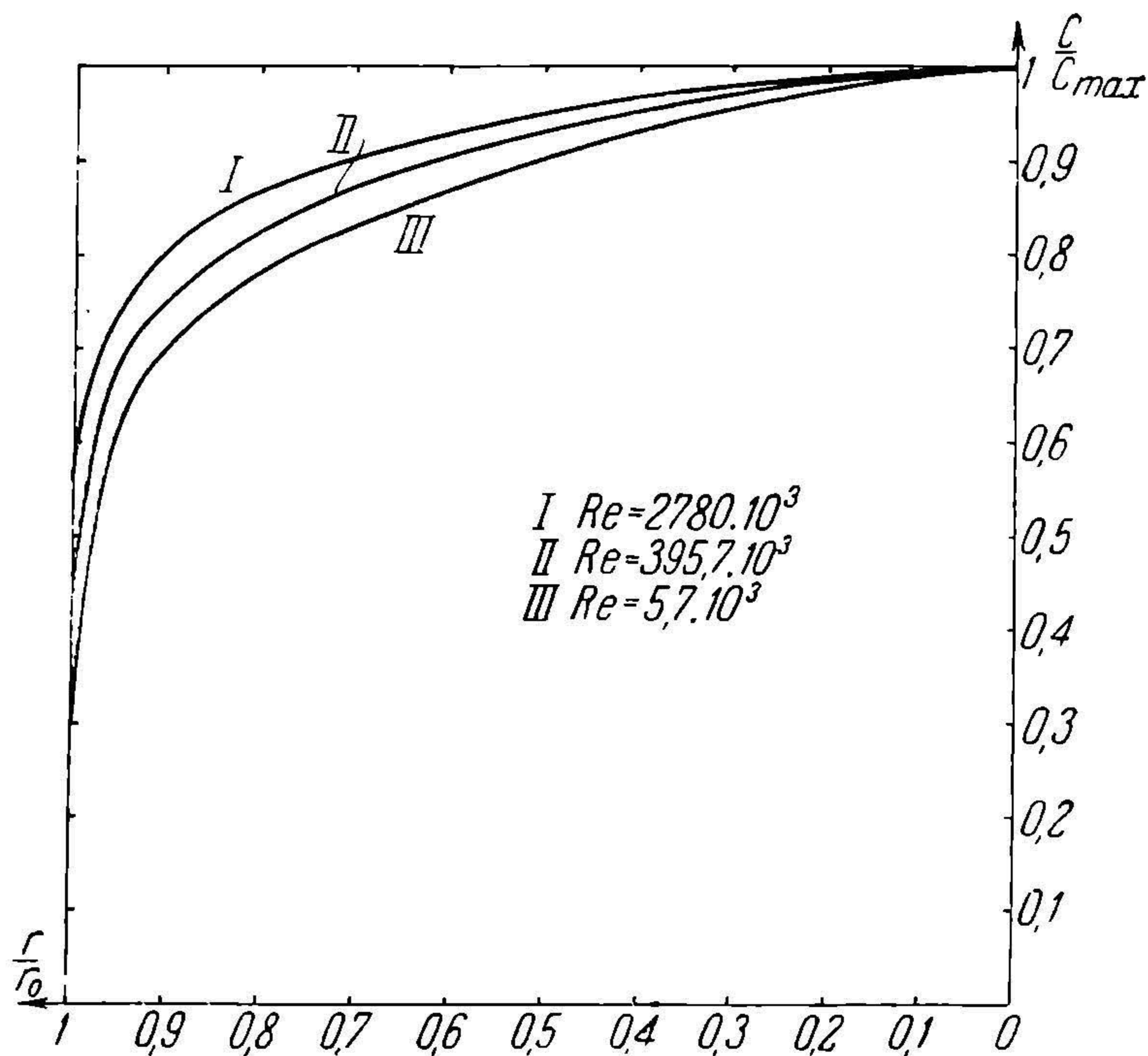


Рис. 15. Кривые распределения скоростей для различных Re .

На рис. 14 представлено распределение скоростей в круговой трубе при ламинарном движении, которое достаточно точно может быть представлено формулой:

$$c = c_{\max} \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2} \right). \quad (58)$$

Для гладких круговых труб распределение скоростей при турбулентном движении представлено также на рис. 14, причем приближенно эти кривые могут быть представлены формулой:

$$c = c_m \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^k \right]^n \quad (59)$$

где k и n зависят от числа Re .

Заметим, что на распределение скоростей влияют: число Рейнольдса (рис. 15), форма трубы, вход жидкости в трубу и шероховатость стенок. На рис. 16—19 представлены профили и план распределения скоростей в прямоугольной трубе. Из рисун-

ков видно, что распределение скоростей будет, ввиду отсутствия осевой симметрии, на разных расстояниях от оси трубы различно. Кроме того в углах трубы получаются второстепенные поперечные токи, представленные на рис. 20. Эти токи ухудшают пневматический транспорт, создавая скопление материала в углах.

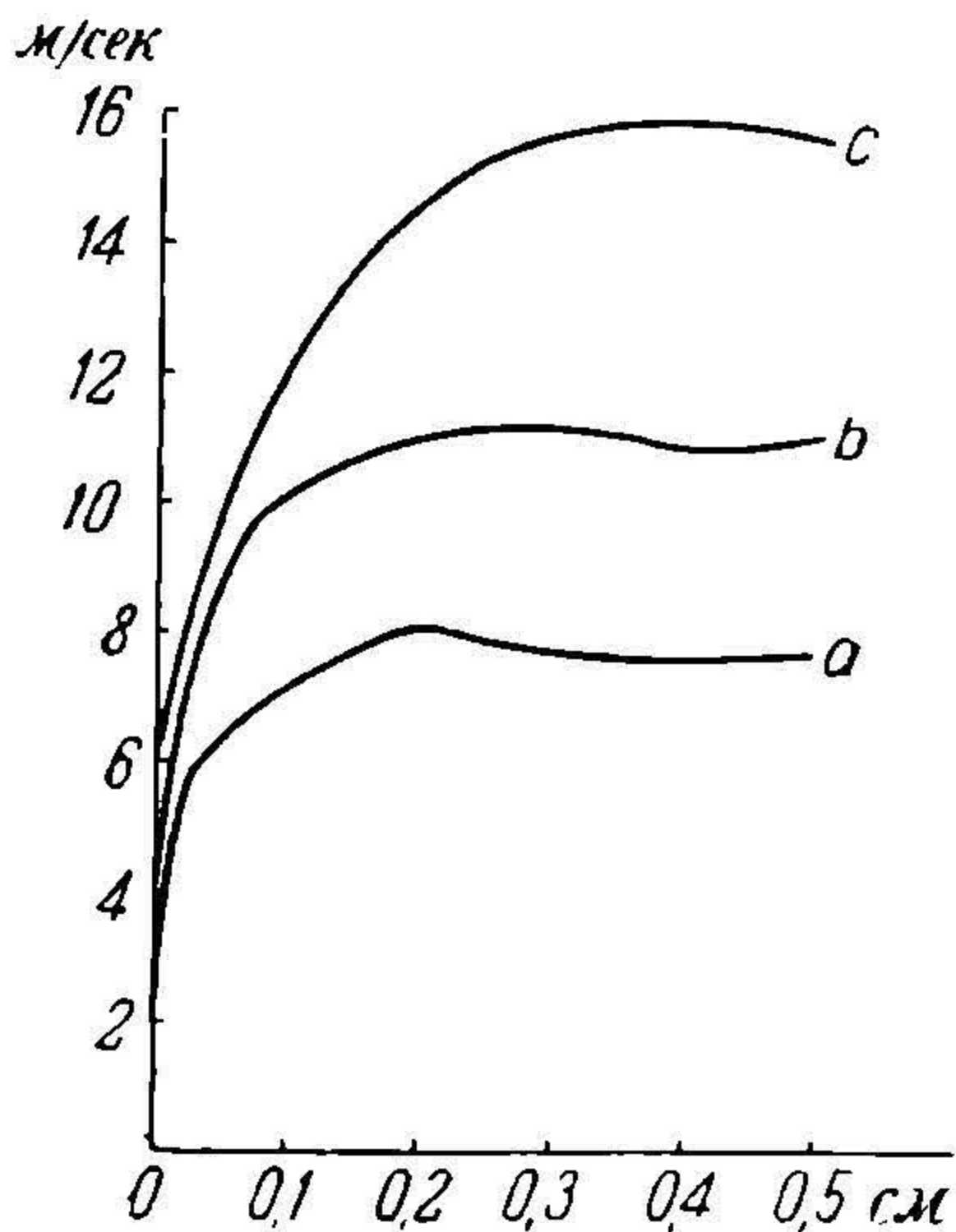


Рис. 16. Распределение скоростей в прямоугольной трубе.

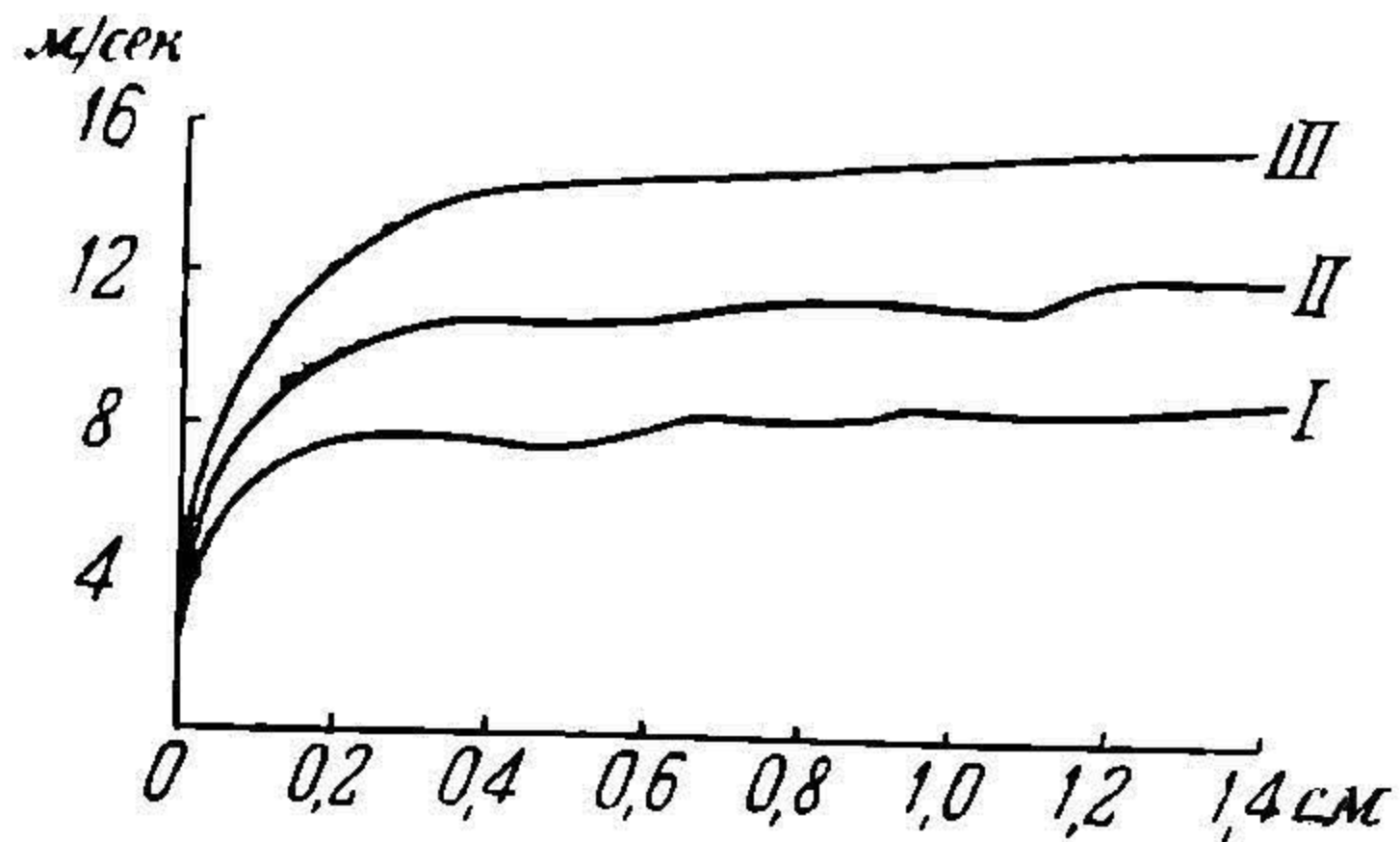


Рис. 17. Распределение скоростей в прямоугольной трубе.

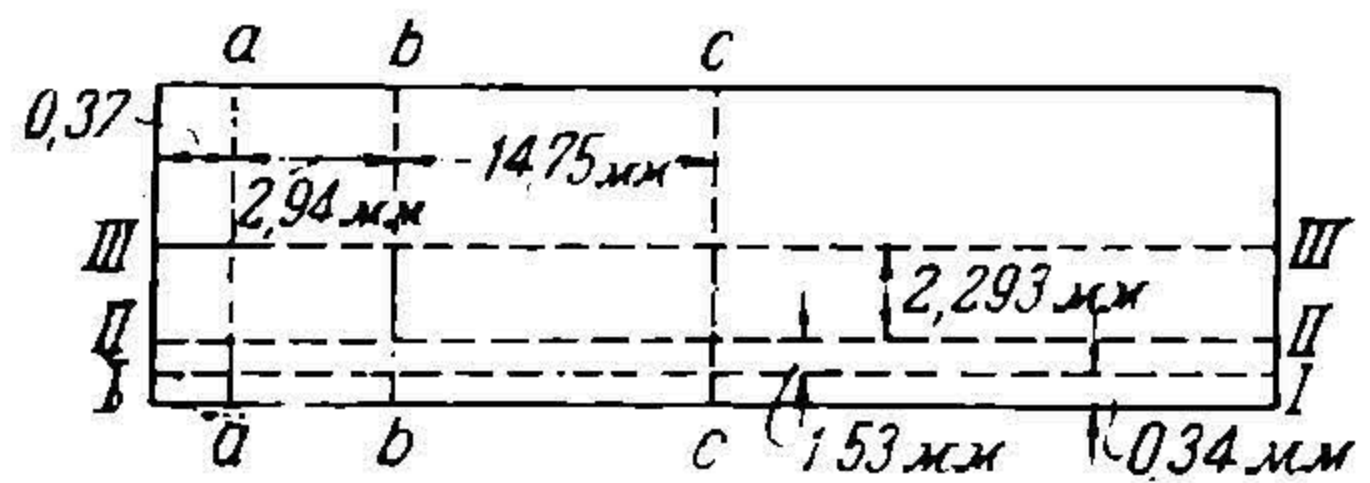


Рис. 18. Распределение скоростей в прямоугольной трубе.

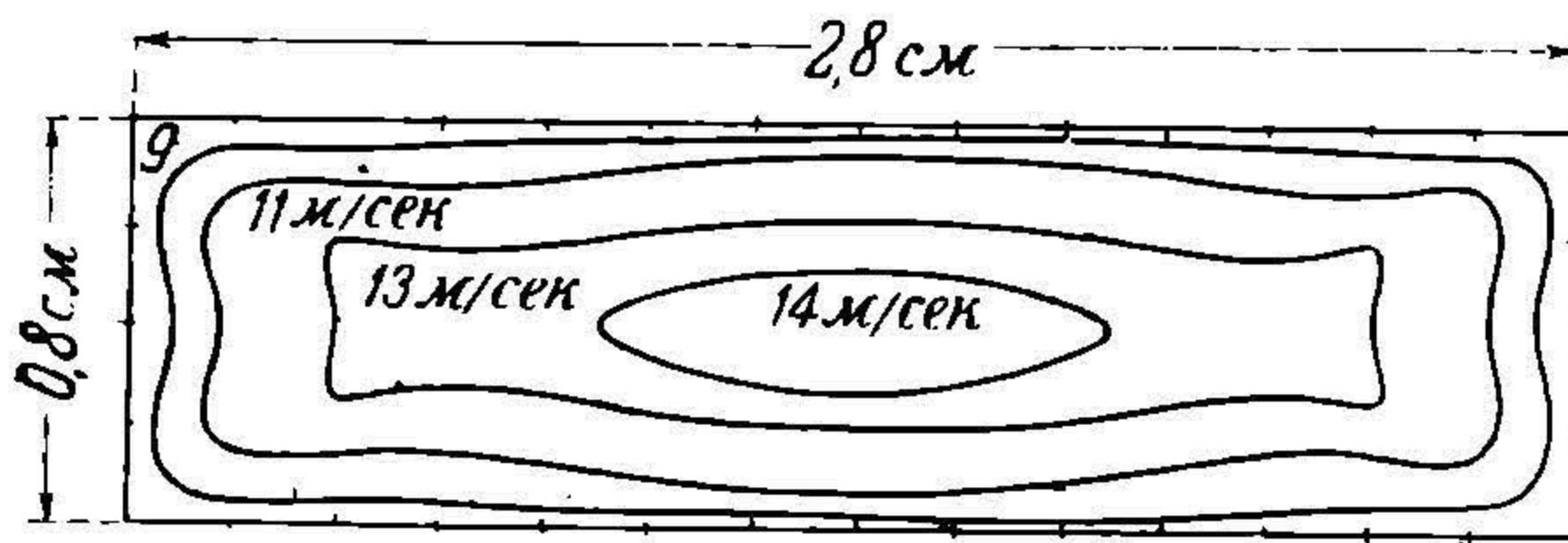


Рис. 19. Изогахи прямоугольной трубы.

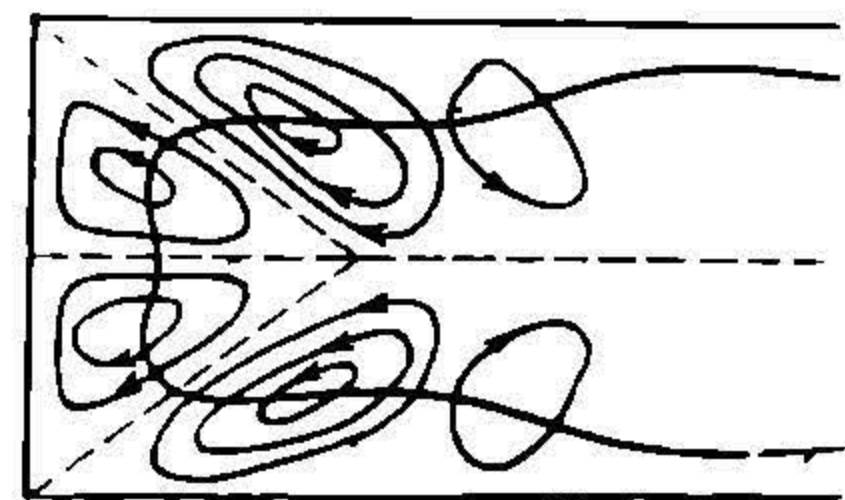


Рис. 20. Второстепенные токи.

На рис. 21 дано изменение профиля скорости по длине трубы на различных расстояниях от входа в трубу, причем профиль скорости устанавливается на расстоянии приблизительно в 20—30 диаметров трубы.

§ II. Частные случаи движения воздуха по трубам постоянного сечения

При постоянном сечении трубы ($D = \text{const}$) основные уравнения движения газа (3) и (18) приводим к более простому виду:

$$\frac{cds}{g} + \frac{dp}{\gamma} + dz + \lambda \frac{ds}{D} \frac{c^2}{2g} = 0, \quad (60)$$

$$\gamma c = \gamma_0 c_0, \quad (61)$$

где ρ заменено согласно формуле (42) выражением:

$$\rho = \lambda \frac{c^2}{2gD}. \quad (62)$$

Рассмотрим интегралы этого уравнения в следующих трех случаях: изохорической, изотермической и без обмена теплом с внешним пространством,* причем во всех случаях будем считать $\lambda = \text{const}$.

I. $\gamma = \text{const}$. В этом случае имеем:

$$\frac{p - p_0}{\gamma} + z - z_0 + \lambda \frac{l}{D} \frac{c^2}{2g} = 0, \quad (63)$$

так как из уравнения (61) следует, что $c = c_0 = \text{const}$, откуда, если считать:

$$z - z_0 = l \cos \beta, \quad (64)$$

где l — длина трубы, а β — угол, составленный с вертикалью, то имеем для пьезометрического падения напора:

$$\Delta P = \frac{p_0 - p}{\gamma} = \sqrt{\left(\frac{\lambda c^2}{2gD} + \cos \beta\right) l}, \quad (65)$$

а для скорости формулу:

$$c = \sqrt{\frac{2gD}{\lambda} \left(\frac{p_0 - p}{\gamma l} - \cos \beta\right)}. \quad (66)$$

II. $T = \text{const}$. Заменяя γ из формулы Клапейрона (11) через p и пользуясь уравнением (61), найдем:

$$p = \frac{p_0 c_0}{c}, \quad (67)$$

откуда, после подстановки в уравнение (60), получим такое дифференциальное уравнение для определения скорости:

$$\frac{dc}{c} - g \frac{p_0}{\gamma_0} \frac{dc}{c^3} + \lambda \frac{ds}{2D} = 0, \quad (68)$$

откуда найдем интегрированием

$$\ln \frac{c}{c_0} + \frac{b^2}{2c_0^2} \left[\left(\frac{c_0}{c}\right)^2 - 1 \right] + \lambda \frac{l}{2D} = 0, \quad (69)$$

где $\cos \beta = 0$, а b определяется по формуле:

$$b = \sqrt{g \frac{p_0}{\gamma_0}} = \sqrt{gRT}, \quad (70)$$

т. е. есть скорость звука при изотермическом процессе.¹ Заменяя отношение скоростей отношением давлений из уравнения (67) и

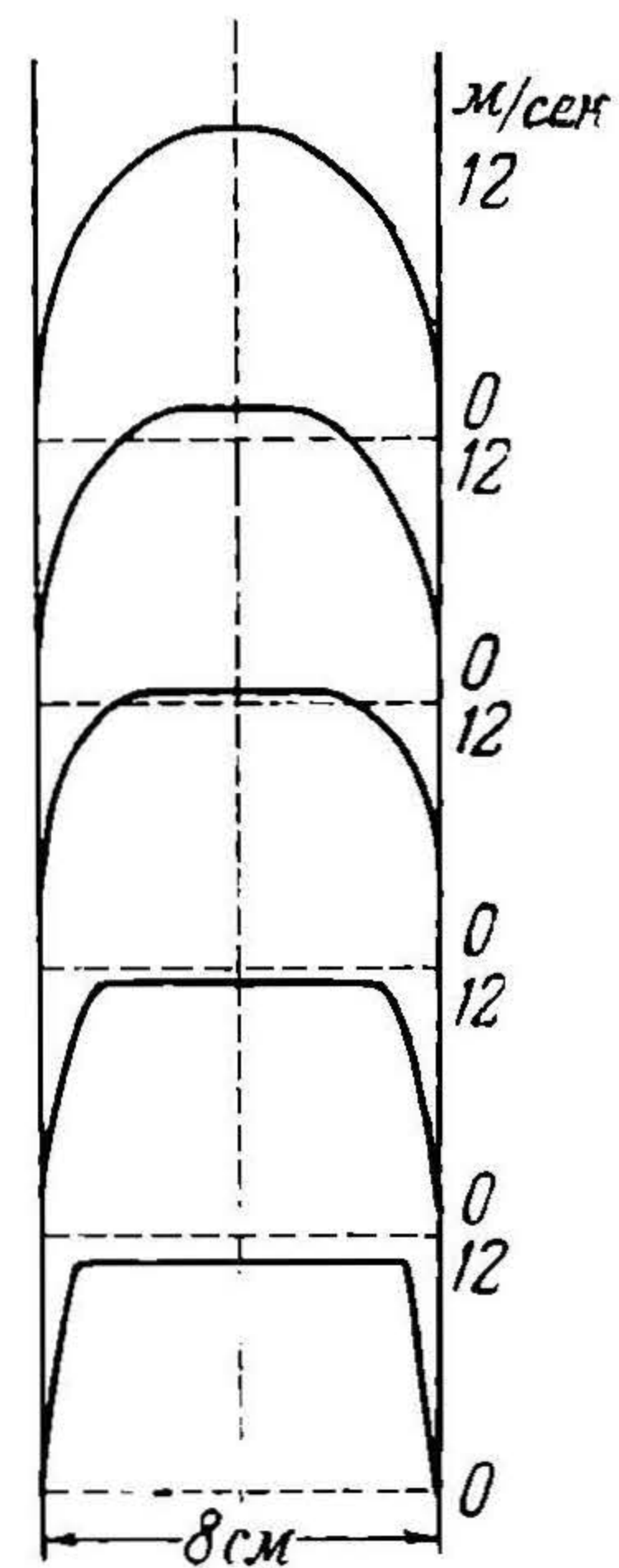


Рис. 21. Распределение скоростей на различных расстояниях.

¹ К. И. Страхович. Газодинамика, ч. I, 1934 г.

подставляя в уравнение (69), получаем такое выражение для определения давления:

$$-\ln \frac{p}{p_0} + \frac{b^2}{2c_0} \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^2 - 1 \right] + \lambda \frac{l}{2D} = 0. \quad (71)$$

Если $\frac{p_0}{p} \approx 1$, то последняя формула может быть представлена так:

$$c_0 = \sqrt{\frac{2Db^2 p_0^2 - p^2}{\lambda \cdot 2p_0 l}} \quad (72)$$

и если приближенно заменить:

$$p_0^2 - p^2 \approx 2p_0(p_0 - p),$$

то имеем:

$$c_0 = \sqrt{\frac{2gD p_0 - p}{\lambda \cdot \gamma l}} \quad (73)$$

т. е. формулу (66), но только при $\cos \beta = 0$.¹

В случае изотермического движения тепловой обмен с внешним пространством будет выражаться формулой:

$$q = A \frac{c^2 - c_0^2}{2g}. \quad (74)$$

Пример. Определить длину трубопровода, если известно, что $c = 20$ м/сек, $c_0 = 15$ м/сек, $b = 300$ м/сек, $\lambda = 0,02$, $D = 0,1$.

По уравнению (69) имеем:

$$\ln \frac{20}{15} + \frac{90000}{2 \cdot 225} \left[\left(\frac{3}{4} \right)^2 - 1 \right] + 0,02 \frac{l}{0,2} = 0,$$

откуда найдем $l = 872,13$ м.

III. $q = 0$. Из уравнения (37) после замены i через p и γ получаем:

$$\frac{k}{k-1} \frac{p}{\gamma} + \frac{c^2}{2g} = \frac{k}{k-1} \frac{p_0}{\gamma_0} + \frac{c_0^2}{2g} = \frac{B^2}{g} = \text{const}. \quad (75)$$

Пользуясь уравнениями (75) и (61), исключаем p и γ из уравнения (61) и тогда получаем:

$$B^2 \frac{dc}{c^3} - \frac{k+1}{2k} \frac{dc}{c} = \frac{\lambda l}{2D} ds, \quad (76)$$

откуда, интегрируя, найдем:

$$\frac{B^2}{2c_0^2} \left[1 - \left(\frac{c_0}{c} \right)^2 \right] - \frac{k+1}{2k} \ln \frac{c}{c_0} = \frac{\lambda l}{2D}. \quad (77)$$

¹ Если принять $\cos \beta \neq 0$, то имеем такое уравнение для l :

$$l = \frac{2D}{\lambda} \left[\frac{b^2}{M} \ln \frac{c}{c_0} - \frac{b^2 + M}{M} \ln \frac{c_0^2 + M}{c^2 + M} \right],$$

где

$$M = \frac{2gD \cos \beta}{\lambda}$$

Если $\frac{c_0}{c} \approx 1$, то можно считать:

$$\frac{B^2}{2c_0^2} \left[1 - \left(\frac{c_0}{c} \right)^2 \right] = \frac{\lambda l}{2D}, \quad (78)$$

или при замене $\frac{c_0}{c}$ через $\frac{p}{p_0}$ получаем формулу, аналогичную с формулой (72), а при дальнейших упрощениях получим формулу (66).

На графике (рис. 22) представлены изменения скоростей и давлений по длине трубы для всех трех случаев.

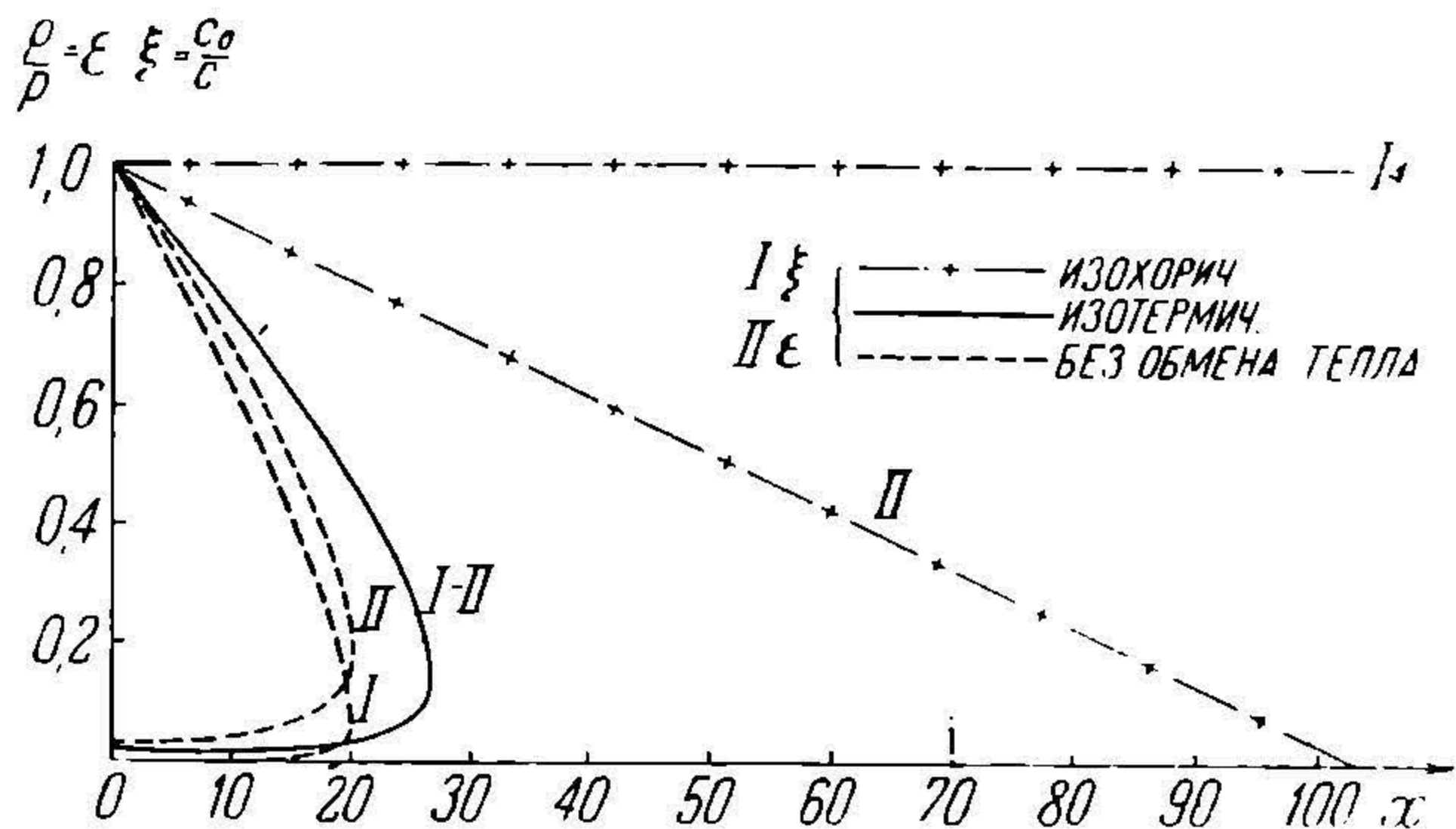


Рис. 22. Зависимость между ξ , ϵ и x .

§ 12. Движение воздуха в расширяющихся и суживающихся трубах

Допустим, что движущийся воздух можно считать несжимаемым, тогда основное уравнение движения в расширяющейся или суживающейся трубе приводится к такому виду:

$$\frac{cdc}{g} + \frac{dp}{\gamma} + \lambda' \frac{F_0^2 c_0^2 dx}{2gD F^2} = 0, \quad (79)$$

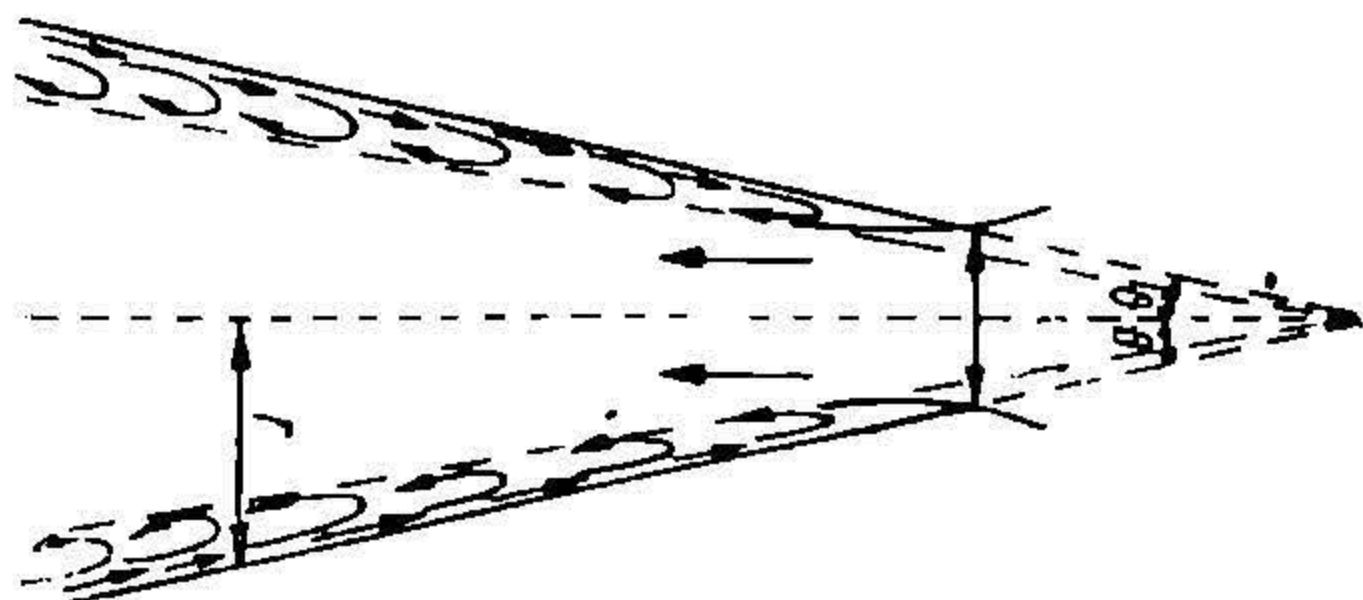


Рис. 23. Движение в расширенной трубе.

что следует из уравнения Бернулли, если в последнем члене его заменить скорость по формуле:

$$c = \frac{c_0 F_0}{F}. \quad (80)$$

Если считать $\lambda' = \text{const}$, то, имея в виду, что F для заданного расширения есть известная функция от x , в частном случае конического расширения (рис. 23)

будет представляться такой формулой:

$$F = \frac{1}{4} \pi D^2 = \frac{\pi}{4} D_0^2 \left(1 + \frac{2x}{D_0} \text{tg } \vartheta \right)^2, \quad (81)$$

так как

$$D = D_0 + 2x \text{tg } \vartheta.$$

Заменяя F и x их выражениями через D , подставляя в (79) и интегрируя, получаем:

$$\frac{c^2 - c_0^2}{2g} + \frac{p - p_0}{\gamma} + \lambda' \frac{D_0^4 c_0^2}{16g} \left[\frac{1}{D_0^4} - \frac{1}{D^4} \right] \text{ctg } \vartheta, \quad (82)$$

но так как

$$\frac{c}{c_0} = \left(\frac{D_0}{D}\right)^2, \quad (83)$$

то имеем после подстановки уравнения (83) в (82) такое выражение:

$$\frac{c^2 - c_0^2}{2g} + \frac{p - p_0}{\gamma} + \frac{\lambda' c_0^2}{16g} \left[1 - \left(\frac{c}{c_0}\right)^2 \right] \operatorname{ctg} \vartheta = 0, \quad (84)$$

откуда следует, что увеличение или уменьшение давления в зависимости от уменьшения или увеличения скорости будет равно:

$$\frac{p - p_0}{\gamma} = \frac{c_0^2 - c^2}{2g} \left[1 - \frac{\lambda' \operatorname{ctg} \vartheta}{8} \right] \quad (85)$$

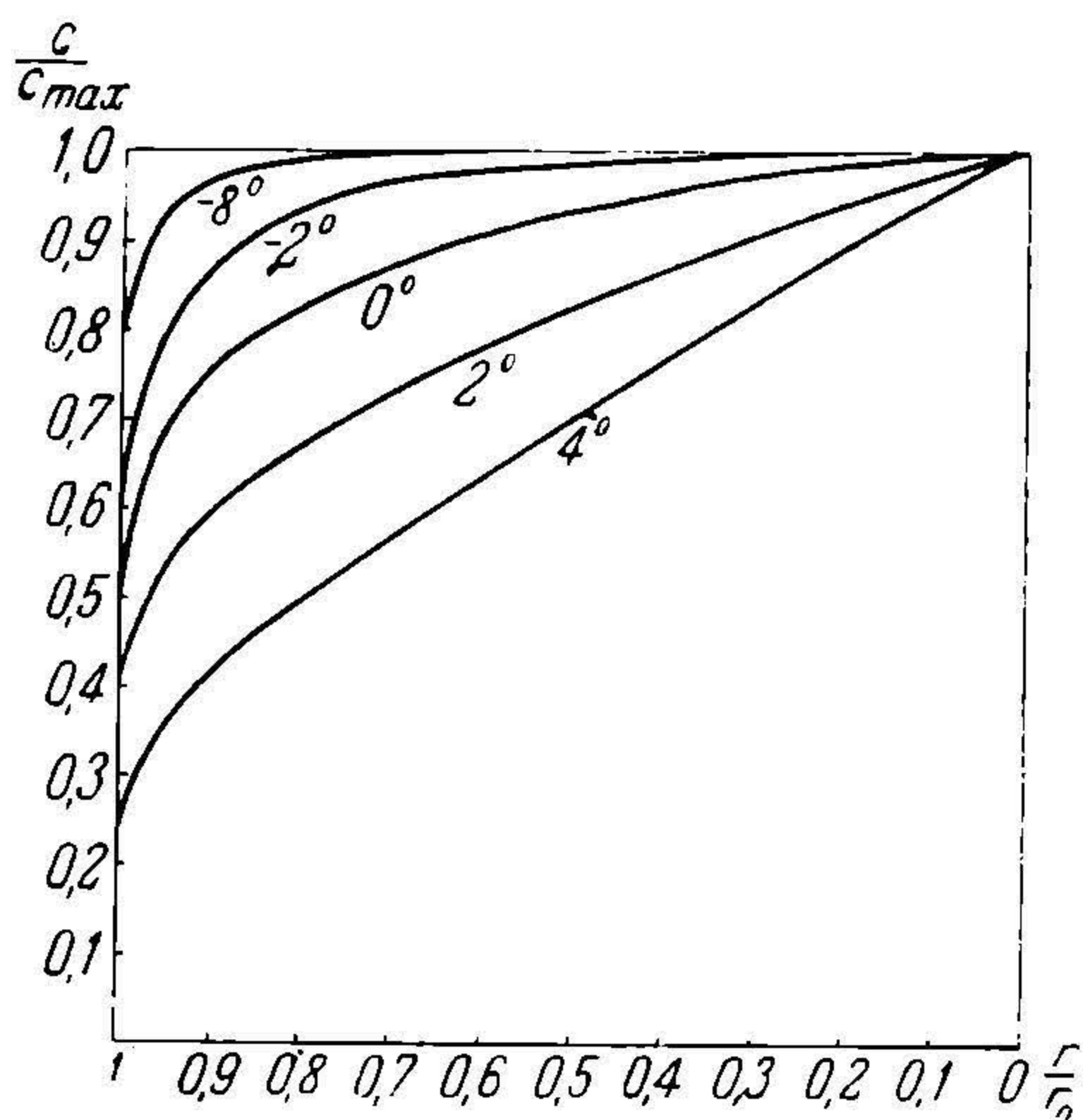


Рис. 24. Распределение скоростей в расширяющихся и суживающихся трубах.

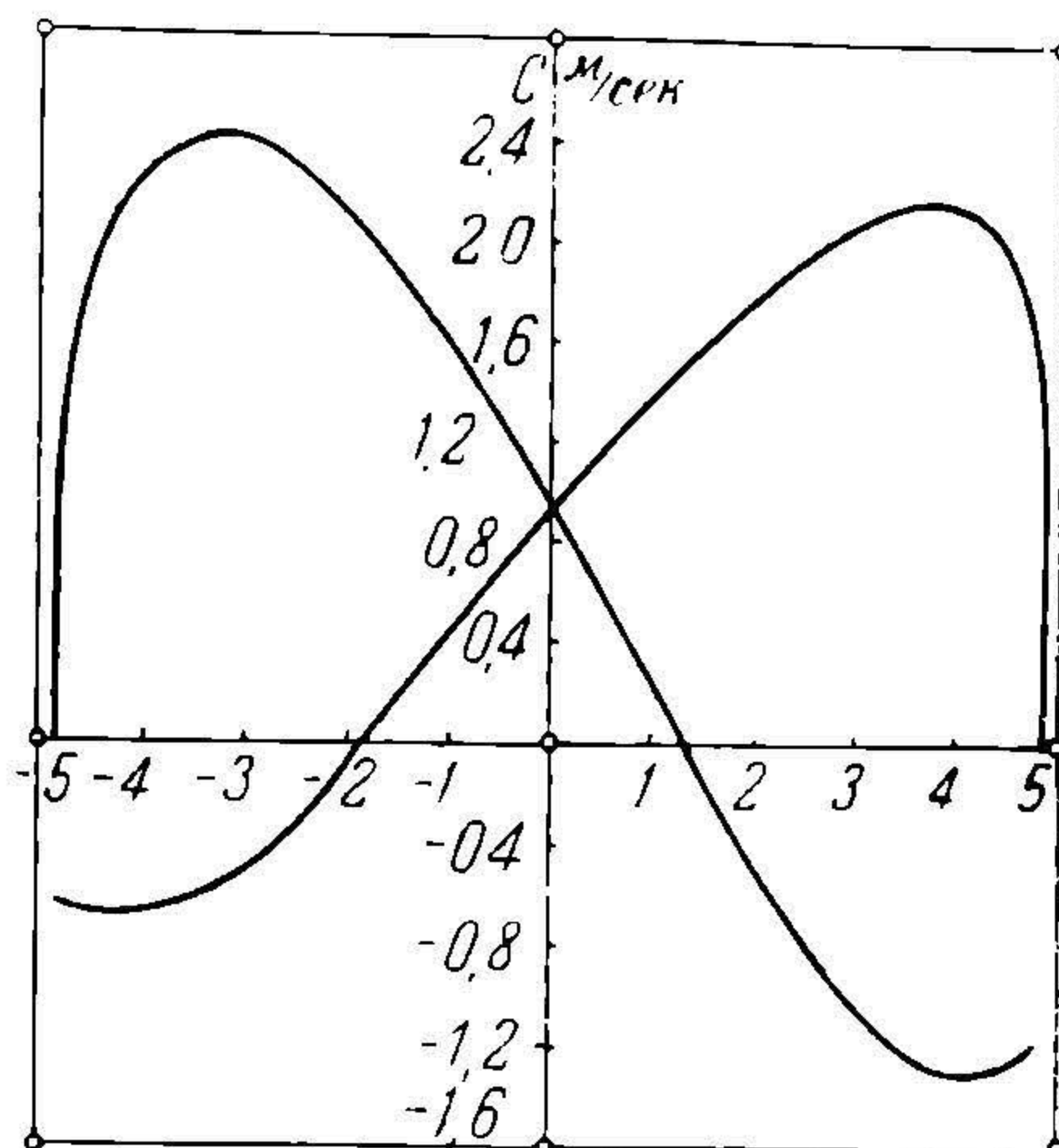


Рис. 25. Распределение скоростей в расширенной трубе.

Для выяснения значения λ' мы отдельно рассмотрим случаи расширения и сужения. Эксперимент показывает, что при движении в расширяющейся трубе, в зависимости от угла ϑ , а именно с увеличением этого угла, происходит отрыв главного потока от стенок трубы, и вблизи стенок образуются обратные течения (рис. 23), причем, если угол еще увеличится, то поток будет несимметричен относительно оси трубы. Вообще необходимо заметить, что всякое расширение приводит к более быстрому образованию турбулентности. На графиках (рис. 24 и 25) дано распределение скоростей без обратных токов и с обратными токами при различных углах ϑ . Образующиеся обратные токи отнимают часть энергии от общего потока на свое поддержание и тем самым увеличивают коэффициент λ' сравнительно с коэффициентом λ для труб постоянного сечения. На основании теоретических сообра-

жений о потере энергии на это вращательное движение можно положить λ' равным:

$$\lambda' = \lambda + m \operatorname{tg} \vartheta, \quad (86)$$

где $\frac{48}{5} \leq m \leq \frac{32}{3}$,¹ а λ — коэффициент для цилиндрической трубы, откуда следует, что к. п. д. расширяющейся трубы равен:

$$\eta = 1 - \frac{\lambda}{8} \operatorname{ctg} \vartheta - \frac{m}{8} \operatorname{tg} \vartheta \quad (87)$$

и значит максимальное значение η будет получаться при

$$\operatorname{tg} \vartheta = \sqrt{\frac{\lambda}{m}},$$

т. е.

$$\eta_{\max} = 1 - \frac{\sqrt{m\lambda}}{4}. \quad (88)$$

Так например, если положить $\lambda = 0,002$ и $m = \frac{32}{3}$, то

$$\eta_{\max} = 1 - 0,115 = 0,885,$$

причем $\vartheta \approx 2,5^\circ$.

Кроме формулы (87) имеются иные способы подсчета к. п. д. расширения (диффузора), так например Biel (Биль) дает такую формулу:

$$\eta = 1 - \frac{\frac{F_2}{F_1} - 1}{\frac{F_2}{F_1} + 1} \sin 2\vartheta = 1 - \frac{\left(\frac{D_2}{D_1}\right)^2 - 1}{\left(\frac{D_2}{D_1}\right)^2 + 1} \sin 2\vartheta. \quad (89)$$

По L. W. Weyl (Вейль) к. п. д. определяется такой формулой:

$$\eta = 1 - \left[2 \sin \vartheta \cos^2 \frac{\vartheta}{2} \frac{\frac{F_2}{F_1} - 1}{\frac{F_2}{F_1} + 1} + \frac{3\lambda}{16} \operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} \right]. \quad (90)$$

В справочнике Hütte приводится такая формула для η :

$$\eta = \alpha \left[1 - \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2 \right] \text{ при } 0,15 \leq \alpha \leq 0,20. \quad (91)$$

В табл. 8 даны сравнительные значения величины η , вычисленные по разным формулам.

¹ Как показывают опыты, m зависит также от отношения $\frac{D_1}{D_0}$ и от скорости входа. Весьма возможно, что m зависит также от вязкости газа. Необходимо отметить, что при углах ϑ , больших $6-7^\circ$, m может быть больше $\frac{32}{3}$.

¹ Hütte. Т. I, стр. 394, изд. 13, 1930 г.

ТАБЛИЦА 8

Сравнительные значения η для расширения и сужения при $\lambda = 0,02$

ϑ в град.	Lorenz (87)	Biel (89)	Weyl (90)	По графику (рис. 26)	Сужение $\eta = 1 - \frac{\lambda}{8} \operatorname{ctg} \vartheta$
1	0,841	0,909	0,856	0,820	0,857
2	0,897	0,972	0,900	0,880	0,928
3	0,906	0,960	0,912	0,900	0,952
4	0,899	0,933	0,897	0,890	0,964
5	0,893	0,910	0,880	0,870	0,970

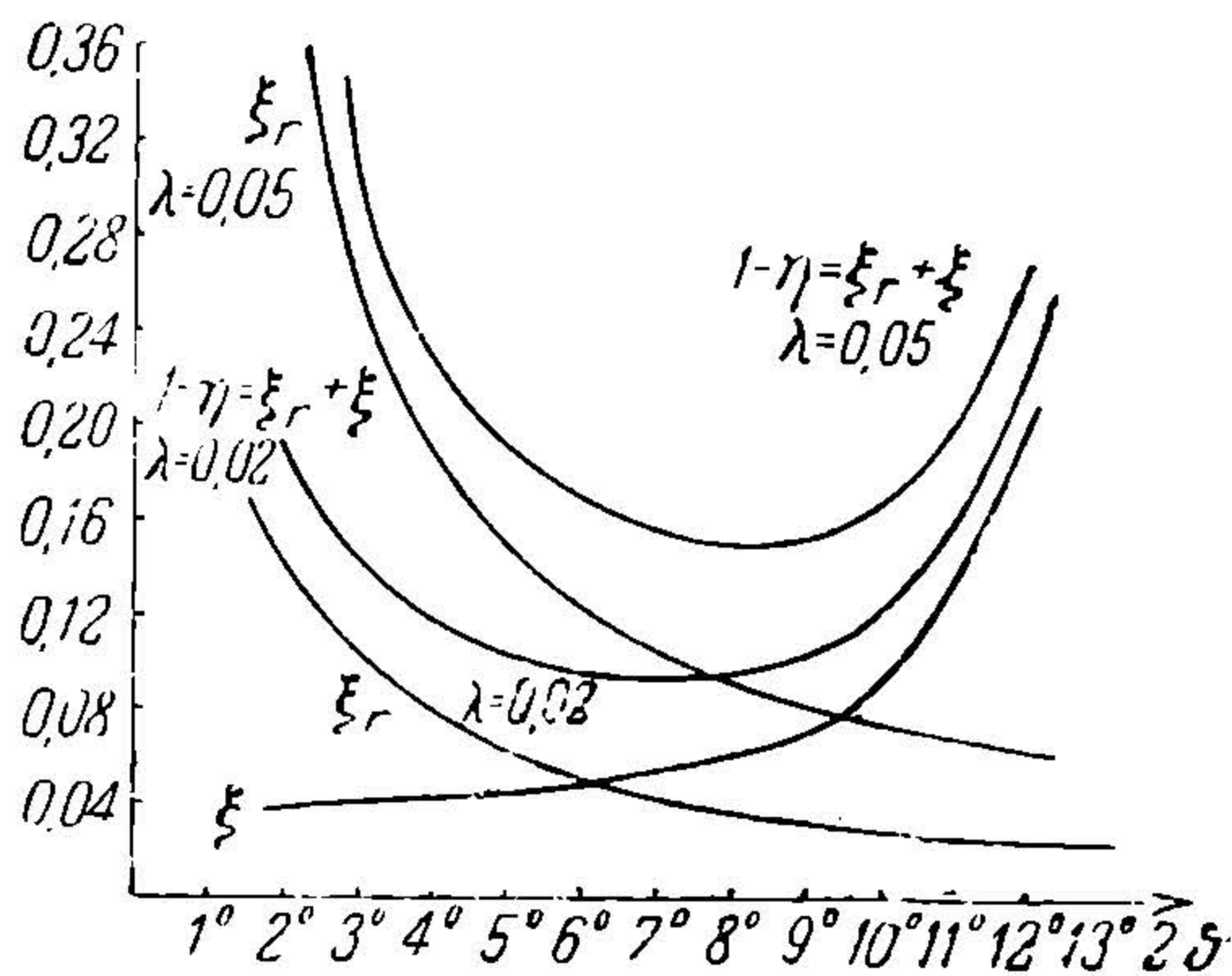


Рис. 26. Коэффициент потерь в расширенной трубе.

При суживающихся трубах условия движения более устойчивы, и поэтому там не образуются побочные токи и таким образом не увеличивается коэффициент потерь. Для определения падения давления сохраняется формула (81), в которой $\lambda' = \lambda$, т. е. коэффициенту трения цилиндрической трубы. На графике (рис. 24) представлено распределение скоростей в сужении (кривые, отвечающие отрицательным углам).

На рис. 26 даны графики потерянного напора и коэффициента потерь в расширяющихся и в суживающихся патрубках.

В заключение этого параграфа приведем уравнение, определяющее изменение давления при расширении и сужении, если учесть сжимаемость воздуха и считать процесс изотермическим.

Основное уравнение движения в трубе может быть приведено к такому виду:

$$\frac{dD}{D} = \frac{1}{\mu} \frac{c^2 - b^2}{m^2 - c^2} \frac{dc}{c}, \quad (92)$$

где:

$$\mu = \frac{\lambda'}{4g \operatorname{tg} \vartheta}; \quad m^2 = \frac{8b^2 g \operatorname{tg} \vartheta}{\lambda'}, \quad (93)$$

откуда после интегрирования имеем:

$$\ln \frac{D}{D_0} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{b^2 - m^2}{2m^2} \ln \frac{m^2 - c^2}{m^2 - c_0^2} - \frac{b^2}{m^2} \ln \frac{c}{c_0} \right]. \quad (94)$$

В том случае, если можно принять $\lambda' \approx 0$, то уравнение (92) упрощается и переходит в формулу:

$$\frac{dD}{D} = \frac{cdc}{2b^2} - \frac{dc}{2c}, \quad (95)$$

откуда:

$$\ln \frac{D}{D_0} = \frac{c^2 - c_0^2}{4b^2} - \frac{1}{2} \ln \frac{c}{c_0} \quad (96)$$

или вводя величины $\xi = \frac{c}{c_0}$ и

$$\tau_1 = \frac{D}{D_0} = \frac{1}{\sqrt{\xi}} e^{-\frac{c_0^2}{4b^2}(\xi^2 - 1)} \quad (97)$$

и так как при изотермическом процессе

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{p}{p_0} = \frac{\gamma}{\gamma_0} = \frac{F_0 c_0}{F c} = \\ &= \left(\frac{D_0}{D}\right)^2 \frac{c_0}{c} = \frac{1}{\tau_1^2 \xi}, \end{aligned} \quad (98)$$

то получаем после замены η из уравнения (96):

$$\varepsilon = e^{-\frac{c_0^2}{2b^2}(\xi^2 - 1)} \quad (99)$$

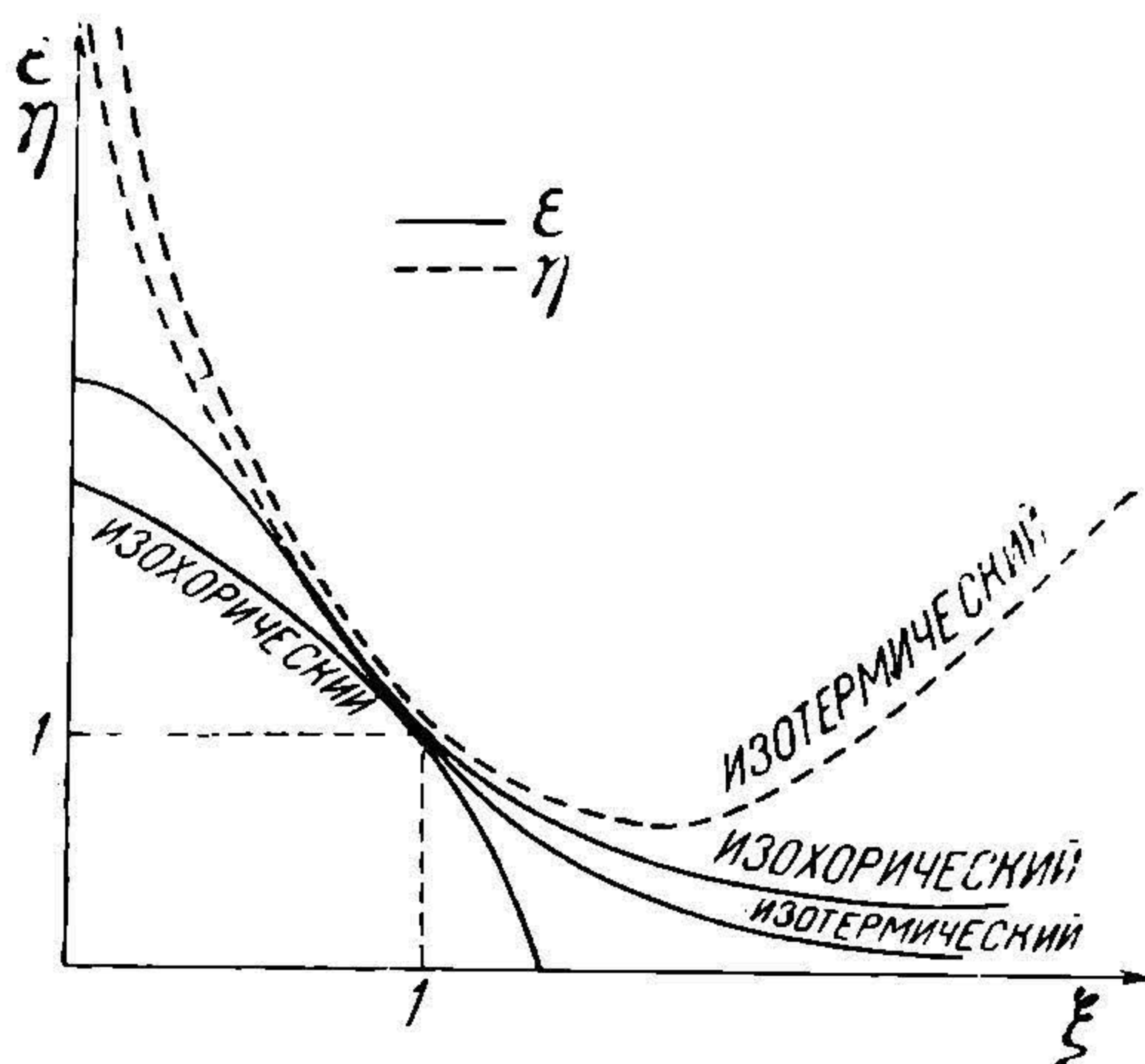


Рис. 27. Изменение отношения давлений диаметров и т. д.

На графике (рис. 27) даны значения ε и η в зависимости от ξ по формулам (97) и (98) и в случае $\gamma = \text{const}$, т. е. по формулам:

$$\varepsilon = 1 + \frac{c_0^2}{2b^2} (1 - \xi^2). \quad (100)$$

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{\xi}}. \quad (101)$$

§ 13. Движение воздуха в колене трубы постоянного сечения

Рассмотрим элементарный объем воздуха $ABCD$ (рис. 28), движущийся в колене трубы. На этот объем по касательной действуют силы давления и трения. Если пренебречь силами трения, то можно считать, что при установившемся движении p и p_1 равны между собой, и значит момент всех действующих сил относительно точки O центра колена будет равен 0, откуда следует, на основании закона площадей, что произведение скорости на радиус, т. е. cr есть величина постоянная, или что скорости обратно пропорциональны радиусу. Предполагая, что для всех точек колена справедлива формула Бернулли, т. е.

$$\frac{c^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} = \text{const},$$

получаем, что изменение давления для крайних точек колена E и F , лежащих на одном радиусе, будет равно:

$$\frac{\Delta p}{\gamma} = \frac{c_E^2 - c_F^2}{2g} = \frac{l^2}{2g} \left(\frac{1}{r_F^2} - \frac{1}{r_E^2} \right) \quad (102)$$

так как по ранее указанному:

$$c_E r_E = c_F r_F = l = \text{const}.$$

НЕ
УДУНТ
(ДІТ)

Преобразуя формулу (102) и вводя средний радиус r_0 , получаем приближенную формулу:

$$\frac{\Delta p}{\gamma} = \frac{4c_0^2 \Delta r}{2gr_0} = \frac{4\Delta r c_0^2}{r_0 - g}, \quad (103)$$

где $\Delta r = \frac{1}{2}(r_F - r_E)$ и c_0 — скорость на оси колена.

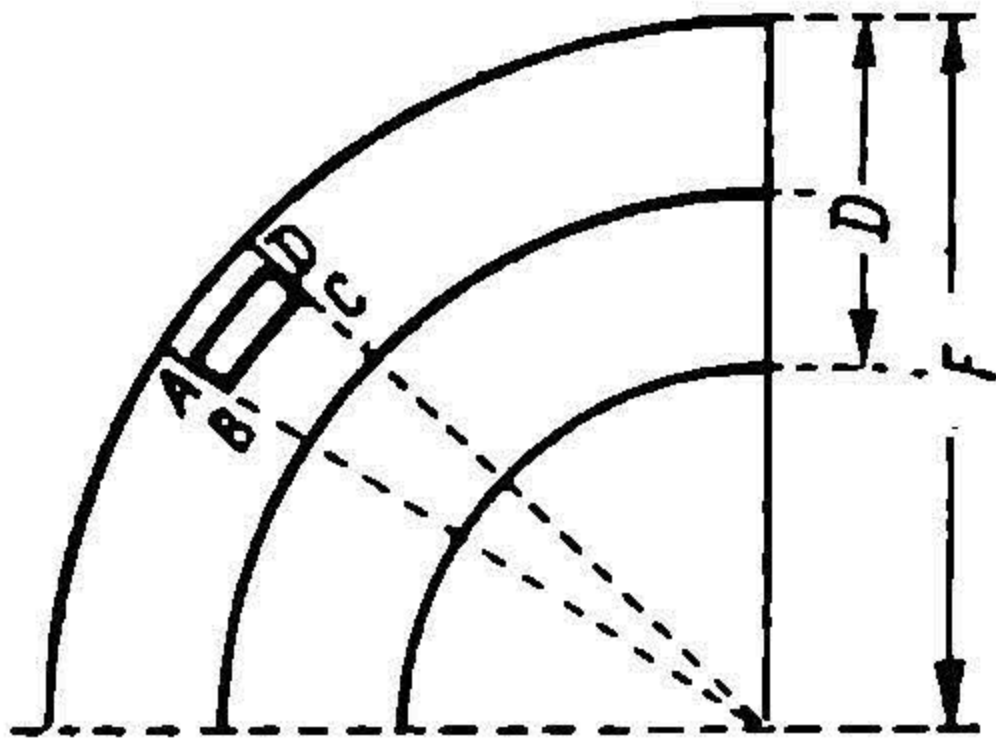


Рис. 28. Движение воздуха в колене.

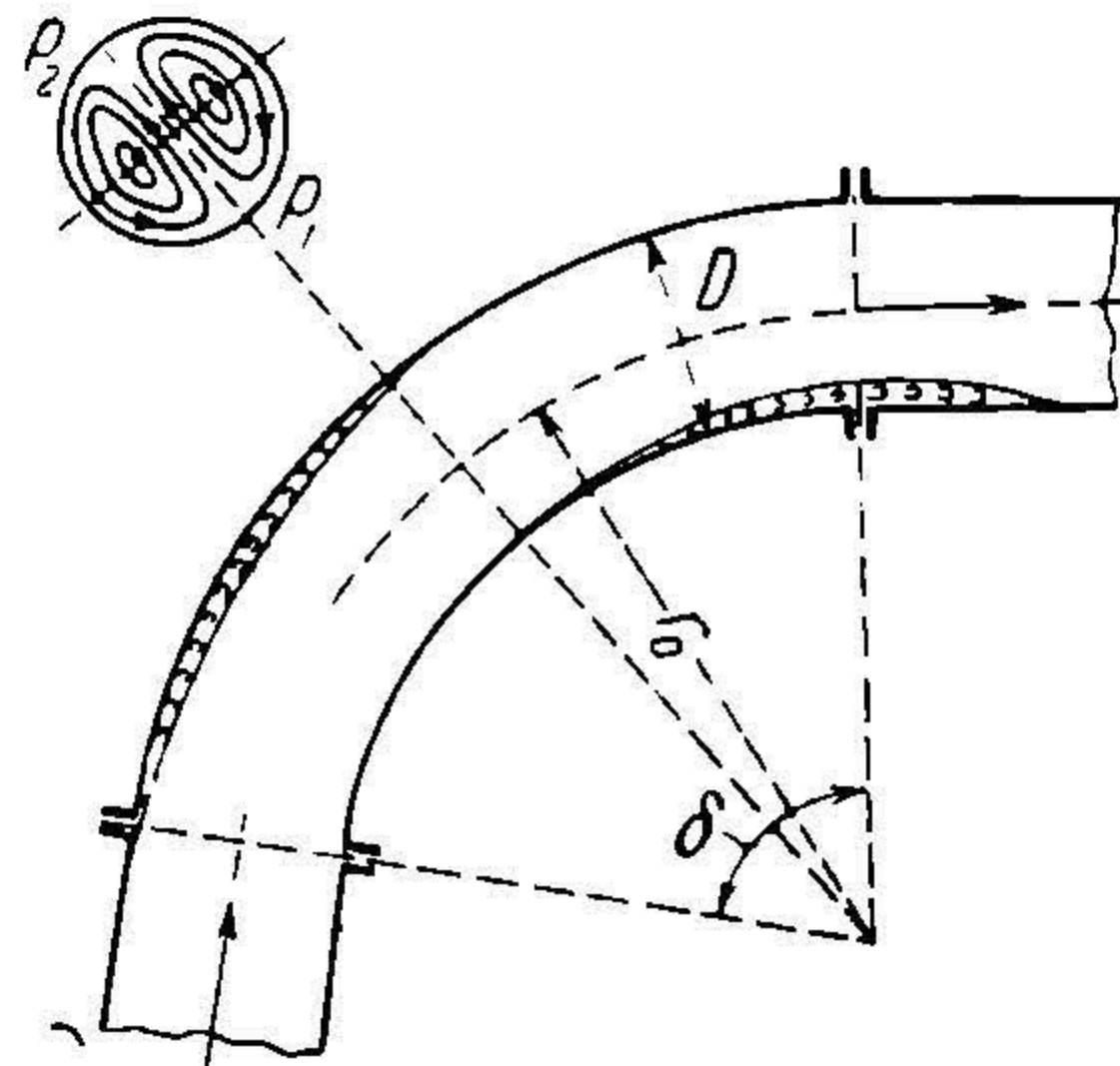


Рис. 29. Поперечные токи в колене трубы.

Вследствие существования разности Δp в трубе появляется побочный циркуляционный ток в центре трубы от внутренней стенки к наружной и два обратных тока вблизи стенок трубы (на самих стенках вследствие трения скорость равна 0), как это

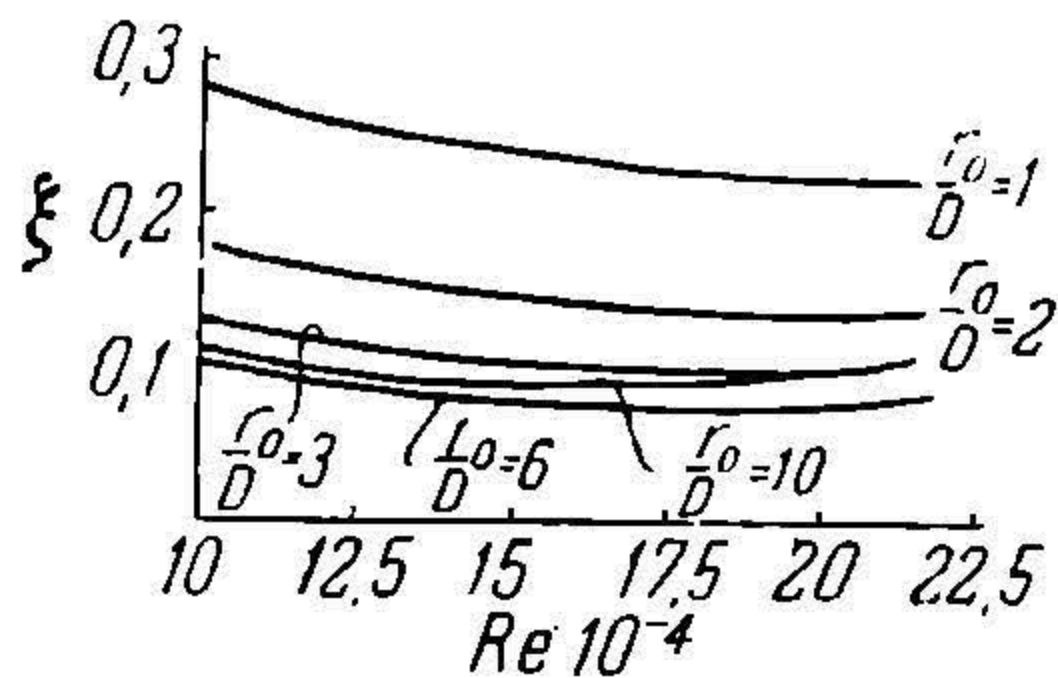


Рис. 30. Коэффициент потерь в колене.

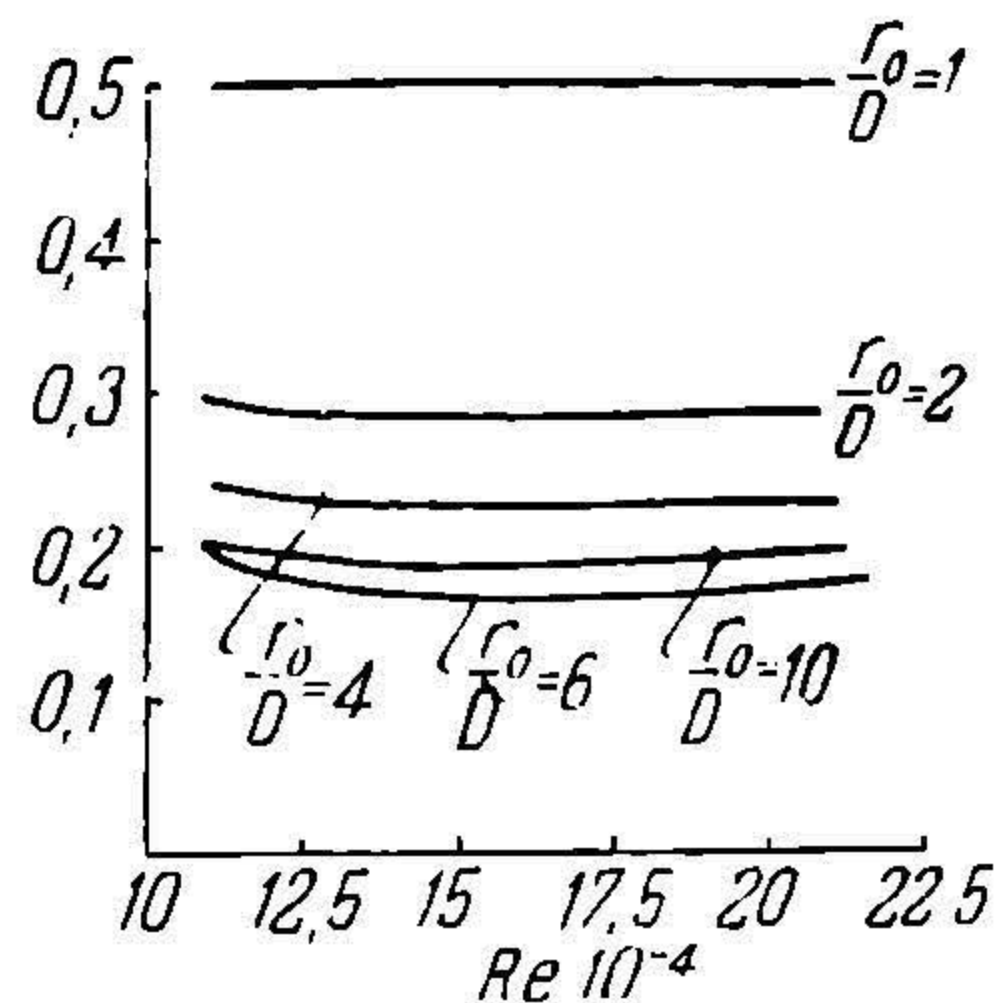


Рис. 31. Коэффициент потерь в колене.

показано на рис. 29. Для своего поддержания эти токи будут отнимать энергию от общего потока. Потерянный напор, соответствующий этой потере энергии, будет равен:

$$h_w = \frac{\Delta p}{\gamma} \frac{\delta}{2\pi} = \frac{\delta}{2\pi} \frac{4\Delta r c_0^2}{r_0 - g}, \quad (104)$$

где δ — угол поворота колена. Кроме этой потери будет существовать еще потеря на трение, которая может быть определена так же, как и в цилиндрической трубе:

$$h_r = \lambda \frac{r_0 \delta}{D} \frac{c_0^2}{2g}, \quad (105)$$

Тогда полная потеря будет равна:

$$h_{\text{пол}} = h_{\text{тр}} + h_r = \frac{D}{\pi} \left(\frac{D}{r_0} + \lambda \frac{\pi r_0}{D} \right) \frac{c_0^2}{2g}, \quad (106)$$

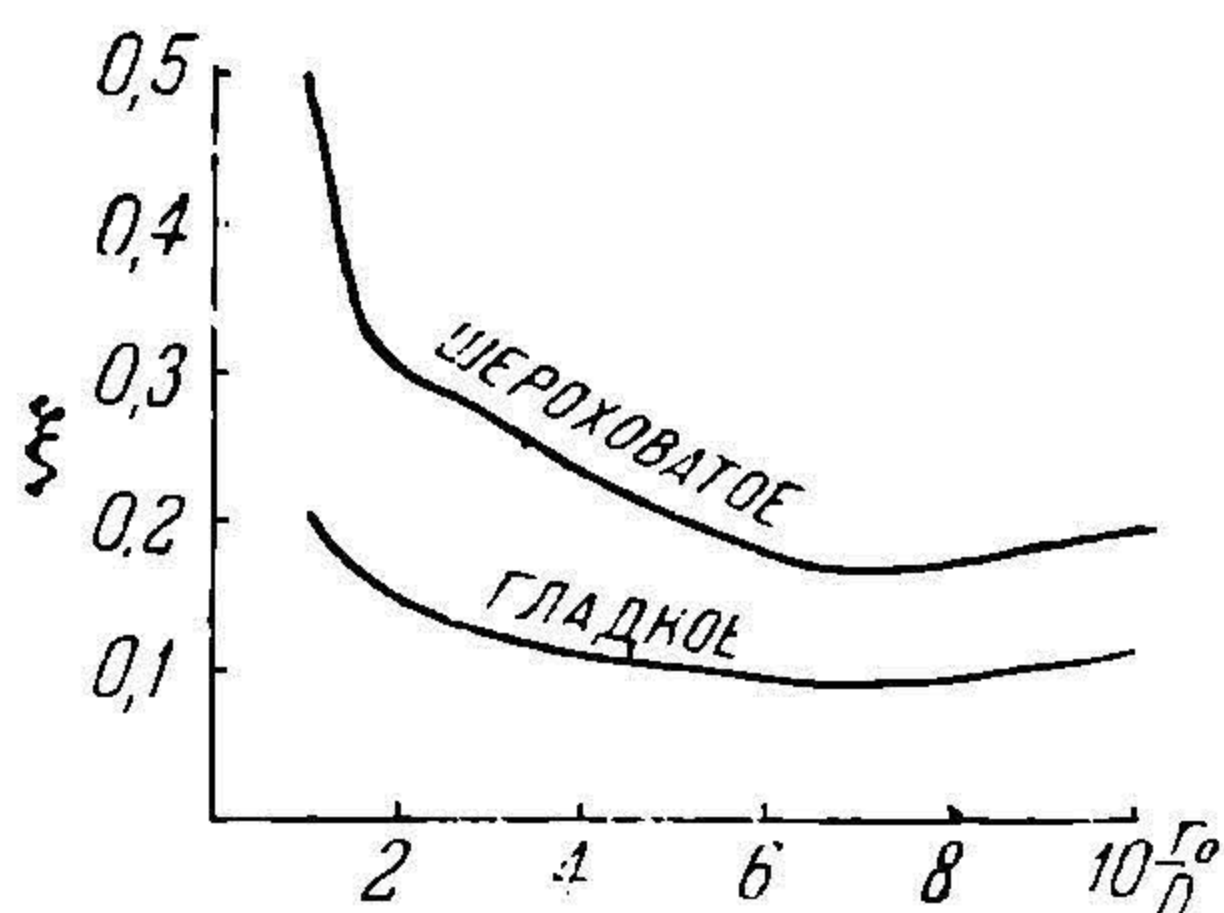


Рис. 32. Коэффициент потерь в колене.

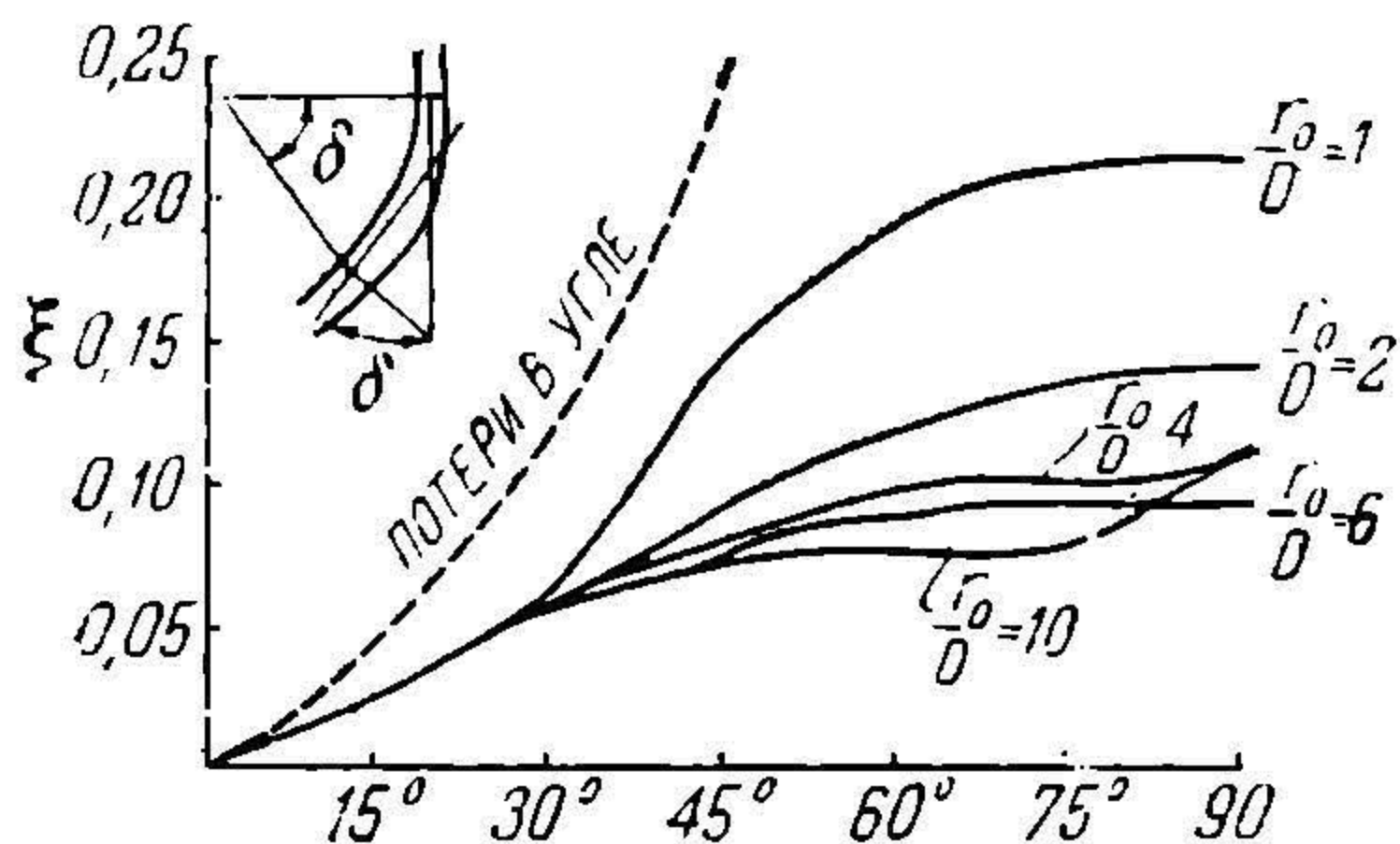


Рис. 33. Коэффициент потерь в колене.

откуда коэффициент потерь будет равен:

$$\xi = \frac{\delta}{\pi} \left(\frac{D}{r_0} + \lambda \frac{\pi r_0}{D} \right). \quad (107)$$

Минимум этого коэффициента ξ будет при $\frac{D}{r_0} = \sqrt{\frac{\pi}{\lambda}}$, т. е.

$$\xi_{\text{min}} = 2\sqrt{\frac{\pi}{\lambda}} \frac{\delta}{\pi}. \quad (108)$$

Приведем несколько других формул для коэффициента ξ .

По формуле Dubois (Дюбуа):

$$\xi = (0,0039 + 0,0185 r_0) \frac{\delta}{r_0}, \quad (109)$$

где r_0 выражено в метрах.

По формуле Weul (Вейль):

$$\xi = \left[\frac{\frac{D}{r_0} \left(2 + \frac{D}{r_0} \right)}{\arccos \left(\frac{2 - \frac{D}{r_0}}{2 + \frac{D}{r_0}} \right)} + 0,0105 \frac{k_1 \pi}{\frac{D}{r_0}} - 1 \right] \quad (110)$$

По формуле Weisbach (Вейсбах):

$$\xi = \left[0,131 + 0,163 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \frac{\delta^2}{90}.$$

На рис. 30 — 34 даны новые экспериментальные данные для коэффициента ξ , а в табл. 9 приведены сравнительные значения.

ТАБЛИЦА 9

Сравнительные значения ξ для 90-градусного колена при $\lambda = 0,02$

$\frac{r_0}{D}$	Lorenz (106)	Weisbach (110)	Brabbe	По графику (рис. 32)
0,5	1,0157	—	0,30	—
1	0,5314	1,978	0,25	0,50
2	0,3128	0,295	0,20	0,30
4	0,2506	0,148	0,15	0,25
6	0,2718	0,136	0,07	0,19

§ 14. Местные потери

Из гидравлики известно,¹ что при внезапном изменении сечения или направления или того и другого вместе, происходит потеря напора, которая может быть представлена в таком виде:

$$h_w = \xi \frac{c^2}{2g}, \quad (112)$$

где c — скорость непосредственно за потерей. В табл. 10 даны значения ξ для наиболее важных случаев местных потерь при движении воздуха по трубопроводу.

§ 15. Расчетная формула для последовательного трубопровода

Во всех предшествовавших параграфах было рассмотрено движение воздуха в отдельных элементах составляющих трубопроводов. Теперь выведем, пользуясь предыдущими материалами, формулу для расчета трубопровода из последовательно включенных элементов и не имеющего расхода на своем протяжении. Обычно предполагается, что потерянный напор в последовательном трубопроводе равен сумме потерянных напоров всех его элементов (принцип наложения потерь). Рассмотрим одну из труб постоянного диаметра, входящих в данный трубопровод. Полная потеря этой трубы будет состоять из потерь на трение и местных потерь, причем местные потери будут в себе содержать также и потери на вход в трубы и потери во входных расширяющихся или суживающихся патрубках. Выходные потери, кроме последней трубы, будут относиться к следующей по порядку трубе. Полная потеря в данной трубе будет равна:

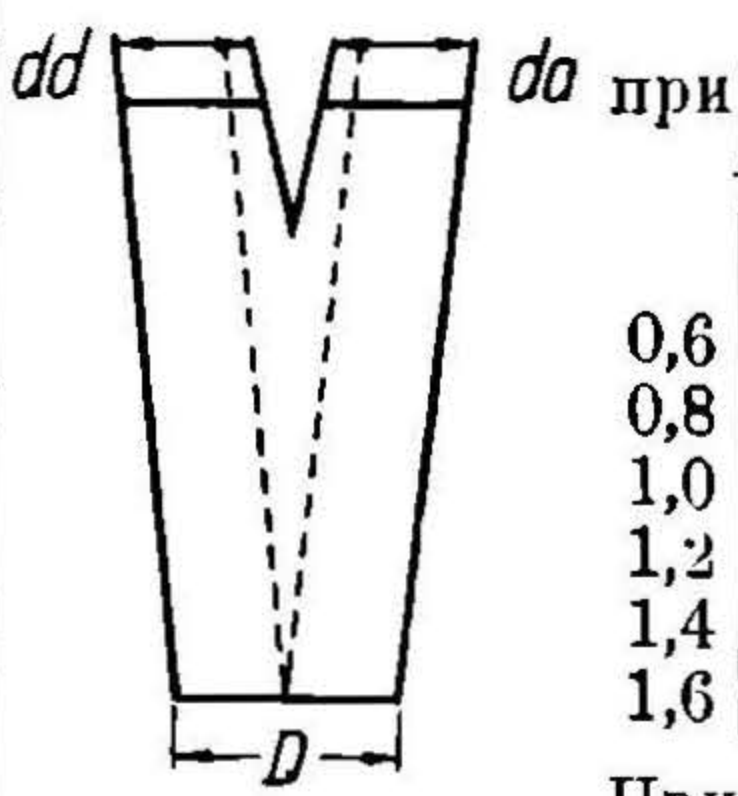
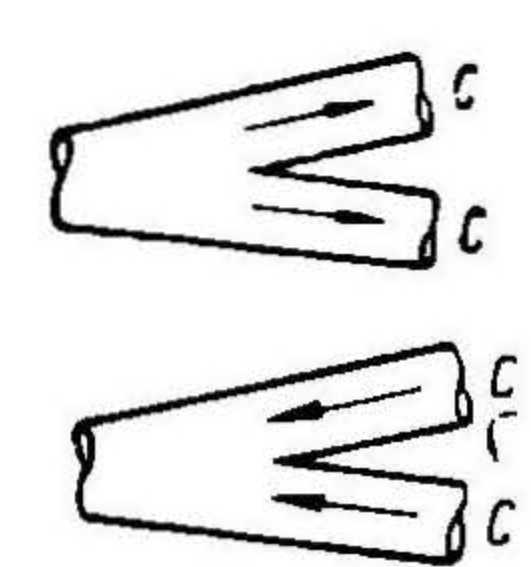
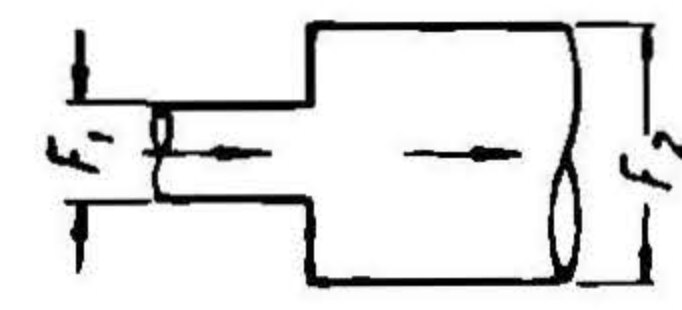
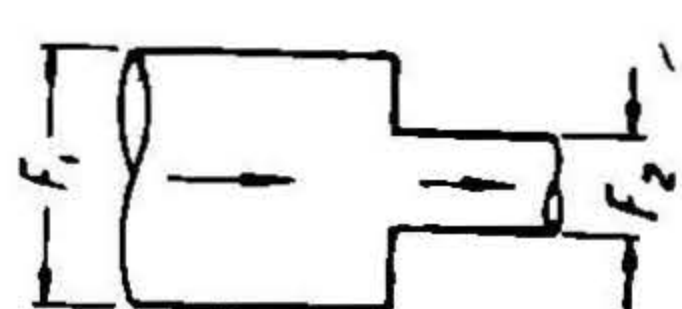
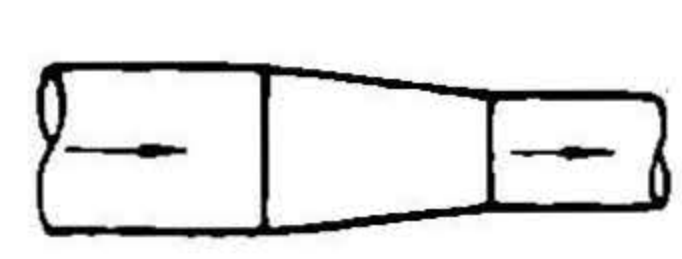

$$h_k = h_{rk} + h_{wk} = \lambda_k \frac{l_k}{D_k} \cdot \frac{c_k^2}{2g} + \xi_k \frac{c_k^2}{2g}. \quad (113)$$

¹ К. И. Страхович. Конспект лекций по гидравлике, т. I, стр. 70.
Пошль. Курс гидравлики, стр. 40.

НБ
УДМУНТ
(ДНТ)

ТАБЛИЦА 10
Значение коэффициента местных потерь ξ

№ по- пор.	Описание случая	Эскиз	Величина ξ	Отнесено к скорости c^2																
1	Вход в трубу с острыми краями		0,5	с в трубе																
2	Отверстие с закругленными краями и коническое сужение	 $\alpha = 15 - 30^\circ$ $r = 0,25 - 0,5 D$	0,25	с в трубе после сужения																
3	Колено в 90° квадратного и прямоугольного сечений		1,15	Скорость после потери																
4	Закругленное колено в 90° любого сечения		1,0	То же																
5	Прямое колено с направляющими лопатками		0,35	То же																
6	Тупое колено любого сечения в 135°		0,30	То же																
7	Круговое колено кругового, квадратного и прямоугольного сечений в 90°		$r_0 = D$ 0,35 $r_0 = 1,5D$ 0,15 $r_0 = 2,5D$ 0,10	То же																
8	Круговое колено любого сечения и любого угла	 <table border="1" style="display: inline-table; vertical-align: middle;"> <thead> <tr> <th>α</th> <th>M</th> </tr> </thead> <tbody> <tr><td>40</td><td>0,15</td></tr> <tr><td>60</td><td>0,40</td></tr> <tr><td>80</td><td>0,80</td></tr> <tr><td>90</td><td>1,00</td></tr> <tr><td>120</td><td>1,80</td></tr> <tr><td>140</td><td>2,40</td></tr> <tr><td>160</td><td>3,20</td></tr> </tbody> </table>	α	M	40	0,15	60	0,40	80	0,80	90	1,00	120	1,80	140	2,40	160	3,20	$\xi = M\xi_7$	То же
α	M																			
40	0,15																			
60	0,40																			
80	0,80																			
90	1,00																			
120	1,80																			
140	2,40																			
160	3,20																			
9	Плавный изгиб		ξ как сумма трех колен по № 7 и 6	То же																

№ по пор.	Описание случая	Эскиз	Величина	Отнесено к скорости c^2																																							
10	Тройники ответвления для круглых сечений. Примечание: ξ_d — сопротивление по прямому направлению. ξ_a — сопротивление по боковому направлению	 <table border="1" data-bbox="1250 364 1638 815"> <thead> <tr> <th rowspan="2">Нагнет.</th> <th colspan="2">Всасыв.</th> </tr> <tr> <th>ξ_a</th> <th>ξ_d</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>0,6</td> <td>1,00</td> <td>0</td> </tr> <tr> <td>0,8</td> <td>0,40</td> <td>0</td> </tr> <tr> <td>1,0</td> <td>0,20</td> <td>0</td> </tr> <tr> <td>1,2</td> <td>0,10</td> <td>0</td> </tr> <tr> <td>1,4</td> <td>0,05</td> <td>0</td> </tr> <tr> <td>1,6</td> <td>0,00</td> <td>0</td> </tr> </tbody> </table> <p>Принято $D^2 \approx da^2 + dd^2$</p>	Нагнет.	Всасыв.		ξ_a	ξ_d	0,6	1,00	0	0,8	0,40	0	1,0	0,20	0	1,2	0,10	0	1,4	0,05	0	1,6	0,00	0	<table border="1" data-bbox="1379 364 1638 815"> <thead> <tr> <th colspan="2">Всасыв.</th> </tr> <tr> <th>ξ_a</th> <th>ξ_d</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>-1,80</td> <td>0,40</td> </tr> <tr> <td>-0,70</td> <td>0,35</td> </tr> <tr> <td>-0,00</td> <td>0,20</td> </tr> <tr> <td>+0,10</td> <td>0,10</td> </tr> <tr> <td>+0,25</td> <td>0,00</td> </tr> <tr> <td>+0,35</td> <td>-0,20</td> </tr> </tbody> </table>	Всасыв.		ξ_a	ξ_d	-1,80	0,40	-0,70	0,35	-0,00	0,20	+0,10	0,10	+0,25	0,00	+0,35	-0,20	ξ_d — относится к c_d ξ_a — относится к c_a
Нагнет.	Всасыв.																																										
	ξ_a	ξ_d																																									
0,6	1,00	0																																									
0,8	0,40	0																																									
1,0	0,20	0																																									
1,2	0,10	0																																									
1,4	0,05	0																																									
1,6	0,00	0																																									
Всасыв.																																											
ξ_a	ξ_d																																										
-1,80	0,40																																										
-0,70	0,35																																										
-0,00	0,20																																										
+0,10	0,10																																										
+0,25	0,00																																										
+0,35	-0,20																																										
11	Штанообразное ответвление при равенстве скорости c в ответвлениях $\alpha = 15 - 20^\circ$.		0,2 для каждого ответвл.	c в ответвлениях																																							
12	Внезапное расширение поперечного сечения от F_1 к F_2		<table border="1" data-bbox="1379 1310 1638 1805"> <thead> <tr> <th>$F_1; F_2$</th> <th>ξ</th> </tr> </thead> <tbody> <tr><td>-0</td><td>1,0</td></tr> <tr><td>0,1</td><td>0,81</td></tr> <tr><td>0,2</td><td>0,64</td></tr> <tr><td>0,3</td><td>0,49</td></tr> <tr><td>0,4</td><td>0,36</td></tr> <tr><td>0,5</td><td>0,25</td></tr> <tr><td>0,6</td><td>0,16</td></tr> <tr><td>0,7</td><td>0,09</td></tr> <tr><td>0,8</td><td>0,04</td></tr> <tr><td>0,9</td><td>0,01</td></tr> </tbody> </table>	$F_1; F_2$	ξ	-0	1,0	0,1	0,81	0,2	0,64	0,3	0,49	0,4	0,36	0,5	0,25	0,6	0,16	0,7	0,09	0,8	0,04	0,9	0,01	c в малом сечении																	
$F_1; F_2$	ξ																																										
-0	1,0																																										
0,1	0,81																																										
0,2	0,64																																										
0,3	0,49																																										
0,4	0,36																																										
0,5	0,25																																										
0,6	0,16																																										
0,7	0,09																																										
0,8	0,04																																										
0,9	0,01																																										
13	Внезапное сужение поперечного сечения от F_1 к F_2		<table border="1" data-bbox="1379 1834 1638 2329"> <thead> <tr> <th>$F_1; F_2$</th> <th>ξ</th> </tr> </thead> <tbody> <tr><td>< 0,1</td><td>0,50</td></tr> <tr><td>0,1</td><td>0,48</td></tr> <tr><td>0,2</td><td>0,46</td></tr> <tr><td>0,3</td><td>0,42</td></tr> <tr><td>0,4</td><td>0,37</td></tr> <tr><td>0,5</td><td>0,32</td></tr> <tr><td>0,6</td><td>0,26</td></tr> <tr><td>0,7</td><td>0,20</td></tr> <tr><td>0,8</td><td>0,13</td></tr> <tr><td>0,9</td><td>0,06</td></tr> </tbody> </table>	$F_1; F_2$	ξ	< 0,1	0,50	0,1	0,48	0,2	0,46	0,3	0,42	0,4	0,37	0,5	0,32	0,6	0,26	0,7	0,20	0,8	0,13	0,9	0,06	c в малой трубе																	
$F_1; F_2$	ξ																																										
< 0,1	0,50																																										
0,1	0,48																																										
0,2	0,46																																										
0,3	0,42																																										
0,4	0,37																																										
0,5	0,32																																										
0,6	0,26																																										
0,7	0,20																																										
0,8	0,13																																										
0,9	0,06																																										
14	Постепенное коническое сужение		0,10	c в малой трубе																																							
15	Потеря на выход из трубы		0,1	c при выходе из трубы																																							

Если ввести вместо c_k расход Q_k , который в данной трубе можно считать постоянным, т. е. не учитывать изменение удельного веса, то можно написать для полной потери в этой трубе такую формулу:

$$h_k = \frac{8}{\pi^2 g} \left(\lambda_k \frac{l_k}{D_k} + \xi_k \right) \frac{Q_k^2}{D_k^4}, \quad (114)$$

причем Q_k будет определяться из Q_g , который постоянен для всего трубопровода, по формуле:

$$Q_k = \frac{Q_g}{\gamma_k}, \quad (115)$$

где γ_k — средний удельный вес в данном участке. Для получения потери во всем трубопроводе, необходимо просуммировать потери в каждом участке, т. е.

$$H_w = \sum h_k = \frac{8}{\pi^2 g} \sum_{k=1}^{k=n} \left(\lambda_k \frac{l_k}{D_k} + \xi_k \right) \frac{Q_k^2}{D_k^4}. \quad (116)$$

Если $\gamma \approx \text{const}$, то и $Q_k = \text{const}$ и значит:

$$H_w = K Q^2, \quad (117)$$

где

$$K = \frac{8}{\pi^2 g} \sum_{k=1}^{k=n} \left(\lambda_k \frac{l_k}{D_k} + \xi_k \right) \frac{1}{D_k^4}. \quad (118)$$

Применяя теорему Бернулли к концу и началу трубопровода и считая $\gamma = \text{const}$, после замены скоростей через расход и сечения, имеем:

$$\frac{p_{\text{нач}} - p_{\text{кон}}}{\gamma} = z_{\text{кон}} - z_{\text{нач}} + Q^2 \left[K^2 + \frac{8}{\pi^2 g} \left(\frac{1}{D_{\text{кон}}^4} - \frac{1}{D_{\text{нач}}^4} \right) \right], \quad (119)$$

причем, в случае некруговых сечений необходимо заменить диаметры эквивалентными диаметрами, как было сказано в § 9.

Формула (118) дает возможность определить потерю напора по заданным: расходу, высоте и размерам последовательного трубопровода.

Пример: Определить потерянный напор в трубопроводе, указанном на схеме (рис. 35) при диаметре $D = 0,1$ м и общей длине $l = 155$ м, при скорости $c = 10$ м/сек.

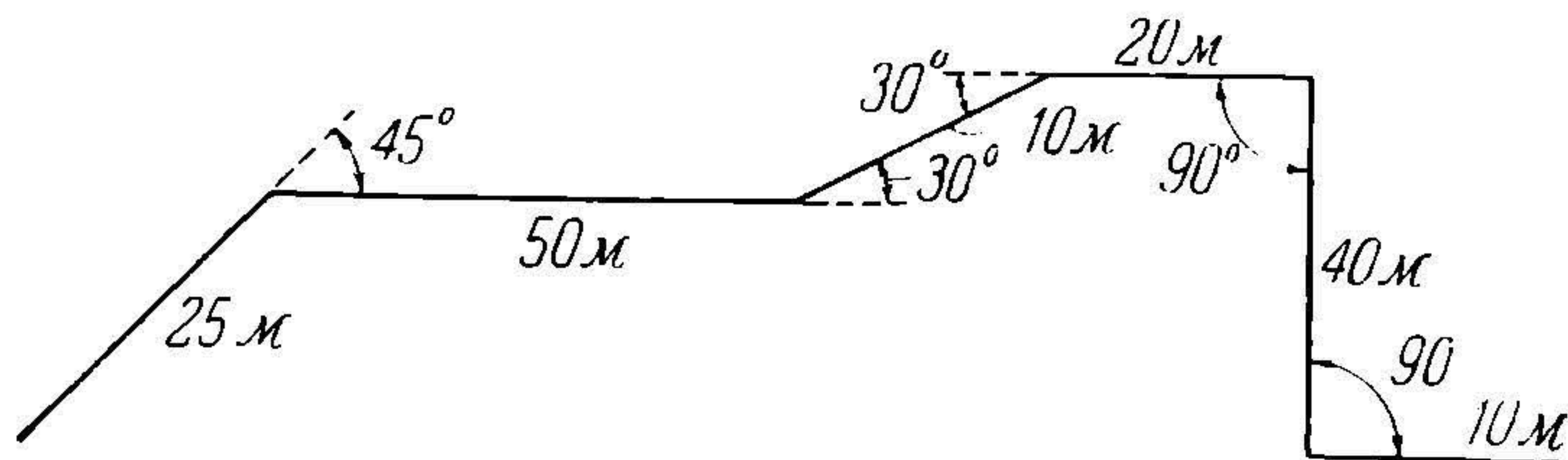


Рис. 35.

1. Определим потерянный напор на трение, пользуясь данными, полученными в примере на стр. 21; тогда имеем, что погонный потерянный напор для $c = 10$ м/сек и $D = 0,1$ м равен 0,11 м возд. ст., откуда полный потерянный напор на трение будет равен:

$$h_r = 0,11 \cdot 155 = 17,05 \text{ м возд. ст.}$$

Определение потери в коленах по формуле (107) при $\frac{D}{r_0} = 0,25$:

$$\xi_{30} = \frac{1}{6} (0,25 + 0,0634 \cdot 4) \approx \frac{0,5}{6} = 0,083$$

$$\xi_{45} = \frac{1}{4} (0,25 + 0,0634 \cdot 4) \approx \frac{0,5}{4} = 0,125$$

$$\xi_{90} = \frac{1}{2} (0,25 + 0,0634 \cdot 4) \approx \frac{0,5}{2} = 0,250$$

тогда согласно со схемой имеем полный потерянный напор от местных сопротивлений:

$$h_{ic} = (2 \xi_{30} + \xi_{45} + 2 \cdot \xi_{90}) \frac{c_0^2}{2g} = (0,166 + 0,125 + 0,5) 5,1 = 0,791 \cdot 5,1 = 4,03 \text{ м возд. ст.}$$

3. Определим полный потерянный напор всего трубопровода, тогда по правилу для последовательных трубопроводов имеем:

$$h = h_r + h_{ic} = 17,05 + 4,03 = 21,08 \text{ м возд. ст.}$$

§ 16. Параллельный трубопровод

Перейдем теперь к рассмотрению параллельного трубопровода, состоящего из n последовательных трубопроводов. Обозначая через H_k и Q_k расход и потерянный напор каждого отдельного трубопровода системы при $\gamma_k \approx \text{const}$, получаем такое выражение для потери энергии во всей системе:

$$W_r = \gamma \sum_{k=1}^{k=n} Q_k H_k, \quad (120)$$

причем полный расход через всю систему будет равен:

$$Q = \sum_{k=1}^{k=n} Q_k. \quad (121)$$

При установившемся движении в системе, при заданном полном расходе, распределение расходов по трубам должно быть такое, чтобы $W_r = \min.$, т. е.

$$\delta W_r = \gamma \sum_{k=1}^{k=n} \frac{\partial W_r}{\partial Q_k} \delta Q_k = \gamma \sum_{k=1}^{k=n} H_k \delta Q_k = 0. \quad (122)$$

Но ввиду постоянства полного расхода Q из уравнения (120) имеем:

$$\sum_{k=1}^{k=n} \delta Q_k = 0. \quad (123)$$

НБ
УДМУНТ
(ДМУТ)

и вычитая его из уравнения (122), сократив предварительно уравнение (122) на γ , имеем:

$$\sum_{k=1}^{k=n} (H_k - \Delta) \delta Q_k = 0. \quad (124)$$

Имея в виду, что из уравнения (115) всегда можно определить Q_n через остальные расходы, т. е. Q_n есть функция всех остальных Q_k , подберем Δ так, чтобы коэффициент при Q_n в уравнении (124) равнялся 0, т. е. чтобы

$$H_n = \Delta. \quad (125)$$

Тогда, так как все остальные δQ_k произвольны, необходимо, чтобы все их коэффициенты тождественно равнялись 0, т. е.

$$H_1 = H_2 = \dots = H_{n-1} = \Delta,$$

откуда следует, что все H_1, H_2, \dots, H_n равны между собой, т. е. во всех ветвях параллельного трубопровода потери энергии на 1 кг воздуха равны между собой. С другой стороны каждая ветвь системы есть последовательный трубопровод, тогда по формуле (112) мы можем написать, что:

$$H = K_1 Q_1^2 = K_2 Q_2^2 = \dots = K_n Q_n^2, \quad (126)$$

т. е. в параллельной системе произведение полного коэффициента потерь любой ветви на квадрат соответствующего расхода для всей системы постоянно.

Определяя из уравнения (126) Q_k через H и подставляя в уравнение (120), найдем такую зависимость между H и Q :

$$Q = \sqrt{H} \sum_{k=1}^n K_k^{-\frac{1}{2}} \quad (127)$$

или, вводя величину K , по формуле:

$$K^{-\frac{1}{2}} = \sum_{k=1}^n K_k^{-\frac{1}{2}} \quad (128)$$

найдем после подстановки уравнения (127), что

$$H = K Q^2, \quad (129)$$

а из уравнения (126) найдем:

$$Q_k = \sqrt{\frac{K}{K_k}} Q. \quad (130)$$

Указанный метод применим и для определения расхода при установившемся движении в разветвленных трубопроводах. При помощи формул (§ 15 и 16), можно произвести расчет любой воздушной трубопроводной системы.

§ 17. Смешение струй

В связи с расчетом параллельного трубопровода представляется весьма важным вопрос о смешении двух струй воздуха при слиянии двух трубопроводов. Можно считать, что в пневматических транспортных установках соединение труб производится так, как показано на рис. 36. Поэтому при выводе расчетной формулы смешения струй предположим, что струи входят в общий трубопровод параллельно друг к другу.

Пусть скорости, давления и сечения входящих труб соответственно равны c_1, c_2, p_1, p_2, F_1 и F_2 , а скорость, давление и сечение после смешения — c_0, p_0 и F_0 . Общий запас энергии входящих струй при постоянном удельном весе равен:

$$W = \gamma(Q_1 H_1 + Q_2 H_2), \quad (131)$$

где:

$$Q_1 = c_1 F_1; \quad Q_2 = c_2 F_2 \quad (132)$$

и

$$H_1 = \frac{c_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma}; \quad H_2 = \frac{c_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma}; \quad (133)$$

Запас энергии после смешения:

$$W_0 = \gamma Q_0 H_0, \quad (134)$$

где:

$$Q_0 = c_0 F_0, \quad (135)$$

$$H_0 = \frac{c_0^2}{2g} + \frac{p_0}{\gamma} \quad (136)$$

Рис. 36. Соединение трубопроводов. причем:

$$Q_0 = Q_1 + Q_2 \quad (137)$$

и значит изменение энергии на 1 кг воздуха будет равно:

$$\Delta h = \frac{W - W_0}{\gamma Q_0} = \frac{Q_1}{Q_0} \left[\frac{c_1^2 - c_0^2}{2g} + \frac{p_1 - p_0}{\gamma} \right] + \frac{Q_2}{Q_0} \left[\frac{c_2^2 - c_0^2}{2g} + \frac{p_2 - p_0}{\gamma} \right], \quad (138)$$

откуда, вводя отношения:

$$k_1 = \frac{c_1}{c_0}; \quad k_2 = \frac{c_2}{c_0}; \quad \varepsilon_1 = \frac{p_1}{p_0}; \quad \varepsilon_2 = \frac{p_2}{p_0}; \quad \frac{Q_1}{Q_0} = m_1; \quad \frac{Q_2}{Q_0} = m_2 \quad (139)$$

имеем:

$$\Delta h = \frac{c_0^2}{2g} [m_1 (k_1^2 - 1) + m_2 (k_2^2 - 1)] + \frac{p_0}{\gamma} [m_1 (\varepsilon_1 - 1) + m_2 (\varepsilon_2 - 1)], \quad (140)$$

причем по уравнению (137)

$$m_1 + m_2 = 1.$$

Теперь определим изменение количества движения струй, входящих и выходящих из объема $ABCD$. Через сечение AB в единицу времени входит количество движения, равное:

$$\frac{\gamma}{g} (Q_1 c_1 + Q_2 c_2),$$

а через сечение CD выходит количество движения равное:

$$\frac{\gamma}{g} Q_0 c_0,$$

тогда изменение количества движения будет:

$$\frac{\gamma}{g} Q_1 (c_1 - c_0) + \frac{\gamma}{g} Q_2 (c_2 - c_0). \quad (141)$$

Теперь найдем импульс внешних действующих сил за 1 секунду на объем $ABCD$ по оси трубы. Этот импульс будет равен (силами трения пренебрегаем):

$$p_1 F_1 + p_2 F_2 - p_0 F_0 + R, \quad (142)$$

где R — проекция реакции стенок трубы на ее ось. По закону количеств движения выражение (142) должно равняться с обратным знаком выражению (141), т. е.

$$\frac{\gamma}{g} Q_1 (c_1 - c_0) + \frac{\gamma}{g} Q_2 (c_2 - c_0) = p_0 F_0 - p_1 F_1 - p_2 F_2 - R. \quad (143)$$

Разделим уравнение (143) на F_0 и γ , тогда имеем:

$$\frac{Q_1}{F_0} \frac{c_1 - c_0}{g} + \frac{Q_2}{F_0} \frac{c_2 - c_0}{g} = \frac{p_0}{\gamma} - \frac{p_1}{\gamma} \frac{F_1}{F_0} - \frac{p_2}{\gamma} \frac{F_2}{F_0} - \frac{R}{\gamma F_0}. \quad (144)$$

Пользуясь соотношениями (139), можно написать:

$$\left. \begin{aligned} \frac{Q_1}{F_0} &= m_1 \frac{Q_0}{F_0} = m_1 c_0; & \frac{Q_2}{F_0} &= m_2 \frac{Q_0}{F_0} = m_2 c_0. \\ \frac{F_1}{F_0} &= \frac{Q_1}{Q_0} \frac{c_0}{c_1} = \frac{m_1}{k_1}; & \frac{F_2}{F_0} &= \frac{Q_2}{Q_0} \frac{c_0}{c_2} = \frac{m_2}{k_2} \end{aligned} \right\} \quad (145)$$

и значит имеем:

$$\frac{c_0^2}{g} [m_1 (k_1 - 1) + m_2 (k_2 - 1)] = \frac{p_0}{\gamma} \left[1 - \varepsilon_1 \frac{m_1}{k_1} - \varepsilon_2 \frac{m_2}{k_2} \right] - \frac{R}{\gamma F_0}. \quad (146)$$

Если $F_0 \gg F_1 + F_2$, то можно считать:

$$R = F_0 \left[m_1 \frac{k_1 - 1}{k_1} p_1 + m_2 \frac{k_2 - 1}{k_2} p_2 \right] \quad (147)$$

и тогда после подстановки выражения (147) в (146) имеем:

$$\begin{aligned} \frac{c_0^2}{g} [m_1 (k_1 - 1) + m_2 (k_2 - 1)] &= \frac{p_0}{\gamma} [1 - \varepsilon_1 m_1 - \varepsilon_2 m_2] = \\ &= - \frac{p_0}{\gamma} [m_1 (\varepsilon_1 - 1) + m_2 (\varepsilon_2 - 1)]. \end{aligned} \quad (148)$$

Из сравнения уравнения (148) с (140) видно, что Δh может быть представлено таким образом через скоростной напор после смешения:

$$\Delta h = \frac{c_0^2}{2g} [m_1 (k_1 - 1)^2 + m_2 (k_2 - 1)^2], \quad (149)$$

где

$$m_1 + m_2 = 1. \quad (150)$$

Формула (149) представляет потерю напора при смешении струй. Из этой формулы при $m_2 = 0$ и значит при $m_1 = 1$ получаем формулу Борда:

$$\Delta h = \frac{c_0^2}{2g} (k_1 - 1)^2. \quad (151)$$

Найдя по формуле (149) Δh , можно воспользоваться уравнением (138) для определения $\frac{p_0}{\gamma}$, т. е.

$$\frac{p_0}{\gamma} = \frac{W - \gamma Q_0 \Delta h}{\gamma Q_0} = \frac{W}{\gamma Q_0} - \Delta h. \quad (152)$$

Полученные уравнения могут быть приложены к элементарному расчету эжекции струи воздуха другой струей. Действительно пусть нам известны следующие величины: c_1 , $p_1 = p_2$, F_1 , F_2 и F_0 и давление при входе во вторую трубу p_a . Необходимо определить c_0 , p_0 , W , W_0 , Δh , Q_1 , Q_2 и Q_0 . Не приводя всех выкладок подробно, укажем формулы, по которым последовательно определяются все эти величины:

$$c_2 = \varphi \sqrt{2g \frac{p_a - p_2}{\gamma}} \quad \text{при} \quad \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \xi}}, \quad (153)$$

где ξ общий коэффициент потерь всего второго трубопровода:

$$Q_1 = c_1 F_1; \quad Q_2 = c_2 F_2; \quad Q_0 = Q_1 + Q_2; \quad (154)$$

$$c_0 = \frac{Q_0}{F_0}; \quad (155)$$

$$m_1 = \frac{Q_1}{Q_0}; \quad m_2 = \frac{Q_2}{Q_0}; \quad (156)$$

$$k_1 = \frac{c_1}{c_0}; \quad k_2 = \frac{c_2}{c_0}; \quad (157)$$

$$\Delta h = \frac{c_0^2}{2g} [m_1 (k_1 - 1)^2 + m_2 (k_2 - 1)^2]; \quad (158)$$

$$W = \gamma (Q_1 H_1 + Q_2 H_2) \quad (159)$$

и значит

$$\frac{p_0}{\gamma} = \frac{W}{\gamma Q} - \Delta h. \quad (160)$$

Обычно p_2 зависит от p_1 и p_a , причем $p_1 < p_2 < p_a$. В некоторых случаях задаются значения c_2 вместо p_2 .

В том случае, если $F_0 \leq F_1 + F_2$, или если имеется небольшое плавное расширение, потеря на смешение будет меньше, чем вычисленная по выражению (149); приближенно можно считать, что в этом случае

$$\Delta h_1 = \alpha \Delta h, \quad (161)$$

где α будет в пределах $0,4 \leq \alpha \leq 0,9$, а Δh определяется по выражению (149).

В случае если струя разветвляется, как указано на рис. 36-б, то для нахождения коэффициента потерь пользуются графиком (рис. 37), причем найденное значение по этому графику умножают

на коэффициент, полученный для колена по графику, изображенному на рис. 34. Коэффициент потерь для ветвей (рис. 38) будет зависеть от угла δ , если диаметры труб равны (см. табл. 11).

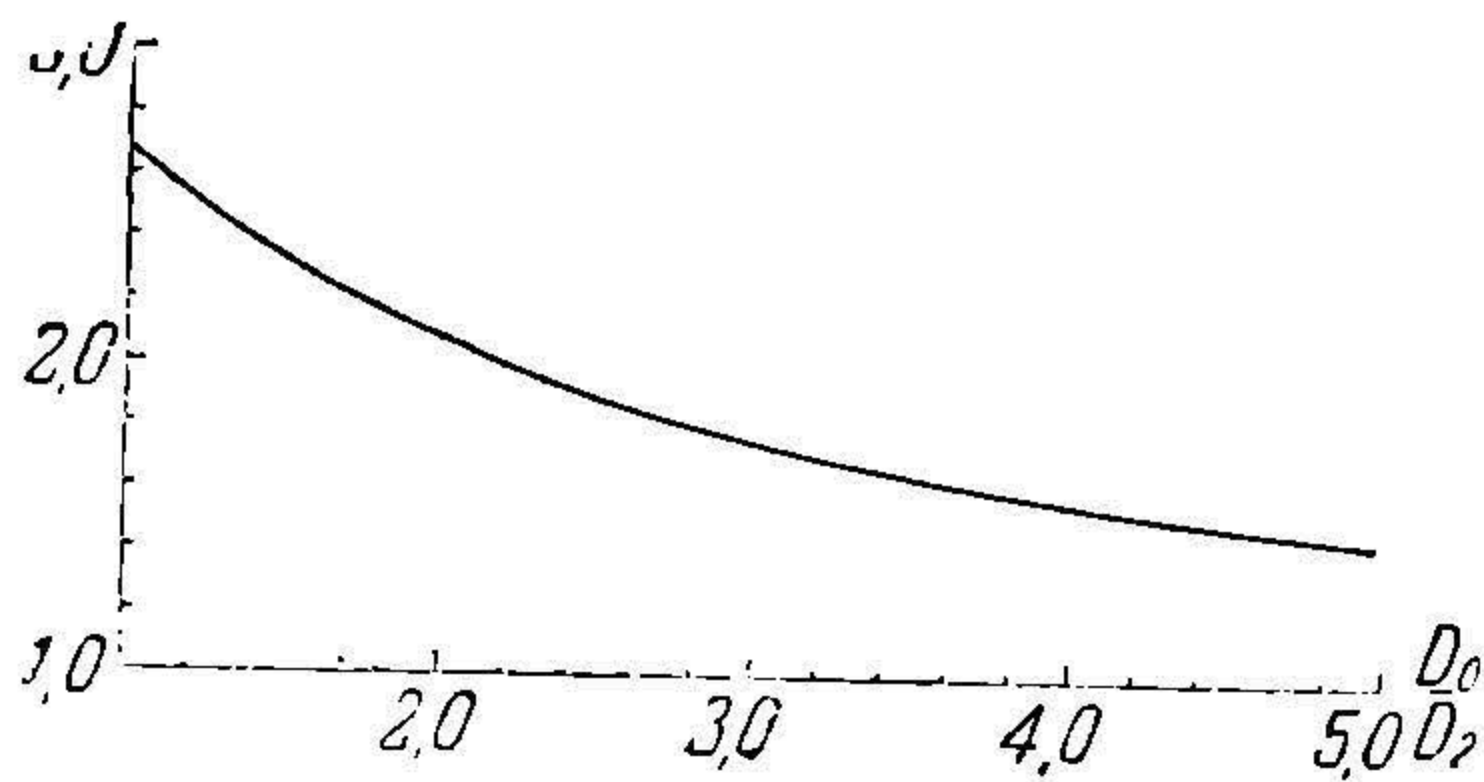


Рис. 37. Дополнительный коэффициент потерь в ответвлениях.

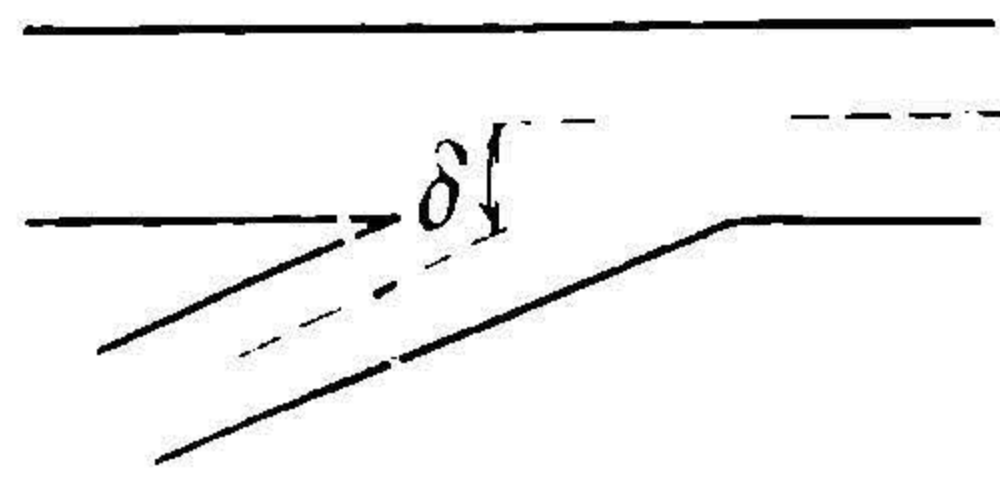


Рис. 38. Угловое разветвление.

ТАБЛИЦА 11

Зависимость ξ от угла δ для ветвей трубопровода, отнесенная к скоростному напору в ветви (рис. 38)

	15°	30°	45°	60°
	0,009	0,170	0,220	0,440

Если струя воздуха вытекает в весьма большой сосуд (рис. 39), то воздух, окружающий эту струю, тоже приходит в движение, причем давление по всей струе будет равно давлению в окружающем пространстве и из закона количества движения можно заключить, что наибольшая скорость в поперечном сечении струи будет обратно пропорциональна расстоянию от отверстия. Скорости в струе распределяются, как показано на рис. 39.

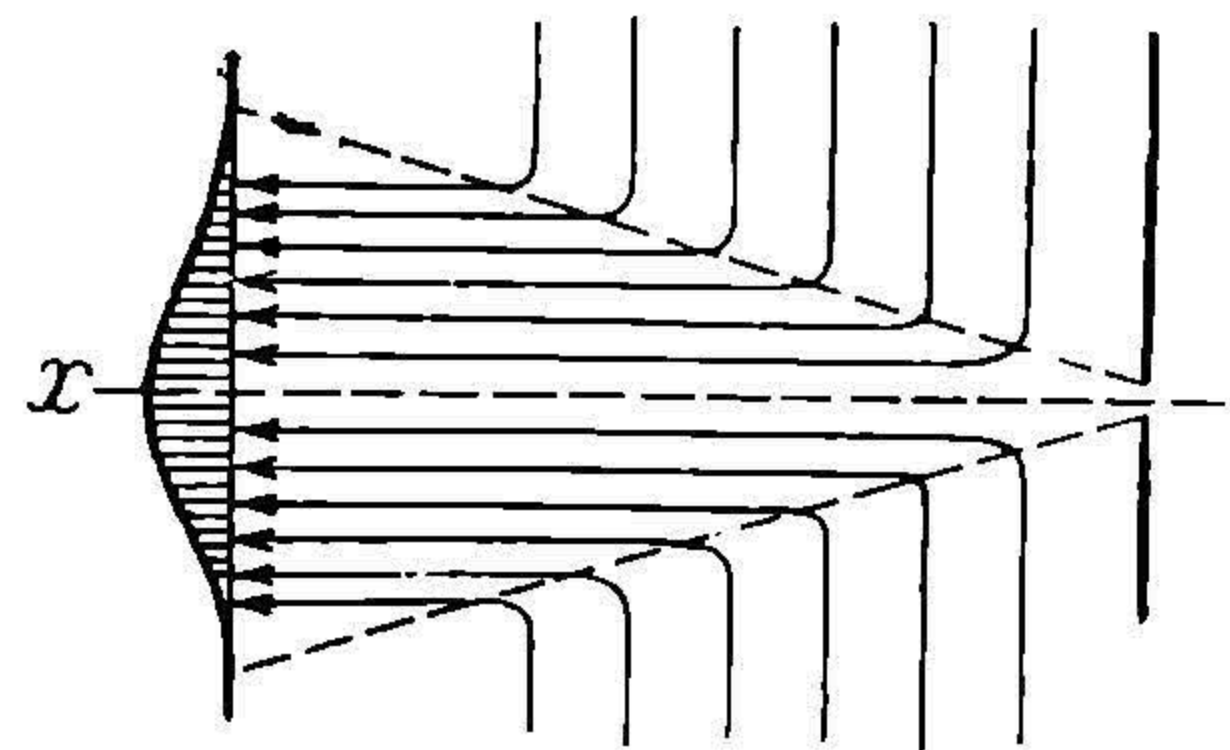


Рис. 39. Истечение в атмосферу.

Пример: Определить потерянный напор в разветвленном всасывающем трубопроводе, указанном на рис. 40.

1. Принимая во внимание формулу (126), имеем:

$$K_1 Q_1^2 = K_2 Q_2^2$$

или после подстановки значений K_1 , K_2 и преобразований имеем такое равенство:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \left(\frac{D_2}{D_1} \right)^5 = \frac{l_2}{l_1} \left(\frac{Q_2}{Q_1} \right)^2 = \frac{30}{20} \left(\frac{2}{1} \right)^2 = \frac{3}{2} \cdot 4 = 6.$$

Если принять формулу Веймута (57), имеем:

$$\left(\frac{D_2}{D_1} \right)^{\frac{16}{3}} = 6,$$

НБ
УДУНТ
(ДІТ)

откуда:

$$\frac{D_2}{D_1} = 6^{\frac{3}{16}} = 1,39.$$

Принимая скорость $c_1 = 20$ м/сек, получаем:

$$D_1 = \sqrt{\frac{4Q_1}{\pi c_1}} = 0,253 \text{ м}$$

и значит

$$D_2 = 1,39 \cdot 0,253 = 0,352 \text{ м},$$

откуда:

$$c_2 = \frac{4Q_2}{\pi D_2^2} = 20,5 \text{ м/сек.}$$

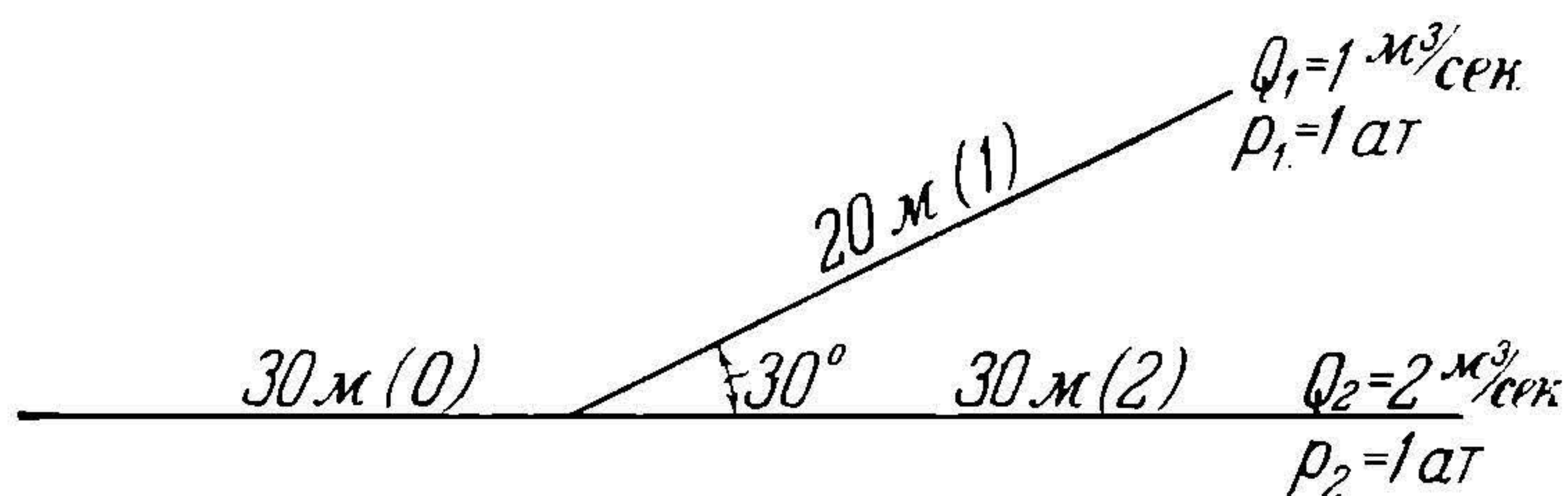


Рис. 40.

2. Определим потерю на трение в этих трубах по формуле

$$h_{r_1} = K_1 Q_1^2,$$

но так как:

$$K_1 = \frac{8}{\pi^2 g} \lambda_1 \frac{l_1}{D_1^5} = \frac{8}{\pi^2 g} \cdot 0,0094 \cdot 20 \cdot 0,253^{\frac{16}{3}} = 22,7,$$

то получаем:

$$h_{r_1} = 22,7 \cdot 1 = 22,7 \text{ м возд. ст.}$$

3. Примем в трубе (0) скорость $c_0 = 20$ м/сек; ее диаметр будет:

$$D_0 = \sqrt{\frac{4Q_0}{\pi c_0}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 3}{\pi \cdot 20}} = 0,487 \text{ м},$$

так как $Q_0 = Q_1 + Q_2 = 3$ м³/сек. Определим сопротивление в этой трубе по формуле $h_{r_0} = K_0 Q_0^2$:

$$h_{r_0} = \frac{8}{\pi^2 g} \cdot 0,0094 \cdot 30 \cdot 0,487^{\frac{-16}{3}} \cdot 3 = 3,05 \text{ м возд. ст.}$$

4. Определим потери на разветвление по формуле (149):

$$\begin{aligned} \Delta h &= \frac{20^2}{2g} \left[\frac{1}{3} (1 - 1)^2 + \frac{2}{3} (1,025 - 1)^2 \right] = \\ &= 20,4 \cdot \frac{2}{3} \cdot 0,006 = 0,008 \text{ м возд. ст.} \end{aligned}$$

В конической расширяющейся части газомера Вентури, как во всяком расширении, происходит потеря напора на расширение и трение, ввиду этого давление p_1 после расширения меньше, чем при входе CD . На рис. 41 показано изменение давления по оси трубы водомера.

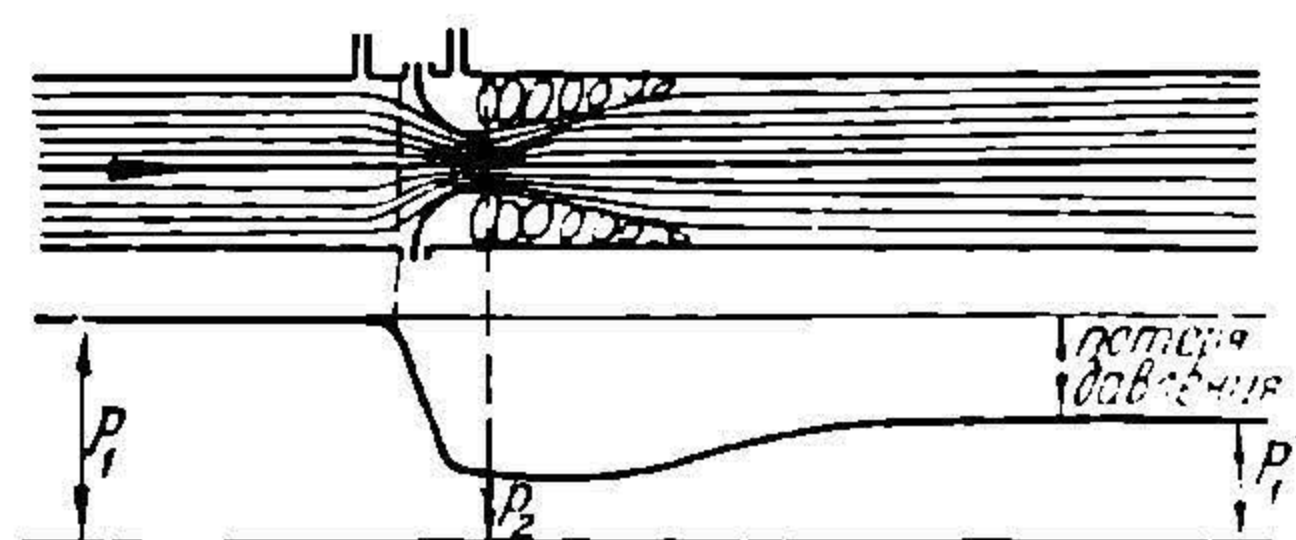


Рис. 42. Мерительное сопло.

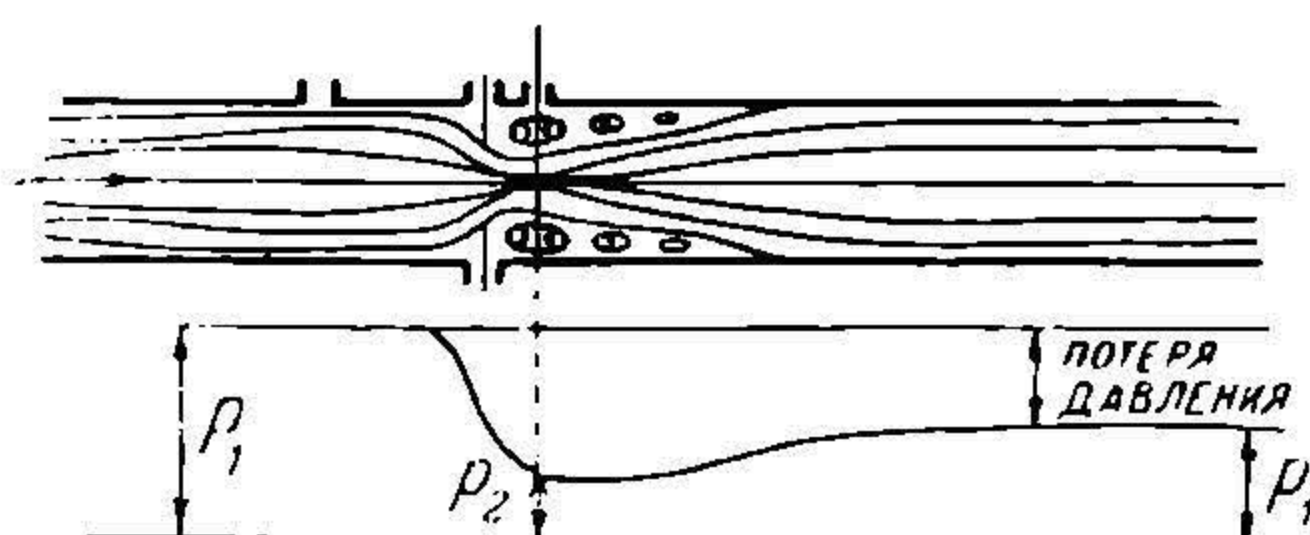


Рис. 43. Мерительная диафрагма.

На том же принципе измерения основаны мерительные сопла и диафрагмы (рис. 42 и 43), но только потеря напора в них больше, чем в газомере Вентури, причем наибольшая потеря получается в диафрагмах. Для сопел и диафрагм необходимо учесть также коэффициент сжатия струи, который для мерительных сопел нормального образца (рис. 44) равен 0,98. Для диафрагм нормального образца (рис. 45) имеем такую формулу:

$$Qg = \alpha k F_2 \sqrt{2gh}, \quad (165)$$

где α зависит от давления и величины m . Для давления порядка 400 мм H_2O значения α даны в табл. 12.

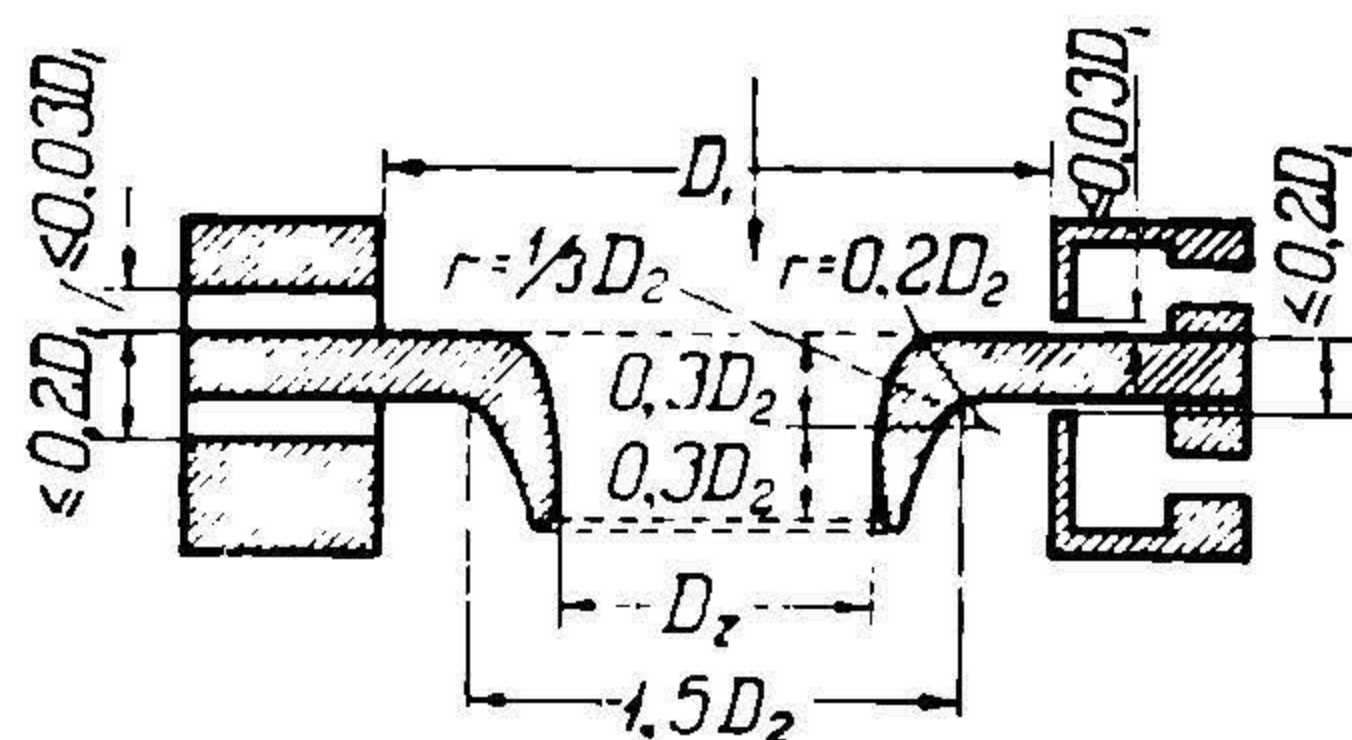


Рис. 44. Нормальное сопло.

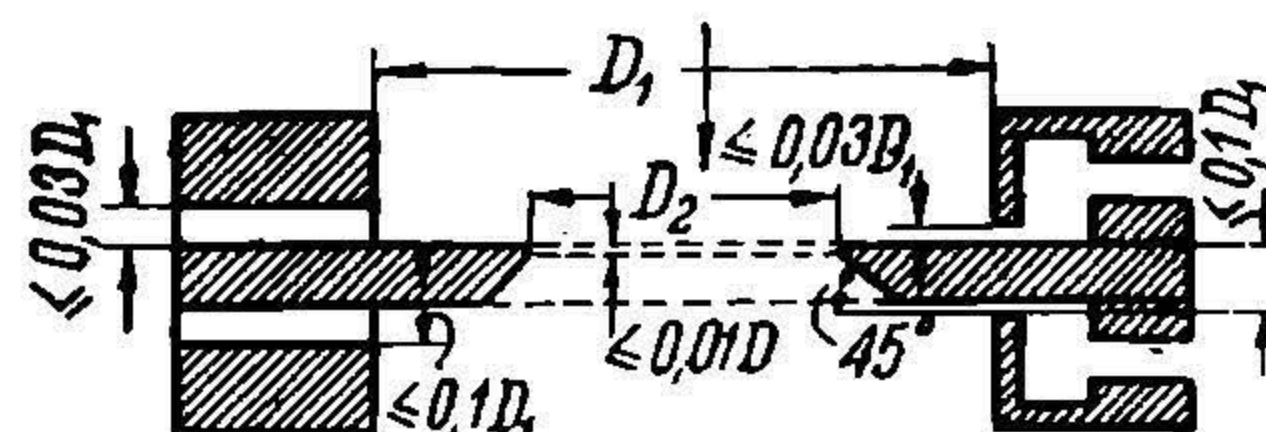


Рис. 45. Нормальная диафрагма.

ТАБЛИЦА 12

Зависимость коэффициента сжатия α от m

m	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70	0,75
	0,61	0,615	0,625	0,635	0,645	0,660	0,680	0,700	0,725	0,755	0,795	0,845	0,910

Для измерения скоростей в трубах применяются трубки Пито различного типа. Они различаются между собой конструкцией головной части, а также формой и расположением отверстий для

измерения пьезотермического напора. На рис. 46 *a* и *b* приведены различные типы этих трубок. Скорость измеряется при помощи дифференциального манометра, показывающего разность полного напора в сечении *AB* и пьезометрического напора в сечении *CD*. Выражая этот напор в метрах воздушного столба, имеем такое значение скорости:

$$c = \varphi \sqrt{2gh}, \quad (166)$$

где φ — поправочный коэффициент данной конструкции трубки, порядка 0,98—1,0, если трубка установлена по оси потока в обратную сторону его движению.

Трубка Пито дает среднюю по времени скорость в данной точке сечения. Измеряя скорость в различных сечениях, можно вычислить приближенно средний расход с тем большей точностью, чем больше отдельных скоростей будет измерено.

Для измерения давлений и разрежений применяются обыкновенные манометры и вакуумметры. Для малых давлений применяются микроманометры, отличающиеся от обыкновенных манометров только тем, что имеют наклонную трубку, и поэтому давление будет пропорционально числу их делений, умноженному на синус угла наклона.

Если необходимо измерение температур, то для технических целей можно воспользоваться либо ртутным термометром, либо термометром сопротивления.

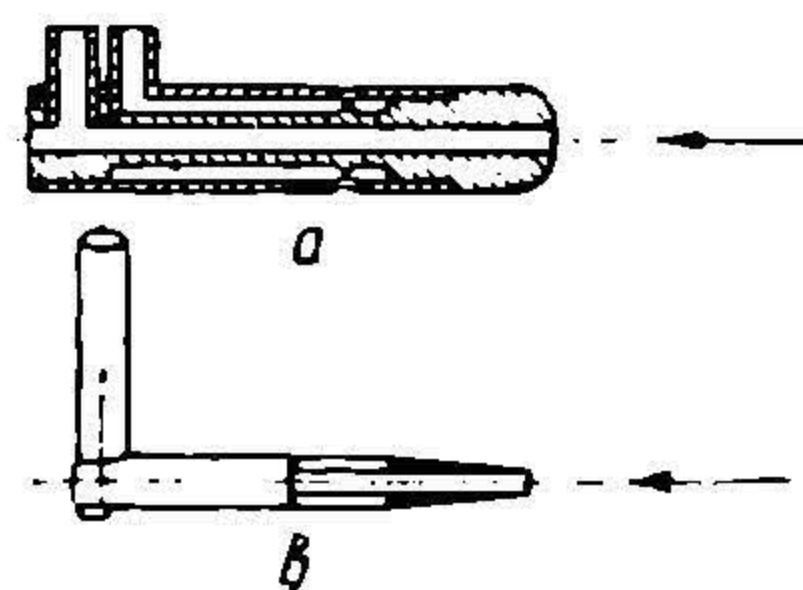


Рис. 46. Трубка Пито

Глава II

ДВИЖЕНИЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА В ПОТОКЕ ВОЗДУХА

§ 19. Взаимодействие твердого тела и потока воздуха

Рассмотрим твердое тело, помещенное в поток воздуха в трубе, причем предположим, что размеры тела настолько малы сравнительно с размерами трубы, что тело находится на достаточно большом расстоянии от стенок трубы,

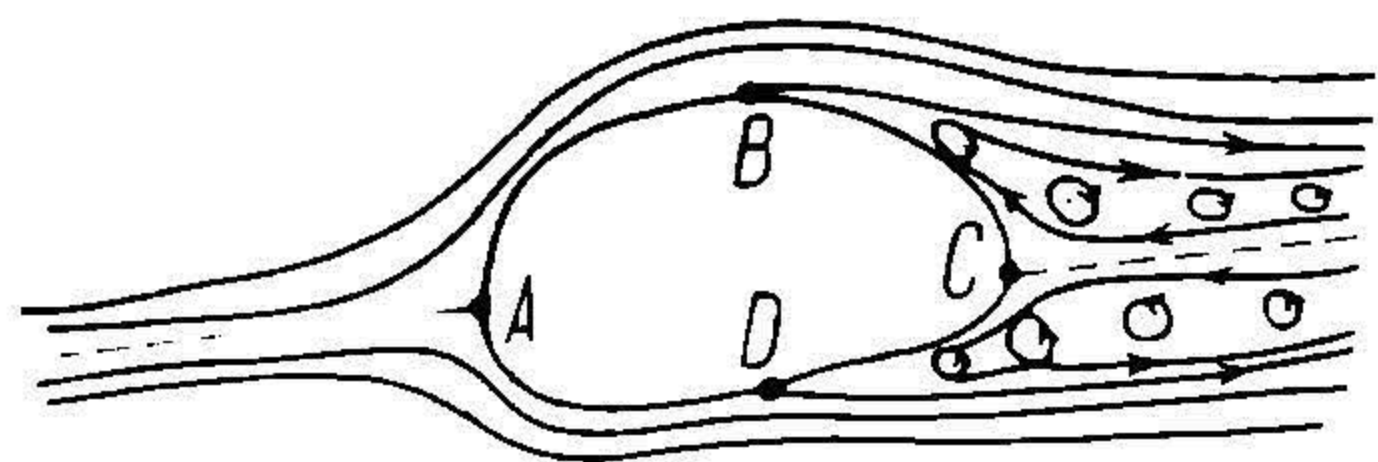


Рис. 47. Обтекание со срывом.

т. е. что можно пренебречь влиянием стенок трубы на взаимодействие потока с телом. Из сказанного следует, что можно рассматривать в первом приближении действие безграничного потока на тело. Для вычисления силы этого действия, рассмотрим различные явления, определяющие общие действия потока на тело. Для этого разберем процесс набегания потока на тело и схода потока с его поверхности, причем будем считать воздух несжимаемым.

Газовая частица, впервые соприкоснувшись с поверхностью тела в точке *A* (рис. 47), будет следовать по поверхности тела и

этим самым будет изменять первоначальное направление своего движения и направления движения соседних частиц, которые не будут иметь непосредственного соприкосновения с поверхностью твердого тела. При движении частицы на участке AB скорость ее увеличивается и становится максимальной в точке B . Если за этой

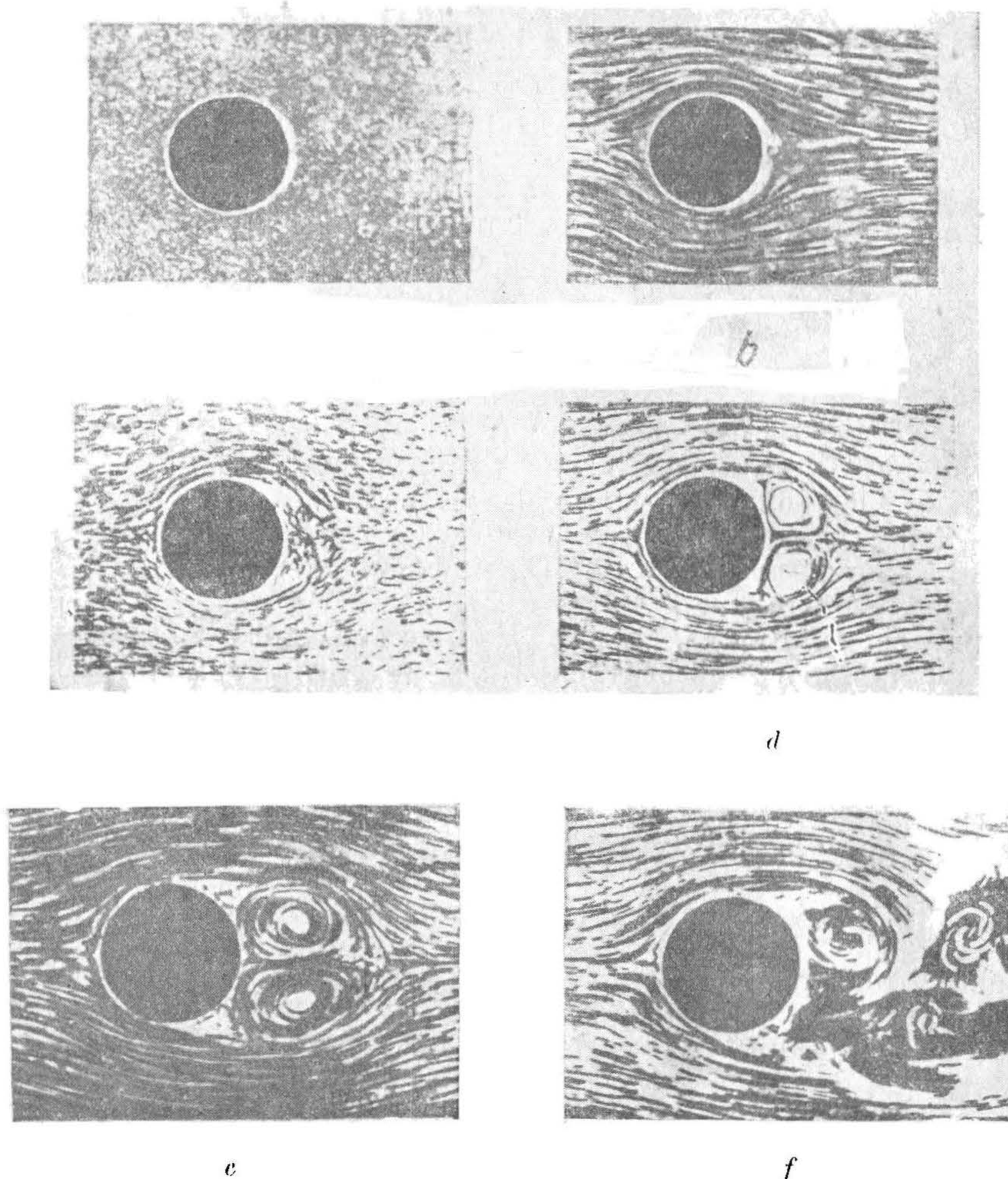


Рис. 48. Образование вихрей закругленных и цилиндрических.

точкой профиль тела будет резко искривляться, то вследствие инерции частица сорвется с поверхности тела и тем самым образует вакуум вблизи точки срыва, в который будет засасываться воздух, находящийся за телом (BC).

Засасываемые таким образом газовые частицы, соприкоснувшись со срывающейся струей, будут увлекаться последней и, в виду этого, вблизи точки срыва будет образовываться вихрь. Этот вихрь с течением времени станет захватывать все большее и большее количество частиц и при определенных своих размерах, не позво-

УДМУНТ
(ДНТ)

ляющих ему удержаться на поверхности тела, он будет срываться с него и уноситься по направлению общего потока воздуха. На месте сорвавшегося вихря опять образуется вакуум, в котором вновь будет образовываться вихрь и процесс повторится (рис. 47).

Подтекающая к разряжению струя воздуха и движение частиц вихря для своего поддержания будут отнимать энергию от общего потока, т. е. будут уменьшать энергию всего потока и создавать изменение (потерю) количества движения всего потока. Тогда, на основании закона количества движения, это изменение количества движения вызовет импульс внешних действующих сил на поток, который при высказанных предположениях будет сводиться к реакции тела на поток, направленной в обратную сторону от направления движения потока. Следовательно поток будет действовать на тело так, что главный вектор всех сил давления потока на тело будет равным по величине и обратным по направлению реакции тела на поток. Главный вектор всех сил давления можно также вы-

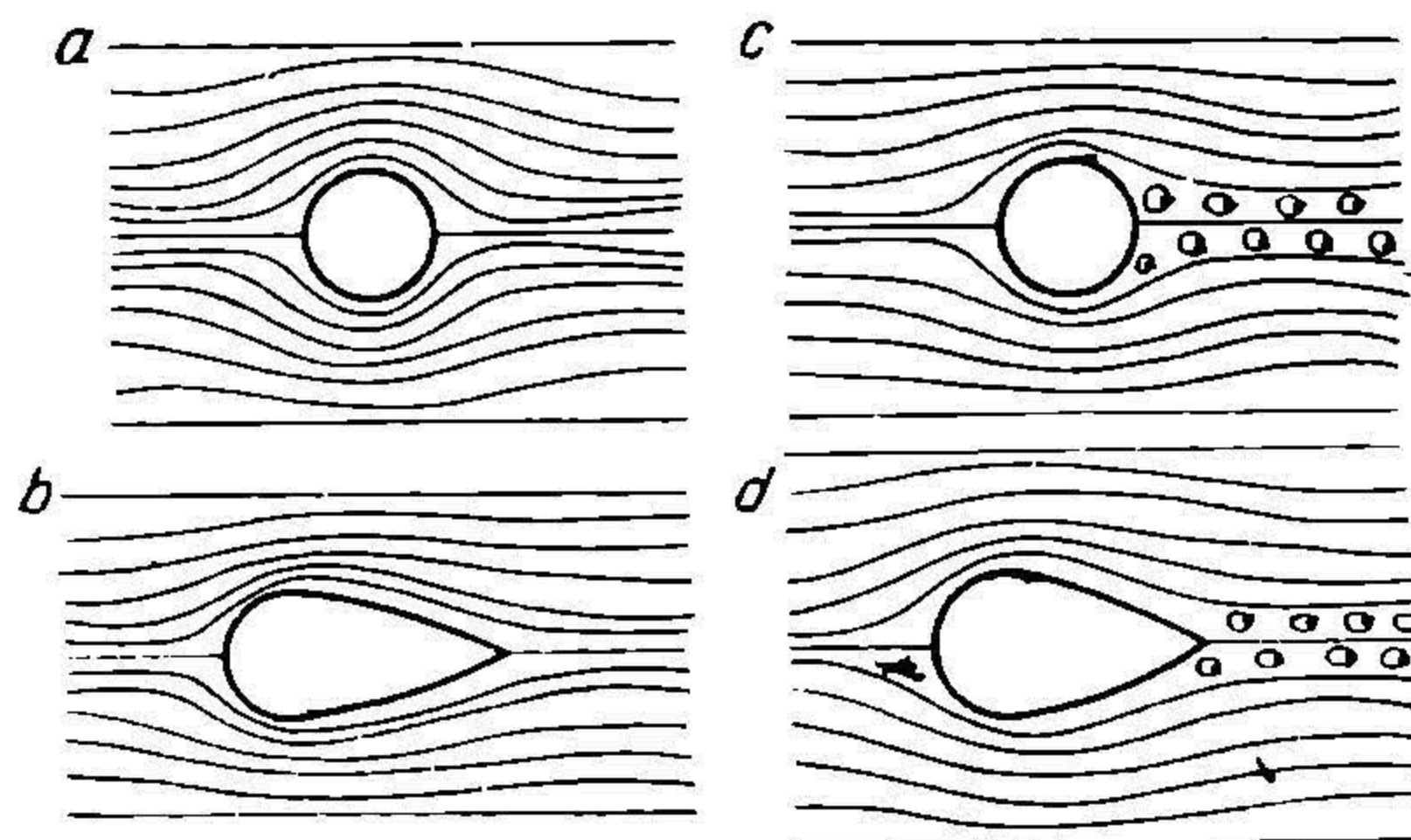


Рис. 49. Симметричное обтекание.

числить, если знать разность давлений на частях DAB поверхности тела, причем необходимо помнить, что на DAB давление больше, чем на BCD и, строго говоря, эта разность давлений будет периодически изменяться вследствие срыва вихрей. Главный вектор сил — давление на поверхность тела, — полученный таким образом, назовем динамическим давлением потока на тело. На рис. 48

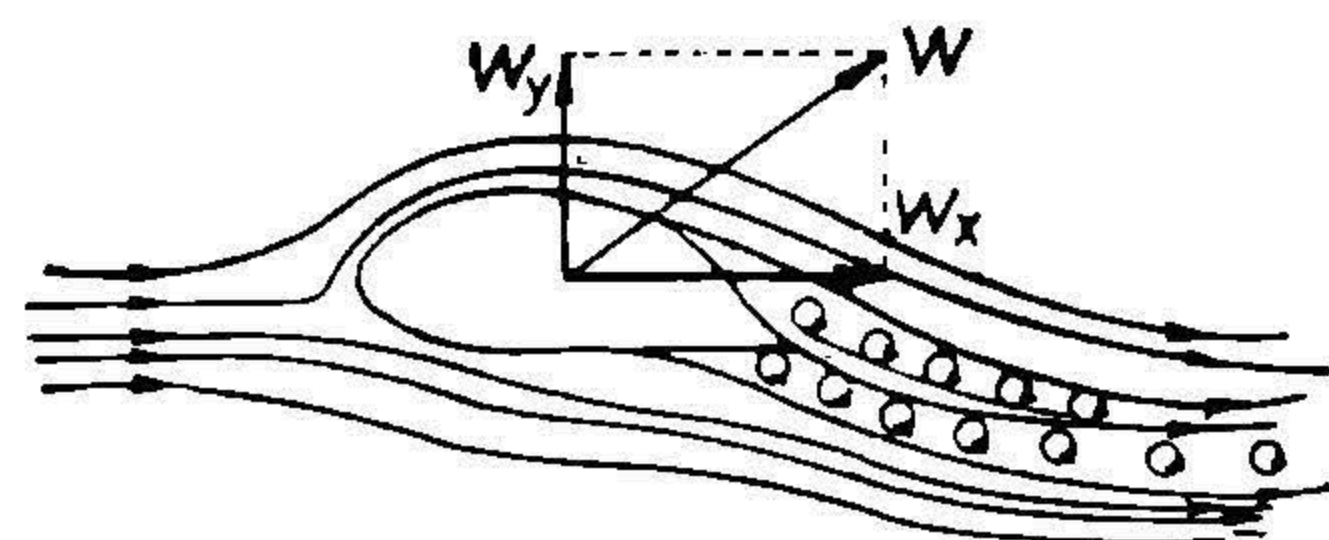


Рис. 50. Несимметричное обтекание.

$a-f$ даны снимки образования вихрей при обтекании кругового цилиндра.

В действительности кроме динамического давления на тело будет еще действовать главный вектор всех сил трения между частицами потока и поверхностью тела. Таким образом полная сила давления потока на тело будет равна

геометрической сумме главных векторов динамических сил и сил трения, причем при плавном обтекании потока без срыва струй (рис. 49 a и b) будет сохраняться только составляющая трения, а при теле с весьма гладкими поверхностями, но при неплавном обтекании (рис. 49 c и d), т. е. при обтекании со срывом струй, доминирующее значение будет иметь динамическая сила.

Если тело симметрично относительно оси движения потока, то сила давления будет направлена по оси потока (рис. 49). Если же тело несимметрично, или если распределение скоростей в потоке до набегания на тело было несимметрично, то сила направлена под углом к оси потока (рис. 50). В последнем случае, разлагая

общую силу по направлению набегающего потока и перпендикулярно ему, получаем две составляющие общей силы давления, которые соответственно называются силой лобового давления и подъемной силой.

Подъемная сила будет направлена в сторону больших скоростей обтекания, так как на этой стороне будет большее разрежение, что может быть получено из рассмотрения уравнения Бернулли.

§ 20. Лобовое давление

Для вычисления динамического лобового давления рассмотрим случай симметричного обтекания тела (рис. 51). Обозначим максимальное к оси симметрии сечение тела через r_m и будем называть его „миделевым“ сечением тела. Как уже было указано в § 19, срывающиеся за телом вихри уносят некоторое количество вращательного движения газовых частиц, принадлежащих этим вихрям. Предполагая, что вихри равномерно срываются со всей поверхности тела BCD

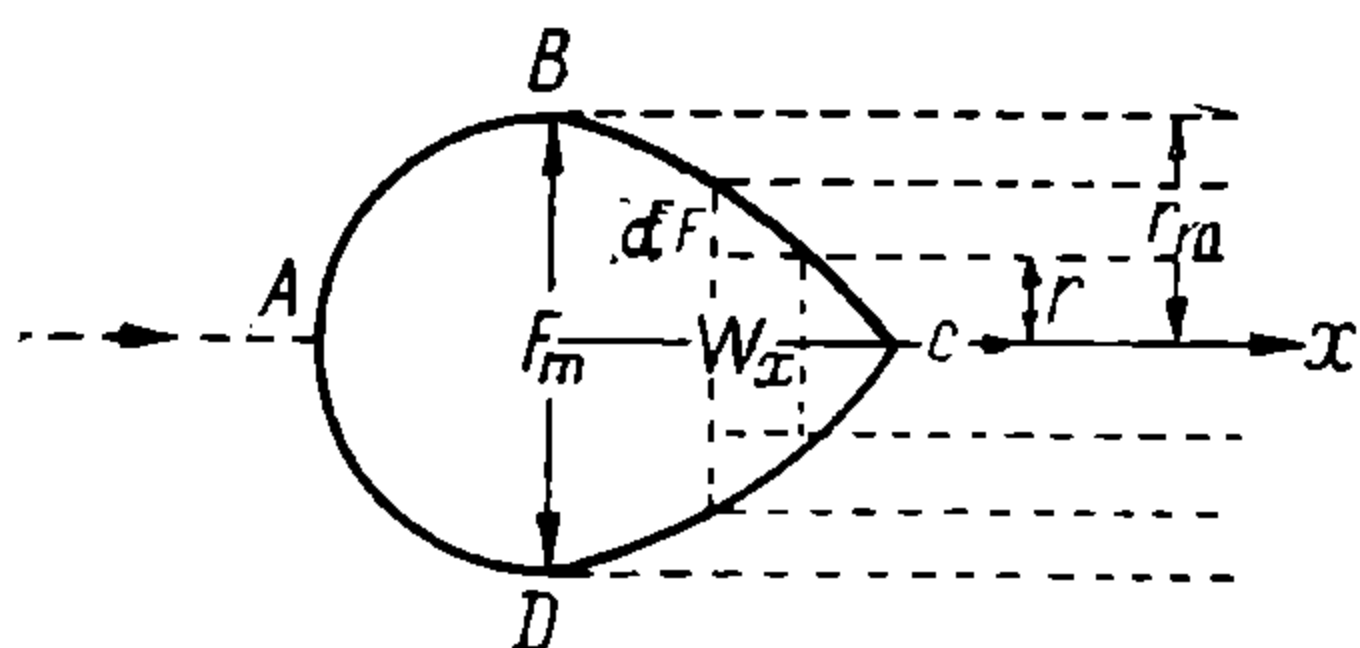


Рис. 51. Лобовое давление.

в виде колец, можно подсчитать объем сорванного вихря с элемента поверхности тела, проекция которого на r_m будет равна dF_m , за время dt по формуле:

$$dF_m dx = \pi dx d(r^2).$$

Пусть u часть скорости газовых частиц, которая теряется вследствие рассеяния вращательных движений срывающихся вихрей. Тогда потеря количества движения элементарного срывающегося вихря за dt будет равна:

$$\frac{\gamma}{g} \pi dx u d(r^2),$$

а значит полная потеря количества движения от всех срывающихся вихрей будет:

$$\pi \frac{\gamma}{g} \int_0^{r_m} u d(r^2) dx,$$

если предположить, что вихри срываются со всей поверхности BCD . Но по сказанному в § 19 это количество движения должно равняться импульсу динамического давления на тело, т. е. должно существовать равенство:

$$W_x dt = \pi \frac{\gamma}{g} \int_0^{r_m} u d(r^2) dx$$

или после деления на dt и введения скорости движения центра инерции элементарного вихря:

$$c_1 = \frac{dr}{dt} \quad (167)$$

имеем, что:

$$W_x = \frac{\gamma}{g} \int_0^{r_m} c_1 u d(r^2). \quad (168)$$

Предположим, что c_1 зависит от расстояния до оси симметрии, а u — кроме того и от угла наклона касательной, т. е. от ϑ , таким образом

$$c_1 = c_0 \frac{r}{r_m} \quad u = c_0 \frac{r}{r_m} \left(1 - \frac{r^2}{r_m^2}\right) \sin \vartheta, \quad (169)$$

тогда имеем такое выражение для W_x :

$$W_x = \frac{c_0^2}{g} F_m \int_0^1 \rho^2 (1 - \rho^2) \sin \vartheta d(\rho^2), \quad (170)$$

где $\rho = \frac{r}{r_m} < 1$. Вводя обозначение:

$$k_x = 2 \int_0^1 \rho^2 (1 - \rho^2) \sin \vartheta d(\rho^2) \quad (171)$$

окончательно имеем:

$$W_x = k_x \gamma F_m \frac{c_0^2}{2g}, \quad (172)$$

т. е. сила динамического давления прямо пропорциональна удельному весу воздуха, миделевому сечению тела и скоростному напору потока.

Приложим формулу (171) к частным случаям.

1. Шар. Из рис. 52 следует, что:

$$r = r_m \cos \vartheta$$

или

$$\rho = \cos \vartheta$$

значит:

$$k = -2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \vartheta (1 - \cos^2 \vartheta) \sin \vartheta d \cos^2 \vartheta = 0,228.$$

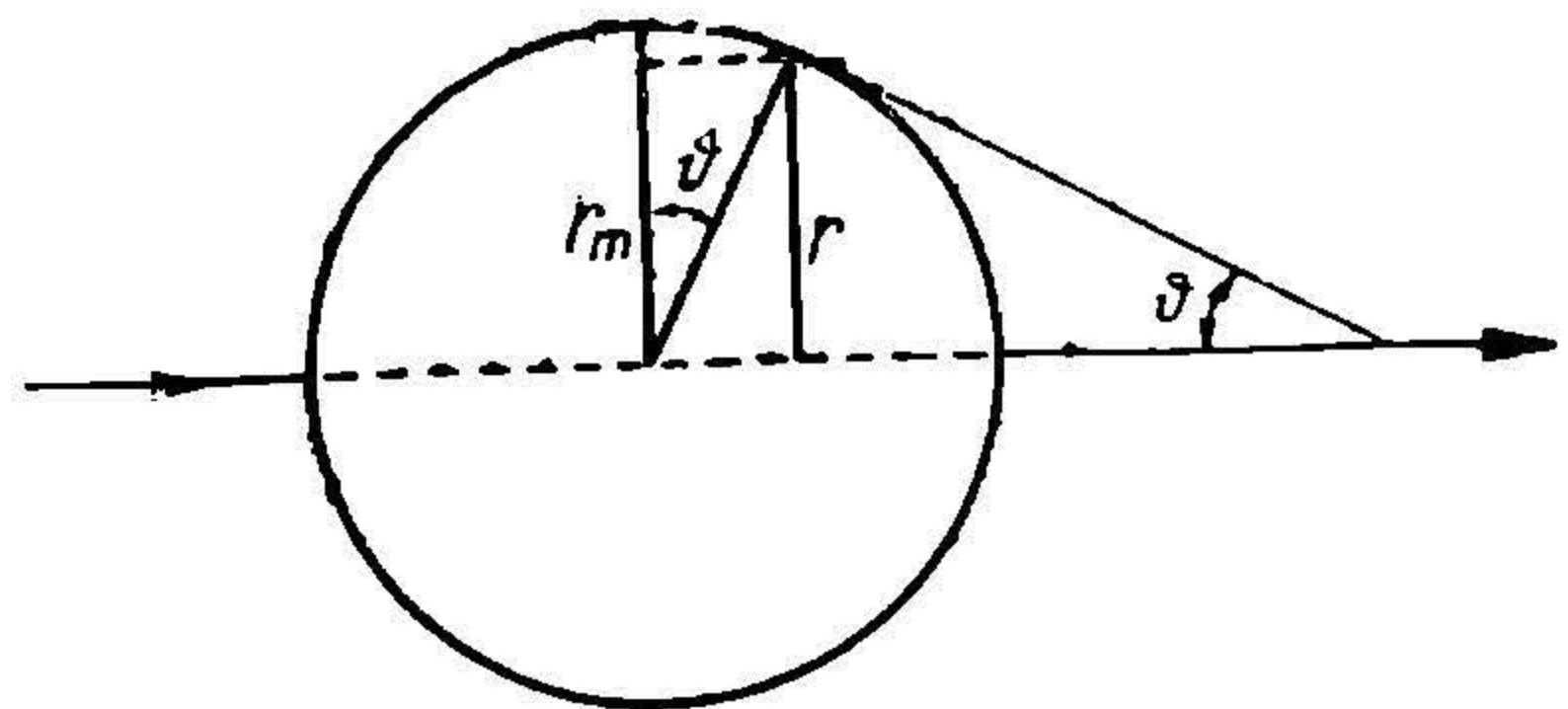
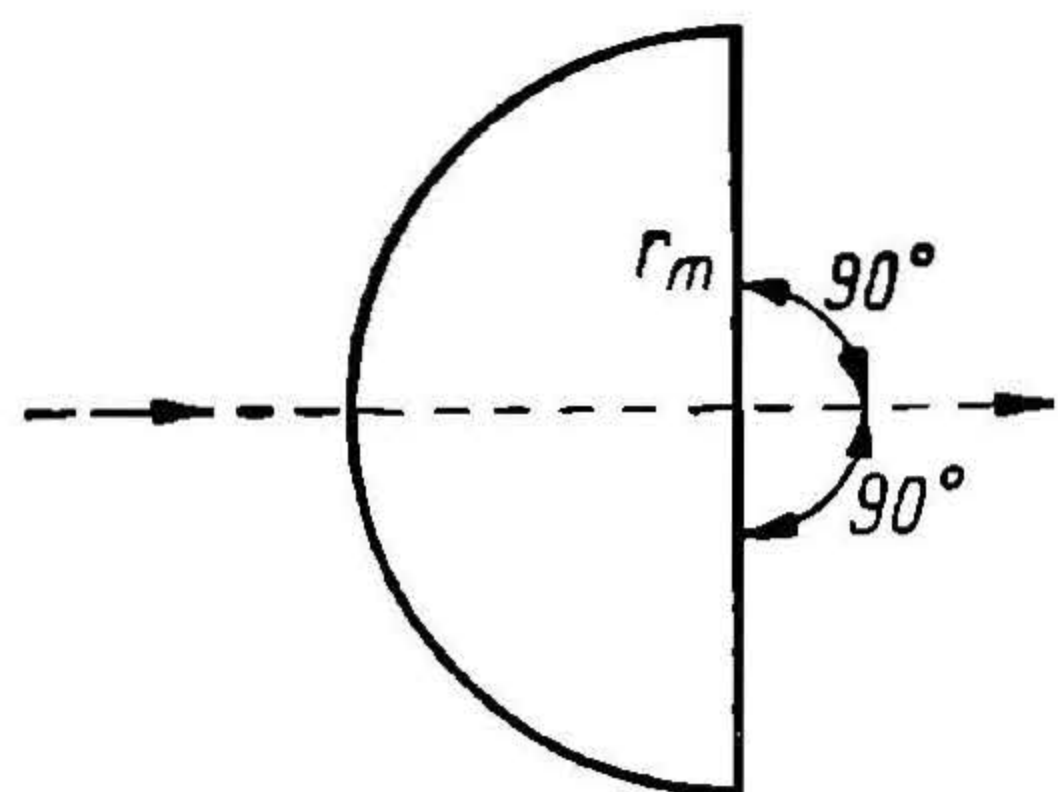


Рис. 52. Обтекание шара.

¹ Н. Lorenz. Handbuch d. Physikal u. technischen Mechanik. Bd. V. Lief. 3.

Сравнивая это значение с соответствующим значением в табл. 14, где значения k приведены на основании эксперимента, видим, что расхождение будет порядка 0,008, т. е. меньше 4%.

2. Полусфера. Для полусферы, изображенной на рис. 53, имеем $\vartheta = 90^\circ$ и поэтому:



$$k = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \rho^2 (1 - \rho^2) d(\rho^2) = 0,334,$$

что также хорошо совпадает с опытом (табл. 14).

3. Полусфера с коническим окончанием. Для этого случая (рис. 54) $\sin \vartheta = \text{const}$ и значит имеем:

$$k = 0,334 \sin \vartheta.$$

Рис. 53. Обтекание полусферы.

Частные значения k получаются такими, как указано в табл. 13.

ТАБЛИЦА 13

Значение k для различных углов раствора при обтекании полусферы с коническим окончанием

ϑ	0	30°	45°	60°	90°
k	0	0,167	0,234	0,284	0,334

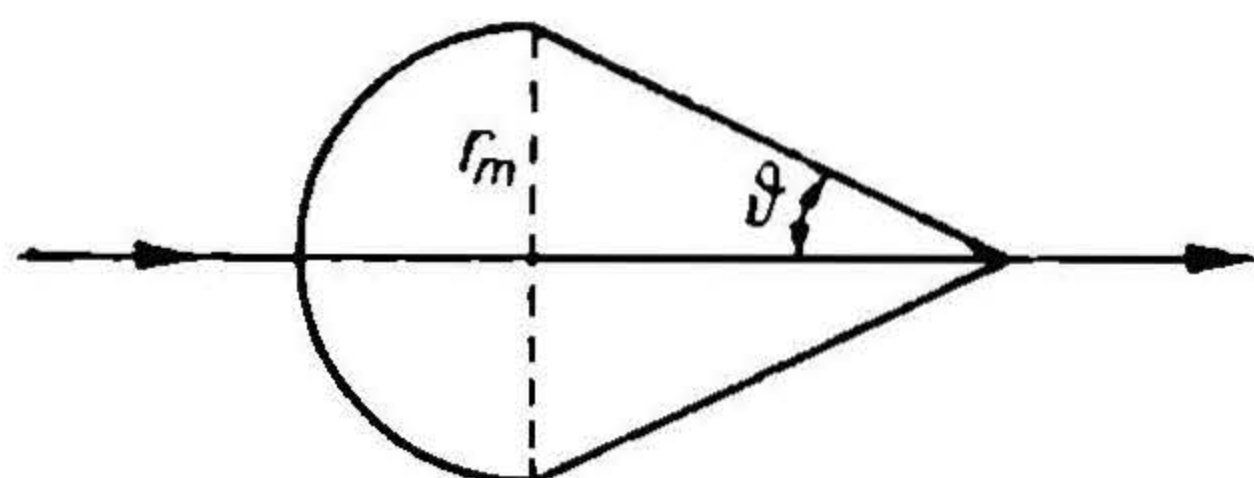


Рис. 54. Обтекание полусферы с коническим окончанием.

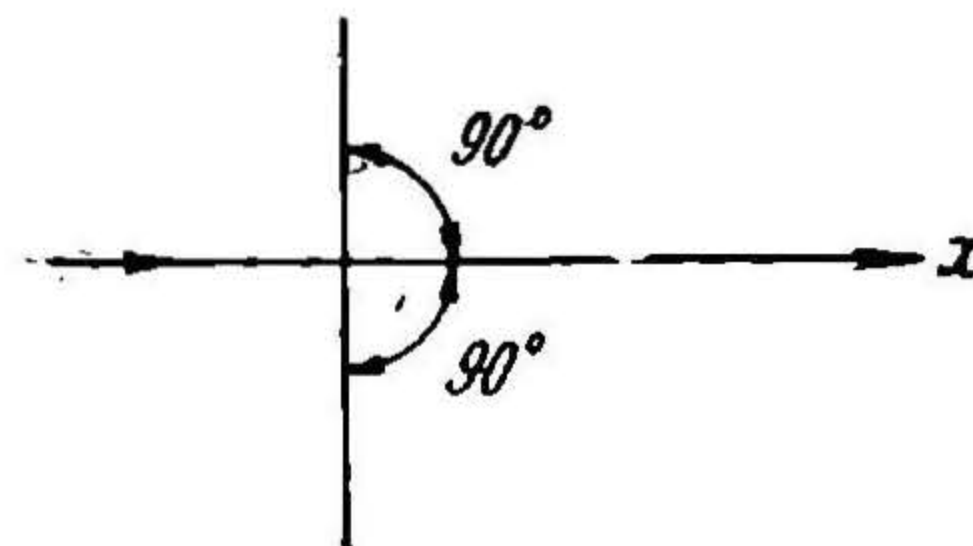


Рис. 55. Обтекание круговой пластинки.

4. Круговая пластинка. Для этого случая (рис. 55) $\vartheta = 90^\circ$ и ввиду резкого изменения скорости у краев (точки B и D) u не будет равно нулю в этих точках, поэтому положим u равным:

$$u = c_0 \frac{r}{r_m} = c_0 \rho,$$

тогда:


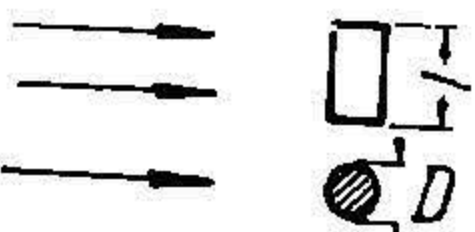
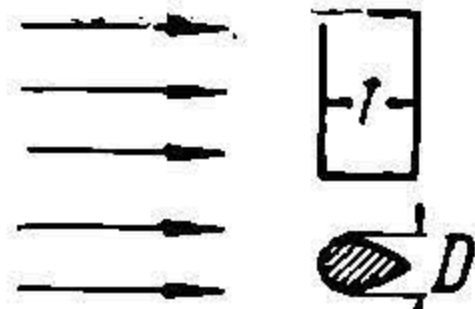

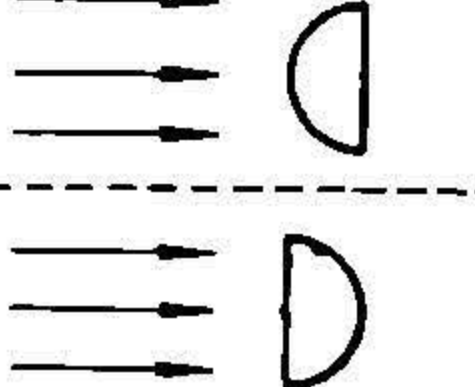


$$k = 2 \int_0^1 \rho^2 d\rho = 2 \frac{1}{2} = 1.$$

Не останавливаясь на других примерах приложения указанного метода подсчета коэффициента k , который основан на весьма приближенных и грубых представлениях и догадках о распределении скоростей в вихревой зоне за телом, необходимо однако подчеркнуть, что получаемые таким образом значения коэффициента k

весьма близки к опытным данным, приведенным в табл. 14. Но указанный метод не выясняет зависимости этого коэффициента от режима движения, т. е. от числа Рейнольдса для обтекания тела, которое в каждом отдельном случае должно быть определено (см. табл. 14а), а также от положения тела в трубе.

ТАБЛИЦА 14

Значения коэффициента в формуле силы давлений для симметричных тел

№	Название тела	Форма тела	Re	k	Примечание
1	Тонкий круговой диск			1,10	
2	Круговой цилиндр		$\frac{cD}{\nu} = 10^5$	0,68 0,82 0,98	$l : D = 2$ $l : D = 10$ $l : D = 40$
3	Цилиндр обтекания		$\frac{cD}{\nu} = 10^6$	0,096 0,048 0,040 0,060 0,125	$D : l = 1 : 20$ $D : l = 1 : 8$ $D : l = 1 : 5$ $D : l = 1 : 3$ $D : l = 1 : 2$
4	Шар		$\frac{cD}{\nu} = 25 \cdot 10^3$	0,22	
5	Полусфера			1,32 0,34	
6	Полусфера с конусом			0,162 0,088	
7	Тело аэроплана			0,12	

Из данных, приведенных в табл. 14 и 14а, следует, что величина k есть весьма сложная функция, зависящая от нескольких параметров: числа Re , отношения геометрических размеров тела (максимальной длины к максимальной ширине и т. п.), от положения тела в потоке и т. д.

Ввиду этого в общем случае необходимо считать:

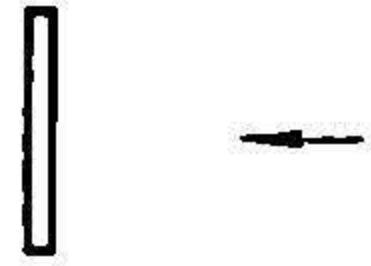
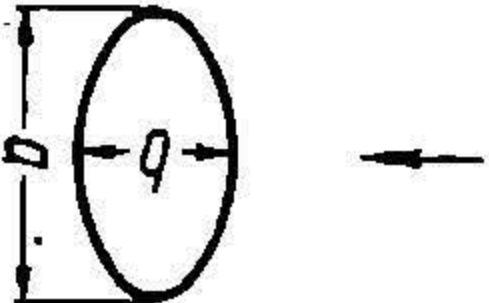
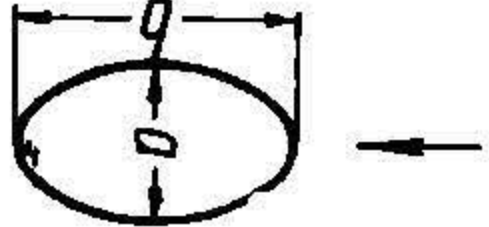
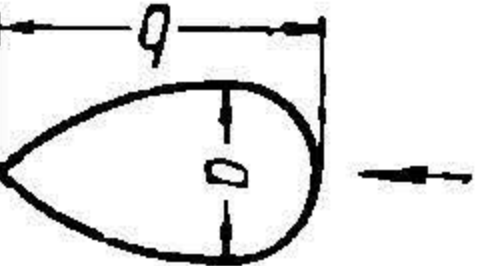
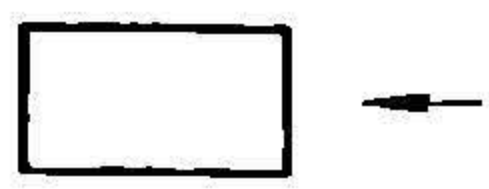
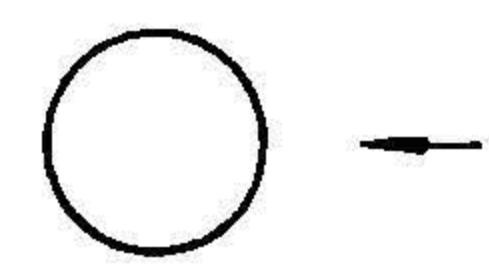
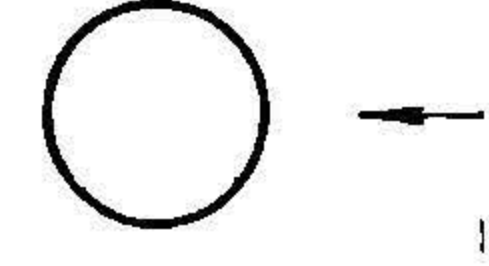
$$k = f(Re, \varepsilon_1, \varepsilon_2), \quad (173)$$

где ε_1 и ε_2 — параметры, определяемые геометрическими размерами тела и трубы, а также турбулентностью потока в трубе.

На графике (рис. 56) дана эта зависимость для ряда тел, достаточно больших Re , причем сплошные кривые соответствуют невозмущенному потоку, а пунктирные — возмущенному потоку.

ТАБЛИЦА 14а

Коэффициент сопротивления в формуле $W = kF \frac{\gamma}{2g} c^2$

Круговой бесконечный цилиндр		$Re = \frac{cD}{\nu}$	10	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	—
Круговой цилиндр длины l		k	2,71	1,43	0,97	1,11	1,21	0,35	—
То же		$\frac{l}{D_1} (Re = 8,8 \cdot 10^4)$	1	2	10	40	∞	—	—
Каплеобразный профиль		k	0,63	0,68	0,74	0,82	0,98	1,20	—
Эллипсоид вращения		$\frac{l}{D_1} (Re = 8,8 \cdot 10^4)$	1	2	4	7	—	—	—
То же		$Re = \frac{ca}{\nu}$	0,91	0,85	0,87	0,99	—	—	—
Прямоугольная пластинка		$k \left(\frac{a}{b} = \frac{1}{2} \right)$	$2,10^4$	$3,10^4$	$4,10^4$	$5,10^4$	$6,10^4$	$7,10^4$	$8,10^4$
		$k \left(\frac{a}{b} = \frac{1}{3} \right)$	0,63	0,62	0,61	0,2	0,2	0,2	0,2
		$Re = ca$	0,33	0,15	0,13	0,12	0,11	0,10	0,10
		$k \left(\frac{a}{b} = \frac{5}{9} \right)$	10^5	$2,10^5$	$3,10^5$	$4,10^5$	$5,10^5$	$6,10^5$	—
		$k \left(\frac{a}{b} = \frac{4}{3} \right)$	0,10	0,06	0,06	0,07	0,08	0,09	—
		$\frac{a}{h}$	0,61	0,60	0,59	0,58	0,3	0,2	—
		k	1	2	4	10	18	∞	—
			1,10	1,15	1,19	1,29	1,40	2,01	—

Для Re малых при подсчете действия на тело нельзя пренебрегать силами трения, причем в некоторых случаях (очень малых Re) эти силы будут иметь главное значение в определении силы давления. Приведем некоторые формулы для k при малых Re .

1. Формула Stokes (Стокс) для шара:

$$k = \frac{24}{Re}, \text{ при } Re = \frac{cD_m}{\nu},$$

где D_m — диаметр шара.

2. Формула Faxen (Факсен) для шара между двумя параллельными стенками:

1) симметричное расположение:

$$k = \frac{\frac{24}{Re}}{1 - 1,004\varepsilon + 0,418\varepsilon^3 - 0,169\varepsilon^5},$$

где $\varepsilon = \frac{D}{h}$ и h — расстояние центра шара до стенки;

2) несимметричный случай.

$$k = \frac{\frac{24}{Re}}{1 - 0,6526\varepsilon_1 + 0,1475\varepsilon_1^3 - 0,131\varepsilon_1^4 - 0,0644\varepsilon_1^5}$$

при

$$\varepsilon_1 = \frac{D_1}{h_1} \text{ и } \varepsilon_2 = \frac{D_2}{h_2},$$

где h_1 и h_2 — расстояние центра шара до стенок, причем

$$h_2 = 3h_1.$$

3. Формула Ladenburg (Ладенбург). Шар, симметрично расположенный в цилиндре:

$$k = \frac{24}{Re} \left(1 + 2,1 \frac{D_m}{D} \right).$$

4. Формула Oseen (Осин) для шара:

$$k = \frac{24}{Re} (1 + 4,5 Re).$$

5. Формула Goldstein (Гольдштейн) для шара:

$$k = \frac{24}{Re} \left[1 + \frac{3}{16} Re - \frac{19}{1280} Re^2 + \frac{71}{20480} Re^3 - \frac{30179}{34406400} Re^4 + \dots \right].$$

В табл. 15 даны значения k по формулам Stokes, Oseen, Goldstein и по экспериментам Zahn.

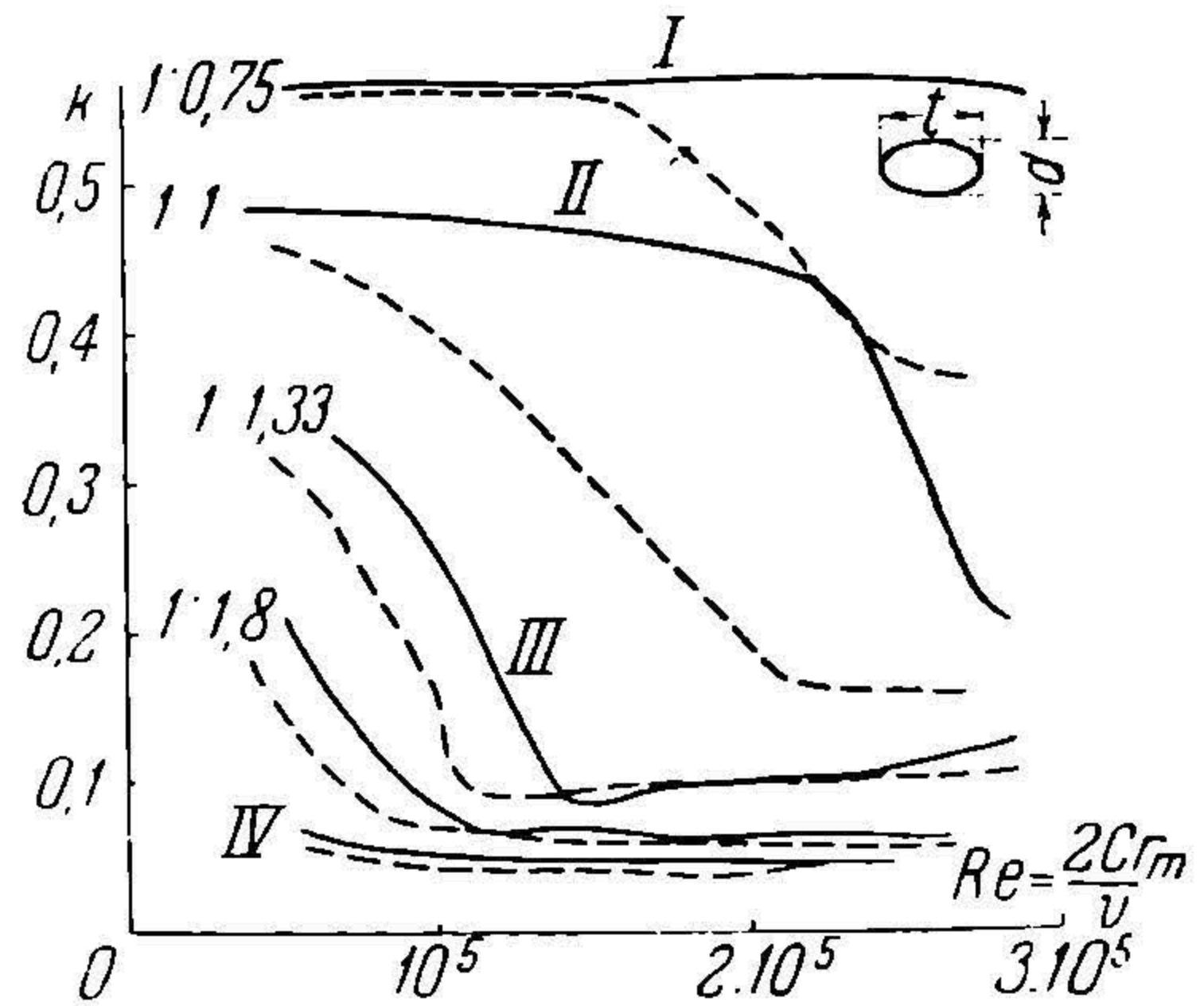


Рис. 56. Коэффициент k в функции от Re для симметричных тел.

УДМУНТ
(ДИТ)

ТАБЛИЦА 15

Сравнительные значения $\frac{k}{2}$ для шара при малых Re

По формулам				По опытам
Re	Stokes	Oseen	Goldstein	Zahm
0,2	60,00	62,25	62,22	—
0,6	20,00	22,25	22,16	—
1,0	12,00	14,25	14,11	—
1,6	7,50	9,75	9,54	9,63
1,8	6,67	8,92	8,69	8,73
2,0	6,00	8,25	8,00	8,01
2,5	4,80	7,05	6,75	6,67
3,0	4,00	6,25	5,93	5,74
4,0	3,00	5,25	4,87	4,55
8,0	1,50	3,75	3,21	—
10,0	1,20	3,45	2,85	—
24,0	0,60	2,85	2,08	—

§ 21. Подъемная сила

В § 19 было уже указано, что подъемная сила будет существовать в том случае, если тело несимметрично или поток несимметричен относительно положения тела в нем. Случай несимметричности тела в пневматическом транспорте не может быть принят как основной, поэтому необходимо рассмотреть несимметричность потока. Несимметричность потока в пневматическом транспорте будет иметь место, если тело находится вблизи поверхности трубы, или если тело имеет движение, перпендикулярное к оси потока (оси трубы). В первом случае, вследствие срыва вихрей со стенок и с поверхности тела (см. § 10), над телом образуется разрежение, и значит на тело снизу вверх будет действовать подъемная сила. Во втором случае, ввиду движения тела перпендикулярно оси потока, вихревой хвост будет отклоняться в обратную сторону от движения тела и тем самым создавать разрежение с этой стороны тела, следовательно на тело будет действовать сила, направленная в обратную сторону от его движения, т. е. перпендикулярно главному направлению потока. Для нахождения подъемной силы воспользуемся формулой, аналогичной формуле (172), только с другим коэффициентом, т. е.

$$W_y = k_y \gamma F_m \frac{c_0^2}{2g}, \quad (174)$$

где под y подразумевается направление, перпендикулярное к оси трубы, т. е. к x , а k_y — коэффициент подъемной силы.

Полная сила, действующая на тело, будет выражаться как гипотенуза треугольника, построенного на W_x и W_y , как на катетах, т. е.

$$W = F_m \frac{c_0^2}{2g} \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \quad (175)$$

или, вводя обозначения:

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \quad (176)$$

имеем:

$$W = k\gamma F_m \frac{c_0^2}{2g}, \quad (177)$$

причем численные значения для k будут при дальнейших вычислениях получаться по таблицам 14 и 14а.

§ 22. Уравнение движения тела в потоке воздуха

Тело, под влиянием давления воздуха на его поверхность, начинает двигаться с некоторой скоростью v , которая, вообще говоря, не совпадает с направлением скорости c . Ввиду движения тела сила W будет определяться уже не скоростью c , а относительной скоростью тела по отношению потока, т. е.

$$\bar{w} = \bar{v} - \bar{c}, \quad (178)$$

откуда следует, что:

$$w_x = v_x - c, \quad w_y = v_y \quad (179)$$

и

$$w^2 = (v_x - c)^2 + v_y^2, \quad (180)$$

причем косинусы углов, которые относительная скорость \bar{w} ¹ составляет с осями x и y , будут:

$$\cos(w, x) = \frac{w_x}{w}, \quad \cos(w, y) = \frac{w_y}{w}. \quad (181)$$

Имея в виду, что сила \bar{W} направлена обратно направлению относительной скорости \bar{w} , можно написать такие выражения для проекций \bar{W} на x и y :

$$W_x = -W \cos(w, x), \quad W_y = -W \cos(w, y), \quad (182)$$

причем само W будет определяться формулой:

$$W = k\gamma F_m \frac{w^2}{2g} \quad (183)$$

¹ Предполагается в первом приближении, что движение тела происходит в вертикальной плоскости, параллельной оси трубы, что, вообще говоря, неверно, но ввиду малости составляющих перпендикулярных к этой плоскости, предположение может быть принято.

Имея в виду, что кроме этой силы на тело действует еще сила тяжести, можно, пользуясь вторым законом Ньютона, написать такие уравнения при оси y , направленной вертикально вверх:

$$\begin{aligned} m \frac{dv_x}{dt} &= W \\ m \frac{dv_y}{dt} &= W_y - G_m, \end{aligned} \quad (184)$$

где m — масса тела, а G_m — его вес.

Из второго уравнения следует, что тело будет поддерживаться в воздушной струе, если $W_y \geq G_m$, т. е.

$$|k\gamma F_m \frac{w^2}{2g} \cos(\nu, y)| \geq G_m. \quad (185)$$

Из формулы (185) следует, что только при существовании проекции относительной скорости, направленной вертикально вниз, может существовать сила, уравновешивающая вес тела, откуда следует, что тело никогда не могло бы подняться от стенок трубы. Это несоответствие с действительностью коренится в нашем предположении, что сила \bar{W} обратна по направлению относительной скорости w , т. е. что подъемная сила объясняется только асимметричностью движения тела относительно оси потока.

В § 21 было указано, что подъемная сила также образуется вблизи стенок от срыва вихрей и их перемешивания с главной частью потока, т. е. подъемная сила будет существовать вблизи стенок трубы и при отсутствии какой-либо скорости у тела. Но по мере удаления тела от стенок, эта сила будет уменьшаться и для его поддержания в потоке будет необходима дополнительная сила, которая должна появляться в результате обратного движения тела под действием тяжести к стенке трубы до тех пор, пока вновь не установится равновесие между силой веса и двумя типами подъемных сил. Затем наступит обратное движение тела, когда подъемные силы станут значительно больше силы веса.

Таким образом действительное движение тела в воздушной струе будет представляться как некоторое весьма сложное колебательно-поступательное движение в струе, причем в зависимости от веса и формы частиц будет происходить удар их о стенки трубы. Этим, а также отчасти размельчением транспортируемого материала объясняется шум в трубопроводах пневматических установок.

Наименьшая скорость воздуха, при которой все частицы транспортируемого материала отрываются от стенки трубы и поддерживаются в потоке воздуха, будет называться скоростью витания или парения и обозначаться через c_s . Эта скорость может быть определена из условия, что подъемная сила должна быть равна весу тела. Предполагая, что при скорости витания происходит только колебательное движение тела, а поступательное движение тела вместе с потоком отсутствует, можно написать такую формулу для определения скорости витания:

$$k\gamma F_m \frac{c_s^2}{2g} = G_m, \quad (186)$$

откуда найдем c_s :

$$c_s = \sqrt{\frac{2g}{k_y} \frac{G_m}{\gamma F_m}} \quad (187)$$

Если предположить:

$$G_m = \gamma_m V_m = \sigma \gamma_m F_m a_m,$$

где a_m — максимальный размер тела, перпендикулярный к миделю, а σ — коэффициент пропорциональности, зависящий от формы тела (для шара и эллипсоида $\sigma = \frac{2}{3}$, для цилиндра $\sigma = 1$, для конуса $\sigma = \frac{1}{3}$), то после подстановки в уравнение (187) найдем:

$$c_s = \sqrt{\frac{2g\sigma}{k_y}} \cdot \sqrt{\frac{\gamma_m}{\gamma} a_m} \quad (188)$$

Так например для шара удельного веса 1200 кг/м^3 и при удельном весе воздуха $\gamma = 1,2 \text{ кг м}$, имеем, что c_s будет определяться по формуле:

$$c_s = 250 \sqrt{a_m} \quad (189)$$

так как $\sigma = \frac{2}{3}$, $k_y = 0,22$, если $Re > 10^5$; так при $a_m = 0,01 \text{ м}$:

$$c_s = 25 \text{ м/сек.}$$

Если $Re \leq 60\,000$, то из графика (рис. 56) следует, что $k_y \approx 0,44$ и значит $c_s = 178 \sqrt{a_m}$. Следовательно при $a_m = 0,01 \text{ м}$, $c_s = 17,8 \text{ м/сек}$.

Из формулы (188) следует, что c_s зависит от a_m и γ_m по параболическим законам.

В табл. 16 даны значения скоростей витания для различных тел, полученные на основании эксперимента в вертикальной трубе

ТАБЛИЦА 16

Скорости витания c_s различных материалов

№ по пор.	Материал	Свойство и размер	Уд. вес кг/м^3	Насыпной вес кг/м^3	
1	Цинковая обманка .	Крупная 0,5 см ³	4300	2280	17,7
2	Земляной орех	—	—	300—400	12,5—15,0
3	Винная ягода .	Сухая 3,4,1 см	1000	465	11,9—13,2
4	Цикорий	Неочищ. средний	980	390	11,9—13,2
5	Цикорий	Очищенн. средний	580	290	10,5—10,8
6	Кусковой бурый уголь	Средний	1160	620	10,6—11,0
7	Кусковой бурый уголь	Мелкий	—	750	8,7
8	Хлопковое семя	Без пуха	1060	600	9,5
9	Маис	—	—	730	8,9—9,5
10	Пшеница	—	1260	830	9,8
11	Ячмень	—	—	650	8,7
12	Солод	—	—	500	8,1
13	Рапсовое семя .	—	1220	730	8,2
14	Льняное семя .	Очищенное	—	660	5,2
15	Сосновая кора .	Средняя	—	360	4,2—5,4
16	Маковое семя	—	—	590	2,5—3,7
17	Буковая стружка	Влажн. 100 × 30 × 1 см	750	—	14,8
18	Буковые опилки	Слежавш. и влажн-ные	750	—	6,8

переменного сечения, указанного на рис. 57. На этом же рисунке даны кривые зависимости c_s от удельного веса, полученные тоже из опыта.

Из формулы (186) можно определить γF_m через G_m и c_s :

$$\frac{\gamma F_m}{2g} = \frac{G_m}{k_y c_s^2}$$

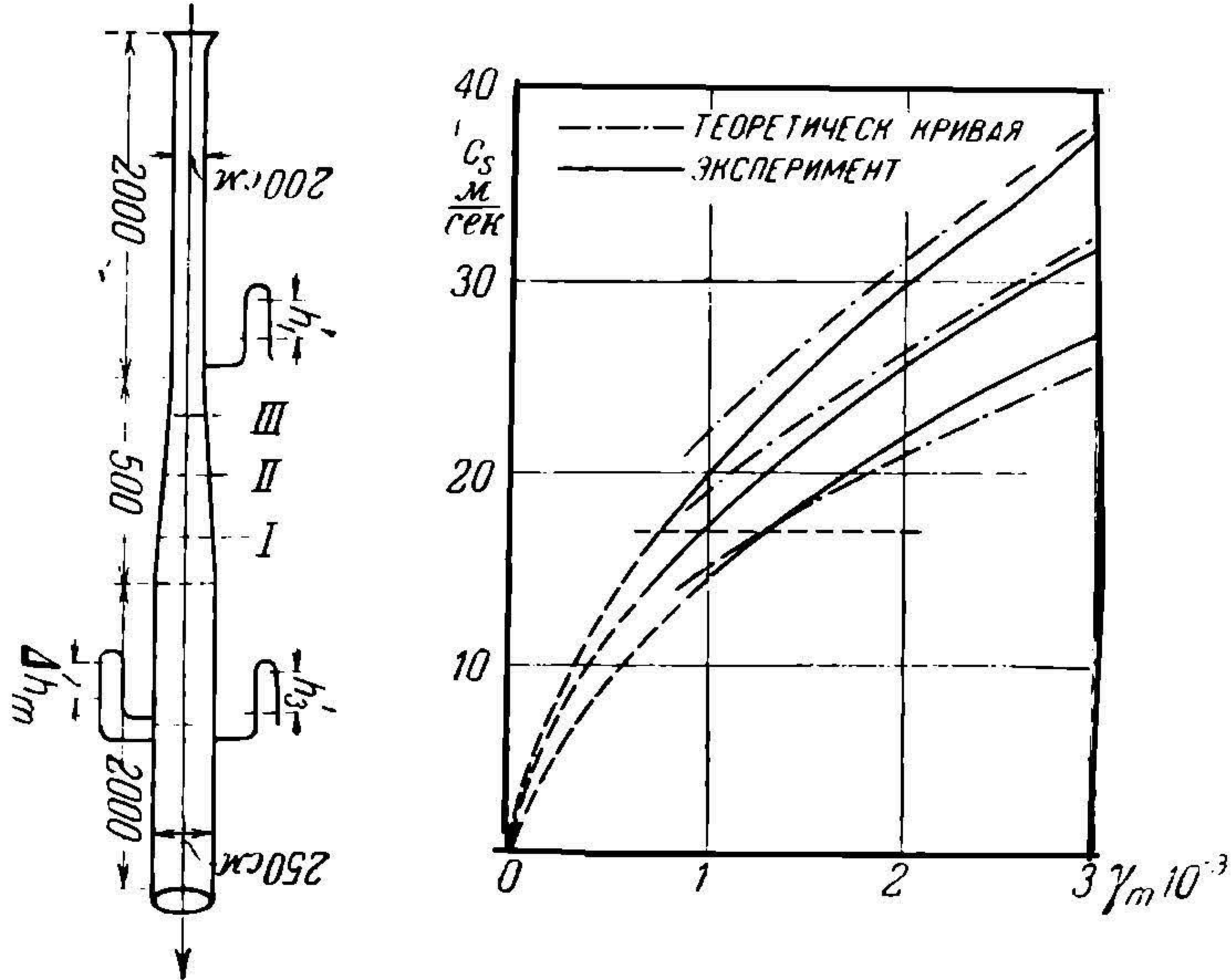


Рис. 57. Измерительная труба и кривые зависимости.

и тогда сила W , определяемая формулой (183), будет представлена так:

$$W = \frac{k}{k_y} \cdot \frac{G_m}{c_s^2} w^2; \tag{190}$$

если обозначить $\frac{k}{k_y} = \chi$, то окончательно имеем:

$$W = \chi \frac{G_m w^2}{c_s^2} \tag{191}$$

и тогда уравнения движения будут представлены так:

$$m \frac{dv_x}{dt} = - \chi \frac{G_m w^2}{c_s^2} \cos(w, x)$$

$$m \frac{dv_y}{dt} = - \chi \frac{G_m w^2}{c_s^2} \cos(w, y) - G_m. \tag{192}$$

НБ
УДМУНТ
(ДИТ)

Подставляя в уравнение (192) значения косинусов из уравнения (181) и деля на m , имеем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= -g \frac{\lambda w v_x}{c_s^2} \\ \frac{dv_y}{dt} &= -g \frac{\lambda w v_y}{c_s^2} - g \end{aligned} \right\} \quad (193)$$

где:

$$w^2 = (v_x - c)^2 + v_y^2.$$

В том случае, если ось трубы наклонена к горизонту под углом α , вместо уравнений (193) имеем уравнения такого вида:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= -g \frac{\lambda w v_x}{c_s^2} - g \sin \alpha \\ \frac{dv_y}{dt} &= -g \frac{\lambda w v_y}{c_s^2} - g \cos \alpha \end{aligned} \right\} \quad (194)$$

Уравнения (193) и (194) не могут быть приведены к квадратурам, а должны быть интегрируемы численно. Однако численное интегрирование не может дать общих теоретических представлений о механизме пневматического транспорта. Ввиду этого в дальнейшем будут рассмотрены приближенные уравнения, которые заменят уравнения (193) и (194), но решения их могут быть выражены в конечном виде и тем самым позволят сделать общие и частные теоретические заключения.

§ 23. Движение тела в вертикальной трубе

При движении тела в вертикальной трубе угол $\alpha = 90^\circ$ (рис. 58). Предположим, что в этом случае можно положить $v_y \approx 0$, $v_x = v$, и тогда имеем вместо системы (194) такое одно уравнение:

$$\frac{dv}{dt} = -g \frac{\lambda w v}{c_s^2} - g, \quad (195)$$

так как в этом случае $\lambda = 1$. Кроме того $w_x = v_x - c = -(c - v)$, $w = c - v > 0$ и значит уравнение (195) преобразуется в такое уравнение:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{g}{c_s^2} (c - v)^2 - g. \quad (196)$$

Для интегрирования уравнения (196) положим $u = c - v$, тогда имеем такое уравнение:

$$-\frac{du}{dt} = g \left(\frac{u^2}{c_s^2} - 1 \right), \quad (197)$$

откуда найдем, после разделения переменных, уравнение в дифференциалах:

$$\frac{du}{u^2 - c_s^2} = -\frac{g}{c_s^2} dt \quad (198)$$

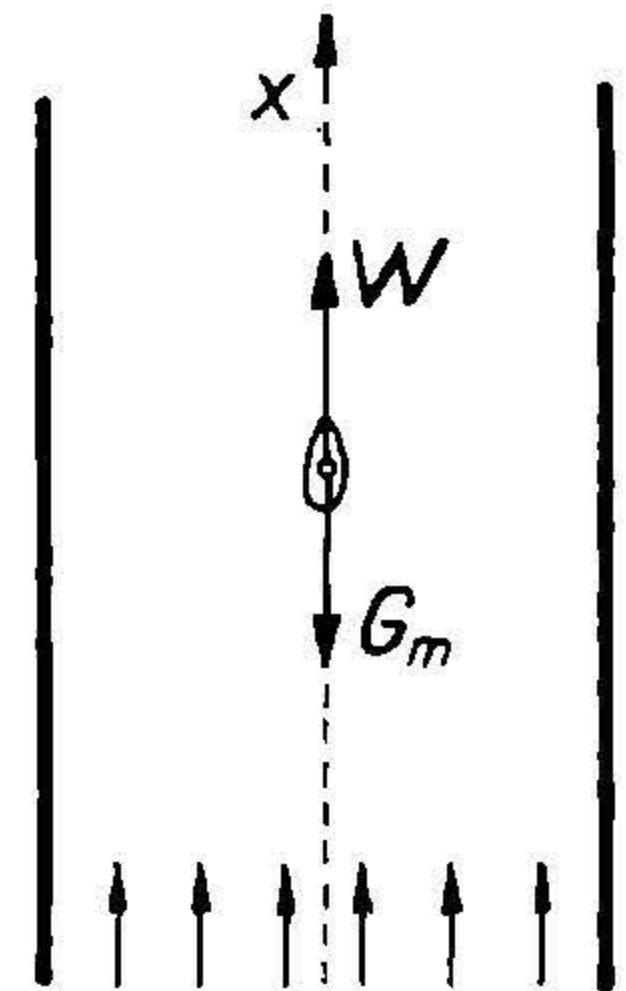


Рис. 58. Движение тела в вертикальной трубе.

и значит после интегрирования найдем:

$$\ln \frac{u - c_s}{u + c_s} = -2 \frac{gt}{c_s} + \ln C. \quad (199)$$

Предполагая, что при $t = 0$, $u = u_0 = c - v_0$ найдем значение C в такой форме:

$$C = \frac{u_0 - c_s}{u_0 + c_s} \quad (200)$$

или, полагая

$$C = e^{-2m\tau},$$

где

$$m = \frac{g}{c_s}, \quad (201)$$

получим окончательно для u такое выражение:

$$u = c_s \frac{e^{m(t+\tau)} + e^{-m(t+\tau)}}{e^{m(t+\tau)} - e^{-m(t+\tau)}} = c_s \operatorname{cth} m(t + \tau). \quad (202)$$

Из уравнения (202) найдем v по формуле:

$$v = c - c_s \operatorname{cth} m(t + \tau). \quad (203)$$

Имея в виду, что $v = \frac{dx}{dt}$, найдем интегрированием по t выражение такого вида для x :

$$x = C_1 + ct - \frac{c_s}{m} \ln \operatorname{sh} m(t + \tau). \quad (204)$$

Полагая в уравнении (204) при $t = 0$, $x = x_0$, найдем, что

$$x_0 = C_1 - \frac{c_s}{m} \ln \operatorname{sh} m\tau. \quad (205)$$

Вычитая из (204) равенство (205), имеем:

$$x - x_0 = ct - \frac{c_s}{m} \ln \frac{\operatorname{sh} m(t + \tau)}{\operatorname{sh} m\tau} \quad (206)$$

В большинстве случаев необходимо знать непосредственную зависимость между $x - x_0$ и u или v . Эта зависимость легко находится из уравнений (202) и (206), если, помня уравнения (200) и (201), определить τ через u_0 по формуле:

$$\tau = \frac{1}{m} \operatorname{Ar} \operatorname{th} \frac{u_0}{c_s} \quad (207)$$

тогда имеем:

$$X = x - x_0 = \frac{c}{m} \left(\operatorname{Ar} \operatorname{th} \frac{u}{c_s} - \operatorname{Ar} \operatorname{th} \frac{u_0}{c_s} \right) + \frac{c_s}{2m} \ln \frac{u^2 - c_s^2}{u_0^2 - c_s^2}. \quad (208)$$

Из этой формулы следует, что при $u = u_0$ $X = 0$, а при $u = c_s$ $X = \infty$. При этом значении u , как видно из формулы (199), $t = \infty$, а из формулы (206) следует, что при $t = \infty$ $X = \infty$, так как

$$X = (c - c_s)t - \frac{c_s}{m} \ln \frac{1 - e^{-2m(t+\tau)}}{2 \operatorname{sh} m\tau} - c_s\tau,$$

что при $t = \infty$ и при $c > c_s$ (а это условие всегда соблюдено в пневматических установках), очевидно обращается в бесконечность.

На графике (рис. 59) даны представления X , u , v и t в их взаимной зависимости.

Из всего предыдущего следует, что во все время движения $c \geq u \geq c_s$, откуда $0 \leq v \leq c - c_s$, т. е. максимальное предельное значение v , которое получит тело в потоке, будет $c - c_s$. Если бы начальная скорость тела была больше, чем $c - c_s$, то в этом случае u было бы меньше c_s и с течением времени скорость тела не возрастала, а убывала и при $t = t_\infty$ стала равной $c - c_s$. В этом случае u будет определяться по формуле:

$$u = c_s \operatorname{th} m(t + \tau), \quad (209)$$

где

$$m\tau = \operatorname{Arth} \frac{u_0}{c_s}. \quad (210)$$

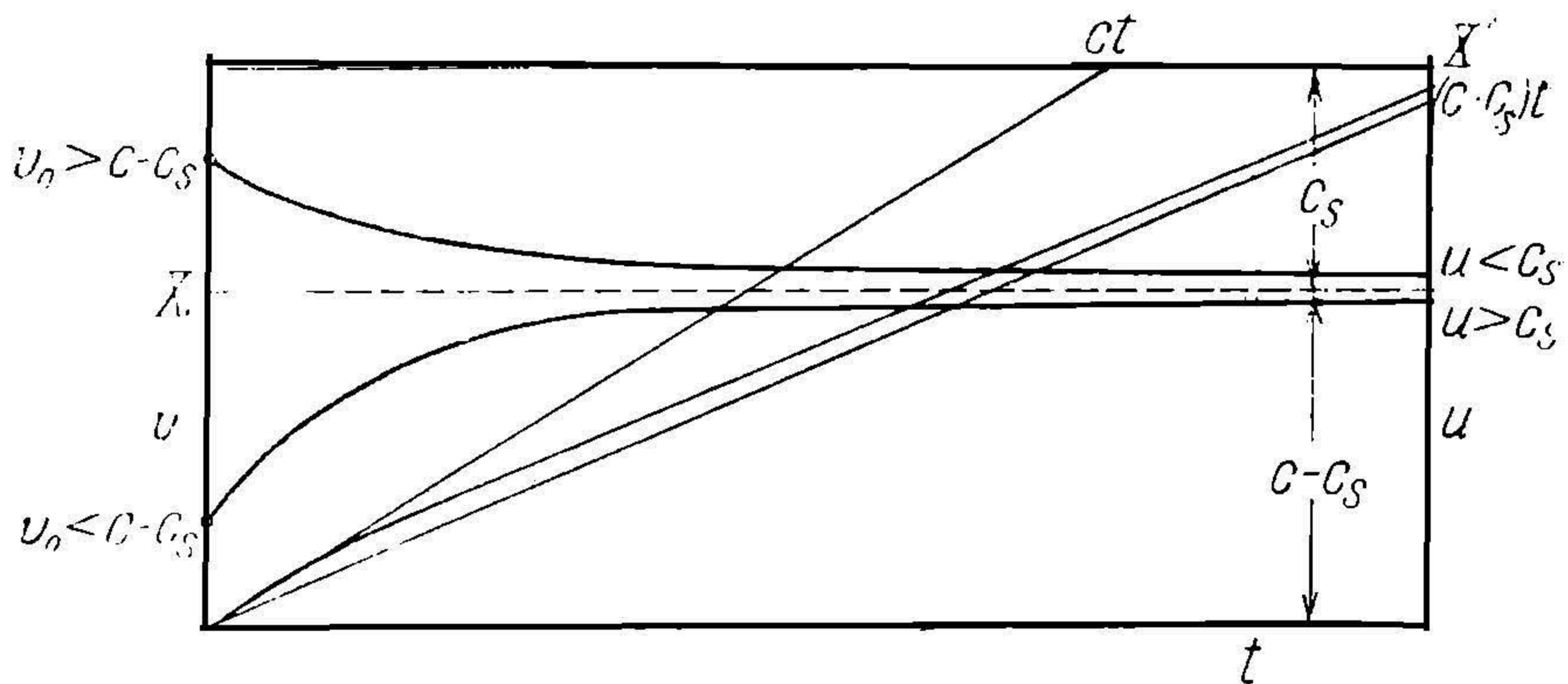


Рис. 59. Зависимость между v , u , X и t .

Для $x - x_0$ получаем такое выражение:

$$X = x - x_0 = ct - \frac{c_s}{m} \ln \frac{\operatorname{ch} m(t + \tau)}{\operatorname{ch} m\tau}. \quad (211)$$

Если размеры тела очень малы, то скорость тела при достаточно больших скоростях витания может мало отличаться от скорости воздуха и в этом случае правильнее, вместо закона второй степени сопротивления, принять закон первой степени, т. е. положить:

$$W = \lambda \gamma F_m (c - v), \quad (212)$$

тогда уравнения движения представятся в таком виде:

$$m \frac{dv}{dt} = \lambda \gamma F_m (c - v) - gm$$

или по сокращении на m и замене $c - v$ через u имеем:

$$-\frac{du}{dt} = au - g, \quad (213)$$

где

$$a = \frac{\lambda \gamma F_m}{m}$$

что при $t = \infty$ и при $c > c_s$ (а это условие всегда соблюдено в пневматических установках), очевидно обращается в бесконечность.

На графике (рис. 59) даны представления X , u , v и t в их взаимной зависимости.

Из всего предыдущего следует, что во все время движения $c \geq u \geq c_s$, откуда $0 \leq v \leq c - c_s$, т. е. максимальное предельное значение v , которое получит тело в потоке, будет $c - c_s$. Если бы начальная скорость тела была больше, чем $c - c_s$, то в этом случае u было бы меньше c_s и с течением времени скорость тела не возрастала, а убывала и при $t = t_\infty$ стала равной $c - c_s$. В этом случае u будет определяться по формуле:

$$u = c_s \operatorname{th} m(t + \tau), \quad (209)$$

где

$$m\tau = \operatorname{Arth} \frac{u_0}{c_s}. \quad (210)$$

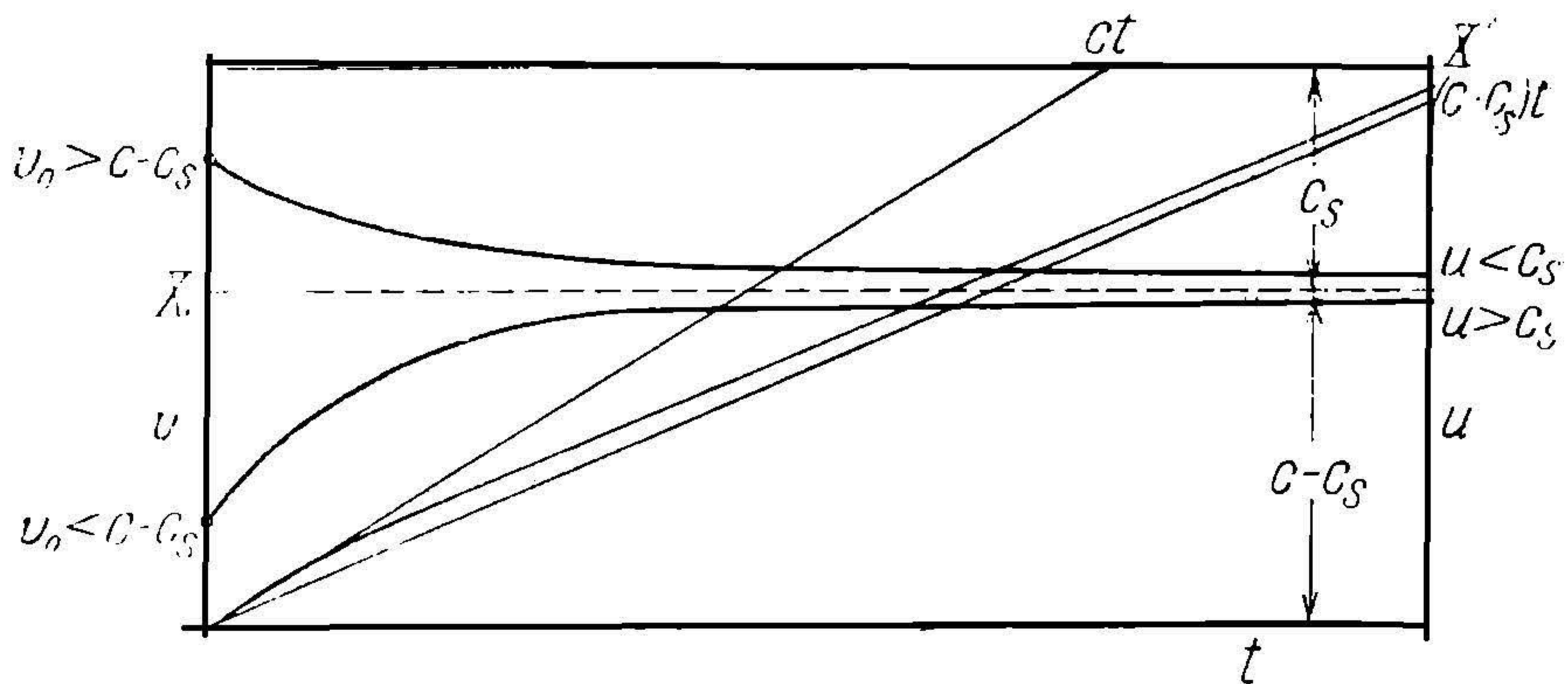


Рис. 59. Зависимость между v , u , X и t .

Для $x - x_0$ получаем такое выражение:

$$X = x - x_0 = ct - \frac{c_s}{m} \ln \frac{\operatorname{ch} m(t + \tau)}{\operatorname{ch} m\tau}. \quad (211)$$

Если размеры тела очень малы, то скорость тела при достаточно больших скоростях витания может мало отличаться от скорости воздуха и в этом случае правильнее, вместо закона второй степени сопротивления, принять закон первой степени, т. е. положить:

$$W = \lambda \gamma F'_m (c - v), \quad (212)$$

тогда уравнения движения представятся в таком виде:

$$m \frac{dv}{dt} = \lambda \gamma F'_m (c - v) - gm$$

или по сокращении на m и замене $c - v$ через u имеем:

$$-\frac{du}{dt} = au - g, \quad (213)$$

где

$$a = \frac{\lambda \gamma F'_m}{m}$$

НЕ
УДУНТ
(ДІТ)

Однако для дальнейших приложений нам будет достаточно соображение, полученное в этом параграфе на основании квадратного закона сопротивления.

§ 24. Движение тела в горизонтальной трубе

При рассмотрении движения в горизонтальной трубе (рис. 61) допустим, что w_y сравнительно с w_x мало, поэтому можно пренебречь отношением $\left(\frac{w_y}{w_x}\right)^2$ сравнительно с единицей, т. е. положить $w \approx |w_x|$. Это заключение основывается на том, что наибольшее значение, которое может принять w_y , будет равно \sqrt{gD} , где D диаметр трубы, если считать по формуле свободного падения, т. е. не принимать во внимание подъемной силы, которая будет уменьшать эту скорость.

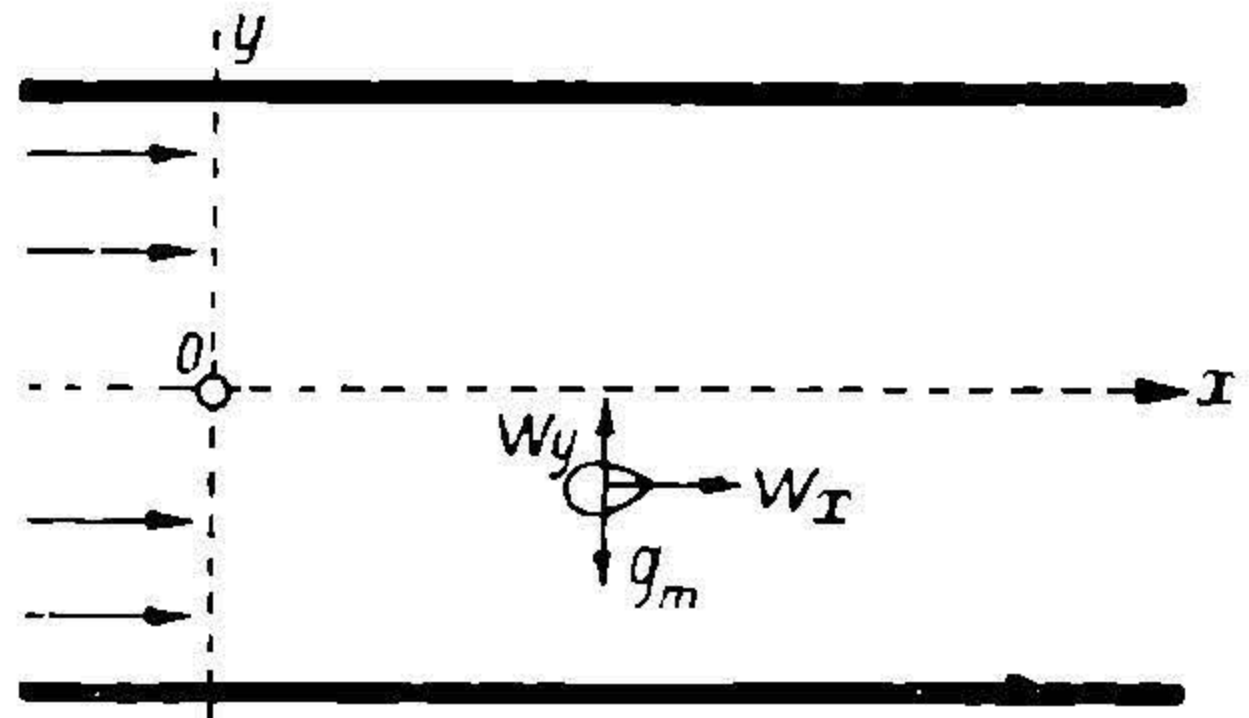


Рис. 61. Движение тела в горизонтальной трубе.

В табл. 17 даны значения \sqrt{gD} для различных труб.

ТАБЛИЦА 17

Значения \sqrt{gD} для различных диаметров труб

D м .	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,40	0,50
\sqrt{gD} м/сек	2,70	1,00	1,20	1,40	1,55	1,70	1,95	2,20

Из этой таблицы видно, что в нормальных условиях $\sqrt{gD} \leq 2$ м/сек; отсюда следует, (так как для нормальных условий $w_x \approx 5$ м/сек), что $\left(\frac{w_y}{w_x}\right)^2 \leq 0,4^2 \approx 0,16$, а

$$\sqrt{1 + \left(\frac{w_y}{w_x}\right)^2} \approx 1,08,$$

т. е. w отличается от $|w_x|$ не более чем на 8%.
 При сделанных предположениях основные уравнения (194) при $\alpha = 0$ примут такой вид:

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{g}{c_s^2}(c - v_x)^2 \quad (219)$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -\frac{g}{c_s^2} w w_y - g = -\frac{g}{c_s^2}(c - v_x)v_y - g, \quad (220)$$

так как $\kappa = 1$ и $w_y = v_y$.

Интегрируя уравнение (219), получаем, при замене $c - v_x = u$:

$$\frac{1}{u} = \frac{g}{c_s^2} t + C,$$

полагая при $t = 0$, $u = u_0$, найдем $C = \frac{1}{u_0}$ и

$$u = \frac{u_0}{1 + \frac{gu_0}{c_s^2} t} \quad (221)$$

и значит

$$v_x = c - \frac{u_0}{1 + \frac{gu_0}{c_s^2} t}. \quad (222)$$

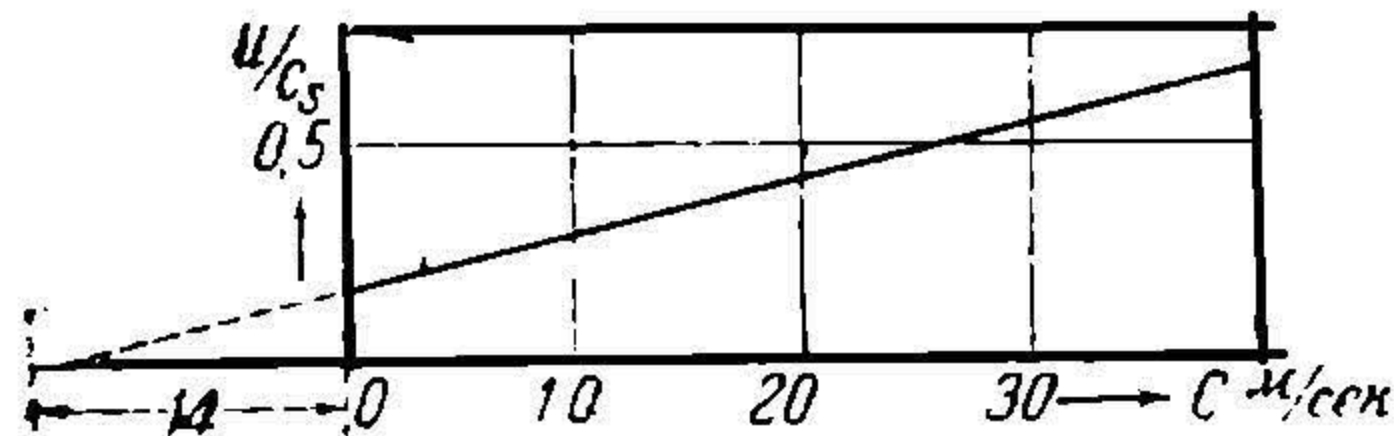


Рис. 62. Зависимость относительно скорости тела.

Обозначая:

$$\frac{gu_0}{c_s^2} = a \quad (223)$$

и имея в виду, что $v_x = \frac{dx}{dt}$, после интегрирования найдем:

$$x = x_0 + ct - \frac{u_0}{a} \ln(1 + at). \quad (224)$$

Заменяя $1 + at$ и t в формуле (224) через u , по формуле (221), найдем зависимость $x - x_0$ и u в таком виде:

$$X = x - x_0 = \frac{c}{a} \left[\frac{u_0}{u} - 1 - \frac{u_0}{a} \ln \frac{u_0}{u} \right]. \quad (225)$$

Из формул (221), (222) и (224) следует, что при

$$t = \infty \quad u = 0, \quad v_x = c, \quad X = \infty.$$

Последнее следует из равенства:

$$X = x - x_0 = ct \left[1 - \frac{u_0}{c} \ln(1 + at)^{\frac{1}{at}} \right],$$

которое при $t \rightarrow \infty$ тоже стремится к бесконечности, так как скобка имеет пределом величину $1 - \frac{u_0}{c} > 0$ при $u_0 < c$.

На рис. 63 представлены вышеприведенные зависимости.

Пользуясь выражением (221) для u , можно уравнение (220) представить в таком виде:

$$\frac{dv_y}{dt} = - \frac{av_y}{1 + at} - g, \quad (226)$$

т. е. получаем для v_y линейное дифференциальное уравнение с постоянным свободным членом. Для его интегрирования положим:

$$v_y = zV, \quad (227)$$

¹ Из формулы (221) следует, что u приблизительно пропорционально c , так как

$$u_0 = c - v_0 = c(1 - \varphi_0),$$

а величина at изменяется незначительно сравнительно с единицей. Это же заключение получено Gasterstädt на основании опыта, что представлено на рис. 62. Эти графики позволяют при заданных t и φ_0 определить значение a из экспериментальных данных.

тогда после подстановки выражения (227) в (226) найдем:

$$\varepsilon \frac{dV}{dt} + V \frac{dz}{dt} = -a \frac{\varepsilon V}{1+at} - g.$$

Подберем ε и V так, чтобы V удовлетворяло уравнению:

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{aV}{1+at} \quad (228)$$

и ε уравнению:

$$\frac{dz}{dt} = -gV^{-1}. \quad (229)$$

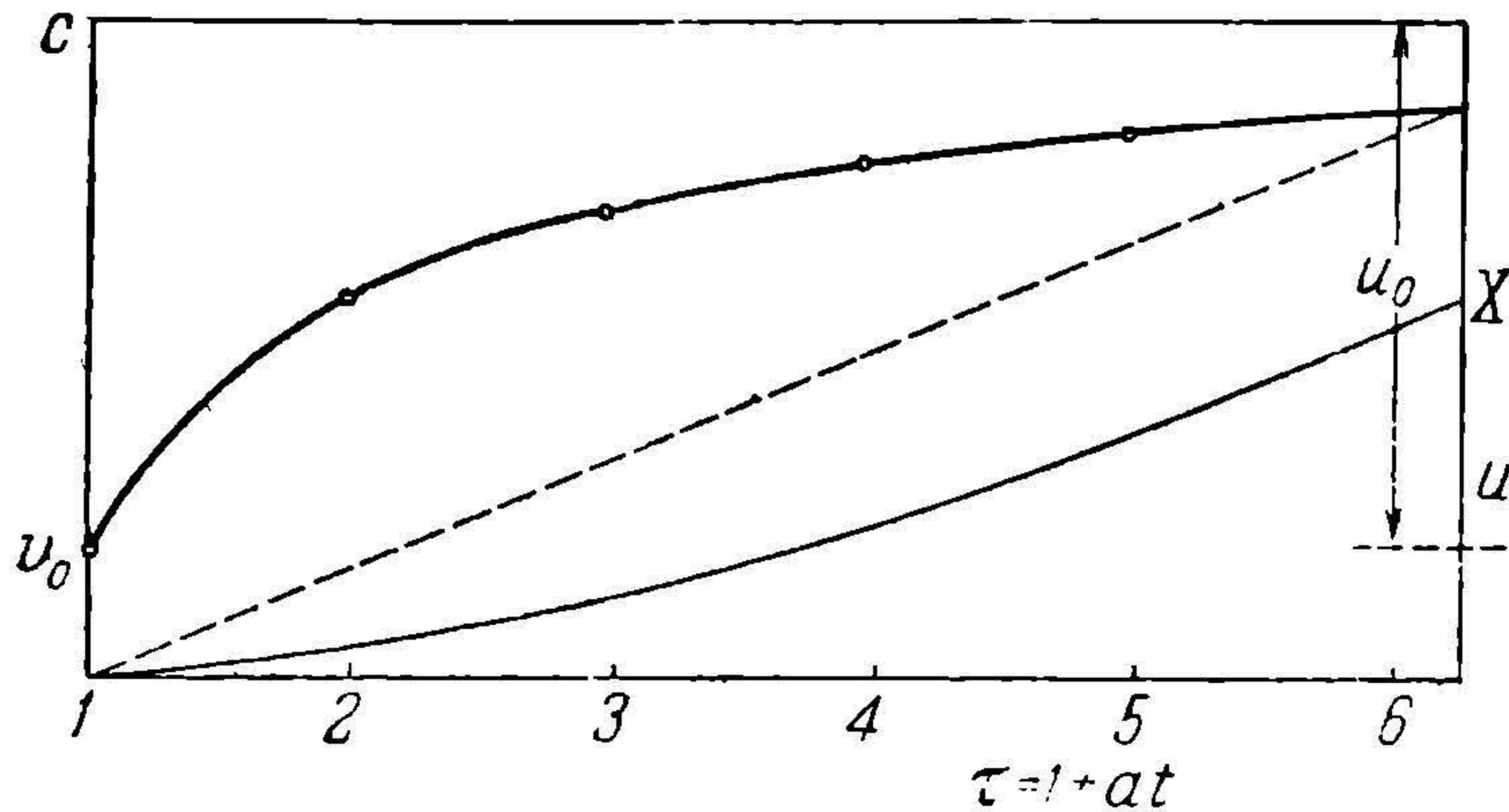


Рис. 63. Зависимость между v , u , X и t .

Из уравнения (228) найдем V в таком виде:

$$\ln V = -\ln(1+at)$$

или

$$V = \frac{1}{1+at}. \quad (230)$$

Подставляя уравнение (230) в (229) найдем:

$$\frac{dz}{dt} = -g(1+at)$$

и значит

$$\varepsilon = -\frac{g}{2a}(1+at)^2 + C_1. \quad (231)$$

Подставляя уравнение (230) и (231) в (227), найдем:

$$v_y = C_1(1+at)^{-1} - \frac{g}{2a}(1+at). \quad (232)$$

При $t=0$, $v_y = b$ имеем:

$$b = C_1 - \frac{g}{2a} \quad (233)$$

и значит

$$C_1 = \frac{g+2ab}{2a} = \frac{g}{2a} \left(1 + \frac{2ab}{g}\right). \quad (234)$$

Интегрируя уравнение (232) по t , найдем y как функцию t , так как $v_y = \frac{dy}{dt}$, в таком виде:

$$y = C_2 + \frac{C_1}{a} \ln(1 + at) - \frac{g}{4a^2} (1 + at)^2. \quad (235)$$

Полагая при $t = 0$ $y = y_0$, найдем:

$$y_0 = C_2 - \frac{g}{4a^2}. \quad (236)$$

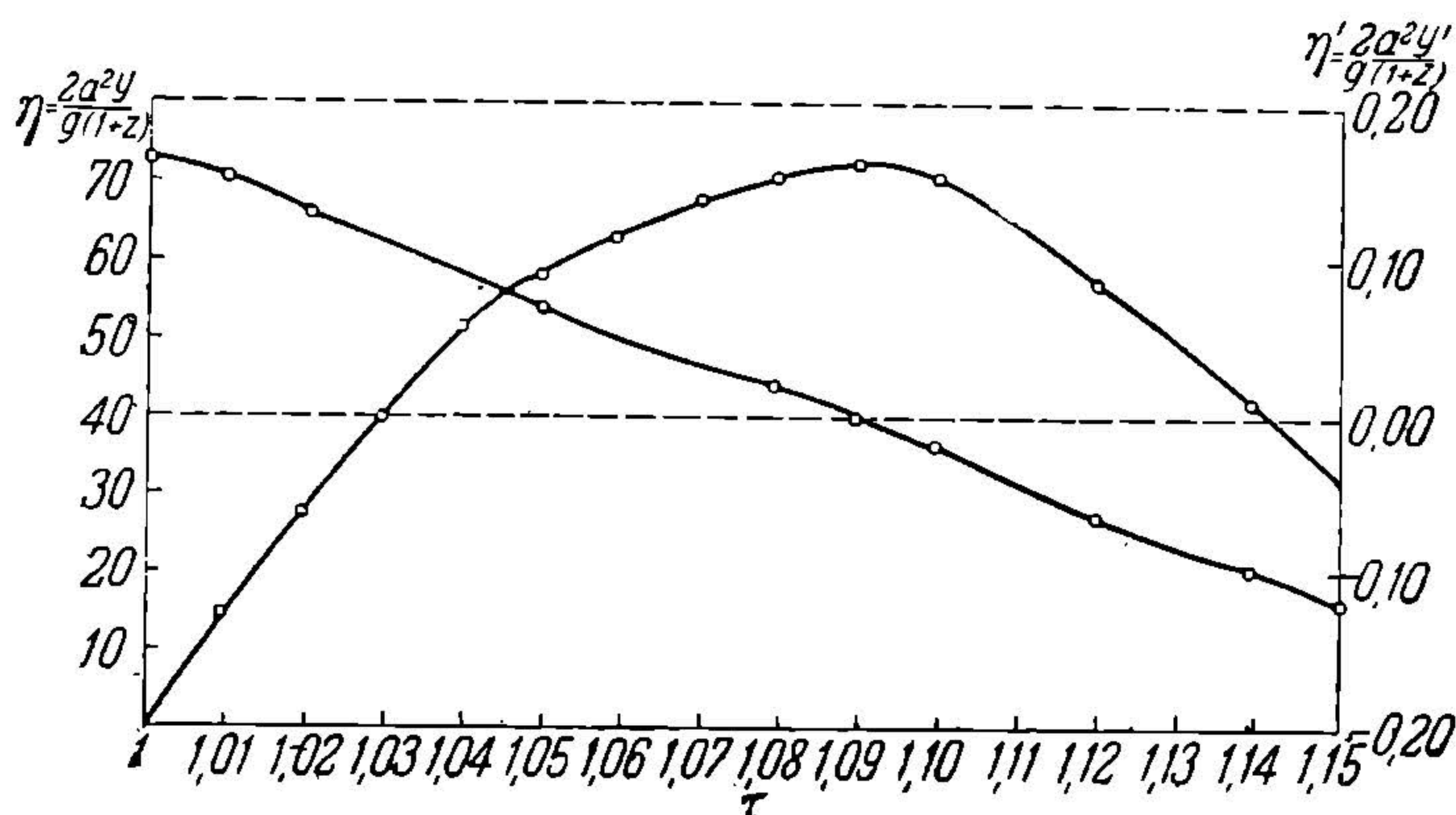


Рис. 64. Зависимость между v_y , y и t .

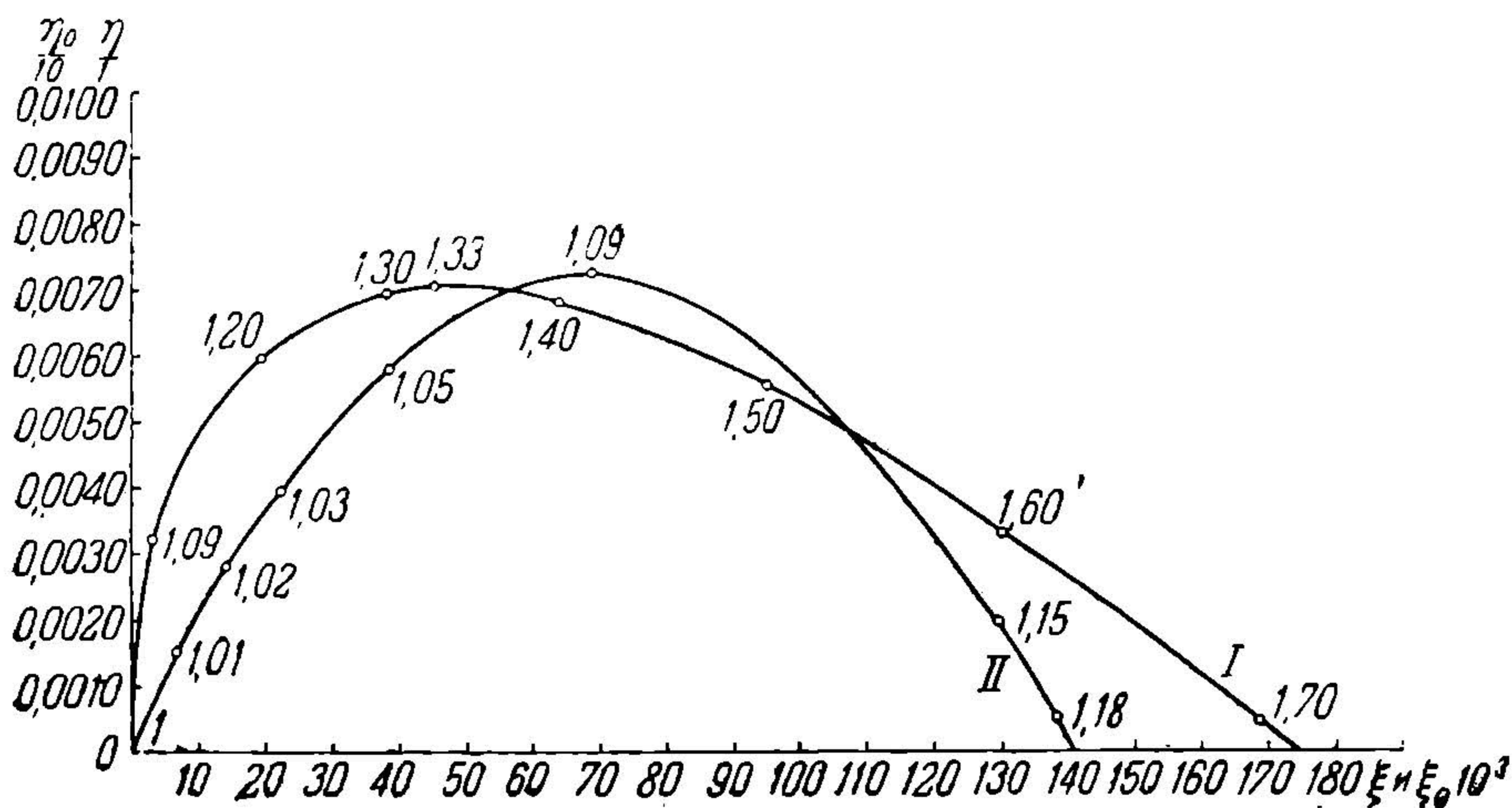


Рис. 65. Траектория частицы при начальной скорости.

Подставляя значения C_2 и C_1 в уравнение (235), после преобразований имеем:

$$Y = y - y_0 = \frac{g}{2a^2} \left[\left(1 + \frac{2ab}{g}\right) \ln(1 + at) + \frac{1}{2} [1 - (1 + at)^2] \right] \quad (237)$$

На графиках (рис. 64 и 65) даны зависимости для величин v_y , y и t , и построена по точкам траектория частицы, определяемая уравнениями (237) и (224).

Из рис. 65 следует, что с увеличением начальной скорости частицы, кривая движения частиц приближается к параболической кривой, т. е. на достаточно больших расстояниях от начала движения частицы можно считать закон движения параболическим. Этим свойством можно воспользоваться для вывода приближенных формул, что и будет сделано в последующем.

Из уравнения (232) следует, что $v_y = 0$, если

$$1 + at = \sqrt{1 + \frac{2ab}{g}} \quad (238)$$

и значит максимальное поднятие частицы будет равно:

$$Y_{\max} = \frac{b^2 \left(1 + \frac{2ab}{g}\right) \ln \left(1 + \frac{2ab}{g}\right) - \frac{2ab}{g}}{\left(\frac{2ab}{g}\right)^2}. \quad (239)$$

Значение Y_{\max} изменяется вместе с изменением a , которое зависит от условий транспорта. На рис. 66 дано представление величины $\frac{gY_{\max}}{b^2} = Z$ как функции

от $z = \frac{2ab}{g}$. Из этого ри-

сунка видно что максимальное значение Y_{\max} будет получаться при $a = 0$, т. е. при движении в пустоте. При очень больших z , Z будет мало, но в тоже время при больших a будет расти и b , поэтому все же частица будет отрываться от стенки трубы и подниматься на достаточно большие расстояния по вертикали, что подтверждается фотографическими снимками расположения зерна по трубе (рис. 67а и б).

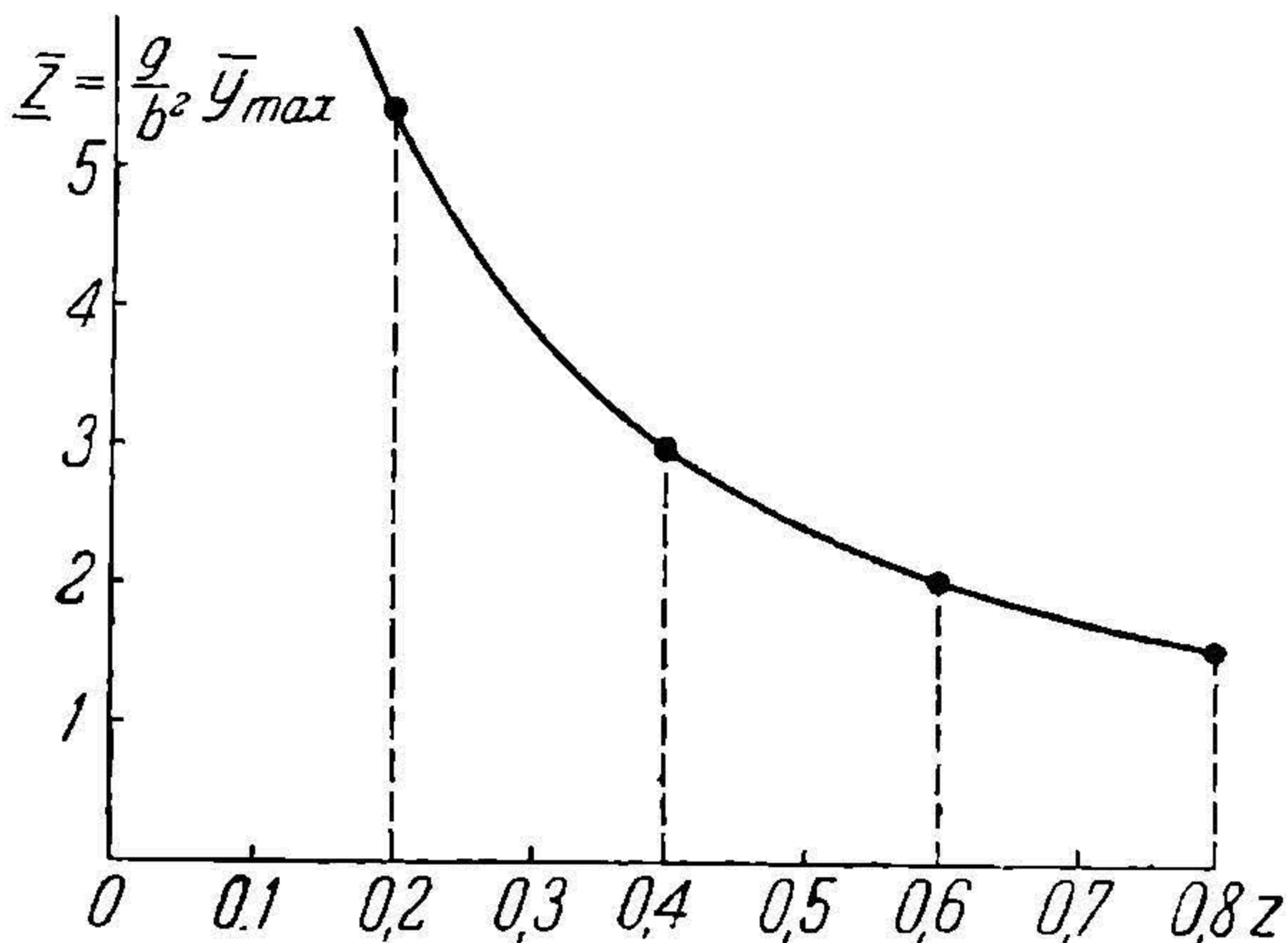


Рис. 66. Зависимость Y_{\max} от z .

Из уравнений (224) и (237) можно найти горизонтальные расстояния, отделяющие друг от друга два одинаковые последовательные вертикальные положения движущейся частицы. Для этого достаточно положить в уравнение (237) $Y = 0$, и тогда найдем такое уравнение для определения τ :

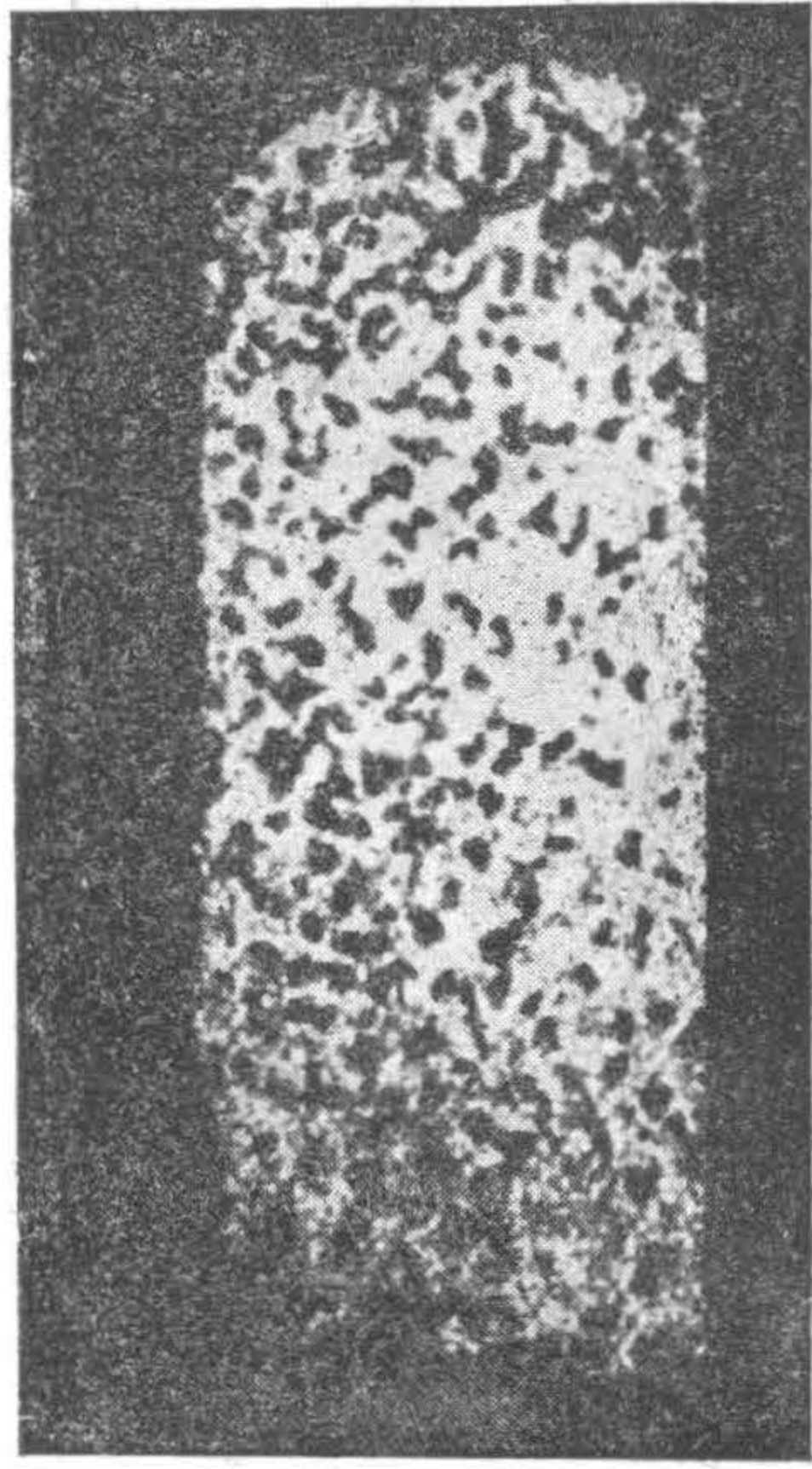
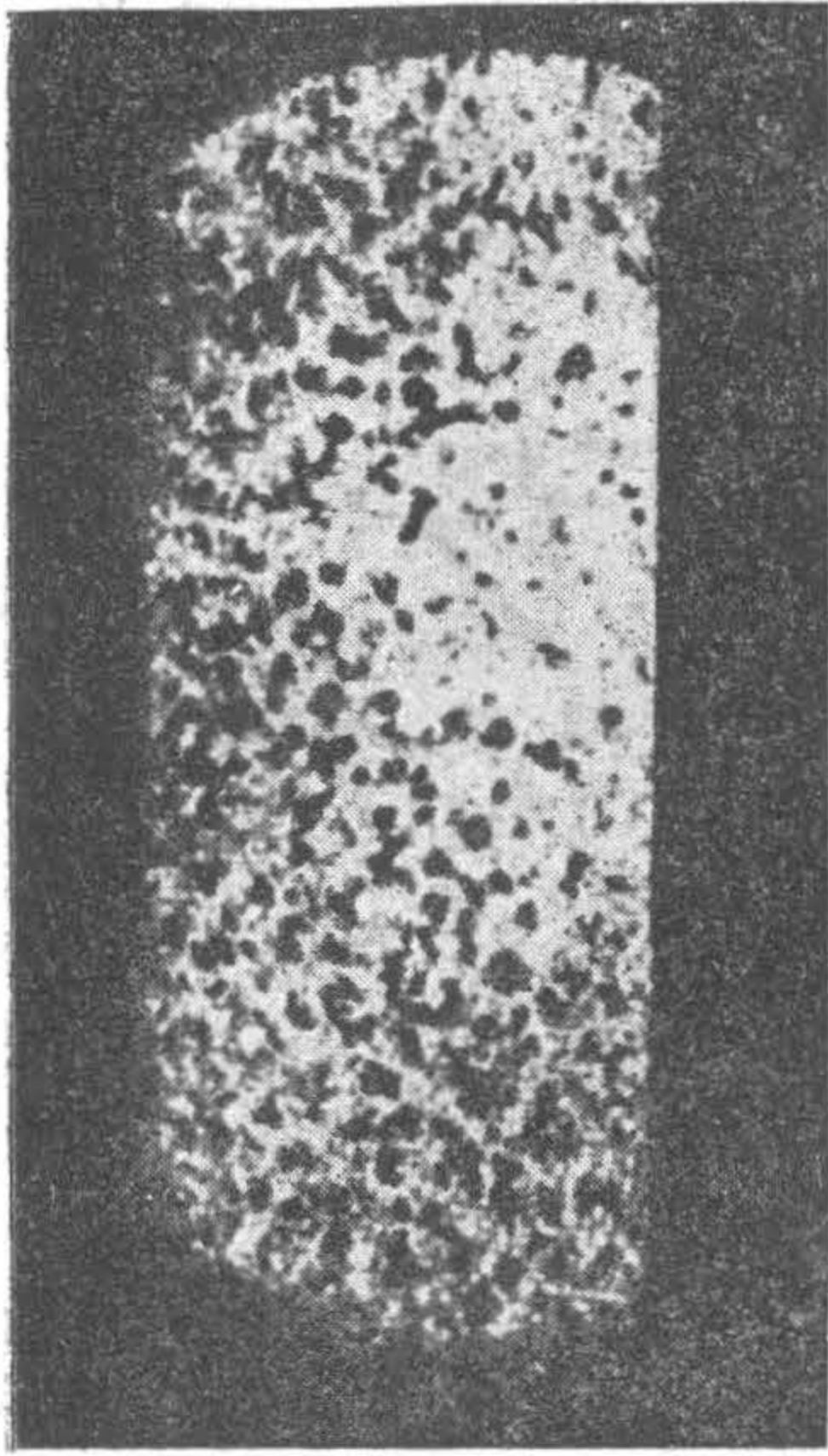
$$\ln \tau = \frac{1}{2(1+z)} (\tau^2 - 1), \quad (240)$$

где

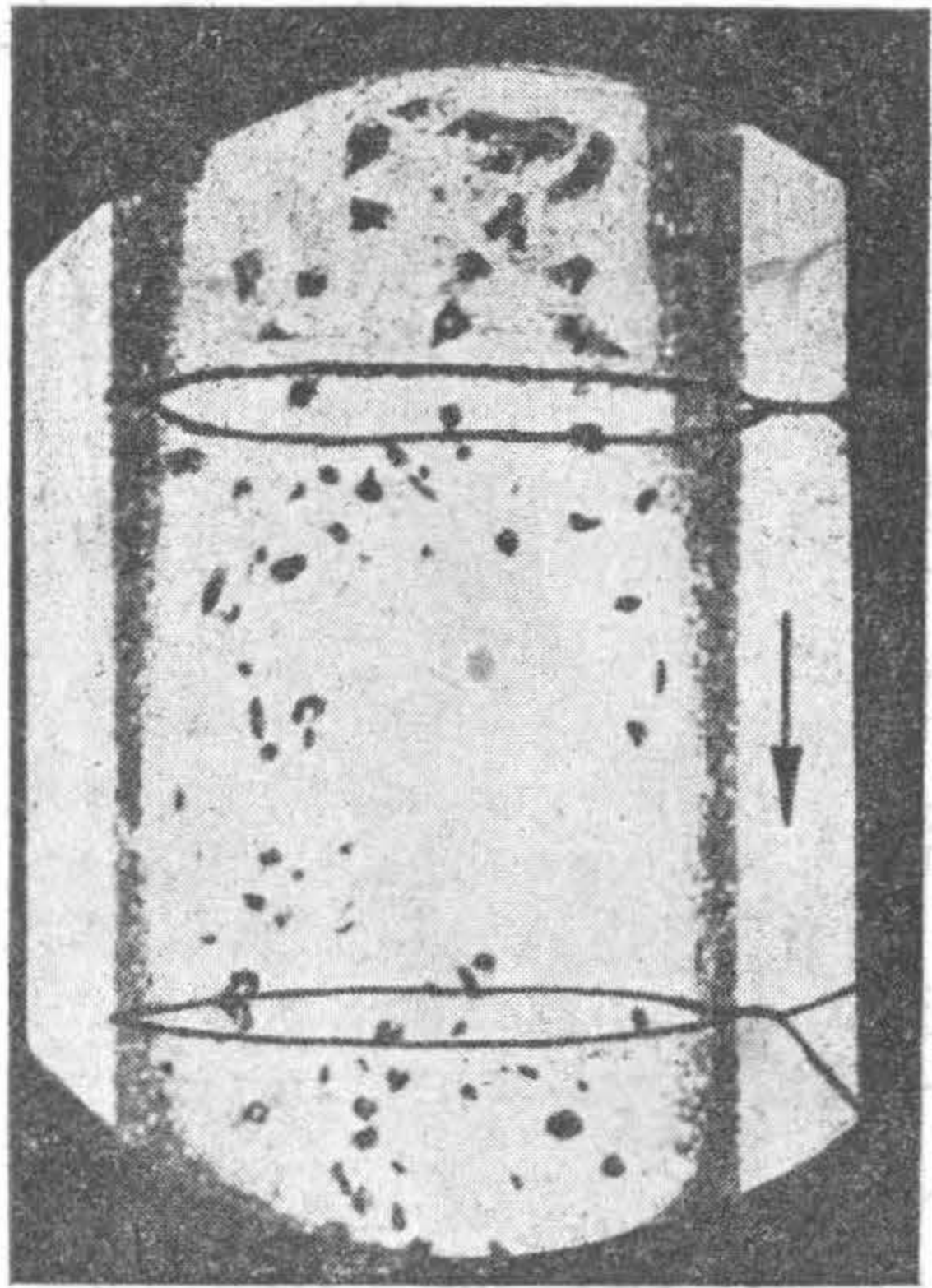
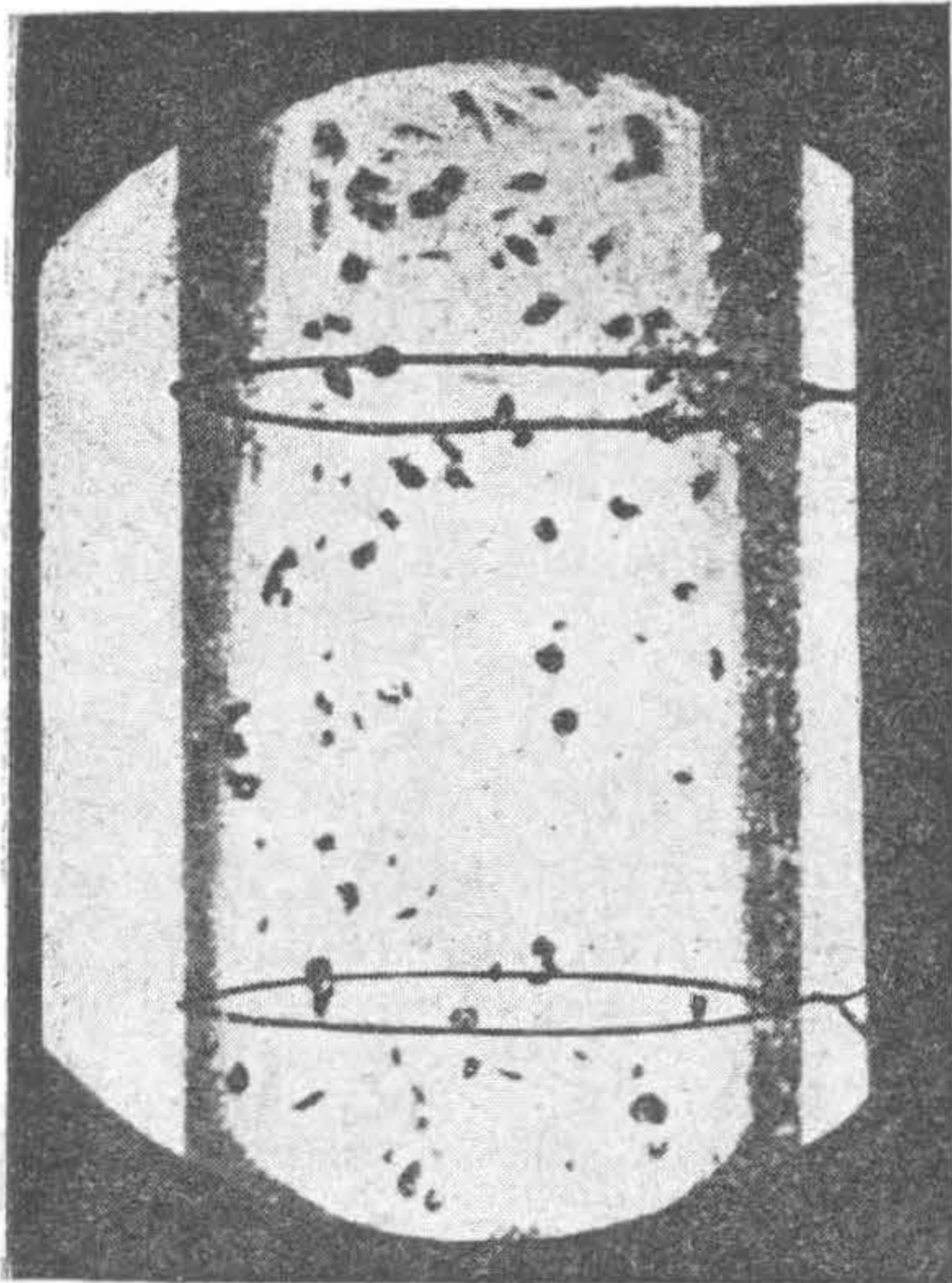
$$\tau = 1 + at. \quad (241)$$

Найдя τ и подставляя его в уравнение (224), которое преобразуем в такую форму:

$$X = \frac{c}{a} \left[\tau - 1 - \frac{u_0}{c} \ln \tau \right], \quad (242)$$



a



b

Рис. 67. Распределение зерна по трубе.

найдем искомое расстояние. В табл. 18 даны значения расстояния X между двумя последовательными соприкосновениями со стенкой для различных c .

ТАБЛИЦА 18
Значения X в функции от c

c м/сек	10	15	20	25	30
X м	3	4,6	6,2	7,8	9,5

Приближенно при вычислении X можно положить:

$$\ln \tau = \ln (1 + at) = at - \frac{1}{2} a^2 t^2 \quad (243)$$

при $\tau < 2$, и тогда из уравнения (224) следует, что

$$X = v_0 t + \frac{av_0}{2} t^2, \quad (244)$$

при тех же предположениях Y будет равно:

$$Y = \frac{gt}{4a} [2z - (2 + z) at]. \quad (245)$$

Откуда следует, что при $Y = 0$, t определится из уравнения:

$$t = \frac{2z}{a(2+z)}. \quad (246)$$

Подставляя уравнение (246) в (244), найдем X по формуле:

$$X = \frac{4bv_0}{g(2+z)} \left[1 + \frac{u_0 z}{v_0(2+z)} \right] \quad (247)$$

или, если можно положить $z \approx 0$, то

$$X = \frac{2bv_0}{g}. \quad (248)$$

Подсчитаем работу, которая будет отдаваться воздушной струей телу. Эта работа на участке X будет равна разности между кинетической энергией тела в начале и в конце участка, т. е.

$$\Delta T = \frac{v_x^2 + v_y^2}{2g} - \frac{v_0^2 + b^2}{2g},$$

если рассчитывать на один килограмм. Вводя коэффициент $\psi = \frac{v_x}{v_0}$ будем иметь:

$$\Delta T = \frac{v_0^2}{2g} \left[\left(1 + \frac{v_y^2}{v_0^2} \right) \psi^2 - \left(1 + \frac{b^2}{v_0^2} \right) \right] \approx \frac{v_0^2}{2g} (\psi^2 - 1). \quad (249)$$

Опыты инж. Gasterstädt показали, что при пневматическом транспорте средняя скорость частиц на достаточно большом рас-

стоянии от начала движения (5 — 6 м от входа) остается постоянной и равной некоторой части скорости воздушной струи, т. е.

$$v_{\text{ср}} = \varphi c, \quad (250)$$

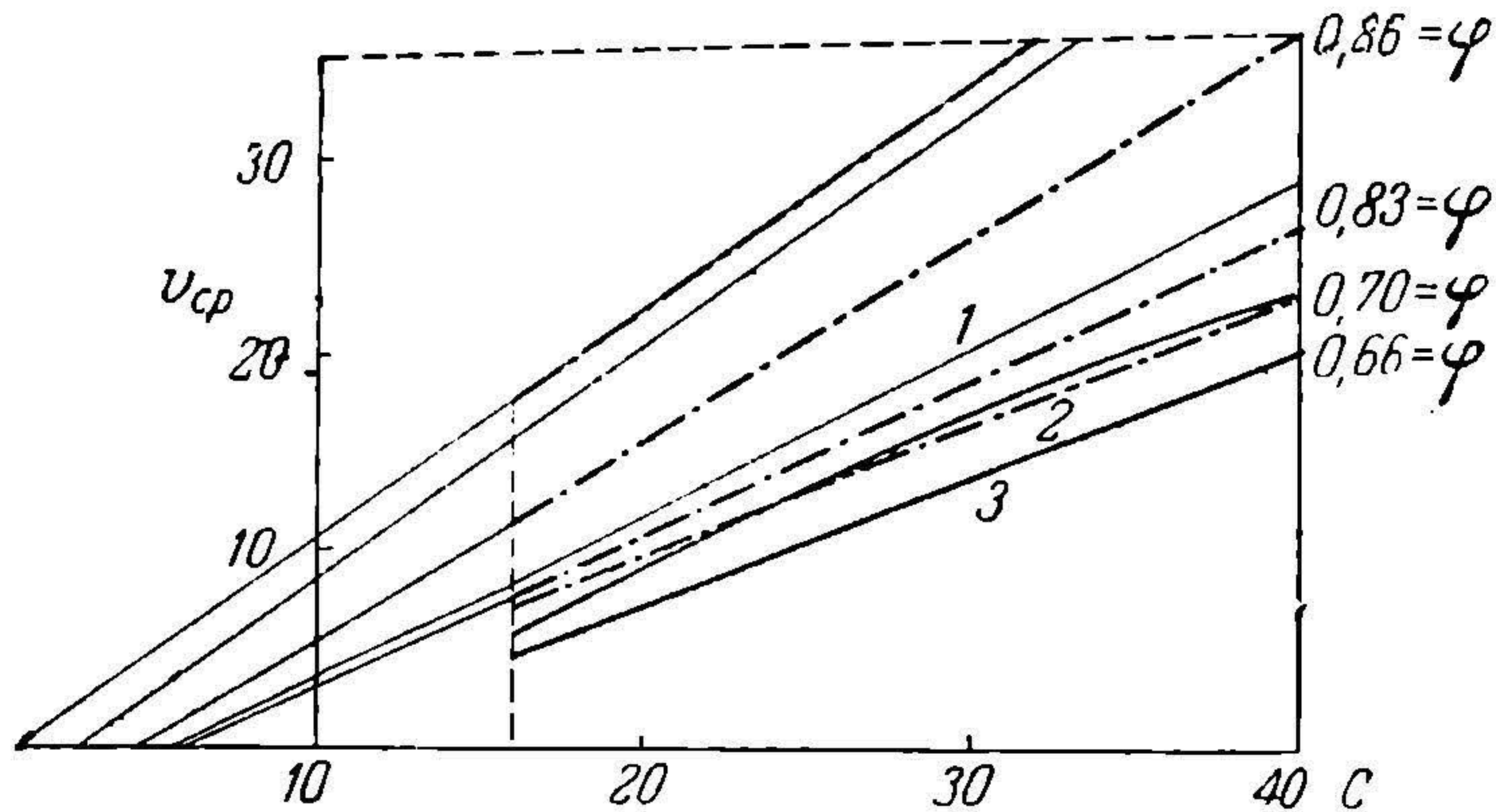


Рис. 68. Зависимость средней скорости тела.

где $\varphi < 1$ (рис. 68 и 69). Отсюда, считая $v_{\text{ср}} = 1,1 — 1,2 v_0$ следует, что на участке X вследствие удара теряется энергия частицы, выраженная формулой (249) или, после замены в (249) через $\varphi_0 c$, имеем потерю, равную:

$$\Delta T = \frac{c^2}{2g} \varphi_0 (\psi^2 - 1) = h_c \varphi_0^2 (\psi^2 - 1), \quad (251)$$

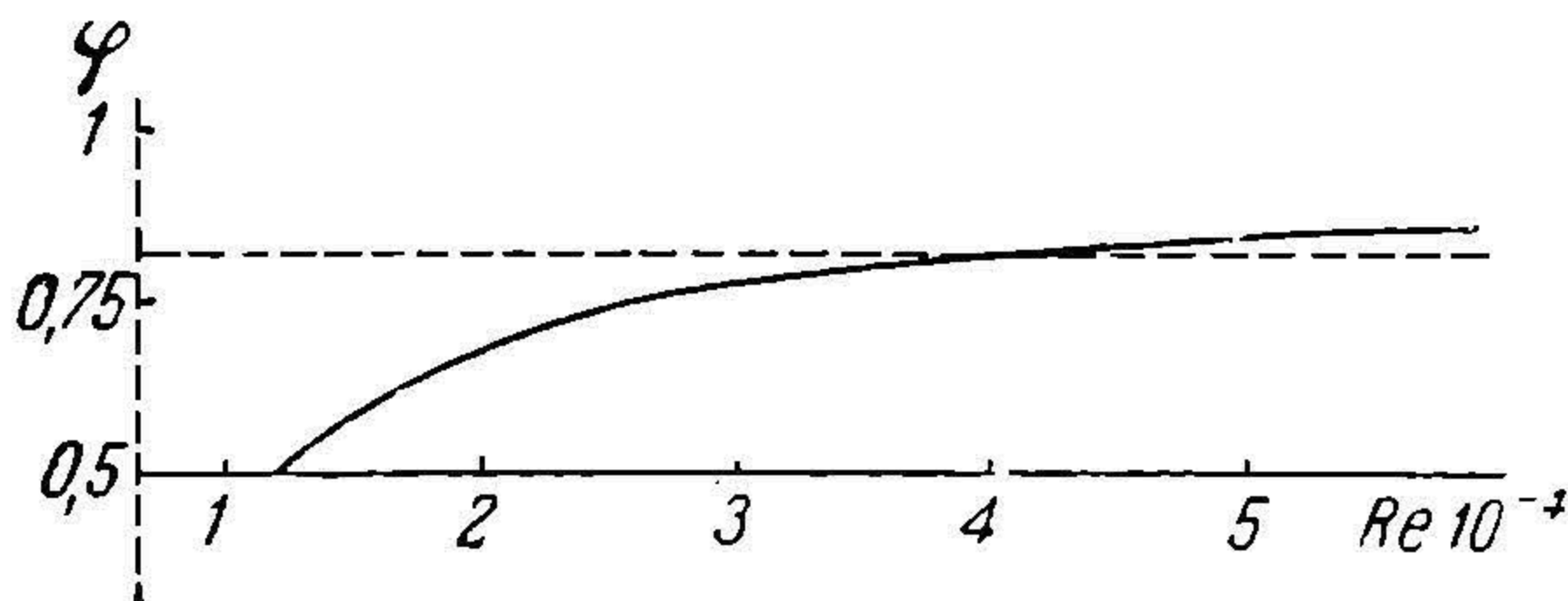


Рис. 69. Зависимость $\varphi = \frac{v_{\text{ср}}}{b}$ от числа Re .

где $h_c = \frac{c^3}{2g}$, т. е. скоростной напор воздушной струи.

Значение числа φ в зависимости от числа Рейнольдса дано на рис. 69.

Однако необходимо заметить, что энергия, отнимаемая от воздушной струи при транс-

порте, больше, чем величина ΔT , так как часть энергии воздуха теряется на вихре образования за телом и на трение.

¹ Правильнее считать $v_{\text{ср}}$ таким образом зависящей от скорости воздуха c :

$$v_{\text{ср}} = \varphi c + C, \quad (250^1)$$

где C может быть как положительным, так и отрицательным, так например, по опытам инж. Gasterstädt для шаров диаметром 7,6 мм и удельного веса 1 и 2 м³/кг имеем:

$$v_{\text{ср}} = 0,94c + 0,36, \quad v_{\text{ср}} = 0,78c - 3,35.$$

УДУНТ
(ДУНТ)

§ 25. Движение тела в наклонной трубе

При движении в наклонной трубе (рис. 70), составляющей с горизонтом угол α , при предположениях относительно скоростей, w_x и w_y , аналогичных указанным в предшествующем параграфе, получаем такие уравнения [уравнение 194]:

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{g}{c_s^2} (c - v_x)^2 - g \sin \alpha \quad (252)$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -\frac{g}{c_s^2} (c - v_x) v_y - g \cos \alpha. \quad (253)$$

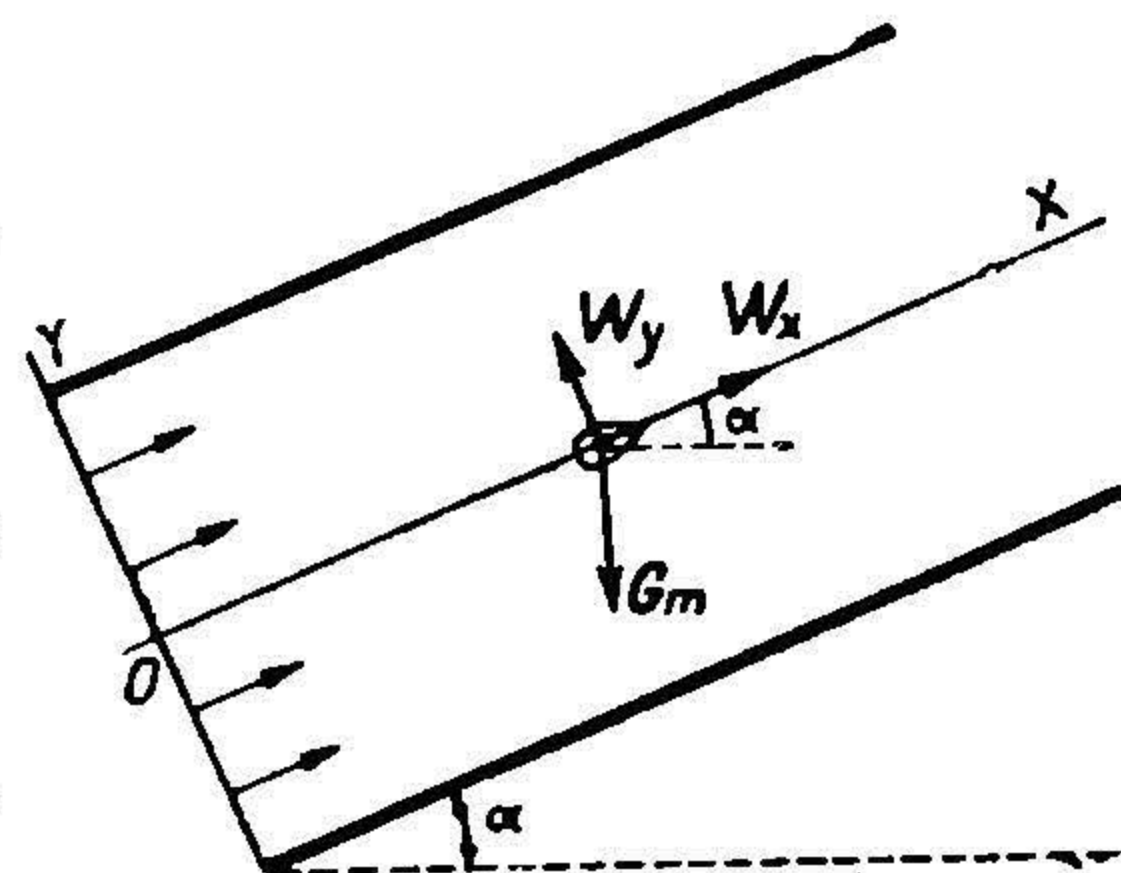


Рис. 70. Движение в наклонной трубе.

Интегрирование уравнения (252) проводится так же, как и уравнения (196), а именно, вводя величину $u = c - v_x$, получаем уравнение:

$$-\frac{du}{dt} = g \sin \alpha \left(\frac{u^2}{c_s^2 \sin \alpha} - 1 \right), \quad (254)$$

откуда, при $u > c_s \sqrt{\sin \alpha}$, после интегрирования имеем:

$$\ln \frac{u - c_s \sqrt{\sin \alpha}}{u + c_s \sqrt{\sin \alpha}} = -2 \frac{gt \sqrt{\sin \alpha}}{c_s} + \ln C \quad (255)$$

при

$$C = \frac{u_0 - c_s \sqrt{\sin \alpha}}{u_0 + c_s \sqrt{\sin \alpha}} = e^{-2m\tau} \quad m = \frac{g \sqrt{\sin \alpha}}{c_s}, \quad (256)$$

и значит

$$u = c_s \sqrt{\sin \alpha} \operatorname{cth} m(t + \tau), \quad (257)$$

т. е.

$$v_x = c - c_s \sqrt{\sin \alpha} \operatorname{cth} m(t + \tau). \quad (258)$$

Интегрируя выражение (258), найдем:

$$X = x - x_0 = ct - \frac{c_s \sqrt{\sin \alpha}}{m} \ln \frac{\operatorname{sh} m(t + \tau)}{\operatorname{sh} m\tau} \quad (259)$$

Найдя u из формулы (257), можно найти v_y из (253), заменив его значением, т. е. можно найти v_y из уравнения:

$$\frac{dv_y}{dt} = -\frac{g}{c_s} \sqrt{\sin \alpha} v_y \operatorname{cth} m(t + \tau) - g \cos \alpha, \quad (260)$$

интеграл которого будем искать тем же способом, как и интеграл уравнения (226), т. е. положим:

$$v_y = zV, \quad (261)$$

где V и z удовлетворяют уравнениям:

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{g}{c_s} \sqrt{\sin \alpha} V \operatorname{cth} m(t + \tau) \quad (262)$$

и

$$\frac{dz}{dt} = -g \cos \alpha V^{-1} \quad (263)$$

Интегрируя уравнение (261), имеем:

$$V = \frac{1}{\operatorname{sh} m(t + \tau)}, \quad (264)$$

что после подстановки в уравнение (263) и интегрирования дает такое значение для z :

$$z = C - \frac{g \cos \alpha}{m} \operatorname{ch} m(t + \tau). \quad (265)$$

Перемножая выражения (264) и (265), найдем:

$$v_y = \frac{C}{\operatorname{sh} m(t + \tau)} - \frac{g \cos \alpha}{m} \operatorname{cth} m(t + \tau). \quad (266)$$

Полагая при $t = 0$, $v_y = b$, получим:

$$b = \frac{C}{\operatorname{sh} m\tau} - \frac{g \cos \alpha}{m} \operatorname{cth} m\tau$$

или

$$C = b \operatorname{sh} m\tau + \frac{g \cos \alpha}{m} \operatorname{cth} m\tau, \quad (267)$$

т. е.

$$\frac{dy}{dt} = v_y = \frac{b \operatorname{sh} m\tau}{\operatorname{sh} m(t + \tau)} + \frac{g \cos \alpha}{m} [\operatorname{cth} m\tau - \operatorname{cth} m(t + \tau)]. \quad (268)$$

Интегрируя уравнение (268), найдем:

$$y = C_1 + \frac{1}{2m} \ln \frac{\operatorname{ch} m(t + \tau) - 1}{\operatorname{ch} m(t + \tau) + 1} + \frac{g \cos \alpha}{m} \left[t \operatorname{ch} m\tau - \frac{1}{m} \ln \operatorname{sh} m(t + \tau) \right]. \quad (269)$$

Полагая при $t = 0$, $y = y_0$, найдем C_1 :

$$C_1 = y_0 - \frac{1}{2m} \ln \frac{\operatorname{ch} m\tau - 1}{\operatorname{ch} m\tau + 1} + \frac{g \cos \alpha}{m^2} \ln \operatorname{sh} m\tau \quad (270)$$

и значит:

$$Y = y - y_0 = \frac{1}{m} \ln \frac{\operatorname{tg} \frac{m(t + \tau)}{2}}{\operatorname{tg} \frac{m\tau}{2}} - \frac{g \cos \alpha}{m^2} \ln \frac{\operatorname{sh} m(t + \tau)}{\operatorname{sh} m\tau} + \frac{\operatorname{tg} \cos \alpha}{m} \operatorname{cth} m\tau. \quad (271)$$

Из формул (258) и (268) следует, что при $t \rightarrow \infty$ v_x и v_y будут соответственно равны:

$$v_x = c - c_s \sqrt{\sin \alpha}, \quad v_y = \frac{g \cos \alpha}{m} (\operatorname{cth} m\tau - 1). \quad (272)$$

Расстояние между двумя одинаковыми положениями по оси y найдется из уравнения (271), если положить в нем $Y = 0$.

Работа, затраченная воздухом, будет складываться из работы на поднятие тела и увеличение кинетической энергии тела, рассчитанные на 1 кг, т. е.

$$x \sin \alpha + \frac{v_x^2 + v_y^2 - (v_0^2 + b^2)}{2g}$$

или приближенно

$$x \sin \alpha + \frac{v_0^2}{2g} (\psi^2 - 1). \quad (273)$$

§ 26. Движение тела в трубе переменного сечения

Для исследования вопроса движения в суживающейся трубе можно применить уравнения (194), считая c зависящим от x , причем эта зависимость определяется по формуле расходов (19):

$$c = \frac{Q}{F}, \quad (274)$$

где F (сечение трубы) предполагается известной функцией от x . Так например, для конического кругового сужения

$$F = F_0 \left(1 - \frac{2x}{D_0} \operatorname{tg} \vartheta\right)^2. \quad (275)$$

Однако полученные таким образом уравнения не могут быть сведены к квадратурам, и их приходится решать численным интегрированием. На рис. 71 даны выражения для скорости v в случае движения во всасывающем устройстве, форма которого указана на рис. 72.

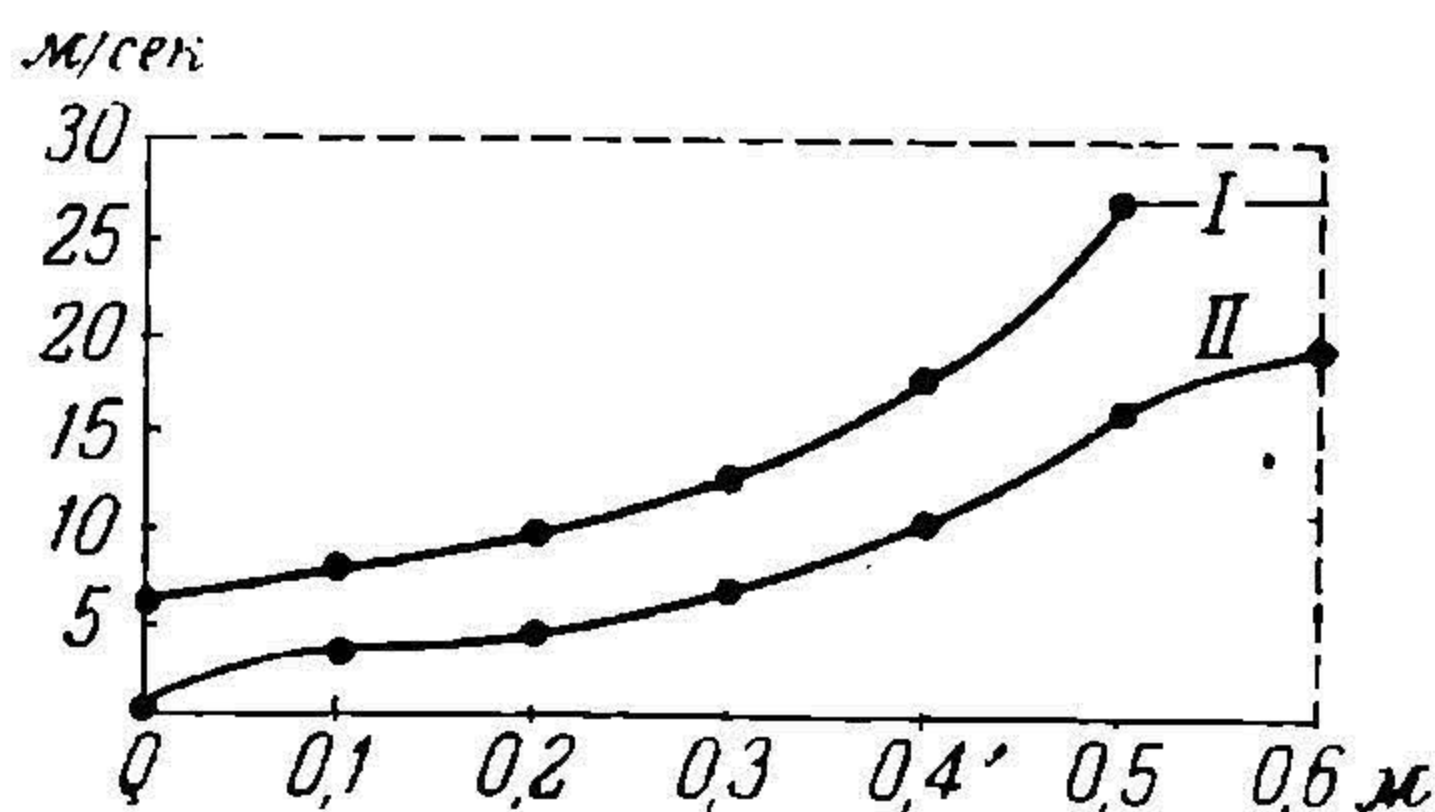


Рис. 71. Кривая скорости воздуха.

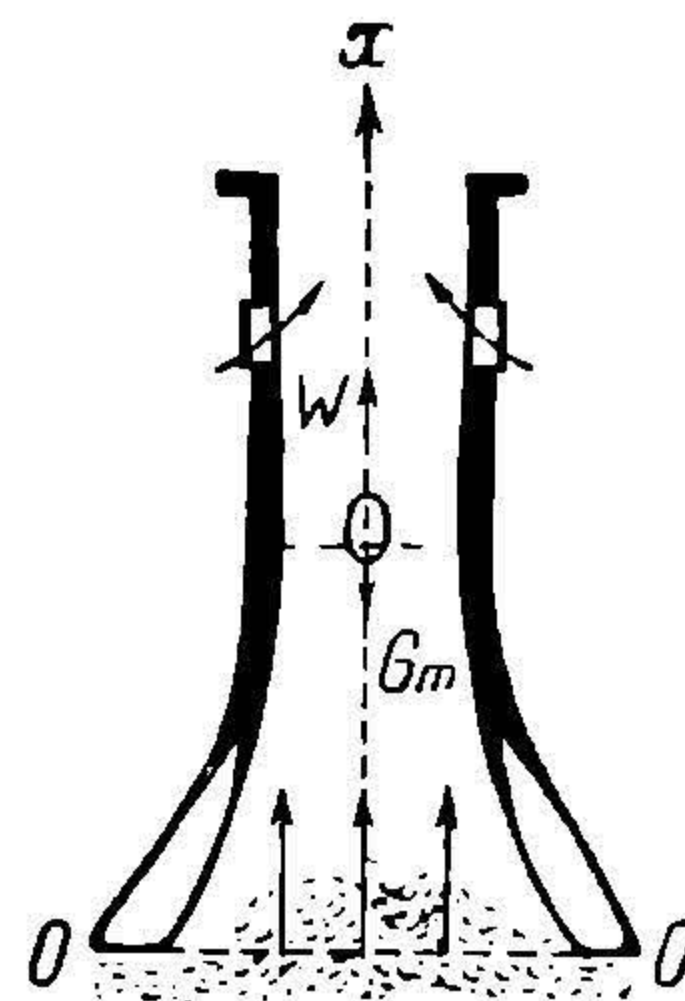


Рис. 72. Всасывающее вертикальное устройство.

Для расширяющихся труб уравнения (194) могут быть применены только при весьма слабых расширениях, так как при сильных расширениях, как известно из сказанного в § 12, образуются обратные токи и происходит срыв струи воздуха со стенок. Вследствие этого вблизи стенок твердые частицы будут испытывать давление обратное основному потоку и будут кроме поступательного движения со всем потоком находиться во вращательном движении, что при известных условиях может совершенно прекратить их поступательное движение. Так например при внезапных расширениях в углах образуются залежи материала. То же имеет место при прохождении через диафрагмы и задвижки.

§ 27. Движение тела на повороте трубы (в колене)

Движение твердой частицы на повороте будем рассматривать при отсутствии силы тяжести. В этом случае удобнее вместо уравнений (194) воспользоваться законом момента количества движения и уравнения движения по направлению радиуса поворота (рис. 73). Тогда имеем:

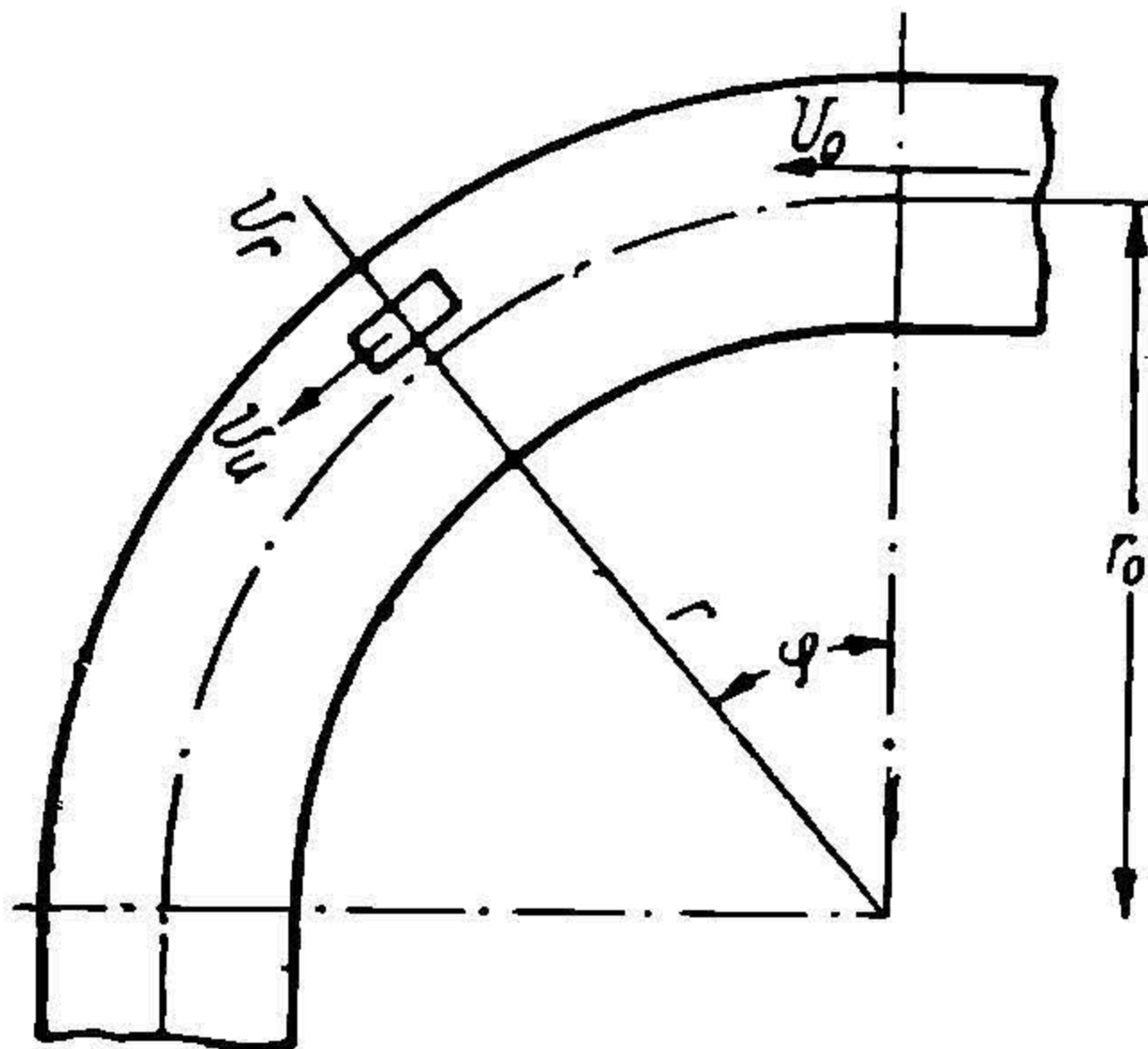


Рис. 73. Движение тела в колене.

$$\frac{d}{dt}(mv_u r) = L \quad (276)$$

$$m \frac{dv_r}{dt} - m \frac{v_0^2}{r} = W_r. \quad (277)$$

Допустим, что $L = \text{const}$, что достаточно близко к действительности. Тогда из уравнения (276) имеем:

$$mv_u r = Lt + C,$$

откуда, полагая при $t = 0$ $v_u = v_0$ и $r = r_0$ найдем:

$$m(v_u r - v_0 r_0) = Lt. \quad (278)$$

В частном случае, если $L = 0$, то v_u будет обратно пропорционально r , т. е.

$$v_u = \frac{v_0 r_0}{r}. \quad (279)$$

Подставляя уравнение (279) в (277) и полагая $W = \frac{-m\lambda v_r^2}{2}$, будем иметь:

$$m \frac{dv_r}{dt} = m \frac{v_0^2 r_0^2}{r^3} - \lambda v_r^2. \quad (280)$$

Имея в виду, что:

$$\frac{dv_r}{dt} = \frac{dv_r}{dr} \frac{dr}{dt} = v_r \frac{dv_r}{dr}, \quad (281)$$

после подстановки (281) в (280) найдем такое уравнение для v_r :

$$\frac{d}{dr}(v_r^2) = \frac{2v_0^2 r_0^2}{r^3} - \lambda v_r^2$$

или после замены $v_r^2 = \xi$ получим линейное уравнение для ξ :

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{2v_0^2 r_0^2}{r^3} - \lambda \xi, \quad (282)$$

причем ξ будет выражаться такой зависимостью от r :

$$\xi = C - v_0^2 r_0^2 \left(\frac{1}{r^2} + \frac{\lambda}{r} + \lambda^2 e^{-\lambda r} \int r^{-1} e^{\lambda r} dr \right), \quad (283)$$

причем последний интеграл представляет специальную трансцендентную функцию, обратную интегральному логарифму.¹

¹ J a h n k e — E m d e. Funktionentafeln. 1933.

УДУНТ
(ДІТ)

Если $\lambda = 0$, то

$$\xi = C - \frac{v_0^2 r_0^2}{r^2} \quad (284)$$

и значит:

$$v_r = \sqrt{C - \frac{v_0^2 r_0^2}{r^2}}, \quad (285)$$

если при $r = r_0$, $v_r = 0$, то $C = v_0^2$ и тогда имеем:

$$v_r = v_0 \sqrt{1 - \left(\frac{r_0}{r}\right)^2} \quad (286)$$

Зная v_r и v_u можно найти траекторию частицы в полярных координатах, если иметь в виду, что

$$v_r = \frac{dr}{dt}, \quad v_u = r \frac{d\varphi}{dt}, \quad (287)$$

тогда

$$r \frac{d\varphi}{dr} = \frac{v_u}{v_r} = \frac{\frac{v_0 r_0}{r}}{v_0 \sqrt{1 - \left(\frac{r_0}{r}\right)^2}} = \frac{r_0}{r \sqrt{1 - \left(\frac{r_0}{r}\right)^2}} \quad (288)$$

или после сокращений найдем:

$$\frac{d\varphi}{dr} = \frac{1}{r \sqrt{\left(\frac{r}{r_0}\right)^2 - 1}}. \quad (289)$$

Интегрируя это уравнение, найдем, что

$$\varphi = C - 4 \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\rho + 1}{\rho - 1}}, \quad \text{где } \rho = \frac{r}{r_0}, \quad (290)$$

Полагая при $r = r_0$, $\varphi = 0$, получаем окончательно:

$$\varphi = 2\pi \left(1 - \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\rho + 1}{\rho - 1}} \right). \quad (291)$$

Пользуясь уравнением (291), можно определить ту точку, в которой происходит соприкосновение частиц с поверхностью трубы. Для этого достаточно положить $r = R + \frac{D}{2}$, где R радиус оси поворота. Однако в действительности угол φ будет, вследствие сопротивления воздуха, несколько больше, и поэтому в некоторых случаях можно считать движение частицы прямолинейным и определять точку удара так, как показано на рис. 74. Если далее предположить удар абсолютно упругим, то следующий удар частицы

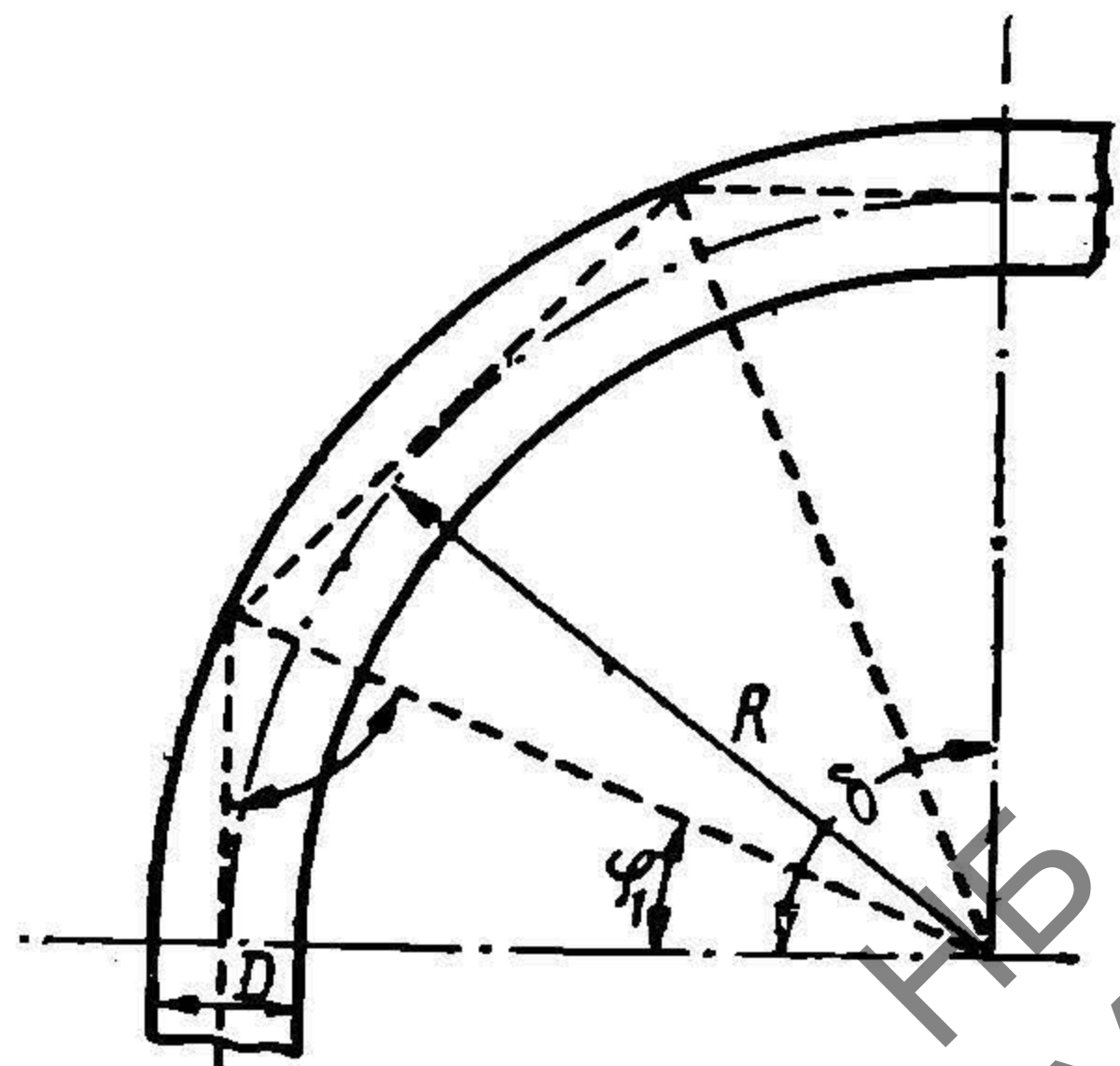


Рис. 74. Удар в колене.

о стенку при прямолинейности движения определится при $R = r$ по формуле для угла:

$$\varphi = 3\varphi_1 = 3 \arccos \frac{2R}{2R + D}. \quad (292)$$

Отсюда следует, что если угол колена будет δ , то число ударов центральной частицы будет равно целой части отношения:

$$\frac{\delta + \varphi_1}{2\varphi_1}. \quad (293)$$

В табл. 19 даны значения числа ударов n в зависимости от отношения $\frac{D}{r}$ при $\delta = 90^\circ$.

ТАБЛИЦА 19

Значения числа ударов в функции от $\frac{r_0}{D} \left(\cos \frac{45}{n} = \frac{1}{1 + 0,5 \frac{D}{r_0}} \right)$

$\frac{r_0}{D}$	0,5	1		4	6
n	0,75	0,94	1,22	1,67	2,04

В действительности число ударов будет больше, так как их нельзя считать за абсолютно упругие, причем при каждом ударе будет теряться часть кинетической энергии частицы, которая, при условии установившегося движения материала, должна восполняться за счет энергии воздушной струи. Последнее обстоятельство объясняет значительное увеличение потери напора в колене при пневматическом транспорте, сравнительно с потерей напора при движении чистого воздуха.

Указанная потеря может быть определена, если известно уменьшение скорости при каждом ударе. Пусть отношение скорости до и после удара будет ψ , тогда потеря в скорости после n ударов будет равна ψ^n и значит полная потеря кинетической энергии будет определяться на 1 кг по формуле:

$$(1 - \psi^{2n}) \frac{v_{\text{ср}}^2}{2g}, \quad (294)$$

где $v_{\text{ср}}$ — скорость входа в колено. Эта потеря будет восстановлена за счет энергии воздуха в следующем за коленом прямолинейном участке трубы. Уменьшение скорости частиц при ударах в колене ухудшает работу установок еще и вследствие отложения частиц материала, поступательные скорости которых настолько малы, что эти частицы захватываются циркуляционными вторичными токами в колене (§ 13) и относятся к внутренней стенке трубы, где и отлагаются.

Этим параграфом заканчивается элементарное рассмотрение основных движений твердых частиц в потоке воздуха, необходимых для построения теории пневматического транспорта.

ДВИЖЕНИЕ СМЕСИ ВОЗДУХА И МАТЕРИАЛА ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ

§ 28. Потеря напора в горизонтальных трубах

При движении материала по трубе, вследствие ударов частиц между собой и ударов о стенки трубы, их кинетическая энергия должна уменьшаться, и следовательно для поддержания этой энергии необходим подвод энергии извне, т. е. за счет энергии транспортной воздушной струи. Кроме того энергия воздуха затрачивается на подъем, вихреобразование и трение, поэтому можно написать такое равенство для полного баланса потерь энергии:

$$W_r = W_b + W_m + W_w + W_g, \quad (295)$$

где W_r — полная энергия, теряемая воздушной струей, W_b — энергия потерь чистого воздуха, W_m — энергия, теряемая на поддержание равномерного движения частиц, W_w — энергия, теряемая на вихреобразование вследствие присутствия в потоке частиц материала, W_g — энергия на подъем частиц в воздухе.

Перейдем к рассмотрению каждого отдельного члена для случаев движения в горизонтальной трубе.

Потеря напора чистого воздуха на длину l трубы будет выражаться формулой (42):

$$h_r = \lambda \frac{l}{D} \frac{c^2}{2g} = \lambda \frac{l}{D} h_c, \quad (296)$$

где значения λ зависят от числа Re , откуда следует, что потеря энергии в единицу времени для чистого воздуха будет равна:

$$W_b = \gamma Q \frac{dh_r}{dx}. \quad (297)$$

Для определения W_m вспомним указание (§ 24), согласно которому потеря энергии от удара частиц, рассчитанная на 1 кг, будет равна:

$$\Delta T = \varphi_0^2 (\psi^2 - 1) h_c, \quad (298)$$

где $\varphi = \frac{v_0}{c}$, $\psi = \frac{v_{\max}}{v_0}$ и v_{\max} — максимум проекции скорости по горизонтальному направлению, и значит потеря энергии для всего материала в единицу времени будет равна:

$$\gamma_m Q_m \Delta T = \gamma_m Q_m \varphi_0^2 (\psi^2 - 1) h_c, \quad (299)$$

где Q_m — объемный расход материала, γ_m — удельный вес материала.

Потеря энергии на вихреобразование может быть подсчитана таким образом. Пусть c_w скорость, потерянная из-за этого вихреобразования, тогда энергия на 1 кг будет равна:

$$\frac{c_w^2}{2g} = \xi_w \frac{c^2}{2g}, \quad (300)$$

где $V \xi_w = \frac{c_w}{c}$.

Потеря энергии в единицу времени на вихреобразование будет равна:

$$W_w = \gamma F_m \xi_w \frac{c^2}{2g} n = \xi_w n h_c \gamma F_m, \quad (301)$$

где n — число частиц, проходящих в единицу времени через сечение трубы.

При движении в горизонтальной трубе $W_w = 0$.

Подставляя выражения (297), (299) и (301) в равенство (295), и вынося W_b за скобку, имеем:

$$W_r = W_b \left(1 + \frac{\gamma_m Q_m}{\gamma Q} \frac{\varphi_0^2 (\psi^2 - 1)}{\lambda l} D + \xi_w \frac{n F_m}{Q} \right), \quad (302)$$

где $l = X_{\max}$ из формулы (247) или (248).

Отношение

$$\mu = \frac{\gamma_m Q_m}{\gamma Q}, \quad (303)$$

как известно из введения, называется весовой пропорцией смеси и будет весьма важно при дальнейших расчетах.

Для определения отношения $\frac{n F_m}{Q}$ достаточно указать, что $n F_m$ есть объемный расход материала, поэтому

$$\frac{n F_m}{Q} = \frac{\gamma_m Q_m}{\gamma Q} \frac{\gamma}{\gamma_m} = \frac{\gamma}{\gamma_m} \mu. \quad (304)$$

Для определения коэффициента при μ в формуле (302), т. е. величины

$$\epsilon_1 = \frac{\varphi_0^2 (\psi^2 - 1)}{\lambda X_{\max}} \quad (305)$$

подставим вместо X_{\max} его приближенное выражение (247), причем предварительно заметим, что

$$z = \frac{2ab}{g} \approx 2 \sqrt{gD} \frac{c}{c_s} (1 - \varphi_0) \text{ при } b \approx \sqrt{gD}, \quad (306)$$

тогда имеем:

$$\epsilon_1 = \frac{\varphi_0 (\psi^2 - 1) g (2 + z)}{4 \sqrt{gD} \left[1 + \frac{1 - \varphi_0}{\varphi_0} \frac{z}{2 + z} \right]} \frac{D}{\lambda c}. \quad (307)$$

Производя вычисления по формуле (307) для $0,1 \leq D \leq 0,3$ м и $10 \leq c \leq 30$ м/сек, получаем таблицу значений (табл. 20) ϵ_1 , причем λ выбрано по формуле (53) при температуре 15°C и 760 мм.

ТАБЛИЦА 20

Значения ϵ_1 функций от c и D

c м/сек \ D м	10	20	30
0,1	0,22	0,15	0,12
0,2	0,34	0,22	0,18
0,3	0,46	0,28	0,22

В некоторых случаях довольно близко к действительности приводит такая полуэмпирическая формула:

$$\varepsilon_1 = 0,33 \left(\frac{c}{20}\right)^{-1,1} \left(\frac{D}{0,2}\right)^{-0,03} \quad (308)$$

причем эта формула учитывает потери на вихреобразование.

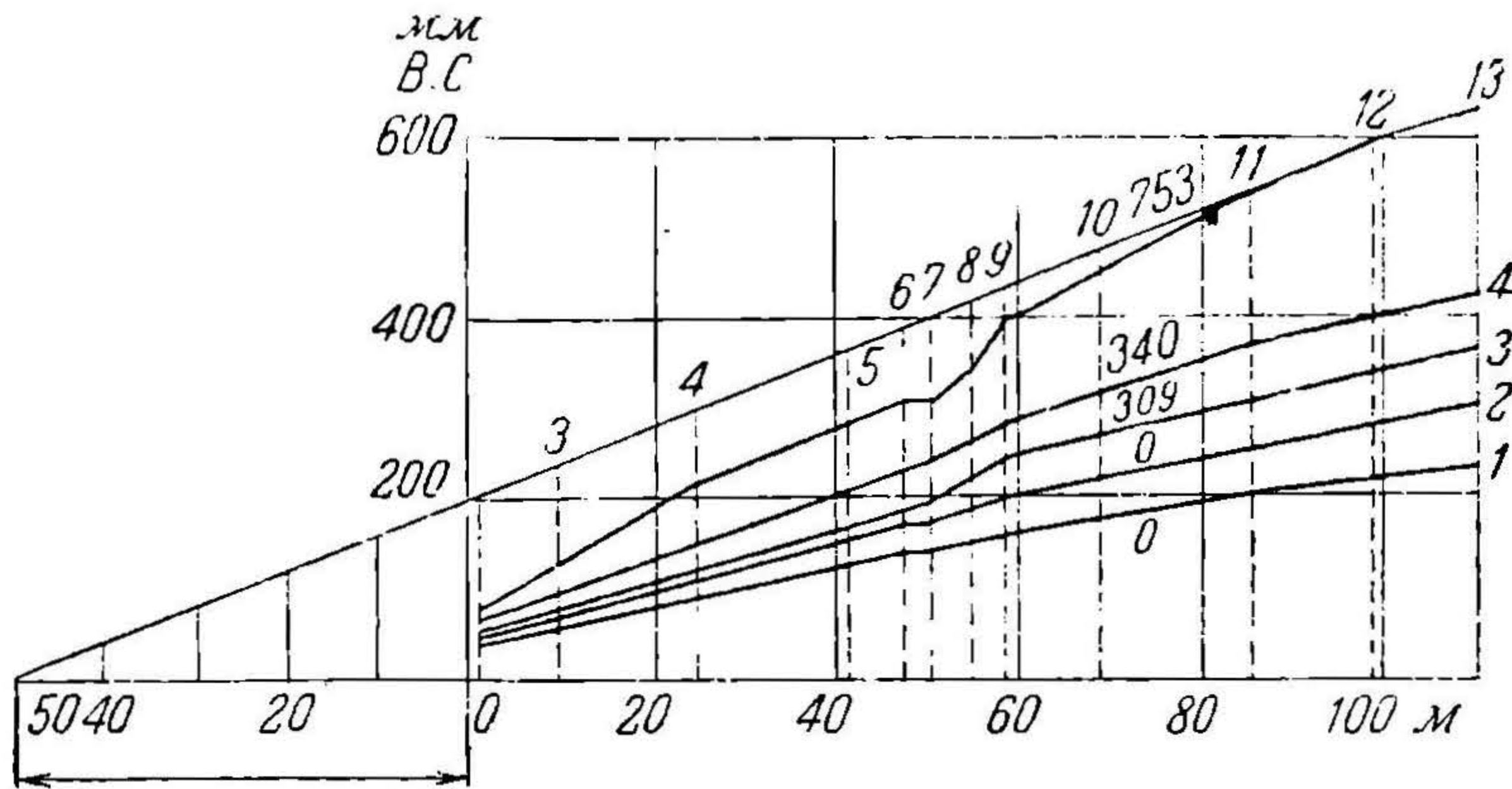


Рис. 75. Падение давления смеси воздуха и материала.

Подсчет третьего члена в формуле (302) весьма сложен и ненадежен, поэтому приходится ограничиться грубой прикидкой, которая дает средние значения для ξ_{sc} = от 0,03 до 0,08.¹

Из формул (307) и (308) следует, что увеличение скорости значительно уменьшает ε . Это подтверждается опытами инж. Gasterstädt. Они дают такое значение для полной поправки на потерю смеси, которую инж. Gasterstädt определяет как отношение потери напора смеси к потере напора чистого воздуха при прочих равных условиях, и обозначает:

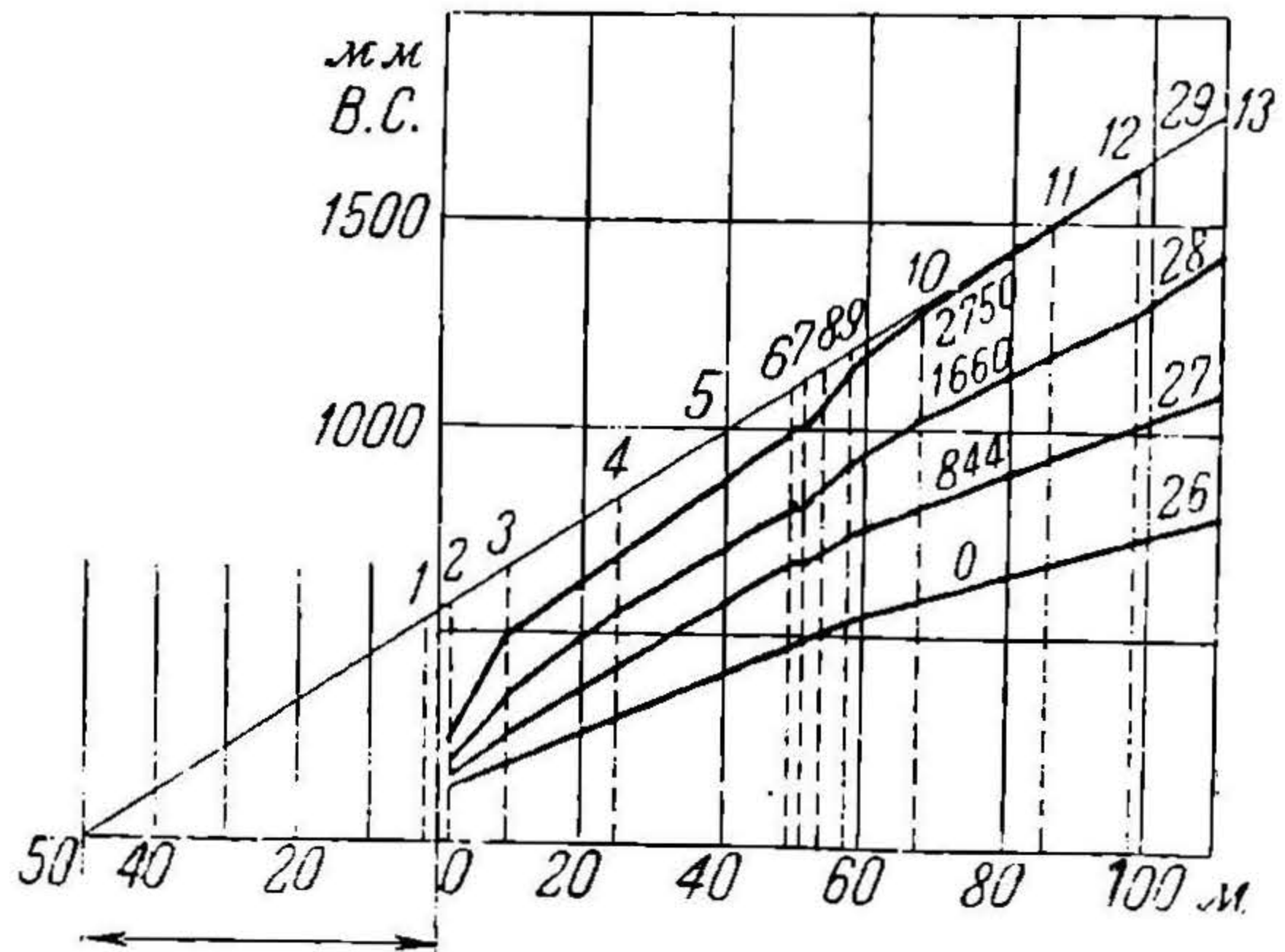


Рис. 76. Падение давления смеси воздуха и материала.

$$\omega = \frac{h_m}{h_r} = 1 + \rho \cdot \text{tg } \alpha. \quad (309)$$

Сравнивая формулы (309) и (302), находим, что

$$\text{tg } \alpha = \varepsilon_1 + \xi_{sc} \frac{\dot{V}}{\dot{V}_m} \quad (310)$$

¹ С увеличением турбулентности ξ_{sc} в начале возрастает, а затем убывает.

и значит, теоретически максимальное значение $\operatorname{tg} \alpha = 0,46 + 0,08 = 0,54$, а минимальное — $\operatorname{tg} \alpha = 0,12 + 0,03 = 0,15$. Сравним эти значения с опытами инж. Gasterstädt (рис. 75, 76 и 77), где по оси абсцисс отложена длина трубы, а по оси ординат потерянные напоры смеси. Из этих опытов следует, что потерянный напор смеси приблизительно пропорционален длине трубы и увеличивается вместе с увеличением весового расхода смеси, т. е. $G_m = \gamma_m Q_m$. Зависимость отношения (309) от μ представлена на рис. 78 и 79 и ясно показывает, что ω для достаточно больших μ является линейной функцией от μ при постоянной скорости воздушной струи и что с увеличением скорости воздушной струи ω уменьшается, т. е. $\operatorname{tg} \alpha$ есть убывающая функция скорости c , что находится в полном согласии с ранее полученными теоретическими результатами.

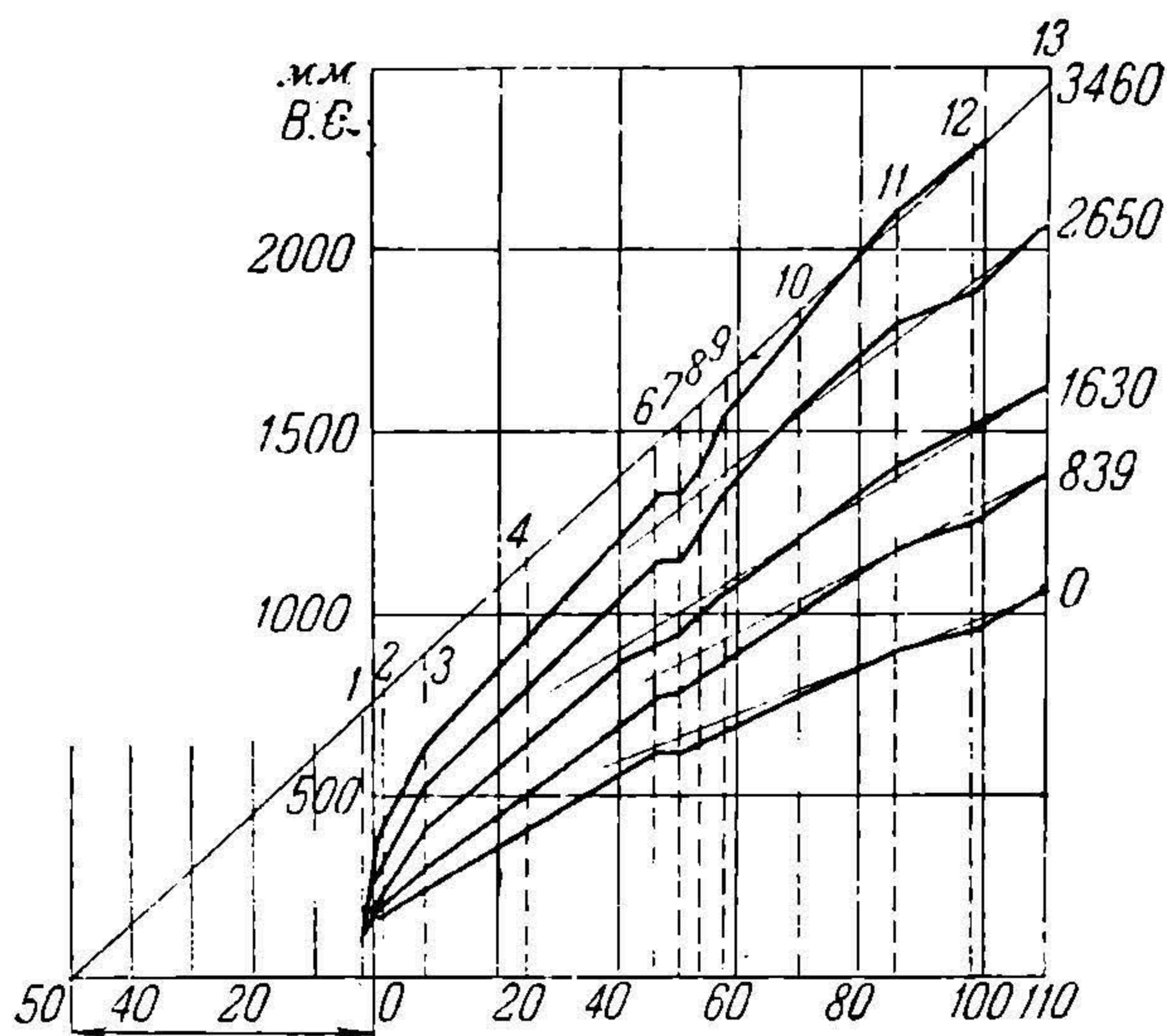


Рис. 77. Падение давления смеси воздуха и материала.

длина трубы, а по оси ординат потерянные напоры смеси. Из этих опытов следует, что потерянный напор смеси приблизительно пропорционален длине трубы и увеличивается вместе с увеличением весового расхода смеси, т. е. $G_m = \gamma_m Q_m$. Зависимость отношения (309) от μ представлена на рис. 78 и 79 и ясно показывает, что ω для достаточно больших μ является линейной функцией от μ при постоянной скорости воздушной струи и что с увеличением скорости

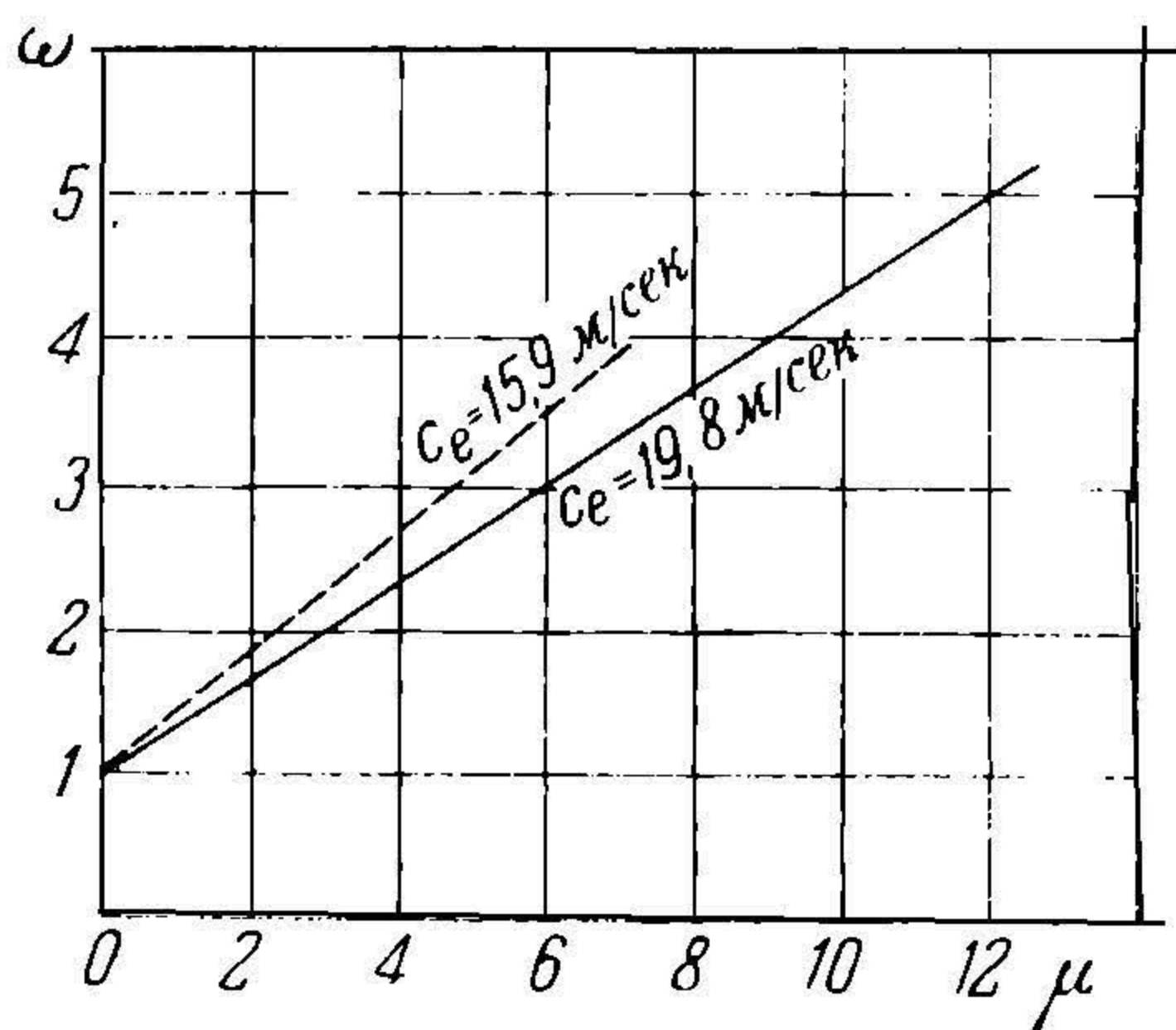


Рис. 78. Удельное падение давления ω .

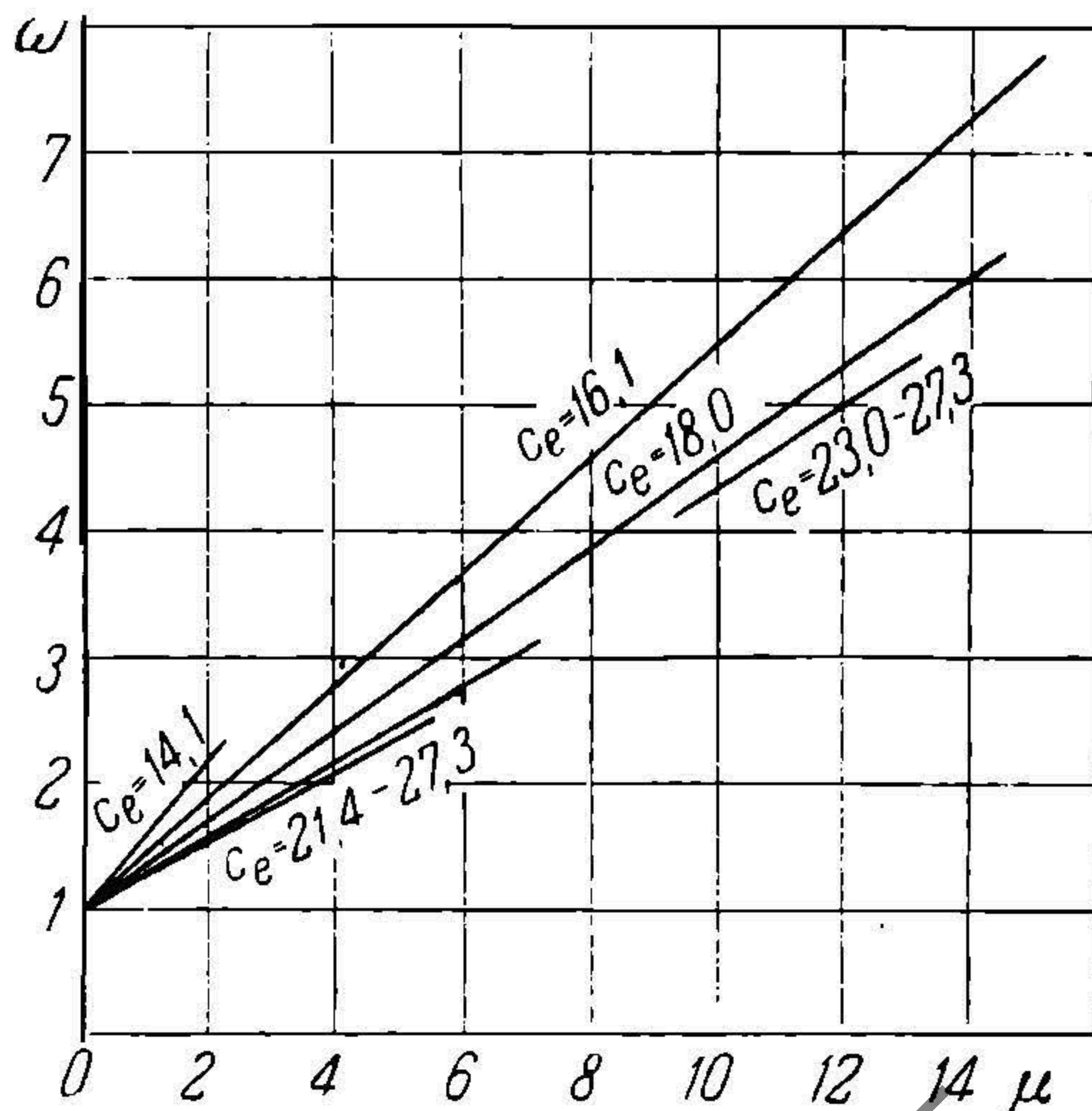


Рис. 79. Удельное падение давления ω .

В табл. 21 даны значения $\operatorname{tg} \alpha = \varepsilon$ по опытам инж. Gasterstädt и по формуле (308).

УДК 62-50
(ДПТ)

ТАБЛИЦА 21

Зависимость $\operatorname{tg} \alpha$ от c

c м/сек	По Gasterstädt	По формуле (308)
15	0,59	0,46
20	0,40	0,33
25	0,32	0,24

Соответствующая табл. 22 кривая дана на графике (рис. 80).

Из этой таблицы следует, что формула (308) дает значения несколько меньшие, чем опыты инж. Gasterstädt, поэтому при расчетах для обеспечения правильного действия установки эти значения следует увеличить на 10—15%.

Пример. Найти потерянный напор в горизонтальной трубе длиной $l = 100$ м и диаметром $D = 0,2$ м при $\mu = 10$ и $c = 15$ м/сек.

Найдем потерю чистого воздуха при $\lambda = 0,02$ на гладкие трубы:

$$h_r = \lambda \frac{l}{D} \frac{c^2}{2g} = 0,02 \frac{200}{0,2} \cdot \frac{225}{20} = 112,5 \text{ м возд. ст.}$$

и поправки на смесь:

$$\omega = 1 + \mu \operatorname{tg} \alpha = 1 + 10 \cdot 0,5 = 6.$$

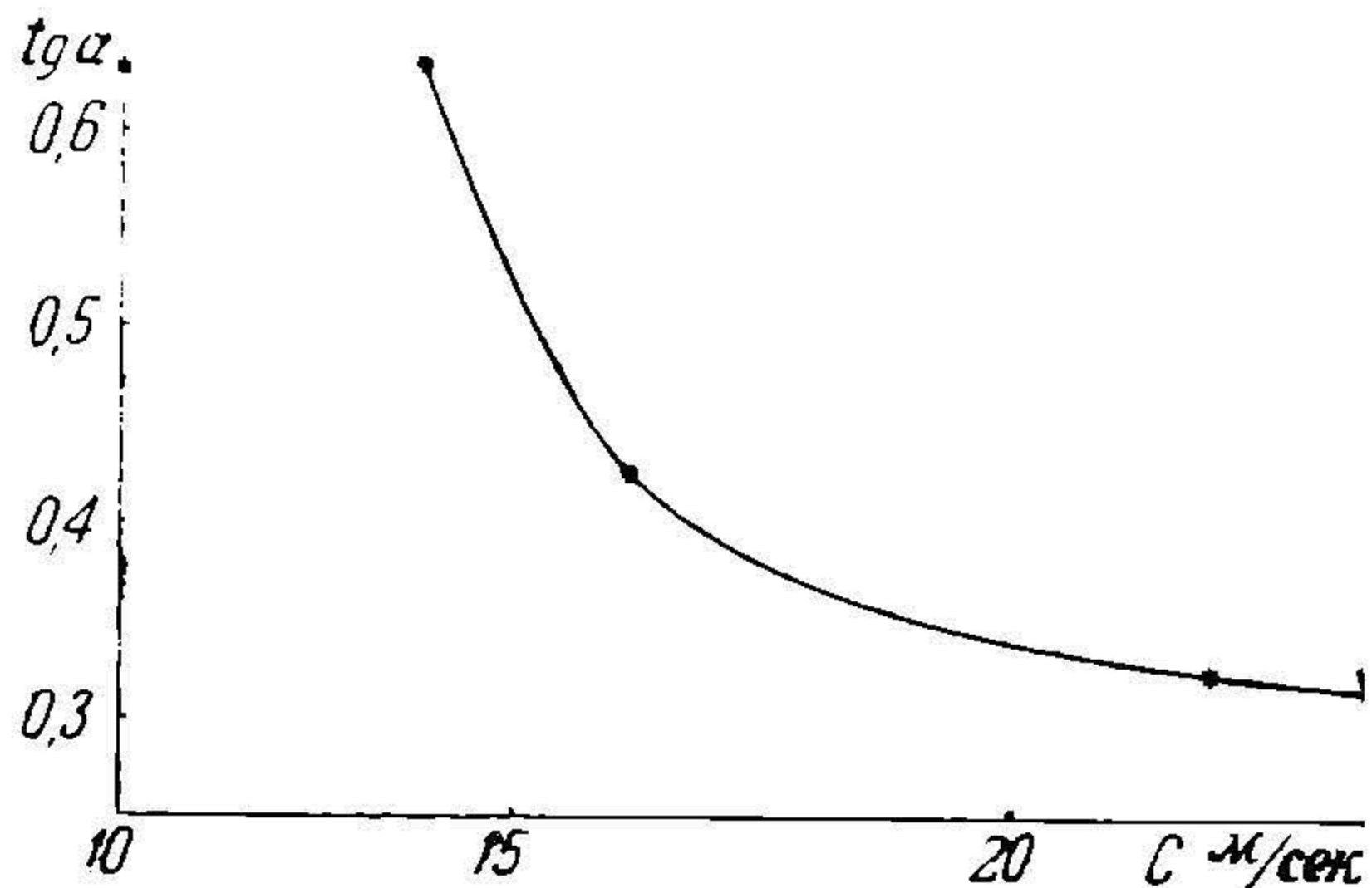
Тогда потеря напора смеси:

$$h_m = \omega h_r = 6 \cdot 112,5 = 675 \text{ м возд. ст.}$$

Если μ весьма мало ($\mu \leq 1,5$), то при подсчете потерянного напора дают бóльший запас и полагают $\operatorname{tg} \alpha = 1$, что однако для больших μ будет значительно увеличивать при предварительных расчетах мощность установки и тем самым преувеличивать стоимость транспорта.

§ 29. Потеря напора в вертикальных трубах

Формула (295) баланса потерянных энергий воздушной струи применима и к вертикальным трубам, но в вертикальных трубах наибольшая потеря напора будет приходиться на подъем, т. е. на W_c , в то время как величины W_m и W_k будут значительно меньше,

Рис. 80. Зависимость $\operatorname{tg} \alpha$ от скорости c .

чем в горизонтальной трубе. В этом случае можно вычислить соответствующий потерянный напор по формуле:

$$h'_m = h_r (1 + x) \text{ при } x = 0,1 - 0,15, \quad (311)$$

причем в формуле (311) учтена потеря на чистый воздух.

Потеря напора на подъем материала будет равна:

$$h_g = (1 + \mu) z, \quad (312)$$

где z — высота подъема материала. Таким образом полный потерянный напор будет равен:

$$h_m = h'_m + h_g = h_r (1 + x) + z (1 + \mu). \quad (313)$$

Пример: Найти потерю напора при транспорте на высоту в 30 м при диаметре трубы равном $D = 0,2$, $c = 20$ м/сек, $\mu = 7$:

$$h_m = 1,1 \cdot 0,02 \frac{30}{0,2} \cdot \frac{400}{20} + 8 \cdot 30 = 300 \text{ м возд. ст.}$$

Если труба наклонена к горизонту под углом α , то ее надо рассчитывать как горизонтальную трубу, и учитывая сказанное в § 25, добавить потерю напора на подъем.

§ 30. Местные потери

Основные местные потери в крупных транспортных установках состоят в потерях при входе (загрузке), поворотах, соединениях, разветвлениях и при разгрузке. Точный теоретический подсчет этих потерь при современном состоянии теоретической гидромеханики не возможен. Но, исходя из соображений, изложенных в гл. II, для движения одной частицы в некоторых случаях можно получить частную теоретическую формулу.

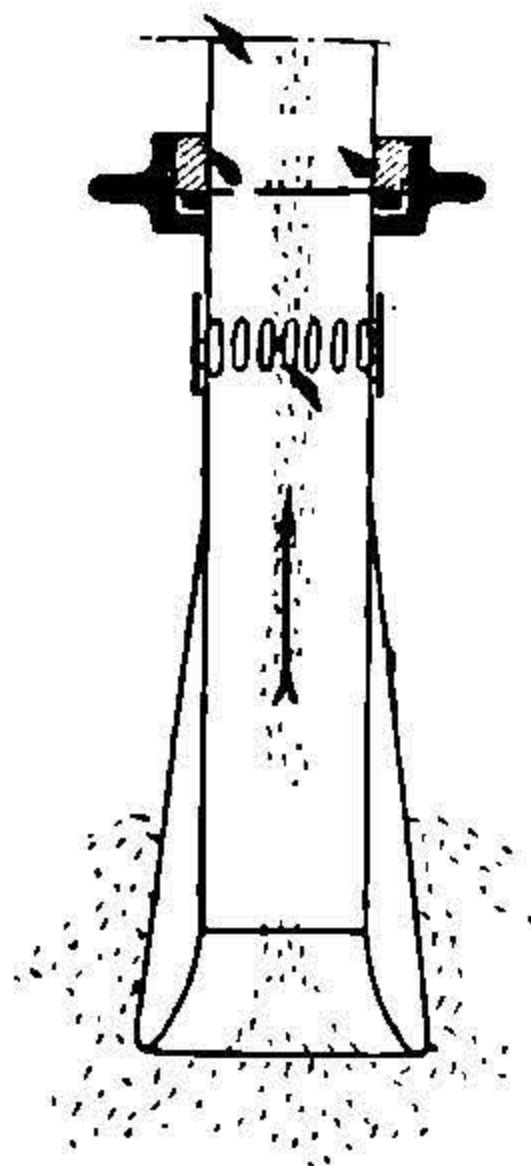


Рис. 81. Вертикальный сосок.

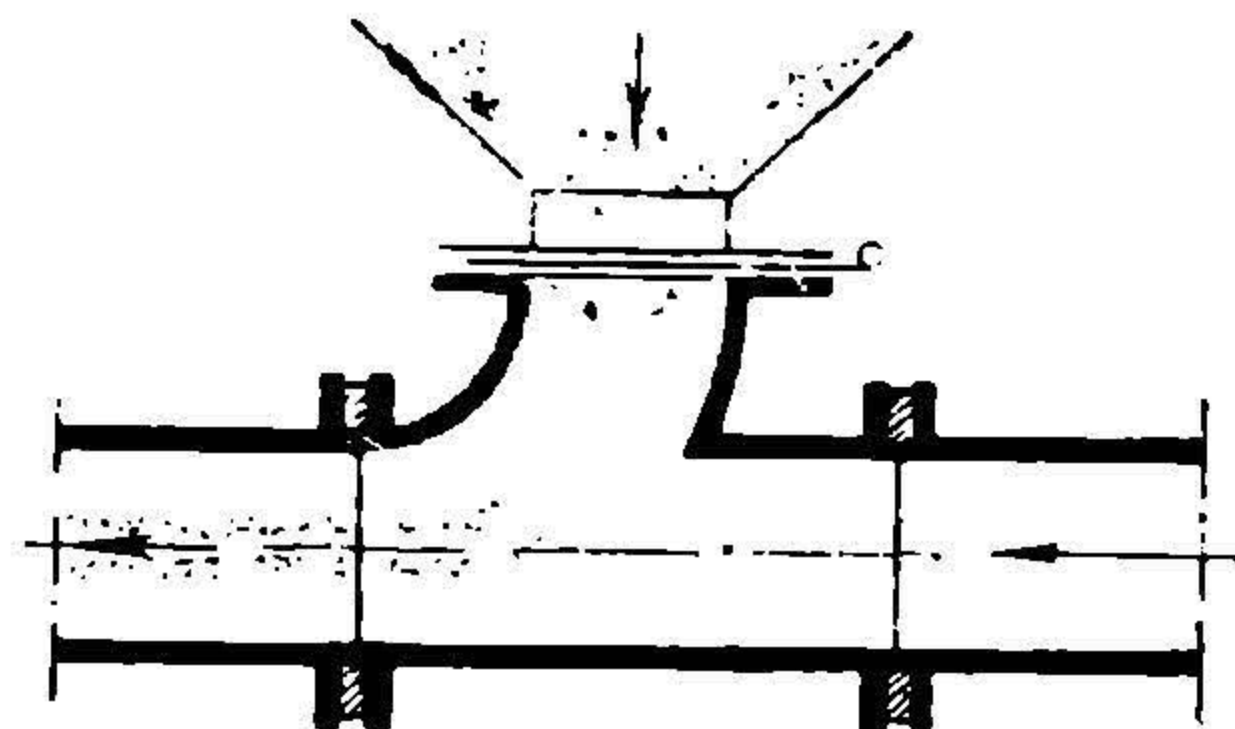


Рис. 82. Гравитационный загрузчик.

I. Всасывающие устройства (рис. 81). При всасывающих устройствах указанного на рис. 81 типа, потеря напора может быть вычислена по формуле:

$$h_v = (x + \mu) h_c, \quad (314)$$

где $5 \leq x \leq 10$, причем приближенно x может быть получено по такой формуле:

$$x = 4l \sin \alpha + 5, \quad (315)$$

где l — длина трубы, а α угол наклона к горизонту.

2. Загрузочные устройства (рис. 82). Для таких устройств можно сохранить формулу (314), но уже x будет меняться в пределах от 1 до 3, причем потеря в загрузателях типа рис. 88 меньше, чем потеря в загрузителях типа рис. 87, так как в случае рис. 88 частицы уже имеют направление, близкое к направлению воздушной струи.

3. Потеря на поворотах (коленах). В § 27 был указан элементарный подсчет потерь на основании теории удара, причем для потери кинетической энергии одной частицы была дана формула (294). Полная потеря напора для всех частиц будет равна:

$$\gamma_m Q_m (1 - \psi^{2n}) \frac{v_{\text{ср}}^2}{2g}.$$

Полагая $v_{\text{ср}} = \varphi c$ и вводя μ , найдем:

$$\mu \gamma Q \varphi^2 (1 - \psi^{2n}) \frac{c^2}{2g}.$$

Эта потеря энергии будет восполнена энергией воздушной струи за поворотом путем создания ускорения частиц, которое доведет скорость частиц до их первоначального значения, т. е. до $v_{\text{ср}}$. Значит воздух будет терять энергию не в колене, а за коленом на прямом участке трубы. Этим также объясняется нежелательность значительного расширения трубы за коленом, так как в этом случае не будет эжектирующего действия струи при выходе из колена и всасывания материала, а будет забивание колена. Поэтому полезно диаметр колена в его центральной части делать несколько больше диаметра входа и выхода, и этим усиливать эжектирующее действие струи при выходе. В самом колене потеря напора воздуха будет определяться по формулам, помещенным в § 13, т. е.

$$\xi \frac{c^2}{2g},$$

значит полная потеря будет равна:

$$\gamma Q [\xi + \varphi^2 (1 - \psi^{2n}) \mu] h_c,$$

откуда следует, что потерянный напор будет равен:

$$h_k = [\xi + \varphi^2 (1 - \psi^{2n}) \mu] h_c, \quad (316)$$

где можно принять $\psi = 0,7$, $\varphi = 0,7 - 0,8$ и $n = 1$ или 2.

4. Потери при соединениях. При соединении трубопроводов в одну трубу необходимо стремиться, во избежание больших потерь и возможного отложения материала, к параллельности осей соединяемых труб и одинаковости скоростей и давлений в соединяемых трубах. Представляется полезным несколько повысить путем плавного перехода скорость в общей трубе. При условиях, близких

вышеназванным, потерянный на соединении напор подсчитывается по формулам § 11, 14 и 17, только весь результат умножается на

$$1 + \varphi^2 \mu,$$

где

$$\varphi = \frac{v_{\text{ср}}}{c} = 0,8,$$

т. е.

$$h_{\text{соед}} = \xi \frac{c^2}{2g} (1 + \varphi^2 \mu). \quad (317)$$

Если происходит разветвление трубопровода, то, при условиях аналогичных соединению трубопроводов, формула (317) остается справедливой.

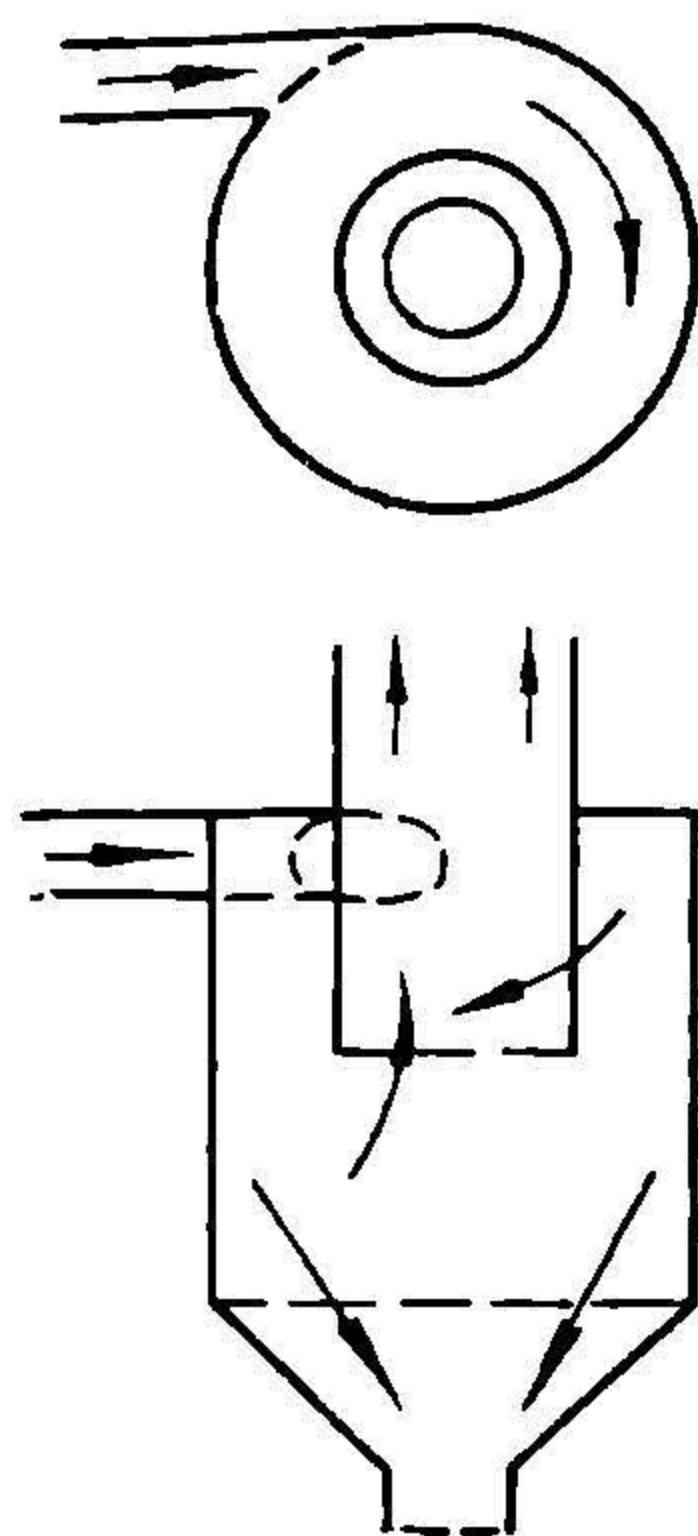


Рис. 83. Центробежный разделитель (циклон).

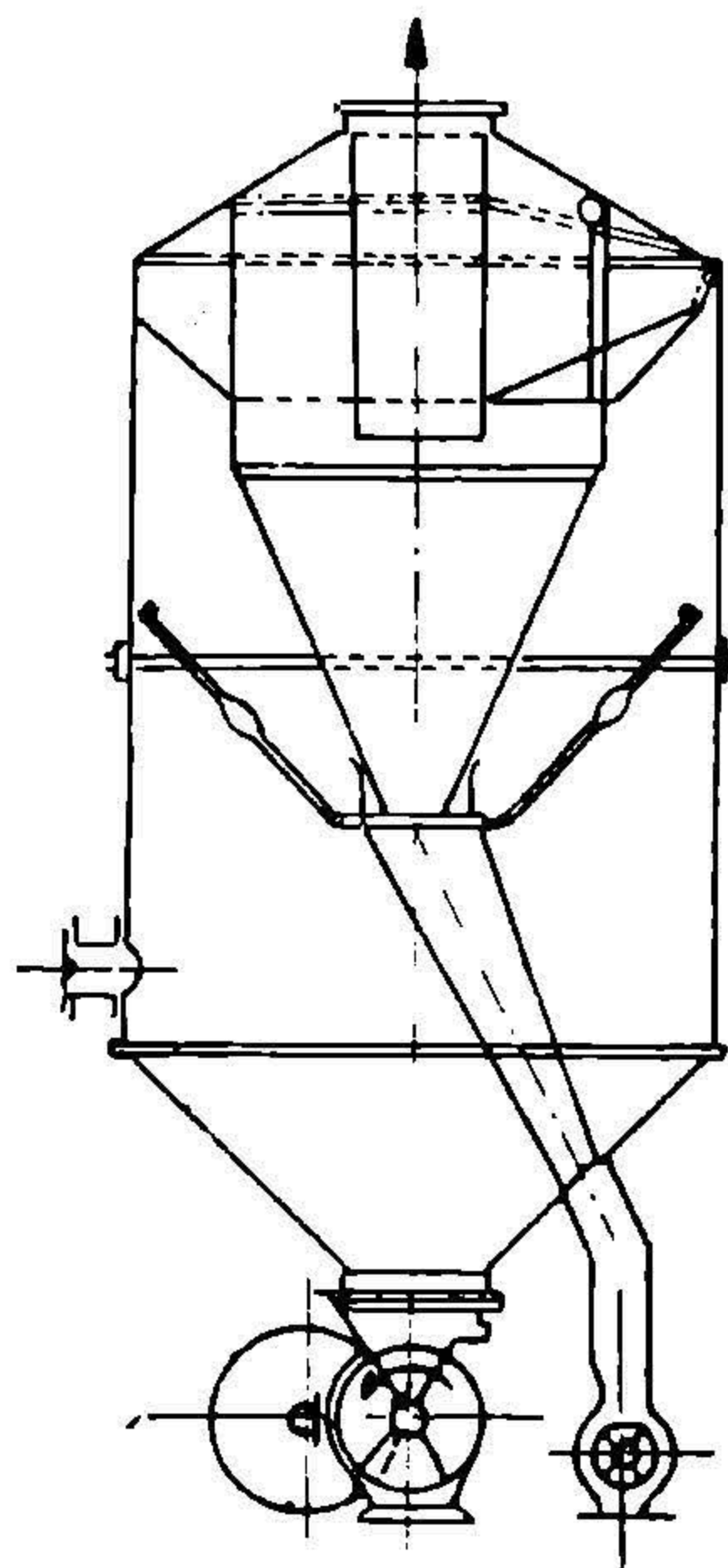


Рис. 84. Ударный разделитель с циклоном.

5. Разгрузка (приемники или разделители). Для отделения транспортируемого материала от воздушной струи применяются различные типы разделителей. Принцип действия большинства разделителей основан на уменьшении скорости воздуха (значительно меньше скорости витания) и на потере кинетической энергии частиц материала вследствие удара.

На рис. 83 изображен центробежный разделитель (циклон), основанный на том, что струя воздуха с материалом входит в цилиндрический сосуд, причем скорость воздуха уменьшается вследствие расширения и приближенно можно считать, что скорость воздуха сравнивается с окруженными скоростями частиц материала (§ 13). Каждая частица материала под влиянием силы тяжести будет опускаться по вертикали, а под влиянием центро-

бежного давления воздуха — перемещаться по радиусу к стенке внешнего цилиндра, где вследствие удара будет терять свою окружную скорость и падать, собираясь в конической части разделителя. Воздушная струя будет отсасываться по центральной трубе вверх. Чем больше оборотов делает смесь в циклоне, тем лучше происходит отделение частиц материала от воздуха, но вследствие этого значительно увеличиваются объемы самого циклона.

На рис. 84 представлен разделитель, основанный на ударе частиц материала о преграду и на резком уменьшении и изменении направления скорости воздуха.

Коэффициенты сопротивлений разделителей зависят от типа их конструкции и могут колебаться в самых широких пределах. Представим потерю напора в общепринятом виде:

$$h_{\text{раз}} = \xi \frac{c^2}{2g} (1 + \mu), \quad (318)$$

где ξ можно положить равным от 0,75 до 3.

Кроме указанных потерь необходимо иметь в виду потери в отводящих воздух трубопроводах, а также в очистительных устройствах для воздуха, которые могут быть соединены с разгрузочным устройством (рис. 84), или присоединены за ним, как например холщевые и водяные фильтры, сетки и т. п.

§ 31. Основы расчета пневматической установки

Основные положения общей теории пневматического транспорта, изложенные в предшествующих главах и параграфах, дают возможность более или менее рационально подойти к расчету пневматической установки. Прежде чем определить основное направление расчета, необходимо выяснить те данные, на основании которых должна быть подобрана пневматическая установка. Такими данными являются: геометрические положения места загрузки и разгрузки, трасса трубопровода установки, часовая подача материала и физические характеристики самого материала, т. е. удельный вес, скорость витания, размеры и т. п.

Зная эти данные, в первую очередь нужно задаться весовой пропорцией смеси и скоростью транспортной воздушной струи, которые, как мы видели из предыдущего, определяют все потери пневматического транспорта. В данный момент не имеется достаточного экспериментального материала, на основании которого можно было бы определить зависимость между этими двумя величинами, которая несомненно должна существовать. Однако для некоторых сортов материала, как например для хлебного зерна, можно указать на некоторые экспериментальные зависимости (рис. 85). Из этой зависимости видно, что при скорости витания весовая пропорция равна нулю. Отсюда следует, что необходимо выбирать скорость воздуха выше, чем скорость витания. Последнее заключение вполне совпадает со всем предшествующим теоретическим материалом. При больших весовых пропорциях скорость воздуха будет в два — три раза больше скорости витания. При

малых пропорциях смеси, как например в вентиляционном транспорте, скорость воздуха порядка 1,1—1,2 скорости витания. Установив таким образом скорость воздуха и весовую пропорцию смеси и, пользуясь теоремой расходов, можно определить расход воздуха и диаметры горизонтальных участков. Что же касается диаметров вертикальных участков, то, имея в виду, что в вертикальных участках скорость материала не может превзойти разности скорости воздуха и скорости витания, необходимо так подобрать диаметр, чтобы в среднем скорости частиц материала в горизонтальных участках не были значительно больше скоростей материала в вертикальных участках (скорость в вертикальном участке 0,9 скорости в горизонтальном участке), и уже, исходя

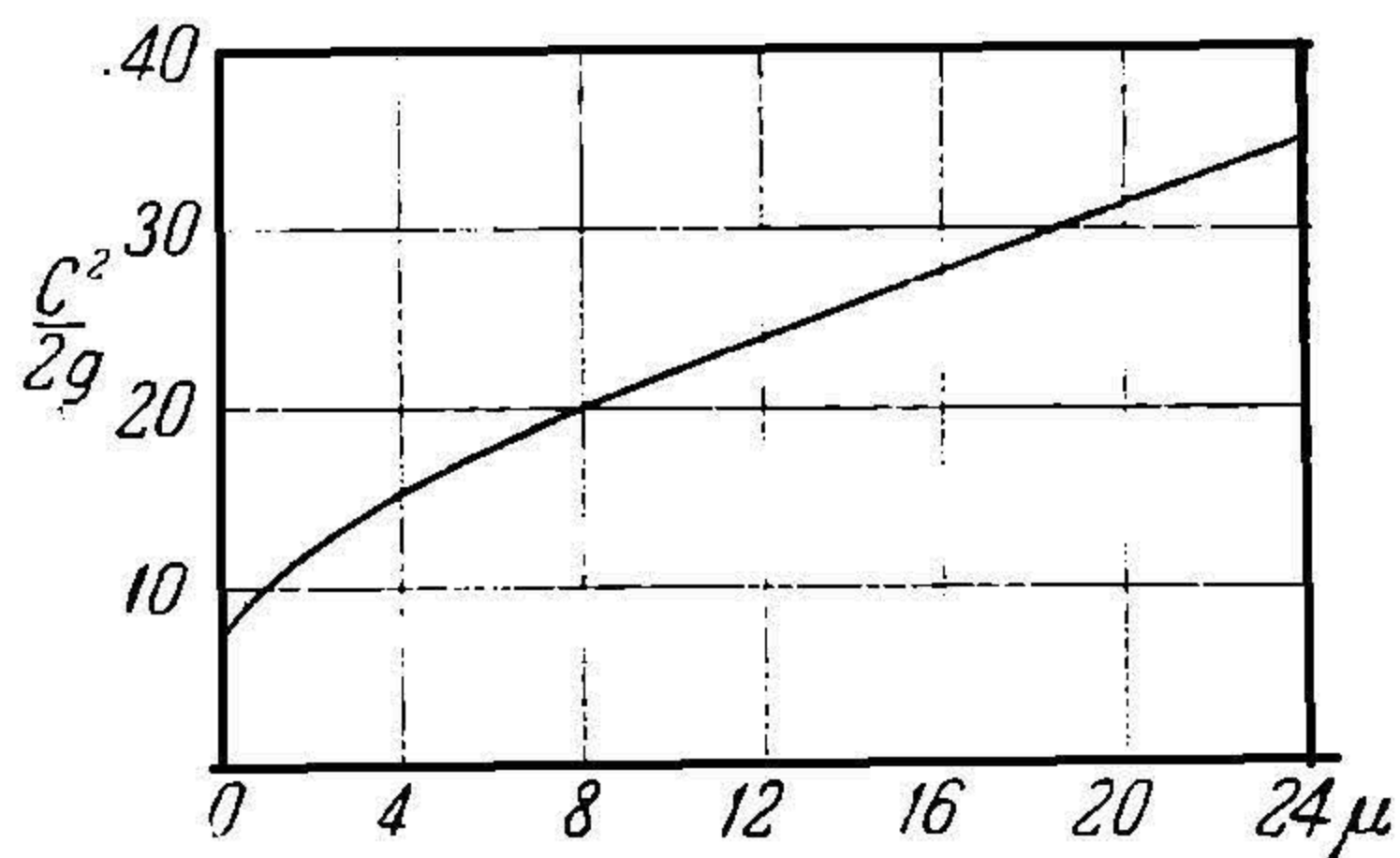


Рис. 85. Зависимость скоростного напора от μ .

из этого соображения, подбирать диаметры вертикальных трубопроводов, так как в противном случае могут образовываться пробки в соединительных коленах.

Определенные выше величины позволяют перейти к выявлению потерь напора чистого воздуха и материала в прямолинейных участках трубопровода. Пользуясь данными о коэффициентах местных потерь, можно произвести определение потерянного напора

в закруглении, всасывающих устройствах, разгрузателях и т. п. Кроме того необходимо учесть все те замечания, которые касались разветвления и соединения труб, что особенно важно в многотрубной системе пневматических установок. Найдя все указанные величины, подсчитываем общую потерю напора установки и затем, зная полный расход воздуха, находим мощность установки по формуле:

$$W = \gamma Q_{\text{пол}} H_{\text{пол}}.$$

Затем, вводя коэффициент полезного действия насоса и мотора, найдем полную мощность, затрачиваемую на транспорт, в л. с.

$$N = \frac{W}{75\eta}$$

§ 32. Примерный расчет транспортной пневматической установки

Приведем примерный расчет пневматической установки производительностью в 100 т/час хлебного зерна удельного веса 1000 кг/м^3 со скоростью витания 10 м/сек при подаче на расстояние в 100 м и при высоте подъема в 15 м для разгрузки речных судов.

Вначале наметим предварительную схему установки, согласуя ее с топографическими и иными местными условиями. Допустим, что предварительная схема (рис. 86) имеет два варианта. Первый вариант — чисто всасывающая установка и второй — всасы-

вающе-нагнетательная установка. Проведем расчет по обоим вариантам.

Для обоих вариантов участок всасывания (см. схему) будет одинаков.

1. Выбираем скорость воздуха c и весовую пропорцию смеси μ , имея в виду заданную скорость витания c_s (рис. 85). Для уменьшения диаметра трубопровода, что необходимо для придания ему большей подвижности и гибкости, следует выбрать c

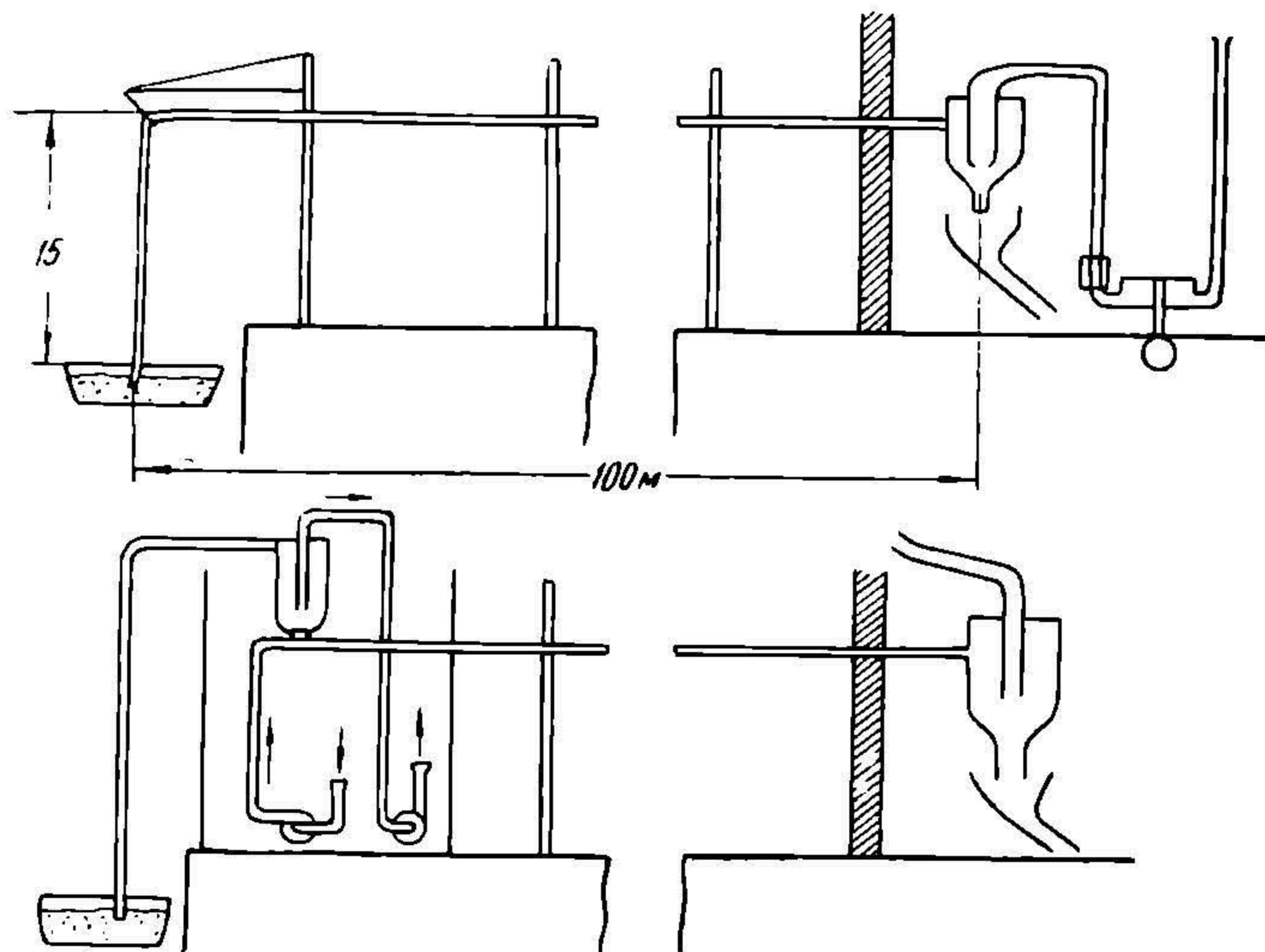


Рис. 86. Схема пневматической зерновой установки.

большой. К тому же заключению приводит необходимость более быстрой перегрузки зерна, но необходимо иметь в виду, что с увеличением c увеличивается пропорционально квадрату скорости потеря напора. Для первоначального расчета примем $c = 2,5 c$, т. е. 25 м/сек , тогда можно примерно считать, что средняя скорость частиц будет равна (§ 23):

$$v_{\text{ср}} = c - c_s = 25 - 10 = 15 \text{ м/сек}$$

при скоростном напоре струи, равном:

$$h_c = 31,5 \text{ м.}$$

2. Определив h_c можно выбрать μ , пользуясь для ориентировки графиком (рис. 85). Из этого графика следует, что μ будет порядка 20. Имея в виду в данном случае большую скорость, чем в случае, приведенном на графике, берем $\mu = 18$.

3. Зная μ и G_m ($100 \text{ м}^3/\text{час}$), определяем расход воздуха:

$$Q = \frac{G_m}{\gamma \mu} = \frac{100 \cdot 1000}{3600 \cdot 18 \cdot 1,18} = 1,31 \text{ м}^3/\text{сек},$$

где $\gamma = 1,18 \text{ кг/м}^3$, что соответствует нормальным условиям.

Учитывая объемный расход материала:

$$Q_m = \frac{G_m}{\gamma_m} = \frac{100 \cdot 1000}{3600 \cdot 1000} = 0,026 \text{ м}^3/\text{сек},$$

найдем полный расход смеси:

$$Q_{\text{см}} = Q + Q_m = 1,34 \text{ м}^3/\text{сек.}$$

4. Зная расход Q и скорость c , определяем живое сечение:

$$F = \frac{Q}{c} = \frac{1,34}{25} = 0,0536 \text{ м}^2 = 536 \text{ см}^2$$

5. Из конструктивных и эксплуатационных соображений берем два трубопровода, тогда имеем живое сечение каждого равным:

$$F_1 = \frac{1}{2} F = 0,0268 \text{ м}^2 = 268 \text{ см}^2,$$

откуда диаметр будет равен:

$$D_1 = \sqrt{\frac{4F_1}{\pi}} = 0,185 \text{ м} = 18,5 \text{ см}.$$

6. Зная D_1 и c , определяем число Рейнольдса:

$$Re = \frac{cD_1}{\nu} = \frac{25 \cdot 0,185}{0,145} = 10^4 = 31,9 \cdot 10^4 = 32 \cdot 10^4,$$

так как согласно табл. 4 при нормальных условиях коэффициент кинематической вязкости:

$$\nu = 0,145 \cdot 10^{-4} \text{ при } 750 \text{ мм Нг и } \theta = 15^\circ\text{C.}$$

7. Зная Re , определим λ по формуле (53)

$$\lambda = 0,246 Re^{-0,22} = 0,0157.$$

Сравним данное значение λ с λ , вычисленными по другим формулам. По формуле Веймута (57):

$$\lambda = 0,00941 D^{\frac{1}{3}} = 0,0166,$$

по формуле Блесса (56):

$$\lambda = 0,0125 + \frac{0,0011}{D} = 0,0125 + 0,0059 = 0,0184$$

по методу Гопфа (§ 9):

$$\lambda = 0,0172$$

полагаем:

$$\lambda = 0,017.$$

8. Зная λ , найдем потерю напора чистого воздуха:

$$h_r = \lambda \frac{l}{D} \frac{c^2}{2g} = 0,017 \frac{15}{0,185} 31,3 = 43,2 \text{ м возд. ст.}$$

9. Потеря напора на подъем смеси определяется по формуле (313):

$$h_r = \varepsilon (1 + \mu) + 1,1 h_r = 15,19 + 1,1 \cdot 43,2 = 285 + 47,5 = 332,5 \text{ м возд. ст.}$$

Переходя к расчету горизонтальной части установки, необходимо различать первый и второй варианты. Кроме того следует иметь в виду, что средняя скорость материала составляет около 0,8 скорости воздуха, т. е. при $c = 25$ м/сек $v_{cp} = 0,8 \cdot 25 = 20$ м/сек. Если доводить скорость материала до скорости его в вертикальном участке, то c может быть принята равной 20 м/сек, причем в случае первого варианта это понижение скорости должно быть достигнуто при помощи достаточно длинного конуса, угол раствора которого не должен быть больше $4 - 4^{\circ},5$. Имея это в виду из условий монтажа при первом варианте лучше сохранить скорость и значит не изменять диаметра трубы. Что же касается второго варианта, то там возможно уменьшение скорости, потому что, как правило, в зерновых установках нагнетательная часть отделяется от всасывающей части.

1. Вариант (чисто всасывающая установка)

1. Сохраняя систему двух параллельных труб и для горизонтального участка, найдем потерю напора в этом участке по формуле (309):

$h_m = h_r (1 + \mu \operatorname{tg} \alpha = 288 (1 + 18 \cdot 0,32) = 288 \cdot 5,8 = 1670$ м возд. ст., так как потеря напора чистого воздуха будет:

$$h_r = \lambda \frac{l}{D} \frac{c^2}{2g} = 0,017 \frac{100}{0,185} 31,3 = 288 \text{ м возд. ст.},$$

а $\operatorname{tg} \alpha = 0,32$ выбран по графику (77) с некоторым запасом.

2. Потеря в колене:

$$h'_w = \xi \frac{c^2}{2g} + (1 - \psi^{2n}) (1 + \varphi^2 \mu) \frac{c^2}{2g}$$

ξ выбираем по формуле (107) при $r_0 = 4D$ и $\delta = \frac{\pi}{2}$

$$\xi = \frac{\delta}{\pi} \left(\frac{D}{r_0} + \lambda \pi \frac{r_0}{D} \right) = \frac{1}{2} (0,25 + 0,215) = 0,24.$$

Из табл. 19 следует, что это число лежит ближе всего к экспериментальному значению ξ . Принимая на основании табл. 20 число ударов $n = 2$ и $\psi = \varphi = 0,7$ (§ 30), найдем:

$$(1 - \psi^2) (1 + \varphi^2 \mu) = (1 - 0,7^4) (1 + 0,5 \cdot 18) \approx 7,5,$$

откуда:

$$h'_m = 7,75 \cdot 31,3 = 229 \text{ м возд. ст.}$$

Предполагая, что при работе в гибкой части шланга может тоже оказаться колено, получаем:

$$2h'_m = 458 \text{ м возд. ст.}$$

3. Потеря на всасывание определяется по формуле (314):

$$h_w = (\xi + \mu) \frac{c^2}{2g} = 24 \cdot 31,3 = 750 \text{ м возд. ст.}$$

при $z = 6$.

4. Потеря на разгрузку:

$$h_w = (1 + \mu) \frac{c^2}{2g} = 19 \cdot 31,3 = 595 \text{ м возд. ст.}$$

5. Полная потеря:

Вертикальный участок .	332,5 м
Горизонтальный участок	. 1670,0 "
2 колена	458,0 "
Всасывание	750,0 "
Разгрузка . . .	595,0 "
<hr/>	
Всего .	. 3805,5 м

Принимая во внимание потери в соединениях трубопровода к насосу, имеем:

$$H = 4000 \text{ м возд. ст.},$$

откуда при изотермическом процессе движения имеем:

$$H = \int_{p_k}^{p_n} \frac{dp}{\gamma} = RT \ln \frac{p_n}{p_k} = 29,3 \cdot 288 \ln \frac{p_n}{p_k}$$

и значит:

$$\frac{p_n}{p_k} = 1,61,$$

что при $p_n = 1,03 \text{ ат}$ дает для

$$p_k = \frac{1,03}{1,61} = 0,622 \text{ ат}$$

и значит:

$$p_n - p_k = 1,03 - 0,622 = 0,308 \text{ ат.}$$

Если определять $p_n - p_k$ по изохорическому процессу при $\gamma = 1,18$, то имеем:

$$p_n - p_k = \frac{1,18 \cdot 4000}{10000} = 0,472 \text{ ат,}$$

что значительно больше действительных разностей давления. Поэтому в длинных трубопроводах нужно производить расчет по изотермическому или политропическому процессу в зависимости от условий движения.

На основании $p_n - p_k$ и Q выбираем поршневой насос двойного действия на $0,4 \text{ ат}$, что вполне гарантирует преодоление всех потерь в отводящих воздух трубопроводах, которые будут порядка не более $0,05 \text{ ат}$.

6. Подсчитаем мощность установки:

$$W = \gamma Q H = 1,18 \cdot 1,31 \cdot 4000 = 6190 \text{ кг-м/сек,}$$

откуда, полагая к. п. д. всей установки равным $0,5$, имеем:

$$N = \frac{6190}{75 \cdot 0,5} = 165 \text{ л. с.,}$$

т. е. на 1 м/час идет мощность $1,65 \text{ л. с.}$ или 1 л. с. соответствует $0,642 \text{ м/час}$. Эти данные вполне совпадают с данными фирм Hartmann, MIA G и др.

II. Вариант (смешанная установка)

Принимаем скорость воздуха в горизонтальной трубе $c = 20 \text{ м/сек.}$, тогда по графику (рис. 80) можно положить $\mu = 10$, так как скоростной напор $h_c = 20,5$.

1. Расход воздуха:

$$Q = \frac{100 \cdot 1000}{3600 \cdot 1,18 \cdot 10} = 2,36 \text{ м}^3/\text{сек}$$

с поправкой на материал:

$$Q = 2,3 + 0,03 = 2,33 \text{ м}^3/\text{сек.}$$

2. Живое сечение:

$$F = \frac{2,33}{20} = 0,117 \text{ м}^2 = 1170 \text{ см}^2.$$

3. Диаметр при однотрубной системе:

$$D = 38,5 \text{ см} = 0,385 \text{ м},$$

при двух параллельных трубах:

$$D = 27,5 \text{ см} = 0,275 \text{ м}.$$

Остановимся на случае одной трубы.

4. Число Рейнольдса:

$$R = \frac{20 \cdot 0,385}{0,147} \approx 52 \cdot 10^4.$$

5. λ определяем методом Гопфа (§ 9):

$$\lambda = 0,013 \cdot 1,2 = 0,016.$$

6. Потеря на трение чистого воздуха:

$$h_r = 0,013 \frac{100}{0,385} 20,5 = 82 \text{ м возд. ст.}$$

7. Потеря на трение смеси с материалом:

$$h_m = h_r (1 + \mu \operatorname{tg} \alpha) = 82 (1 + 10 \cdot 0,35) \approx 370 \text{ м возд. ст.}$$

8. Потеря на разгрузку:

$$h'_w = \frac{c^2}{2g} (1 + \mu) = 11 \cdot 20,5 = 225,5 \text{ м возд. ст.}$$

9. Потеря на загрузку:

$$h''_w = \frac{c^2}{2g} (1 + \mu) = 11 \cdot 20,5 = 225,5 \text{ м возд. ст.}$$

10. Полная потеря.

Во всасывающей части		В нагнетательной части	
(числа взяты из 1-го варианта)			
Подъем смеси .	332,5 м	Горизонтальный участок .	370,0 м
2 колена	458,0 "	Разгрузка	. 225,5 "
Разгрузка	595,0 "	Загрузка .	. 225,5 "
Всасывание . . .	750,0 "		
	<hr/>		<hr/>
Всего	. 2135,5 м	Всего	. 820,0 м

11. Мощность всасывающей части при к. п. д. = 0,5.

$$N_{\text{вс}} = \frac{1,18 \cdot 1,31 \cdot 2135,5}{75 \cdot 0,5} = 88 \text{ л. с.}$$

Мощность нагнетательной части при к. п. д. = 0,5.

$$N_{\text{н}} = \frac{1,2 \cdot 2,36 \cdot 820}{75 \cdot 0,5} = 58 \text{ л. с.}$$

Полная мощность с учетом к. п. д. передачи = 0,9.

$$N = \frac{88 + 58}{0,9} = \frac{146}{0,9} = 162,5 \text{ л. с.,}$$

т. е. приблизительно равна мощности всасывающей установки. Поэтому для эксплуатационного расчета можно принять мощность для обоих вариантов от 170 до 175 л. с.

Окончательный расчет с учетом строительной стоимости и эксплуатации покажет какой из вариантов выгоднее. Сейчас же можно сказать, что конструктивнее первый, надежнее — второй.

Глава IV

КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ОСНОВНЫХ ТИПОВ ПНЕВМАТИЧЕСКИХ ТРАНСПОРТНЫХ УСТАНОВОК

§ 33. Детали пневматических установок

Основными деталями пневматических установок являются трубопроводы, всасывающие приспособления, загрузатели, повороты, разветвления, разгрузатели и очистители воздуха, отводящие отработанный воздух в трубы и воздушные насосы. Всасывающие приспособления обычно представляют собой конически суживающийся патрубок, имеющий в верхней своей части, приблизительно на расстоянии 50—75 см снизу, окна, которые могут быть открываемы на различные расходы воздуха. Кроме того внутри конической трубы помещается вторая труба, которая в нижней своей части имеет соединение с кольцевым пространством, образованным этой трубой и конической (рис. 81). В верхней части конуса имеются отверстия, через которые происходит засасывание воздуха. Поступающий воздух через эти отверстия устремляется к нижней кромке внутренней трубы, при повороте захватывает частички материала и переносит его вверх. Как показывает опыт, для лучшего засасывания весовая пропорция должна быть несколько меньше, чем весовая пропорция при транспорте в горизонтальной трубе. Поэтому нехватящее количество воздуха подводится через указанные выше окна, причем эта дополнительная подача воздуха может быть регулирована различным открытием окон. Кроме того дополнительный воздух в начальный момент является эжектирующим потоком и тем самым способствует лучшему просасыванию воздуха через материал. Всасывающие устройства могут быть и наклонными, причем в этом случае, благодаря наклонности, приходится делать косой срез всасывающего отверстия.

Если загрузка материала производится при помощи бункера, а установка всасывающая, то материал, под влиянием силы тяжести и струи воздуха, захватывается и уносится по направлению насоса. На рис. 82, 87 и 88 показаны различные типы гравитационных загрузателей для всасывающих установок. Загрузатель, изображенный на рис. 88, имеет наибольшее эжектирующее свойство, а изображенный на рис. 87 будет иметь наибольшее сопротивление.

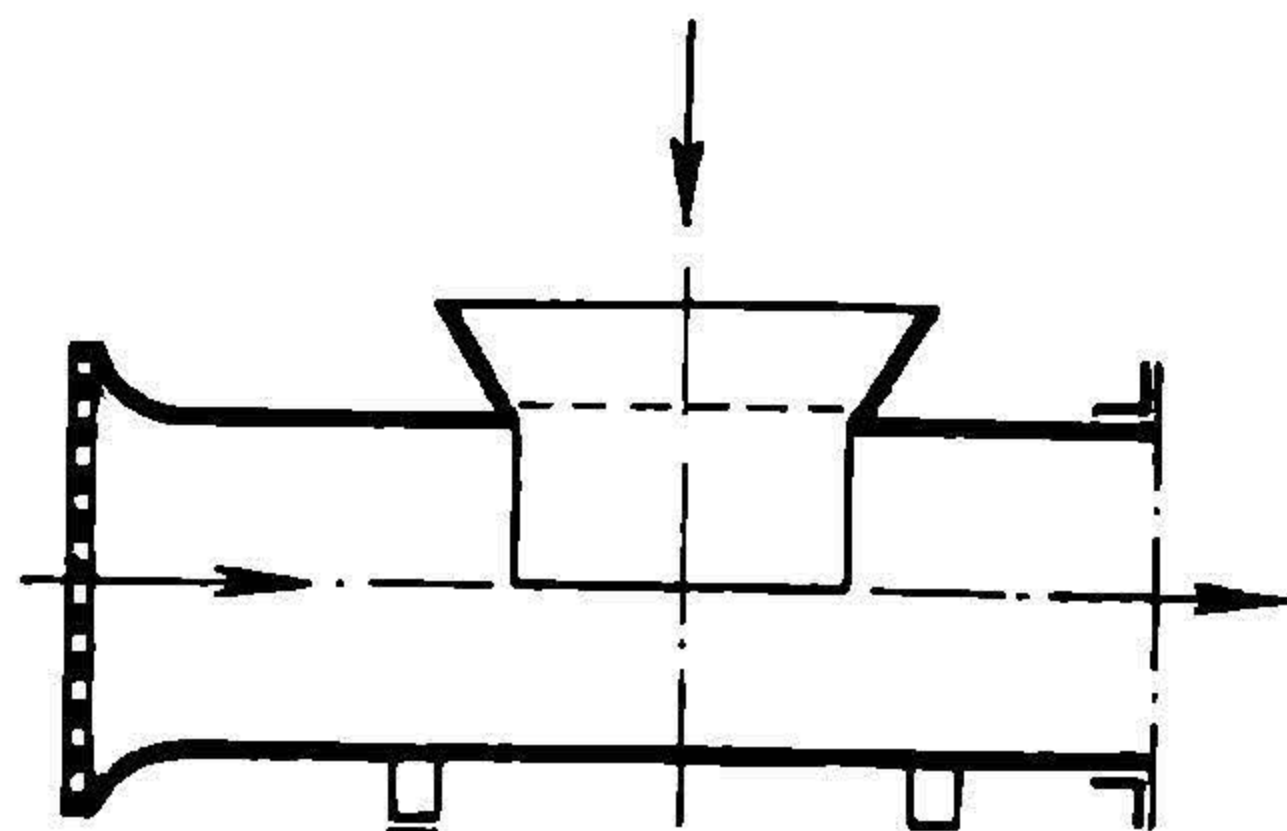


Рис. 87. Гравитационный загрузатель.

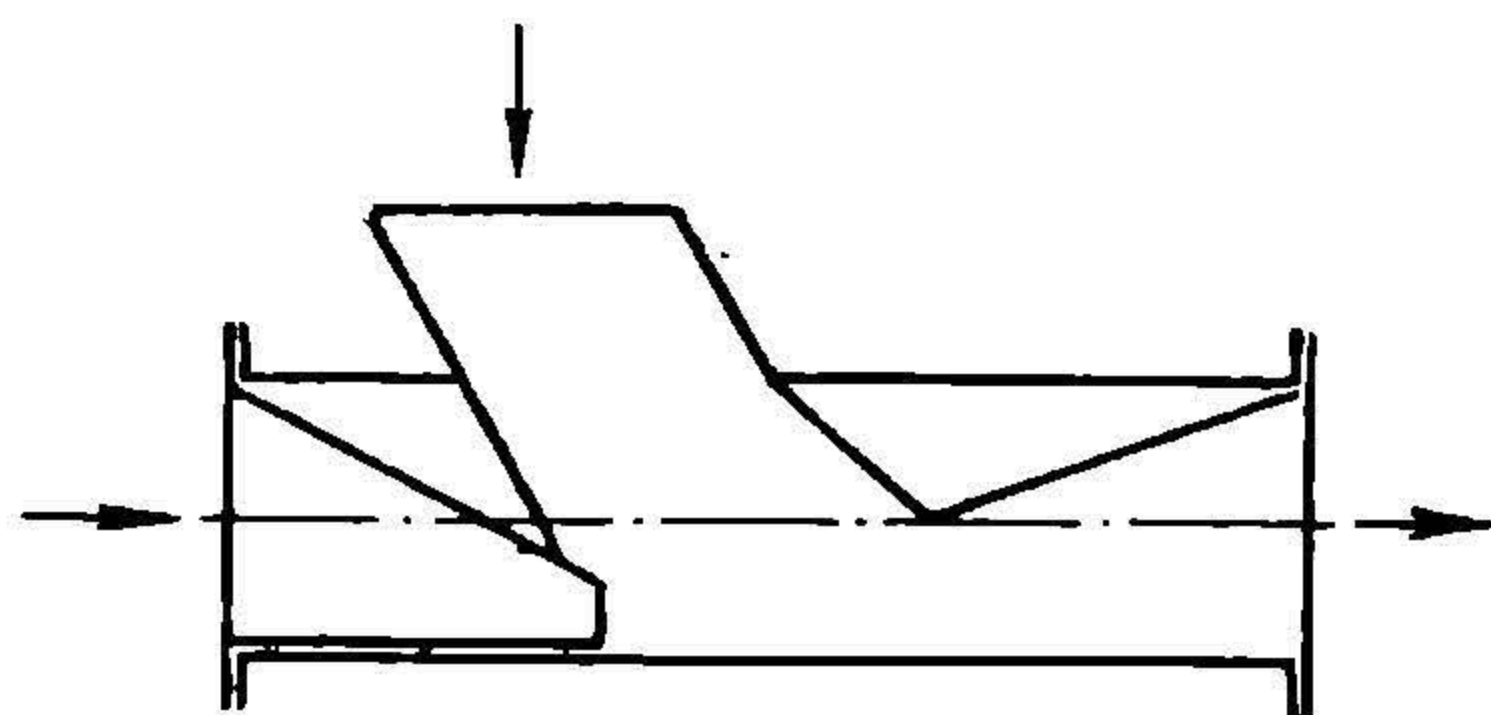


Рис. 88. Эжекторный гравитационный загрузатель.

В случае нагнетательной установки применение гравитационных загрузателей вышеприведенных типов невозможно, так как струя воздуха выбивала бы наружу материал. Во избежание этого загрузатели снабжаются вращающимся клапаном, который приводится в движение от электромотора и обеспечивает уплотнение между внешним пространством и нагнетательной сетью (рис. 86).

В § 30 были указаны основные методы разделения воздушной струи и материала. Поэтому здесь мы приведем только основные типы трех видов фильтров и разделителей: ударный (рис. 81), трубчатый (рис. 90) и водяной (рис. 91), а также укажем на схему циклона с разделителем (рис. 92).

Переходя к описанию трубопроводов необходимо различать гибкие и негибкие части их. Негибкие части трубопроводов, в зависимости от транспортируемого материала и его загрузки, имеют при больших μ внутренние диаметры от 70 до 350 мм при толщине от 2 до 6 мм с фланцами. Обычно трубы бывают клепаные или сварные из котельного железа. Колена и соединительные части изготовляются из чугуна, причем место, куда ударяется струя, ввиду быстрого истирания, снабжается съемной крышкой из марганцевой стали или закаленного чугуна. Гибкие трубы составляются из отдельных частей с шаровыми соединениями, и обертываются сверху резиной, чем достигается плотность. В некоторых случаях поверх резины надевается брезентовый чехол. Разветвления трубопроводов обычно снабжаются специальными клапанами, которые позволяют направлять струю в то или иное ответвление.

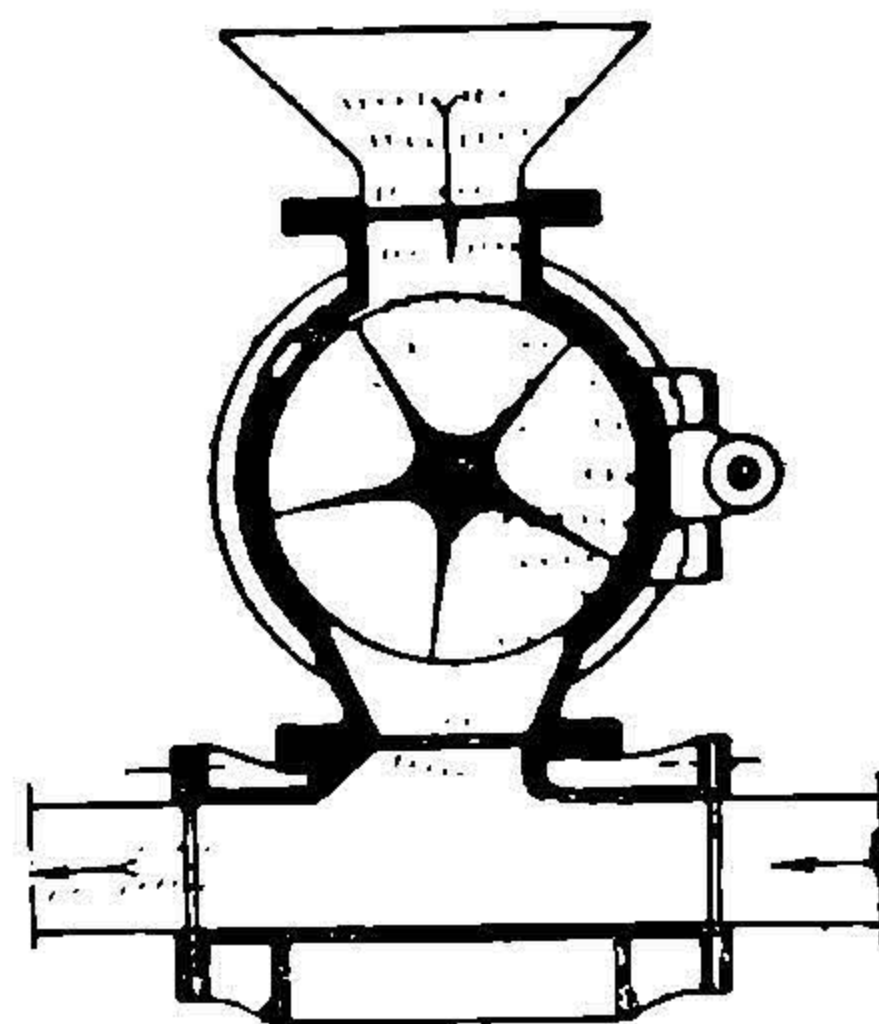


Рис. 89. Загрузатель для нагнетательной установки.

Разгрузатели представляют собой клепаные или сварные резервуары с циклонами или фильтрами внутри, которые, как было уже указано раньше, служат для очистки воздуха. Диаметр раз-

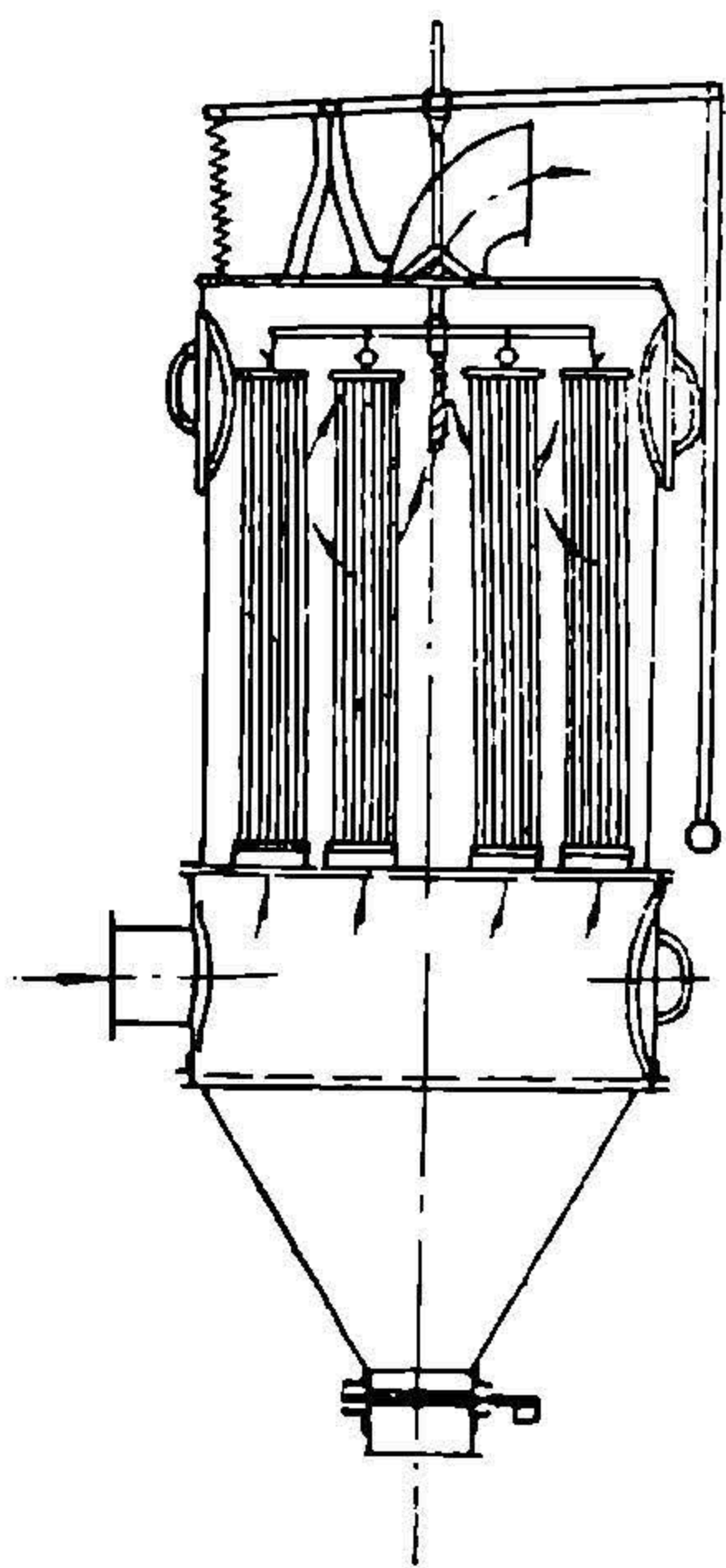


Рис. 90. Фильтр.

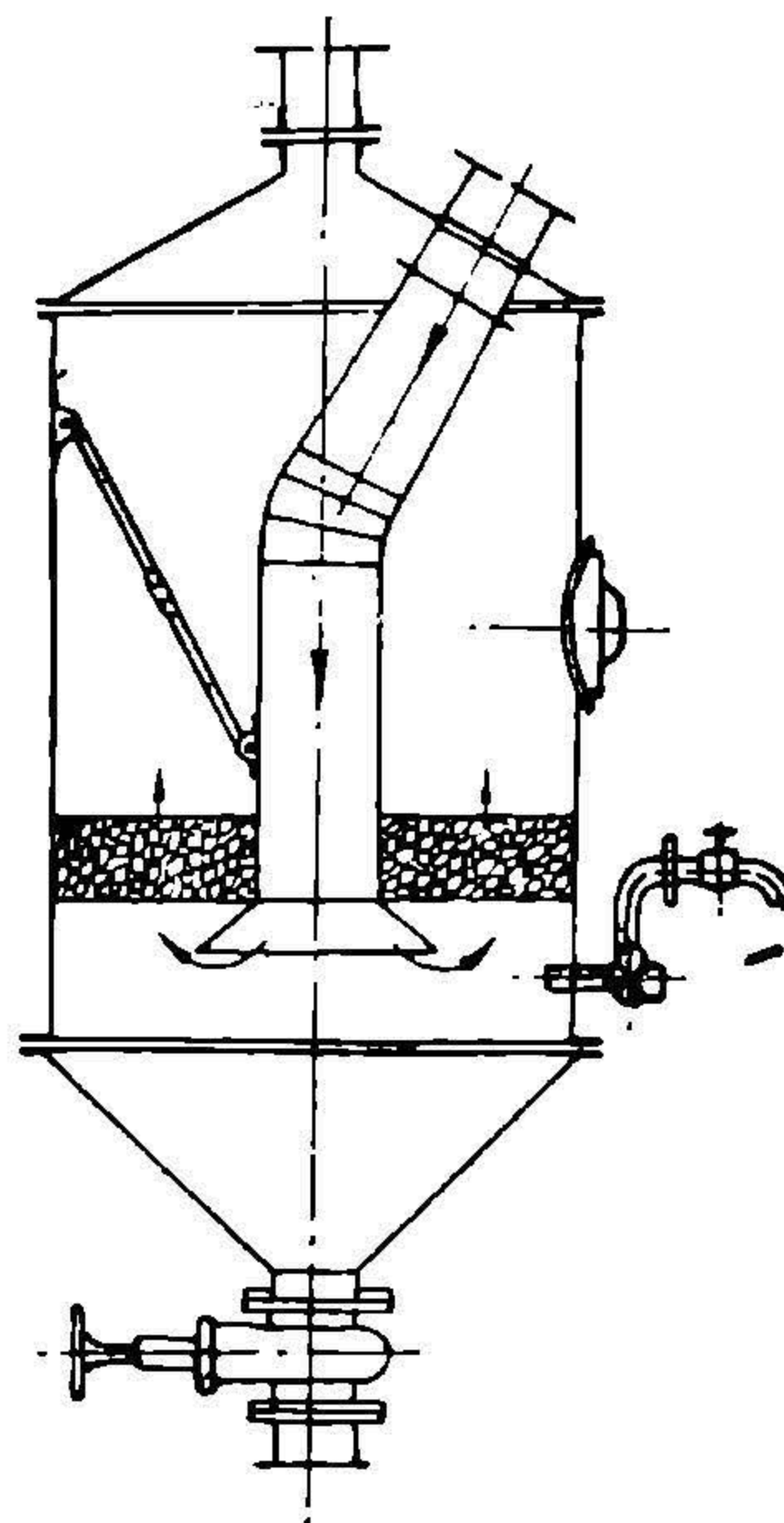


Рис. 91. Фильтр.

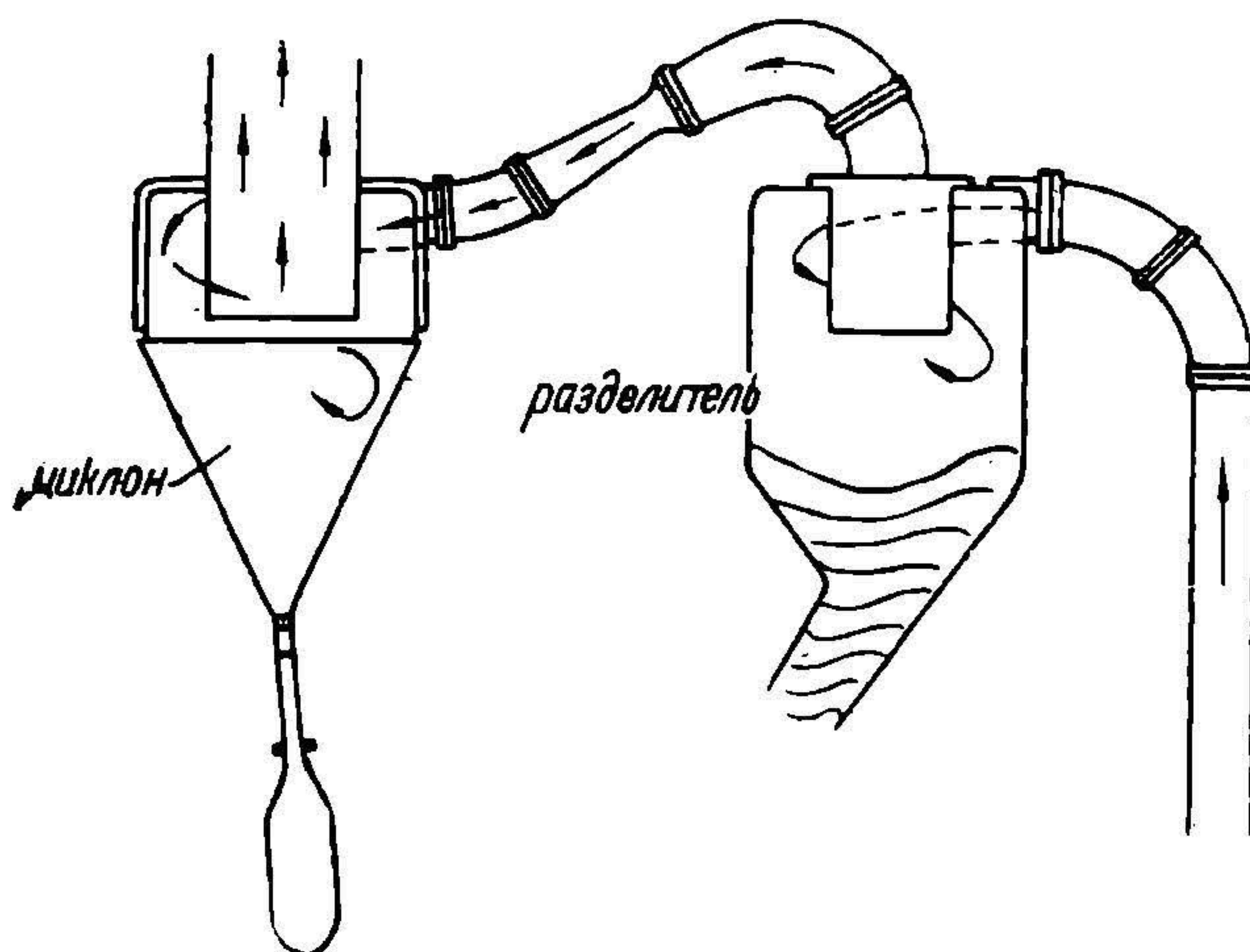


Рис. 92. Циклон с разделителем.

грузателей в цилиндрической его части делается в 8—12 раз больше диаметра подводящей трубы. В табл. 22 приведены размеры циклонов, изготовляемых английской фирмой Sturtevant Engineering Co, London.

ТАБЛИЦА 22

Размеры циклонов изготовляемых фирмой Sturtevant Engineering Co, London

№	Максимальный диаметр		Высота		Внутреннее поперечное сечение	№	Максимальный диаметр		Высота		Внутреннее поперечное сечение
	фт.	дм.	фт.	дм.			дм.	фт.	дм.	фт.	
2	3	0	5	6	6×6	9	9	0	14	8	34×22
3	3	6	6	6	8×7	10	10	0	16	6	50×24
4	4	0	7	5	10×8	11	11	0	18	0	54×26
5	5	0	8	7	12×10	12	12	0	19	6	58×29
6	6	0	10	3	16×12	13	13	0	21	1	62×31
7	7	0	11	2	22×16	14	14	0	22	6	66×33
8	8	0	12	11	30×20	15	15	0	24	4	70×35

Примечание. Размеры линейные даны в английских футах и дюймах.

Для создания воздушной струи обычно применяются поршневые или центробежные насосы и вентиляторы, причем, как правило, во всасывающих установках допускается разрежение не больше, чем на 0,4 ат. Для всасывающих установок с большим перепадом давления и с небольшими расходами воздуха применяются главным образом вертикальные поршневые насосы. На рис. 93 и 94 показаны вертикальные насосы с непосредственным приводом от электромотора или от привода. Центробежные компрессоры и вентиляторы применяются преимущественно на нагнетательных установках и на всасывающих установках с малыми перепадами давления. На рис. 95а и б показан центробежный вентилятор с напором 200 мм возд. ст., работающий от электромотора. На рис. 96 показана трехступенная турбо-воздуходувка на 0,4 ат рабочего давления. Кроме вышеназванных типов насосов для пневматического транспорта применяются также ротативные насосы и воздуходувки (рис. 97).

В большинстве случаев для больших весовых пропорций смеси материал не пропускается через рабочий орган насоса или компрессора, но для мелкого пылевидного транспорта специальные центробежные вентиляторы с открытым колесом позволяют пропускать через колесо воздух с материалом.

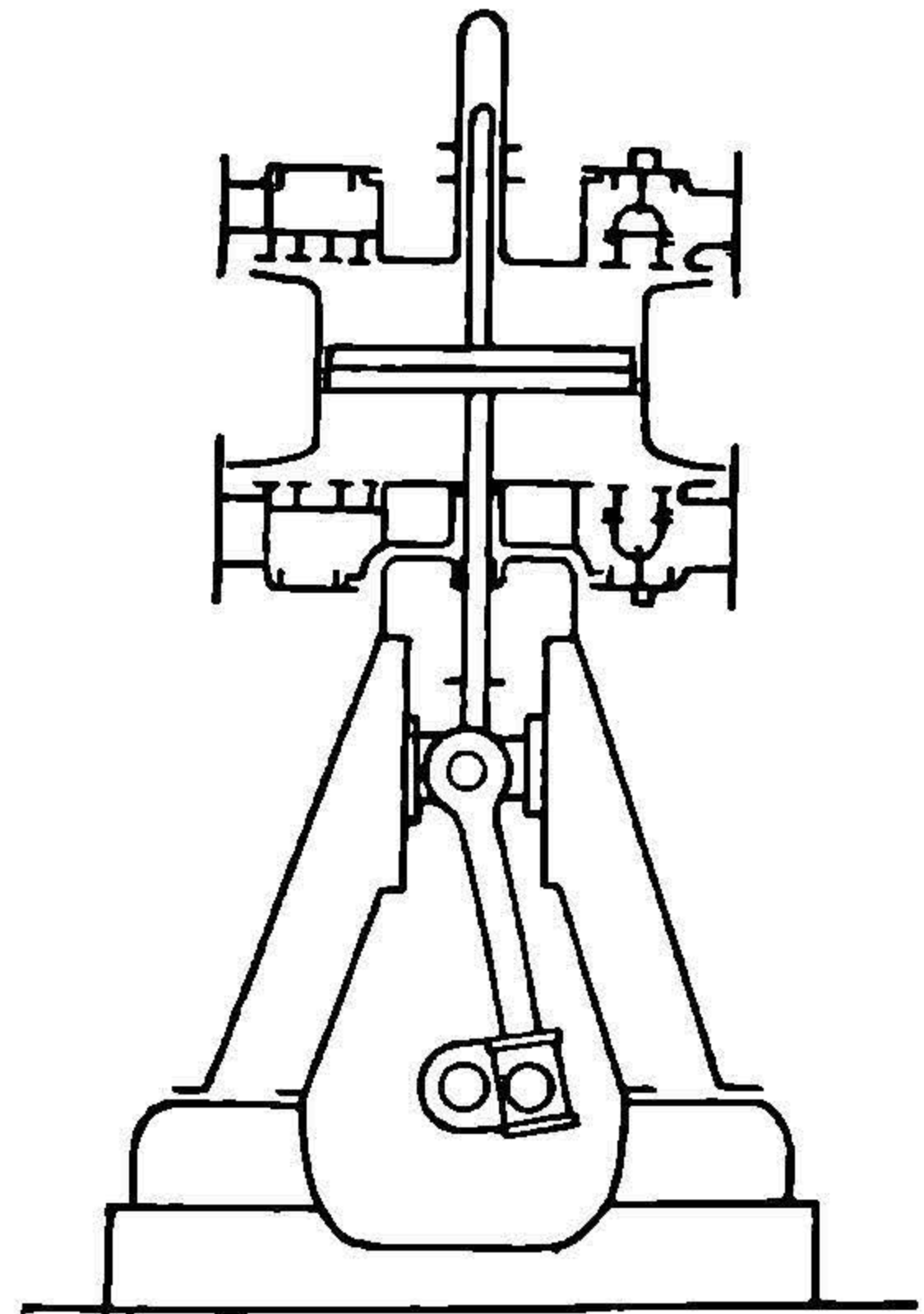


Рис. 93. Вертикальный двухступенный насос.

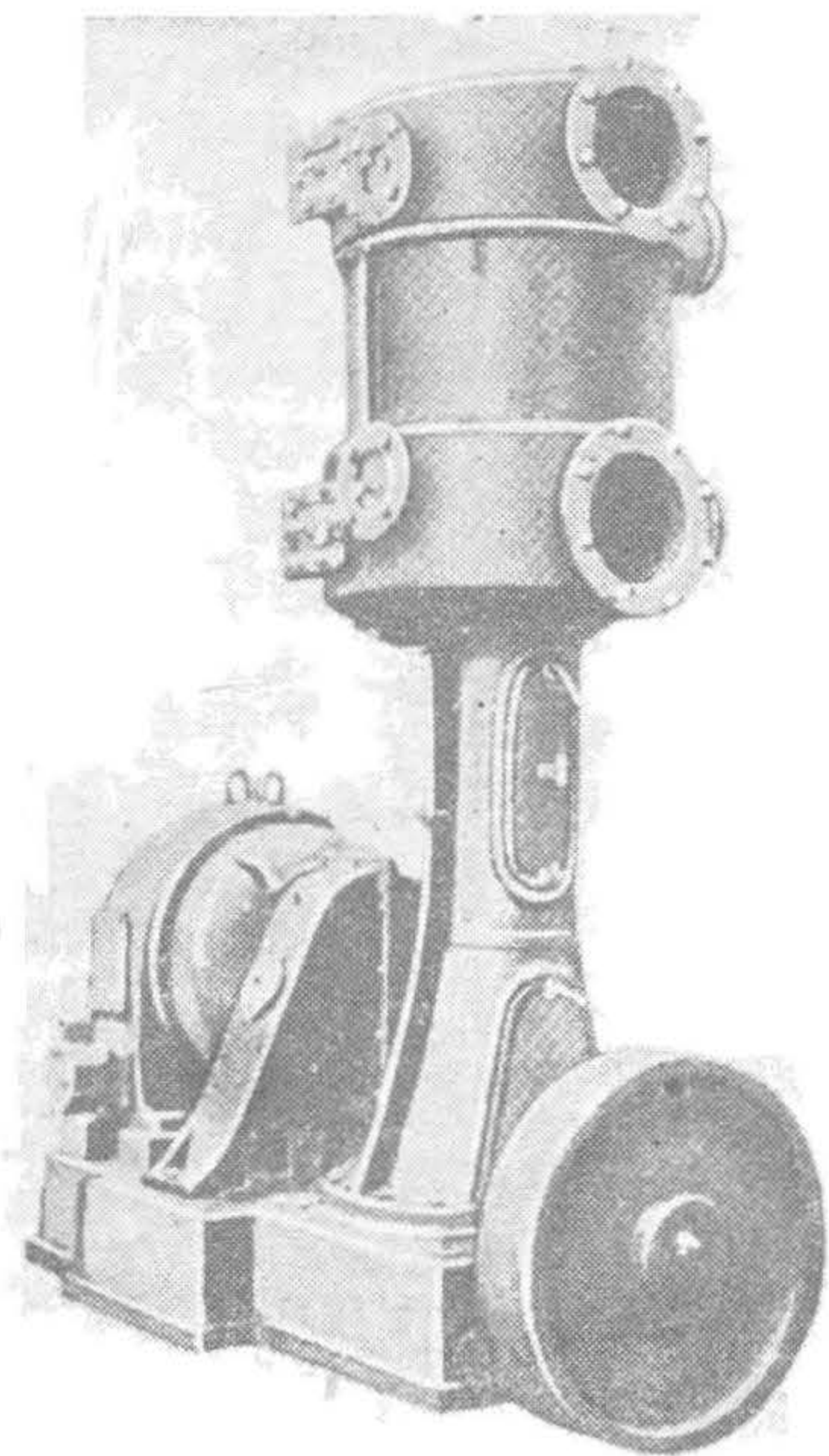


Рис. 94. Поршневой воздушный насос.

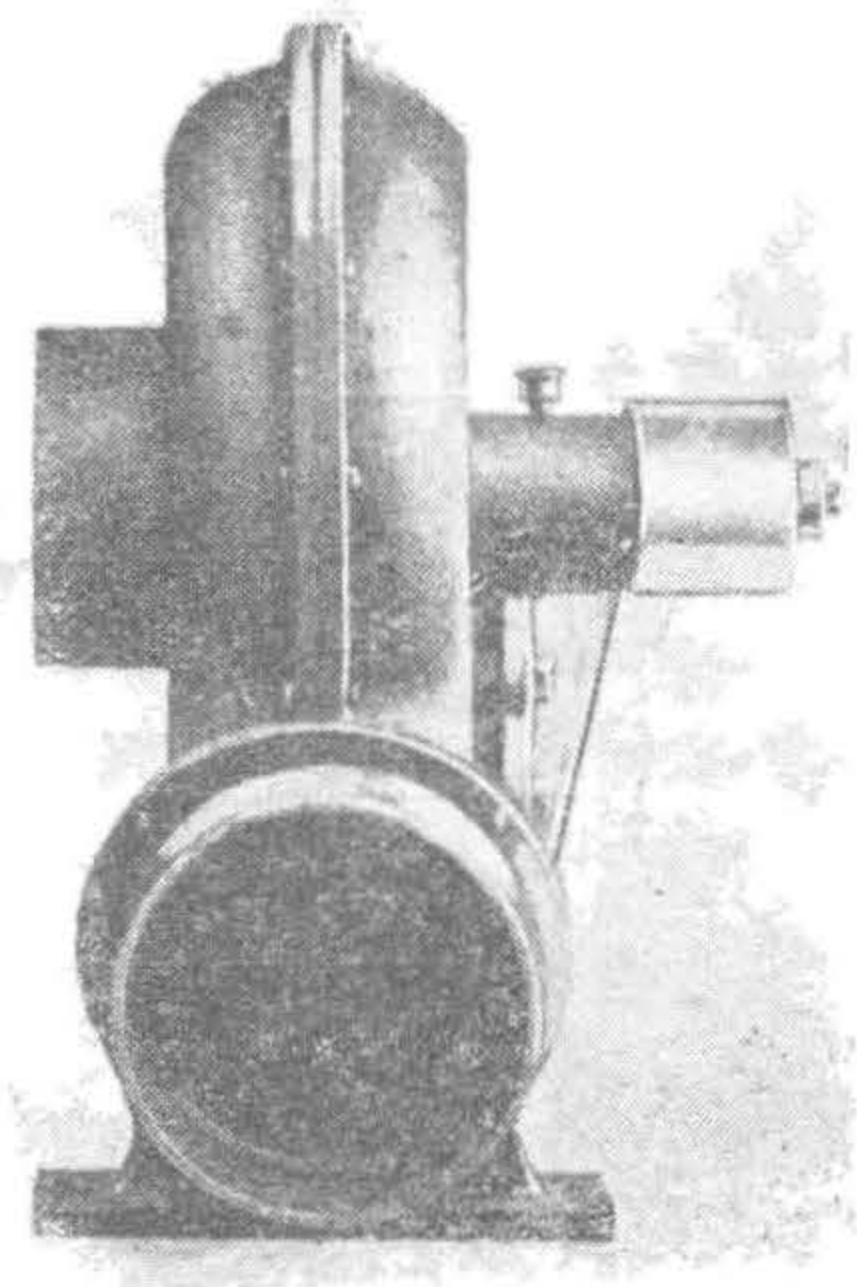
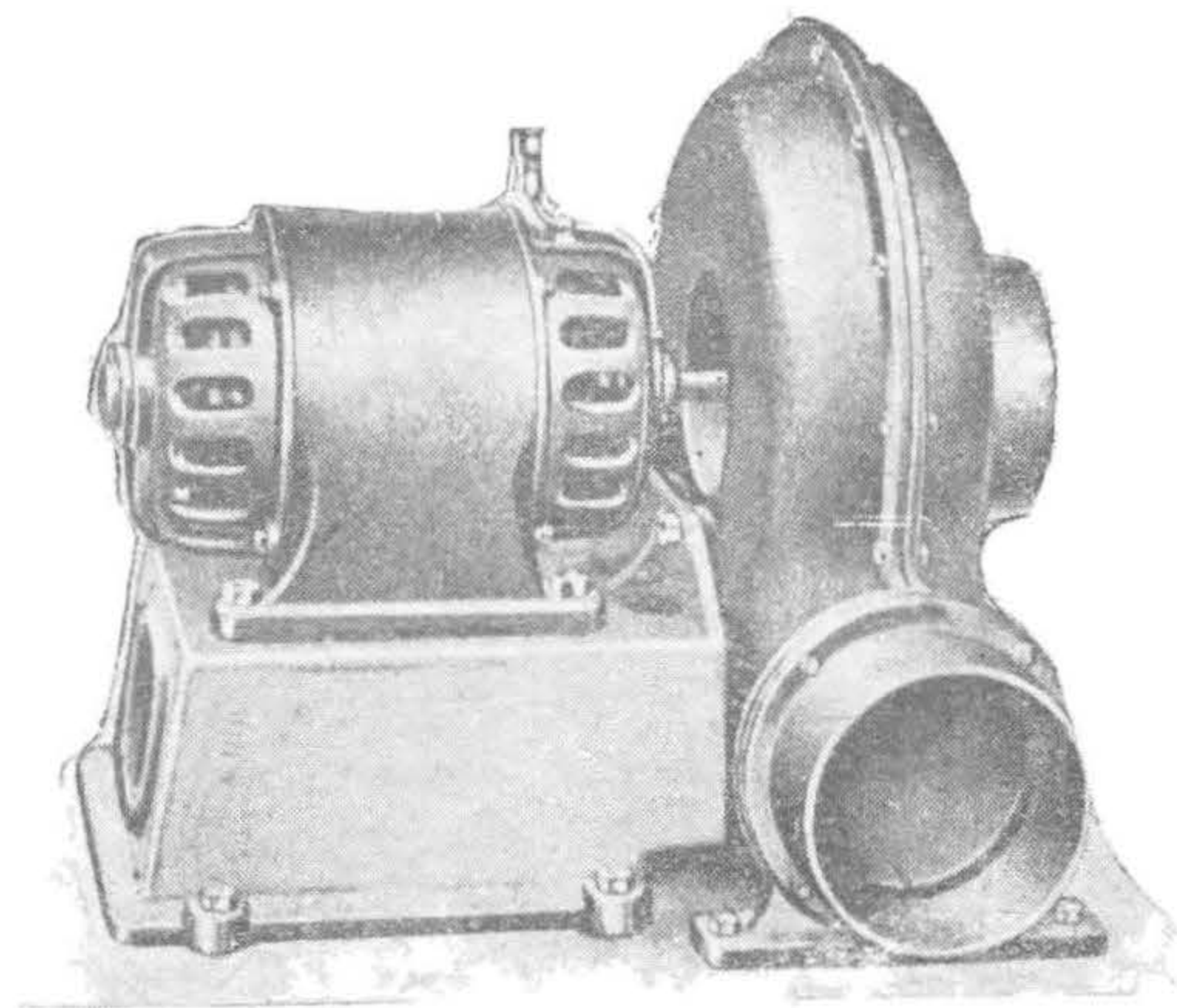


Рис. 95. Центробежный вентилятор.

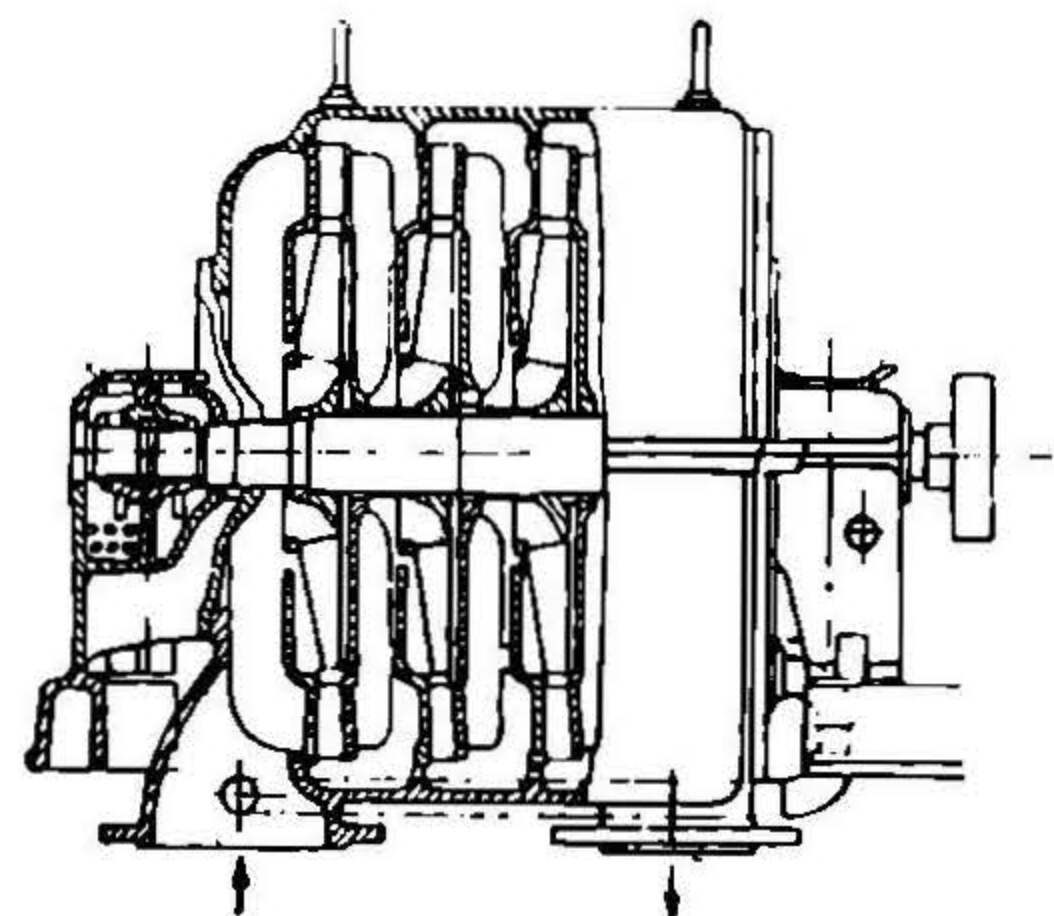


Рис. 96. Центробежная воздуходувка.

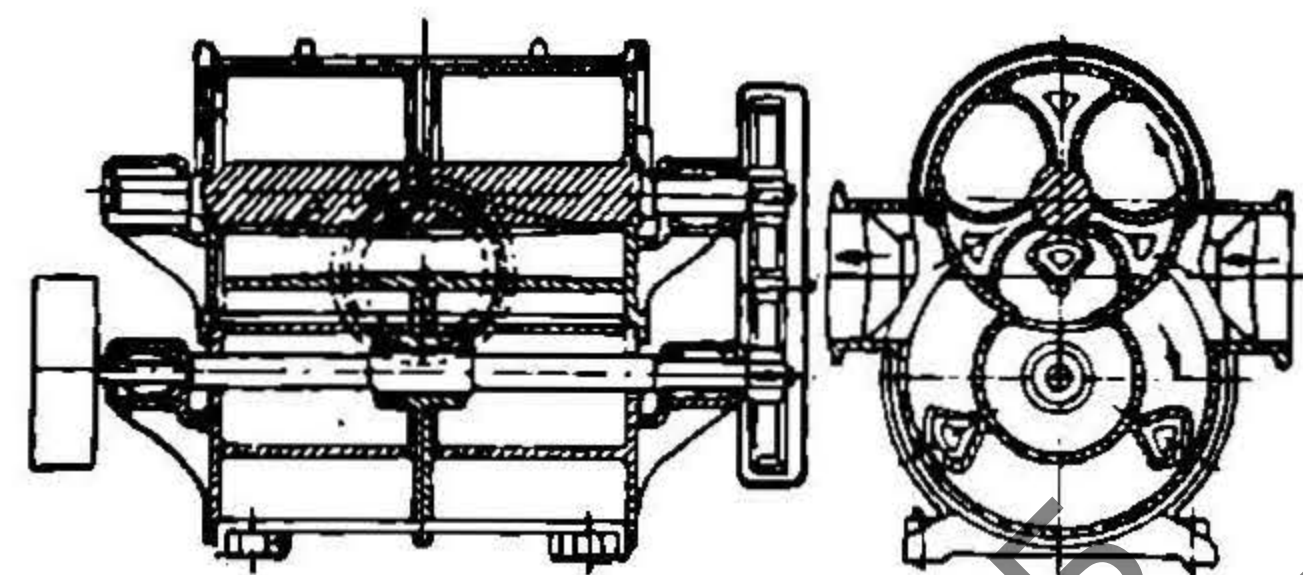


Рис. 97. Ротативный насос.

НЕ
УДУНТ
(ДИТ)

§ 34. Основные типы пневматических установок с большим перепадом давления

Описание пневматических установок мы начнем с установок с большим перепадом давления, которые могут иметь подачу до 300—350 *т/час*. Схема (рис. 98) представляет пловучий перегружатель всасывающего типа, с общей подачей 100 *т/час*. Каждый сосок этого перегружателя подает 50 *т/час*. Материал, пройдя разгрузатель, гравитационным способом стекает в баржу, причем в некоторых случаях для ускорения этого стекания отработанный воздух во всасывающей части подводится к гравитационному лотку и продувает последний, чем облегчает стекание зерна. На

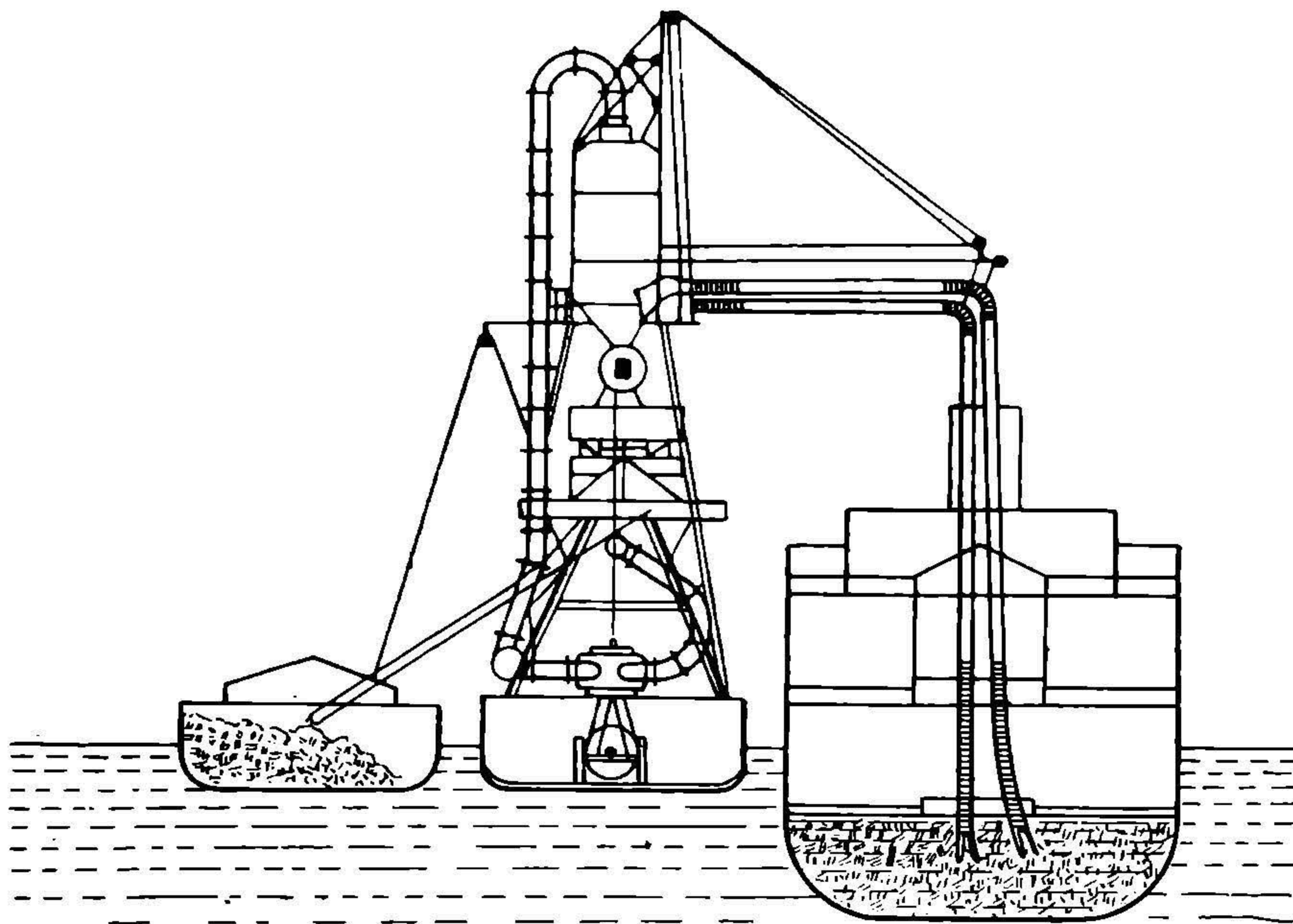


Рис. 98. Пловучий всасывающий перегружатель.

данной схеме поршневой насос помещен в нижней части конструкции. Рис. 99 и 100 изображают такие пловучие разгрузатели на 200 *т/час*, изготовляемые объединенной фирмой MIAG (Mühlenbau und Industrie A. G.).

На рис. 101 изображен подвижной береговой пневматический разгрузатель той же фирмы на 140 и 110 *т/час*. Серия фотографий (рис. 102—104) дает представление об общем виде и о деталях наибольшей в данный момент существующей пневматической зерновой установки на 1600 *т/час*, изготовленной фирмой Hartman и установленной в Бремене. Эта установка комбинированного типа подает зерно на 135 м по горизонтали, при подъеме в 15 м. На схеме (рис. 105) представлена нагнетательная установка для угольной пыли, причем подача угля из мельницы к месту разгрузки производится при помощи шнека. На этой же

схеме видны регулировочные клапаны, позволяющие направлять поток воздуха с материалом в том или ином направлении. Рис. 106 представляет комбинированную установку берегового типа фирмы Hartman на 100 *т/час*. На рис. 107 представлена установка для транспорта угольной пыли из специальных вагонов. Рис. 108 и 109 показывают детали различных участков трубопроводной сети, а на рис. 110 изображены трубопроводы береговой установки. Рис. 111 показывает соединение труб, а рис. 112 дает представление о системах присоединения всасывающих ответвлений трубы.

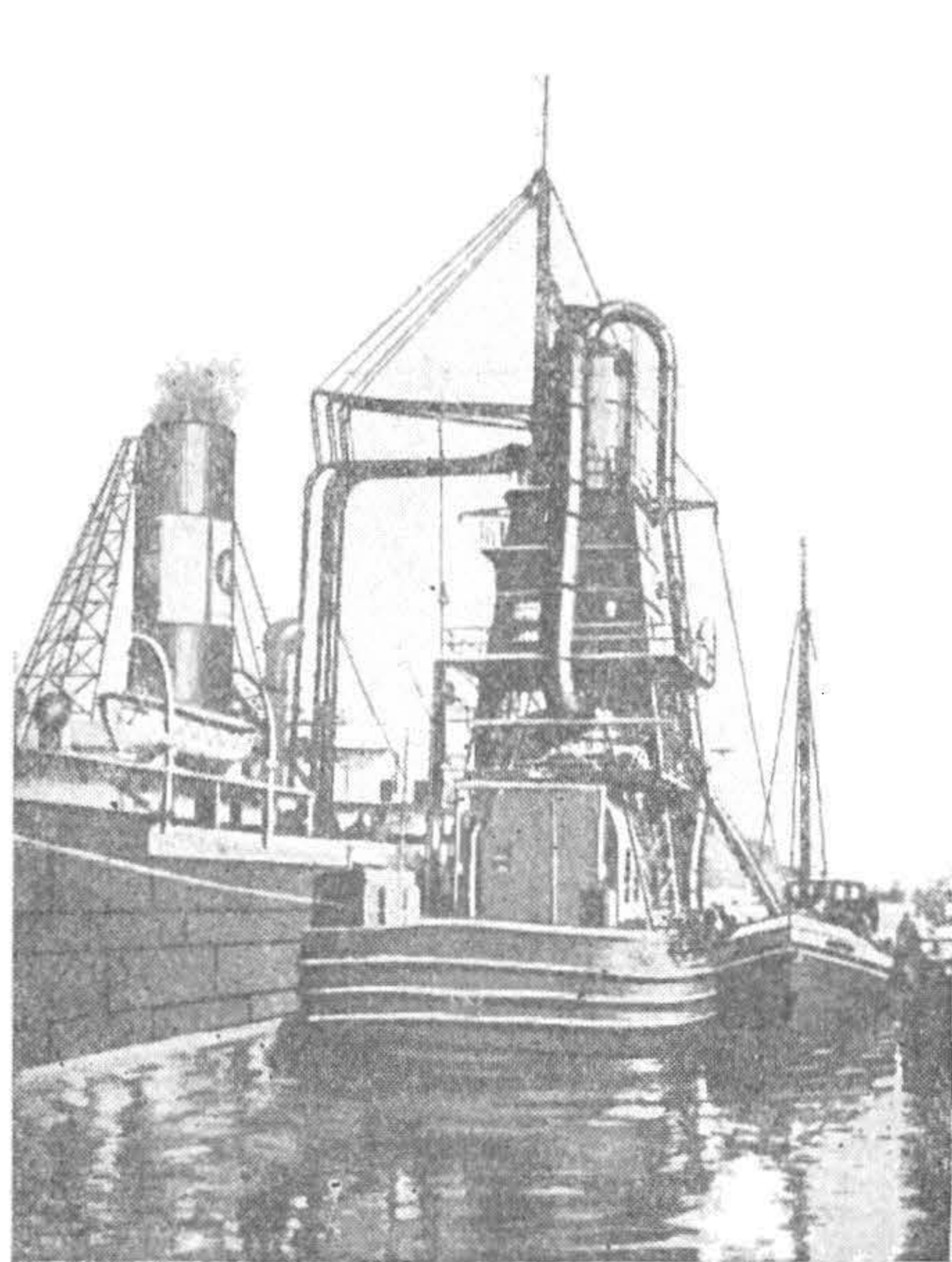


Рис. 99. Пловучий пневматический перегружатель.

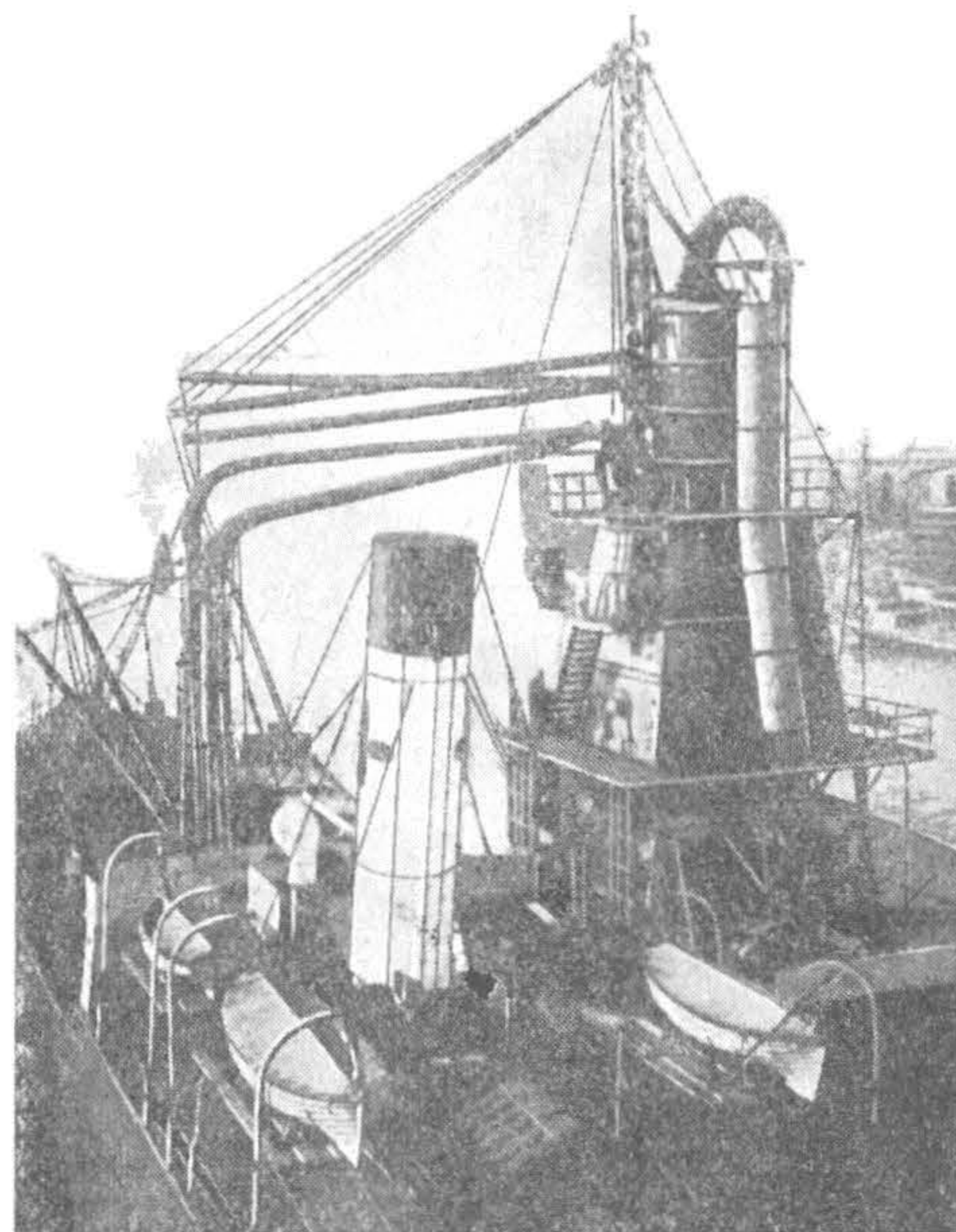


Рис. 100. Пловучий перегружатель в действии.

На рис. 113 и 114 даны трубчатые фильтры для золы и угля, изготавливаемые фирмой H. Simon L. H., а рис. 115, 116 и 117 изображают насосные станции (центробежную, поршневую и ротативную) зерновых и угольных пневматических установок.

Все вышперечисленные установки имеют весовую пропорцию смеси порядка 12—22 при средней скорости смеси около 20 *м/сек*. Общая мощность таких установок колеблется около 50—300 л. с. В среднем мощность этих установок раз в 5 больше, чем мощность соответствующих механических установок, но ввиду простоты их эксплуатации экономический коэффициент полезного действия этих установок выше, чем соответствующие коэффициенты механических транспортеров.

Необходимо отметить, что кроме транспорта материала во взвешенном состоянии, существует транспорт под давлением, который отличается от пневматического тем, что материал смешивается с небольшим количеством воздуха и большим давлением воздуха

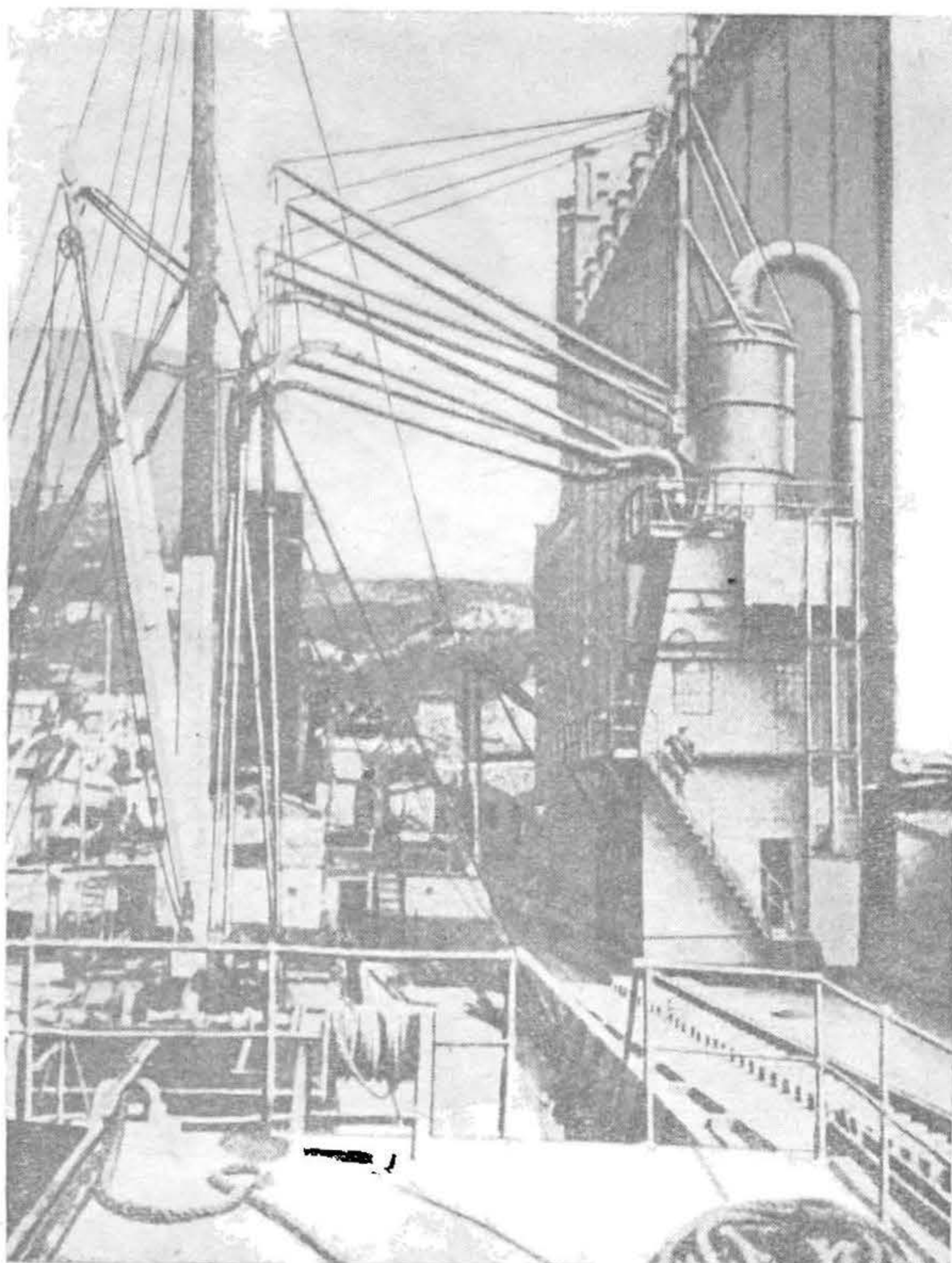


Рис. 101. Подвижной портовой перегружатель.

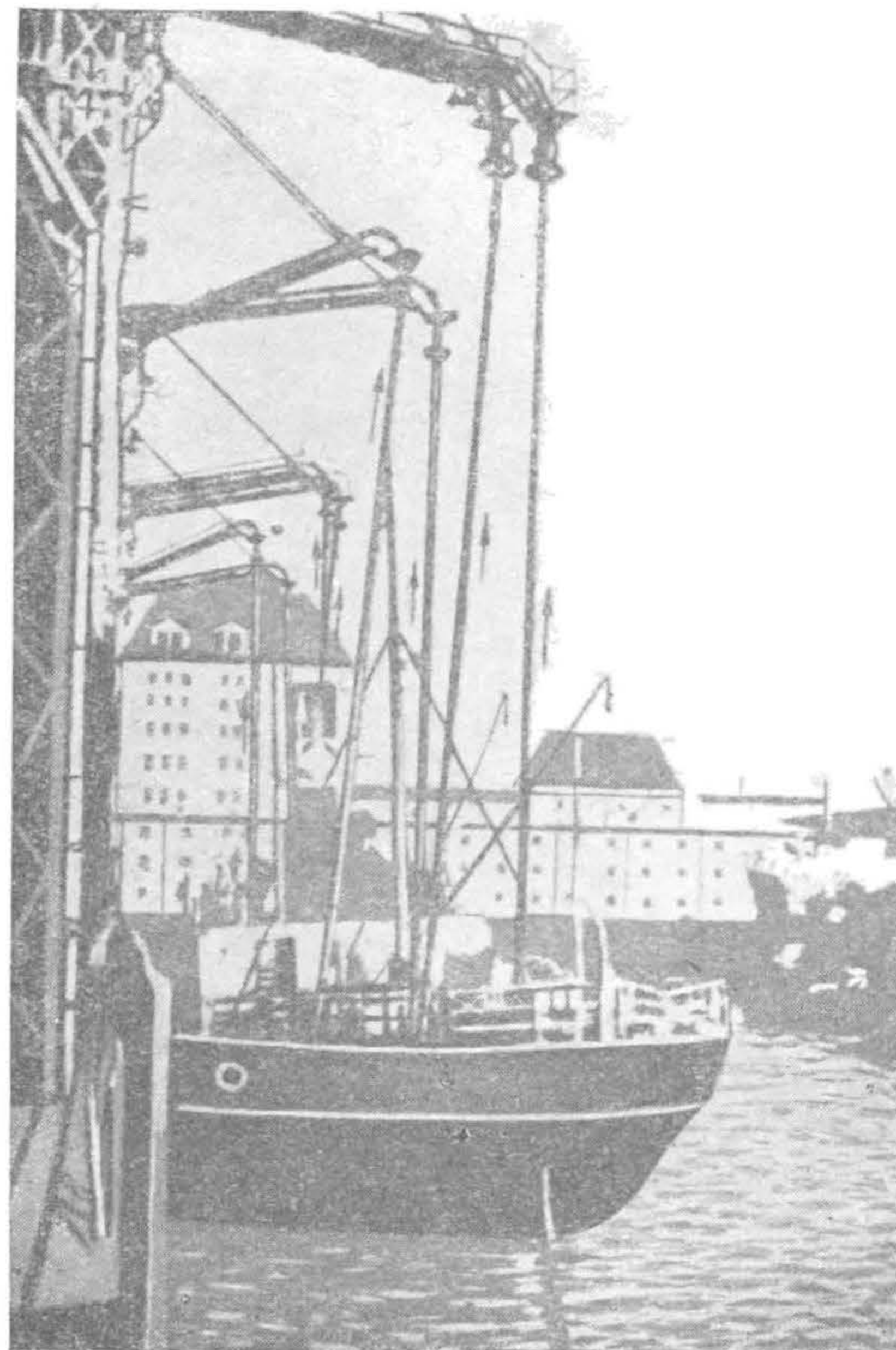


Рис. 102. Портовая установка.

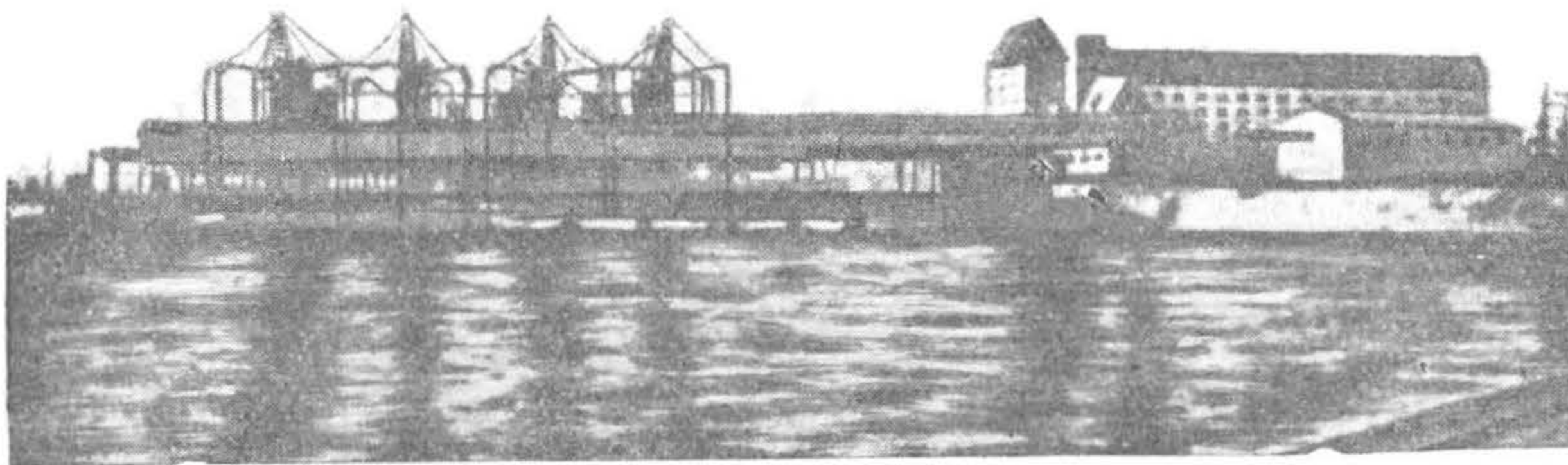


Рис. 103. Портовая установка.

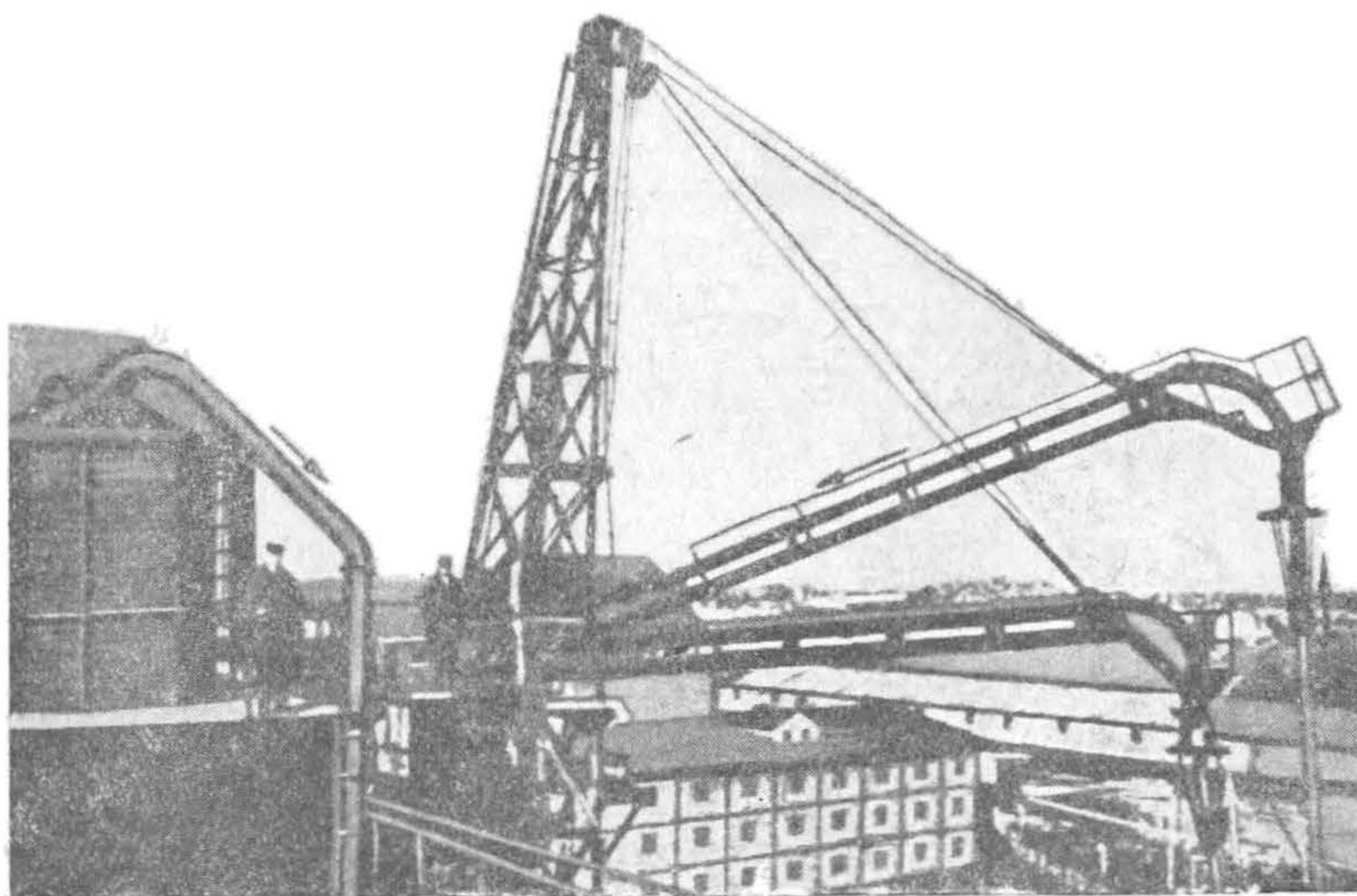


Рис. 104. Портовая установка.

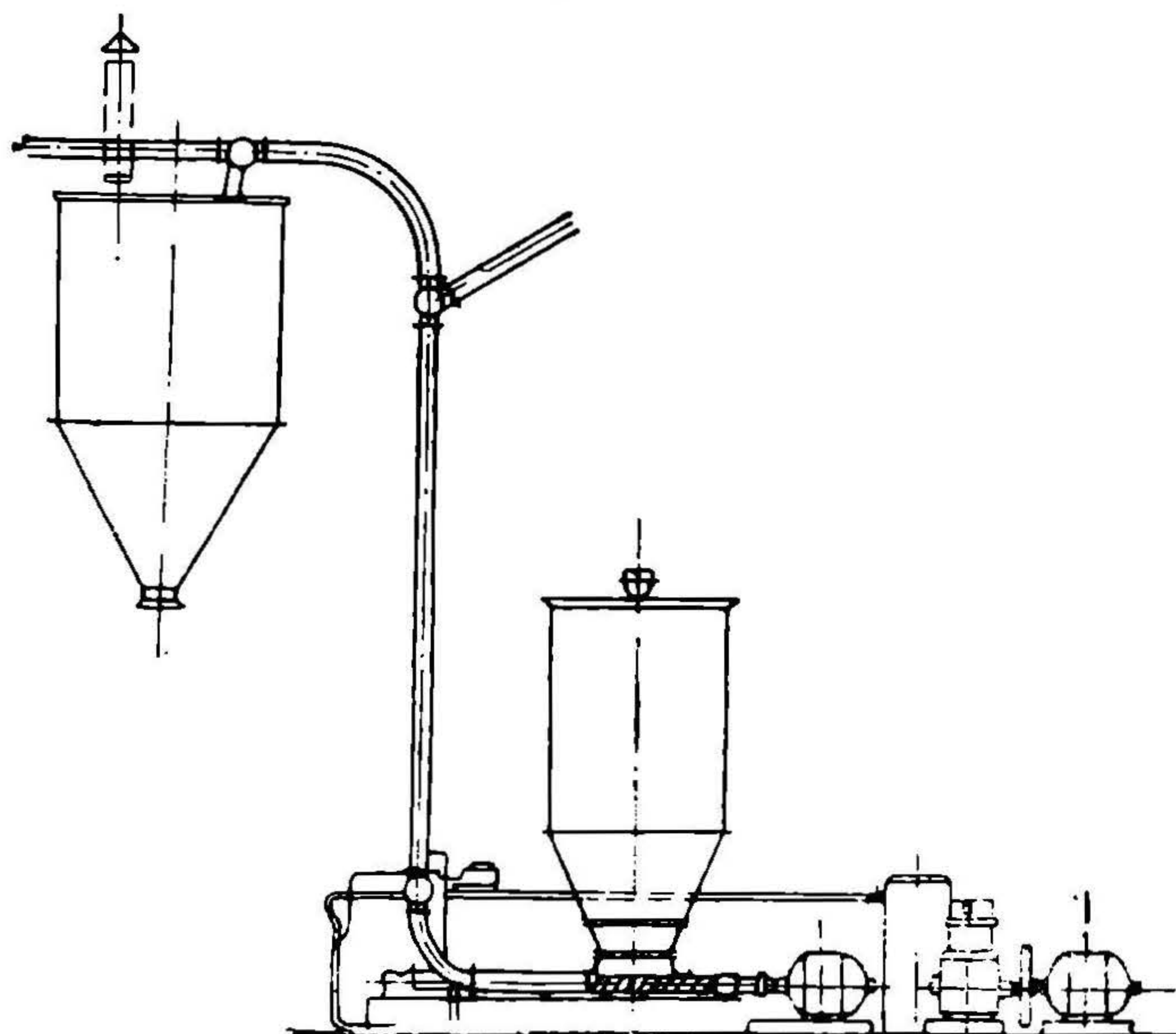


Рис. 105. Нагнетательная установка для угольной пыли.

НЕ
УДУНТ
(ДИТ)

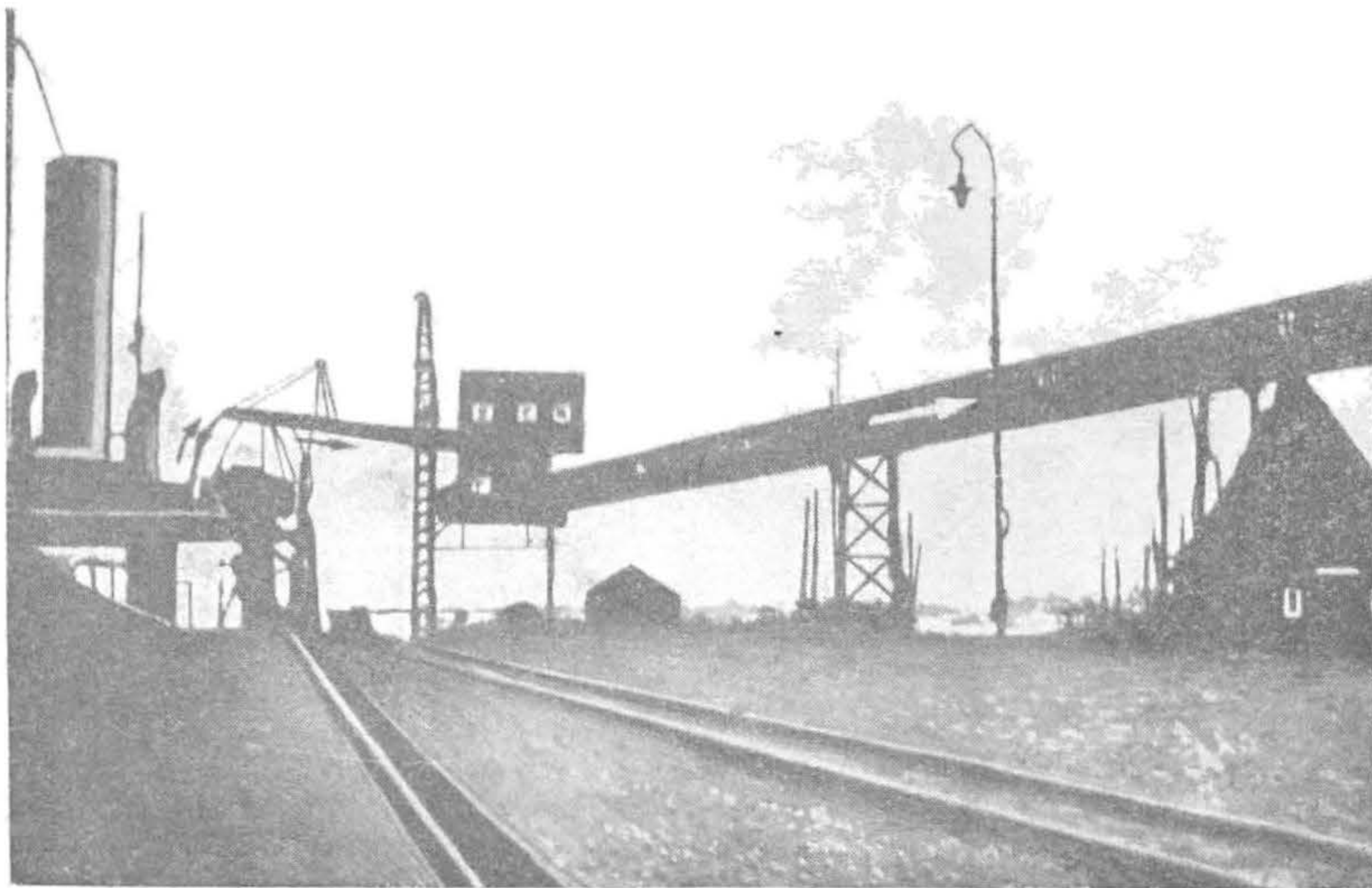


Рис. 106. Комбинированная установка берегового типа.

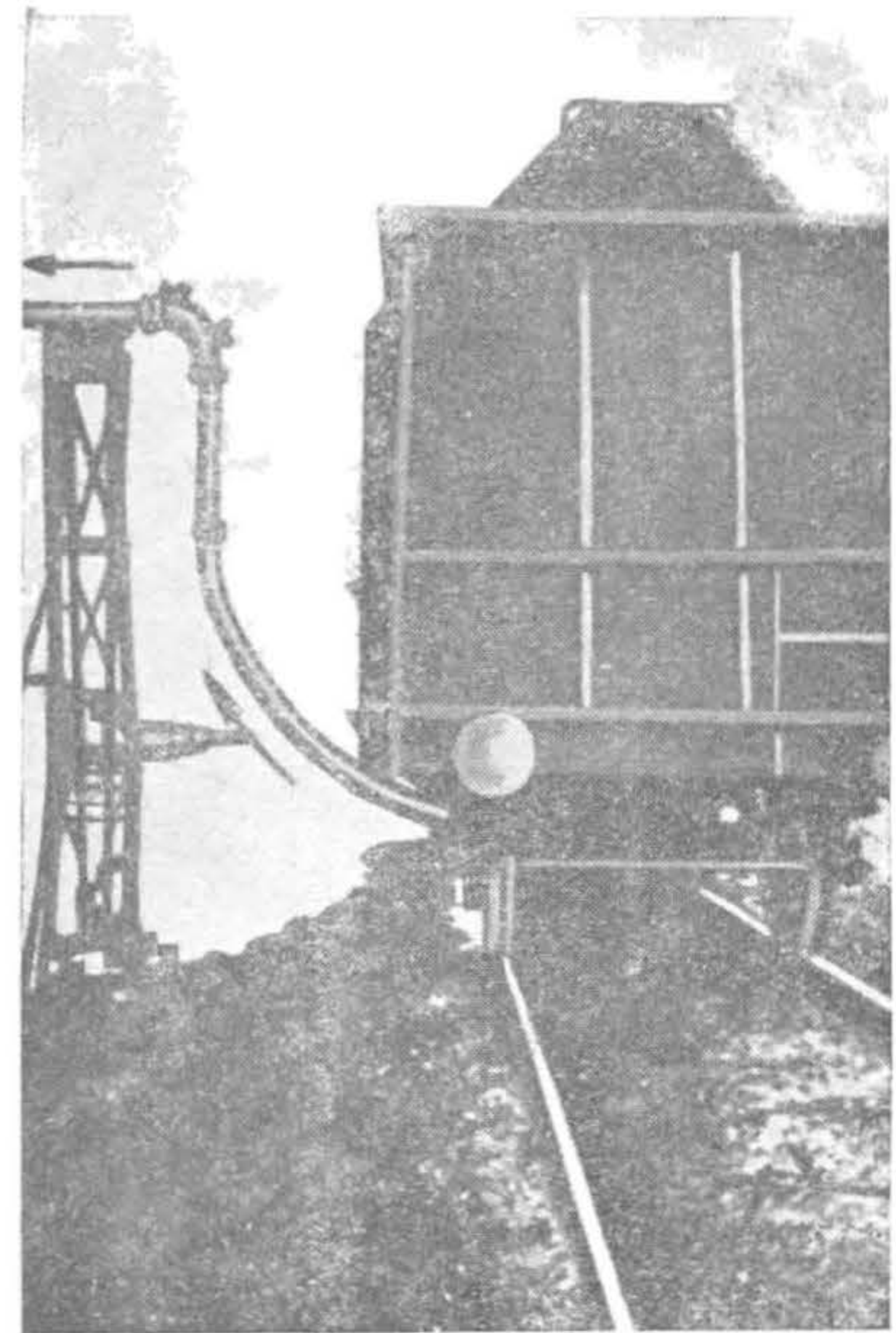


Рис. 107. Установка для транспорта угольной пыли

НБ
УДУНТ
(ДНТ)

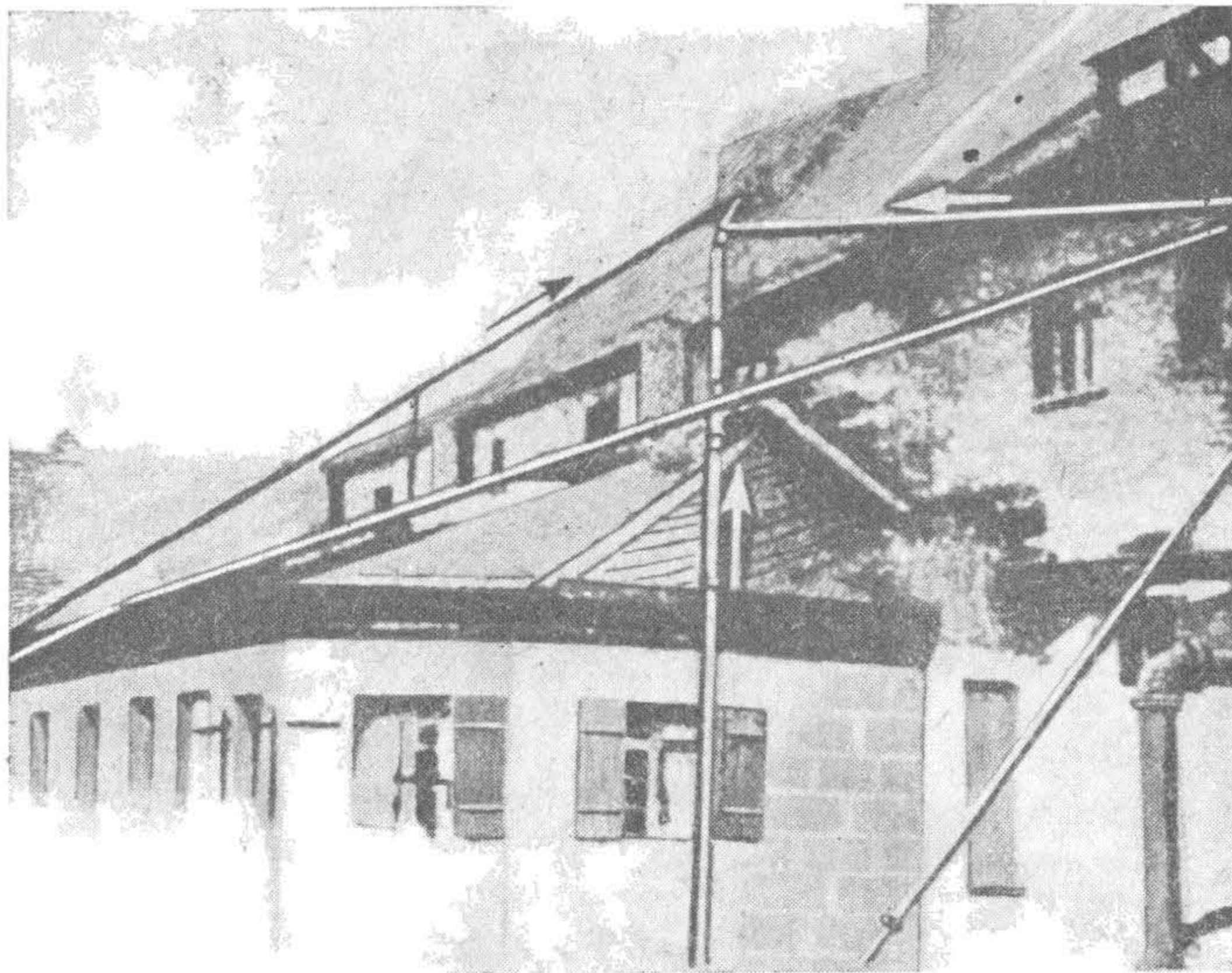


Рис. 108. Нагнетательная высоконапорная пылеугольная установка.

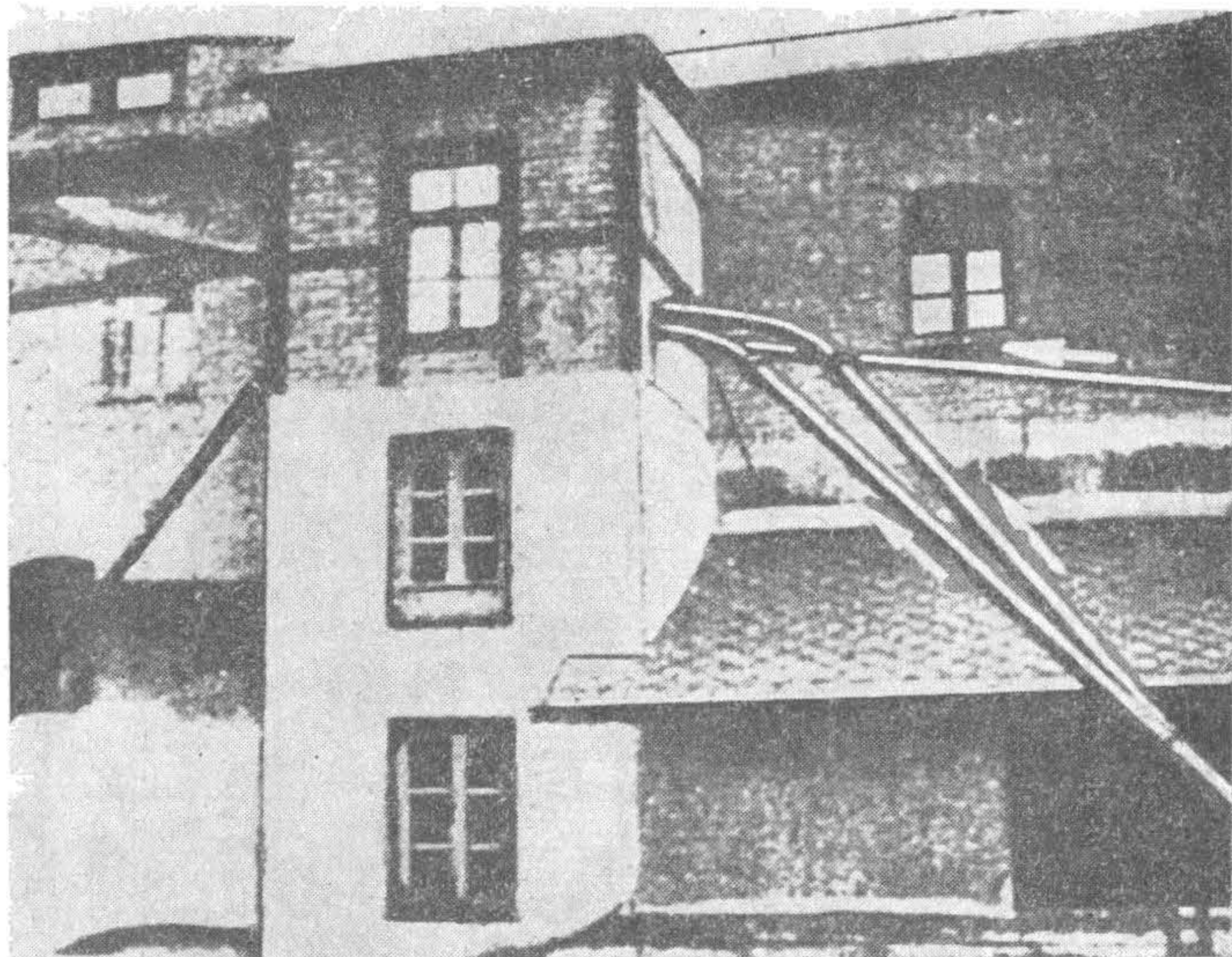


Рис. 109. Смешанная береговая установка.

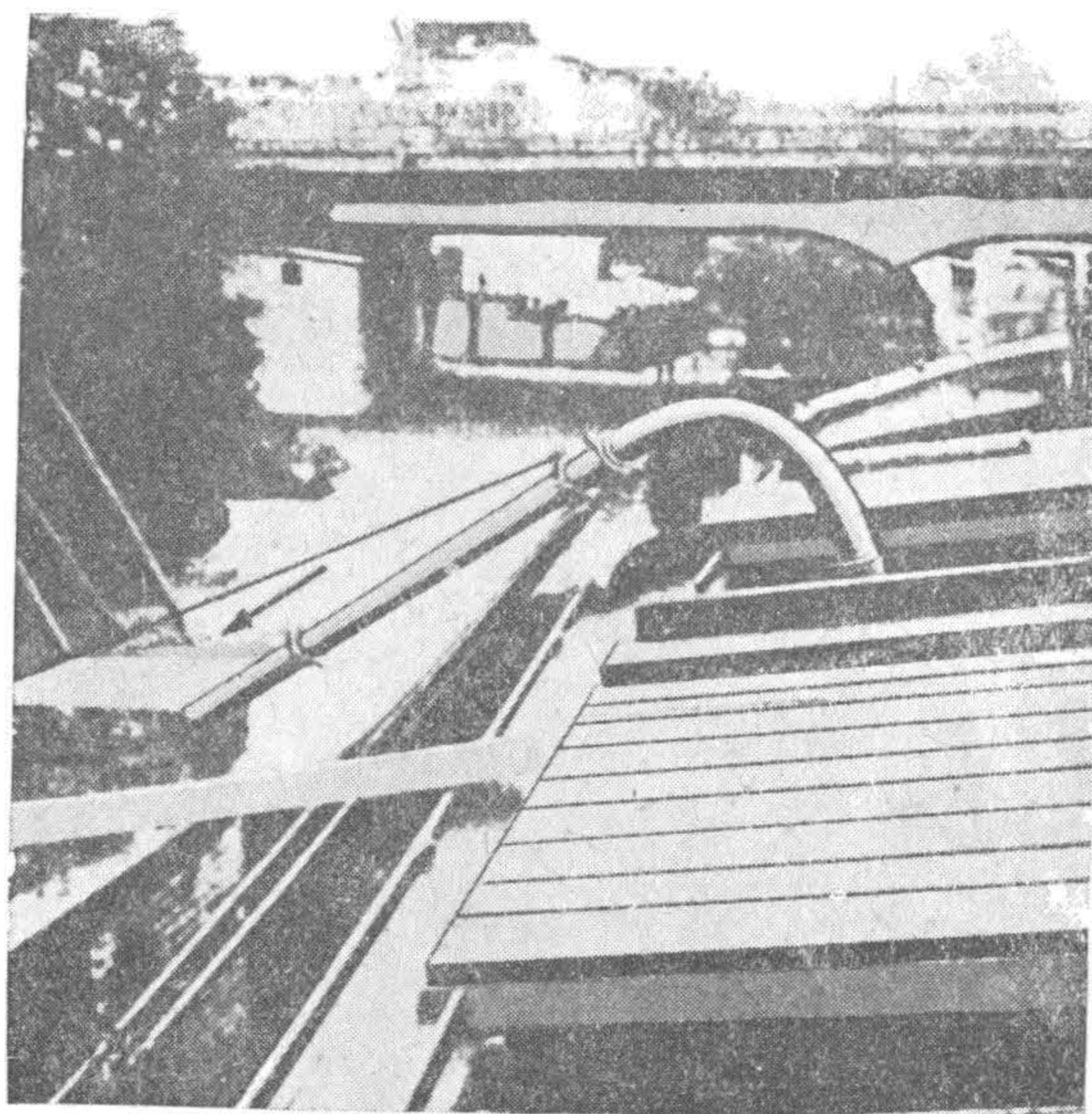


Рис. 110. Детали трубопроводов.

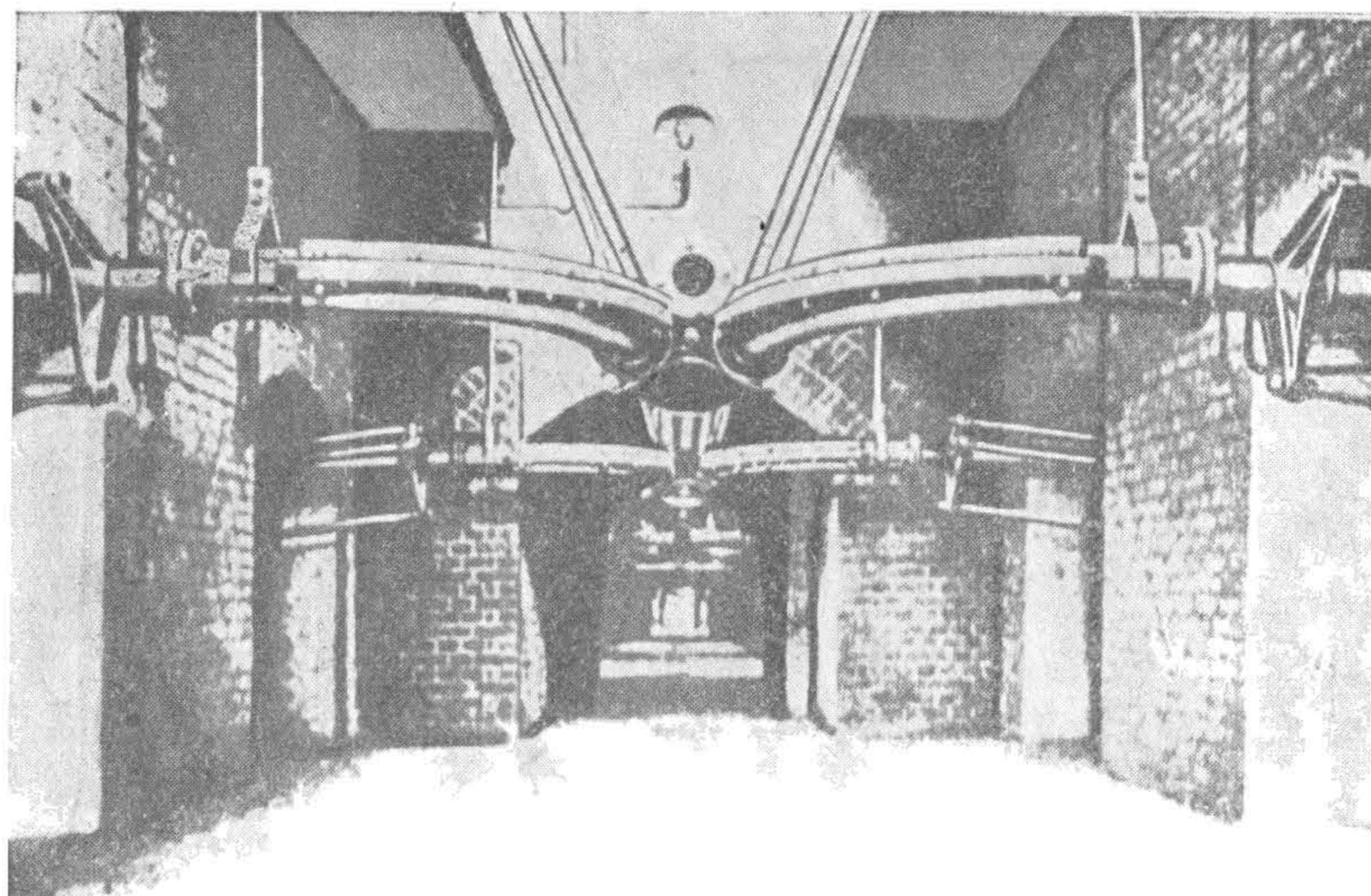


Рис. 111. Соединение труб.

НБ
УДУНТ
(ДІІТ)

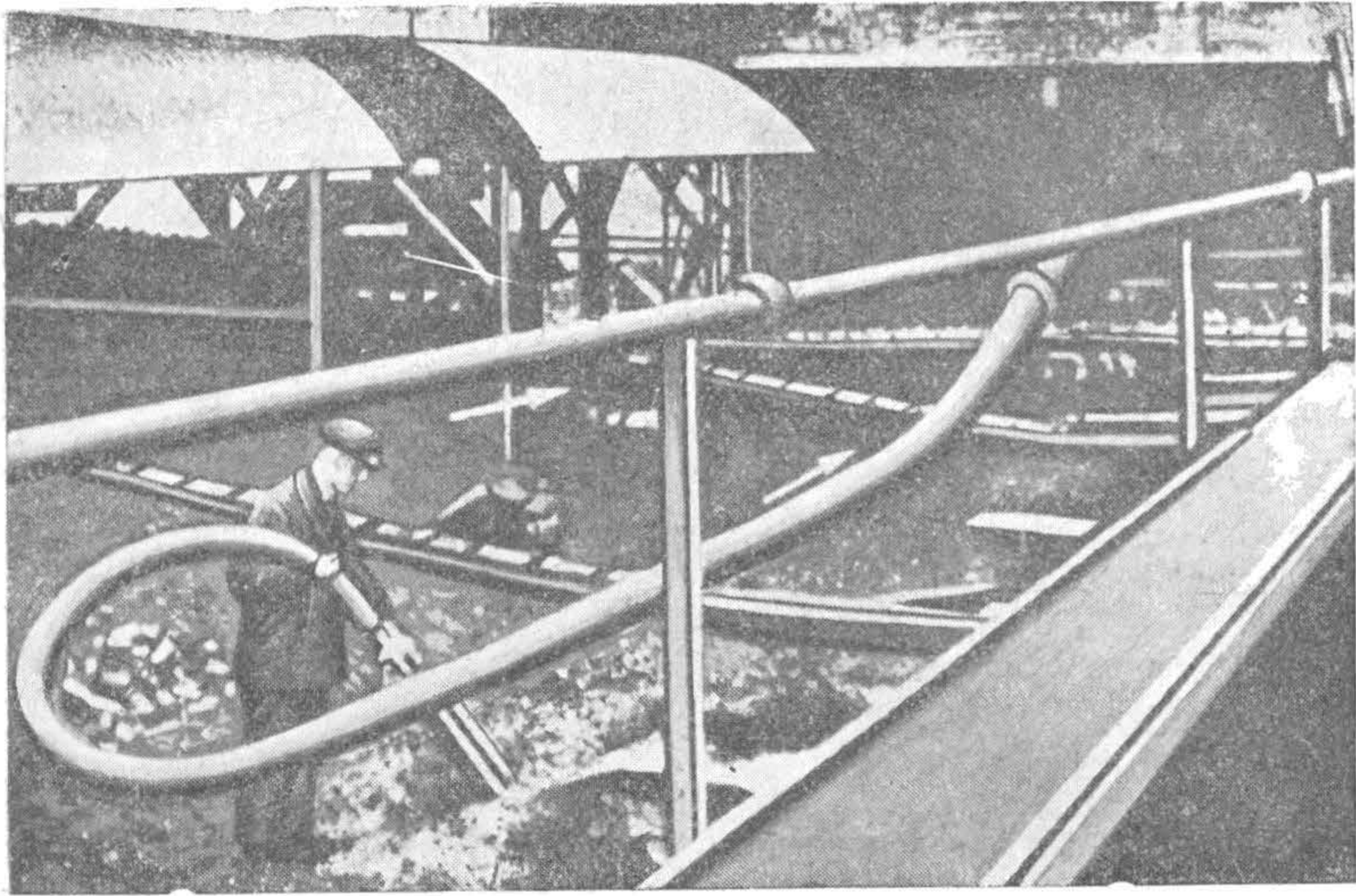


Рис. 112. Присоединение всасывающих устройств.

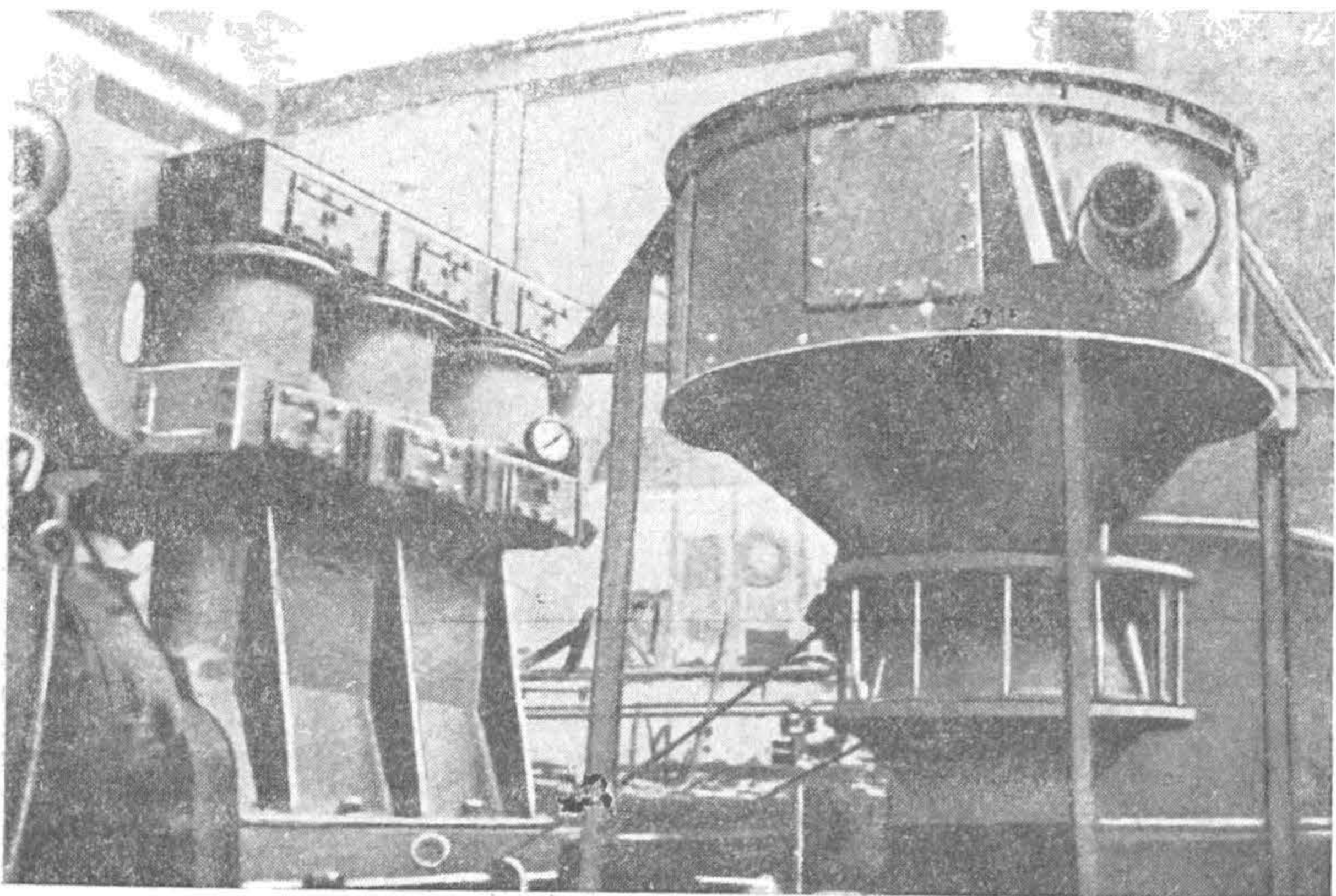


Рис. 113. Трубчатый фильтр.

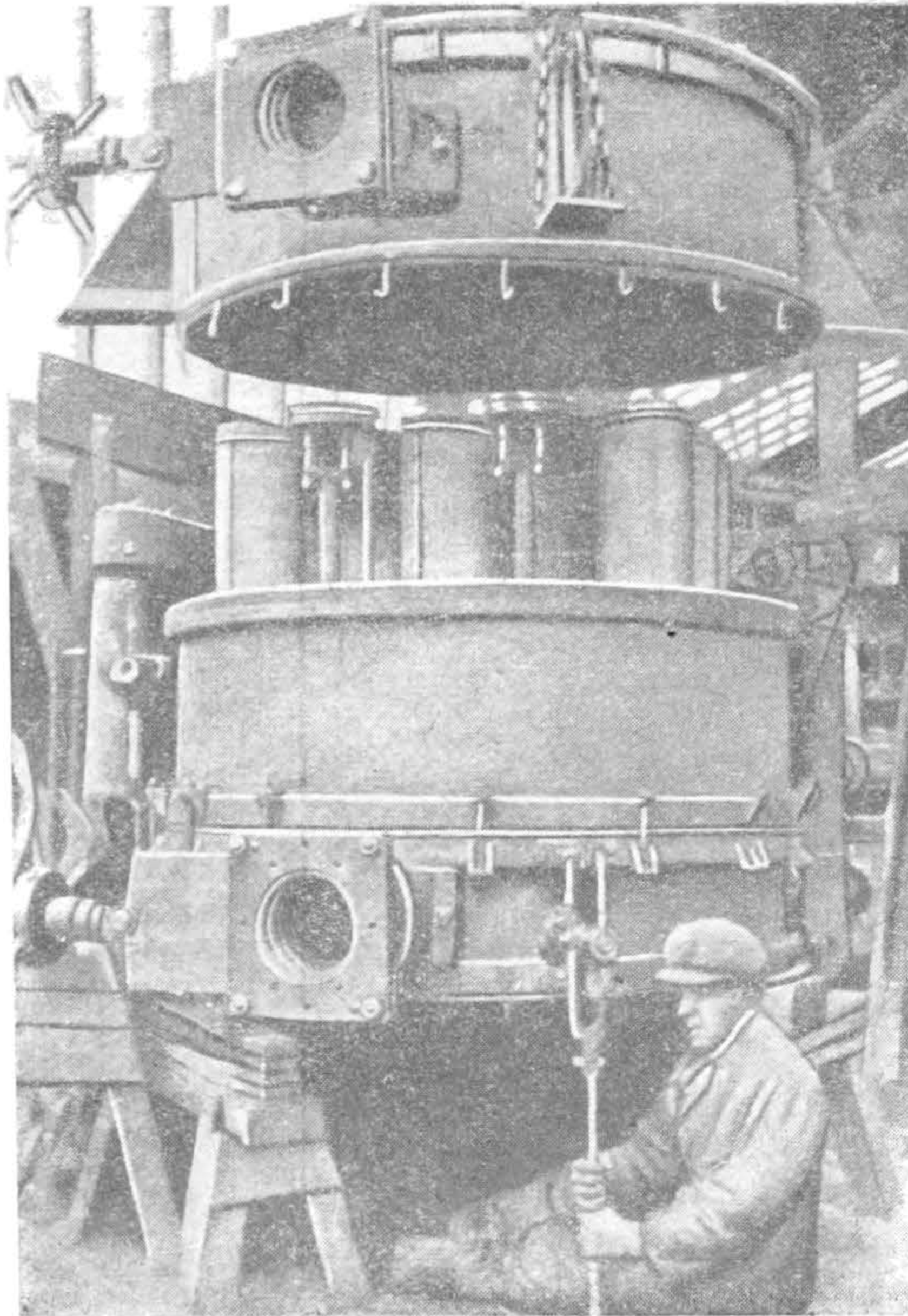


Рис. 114. Трубчатый фильтр.

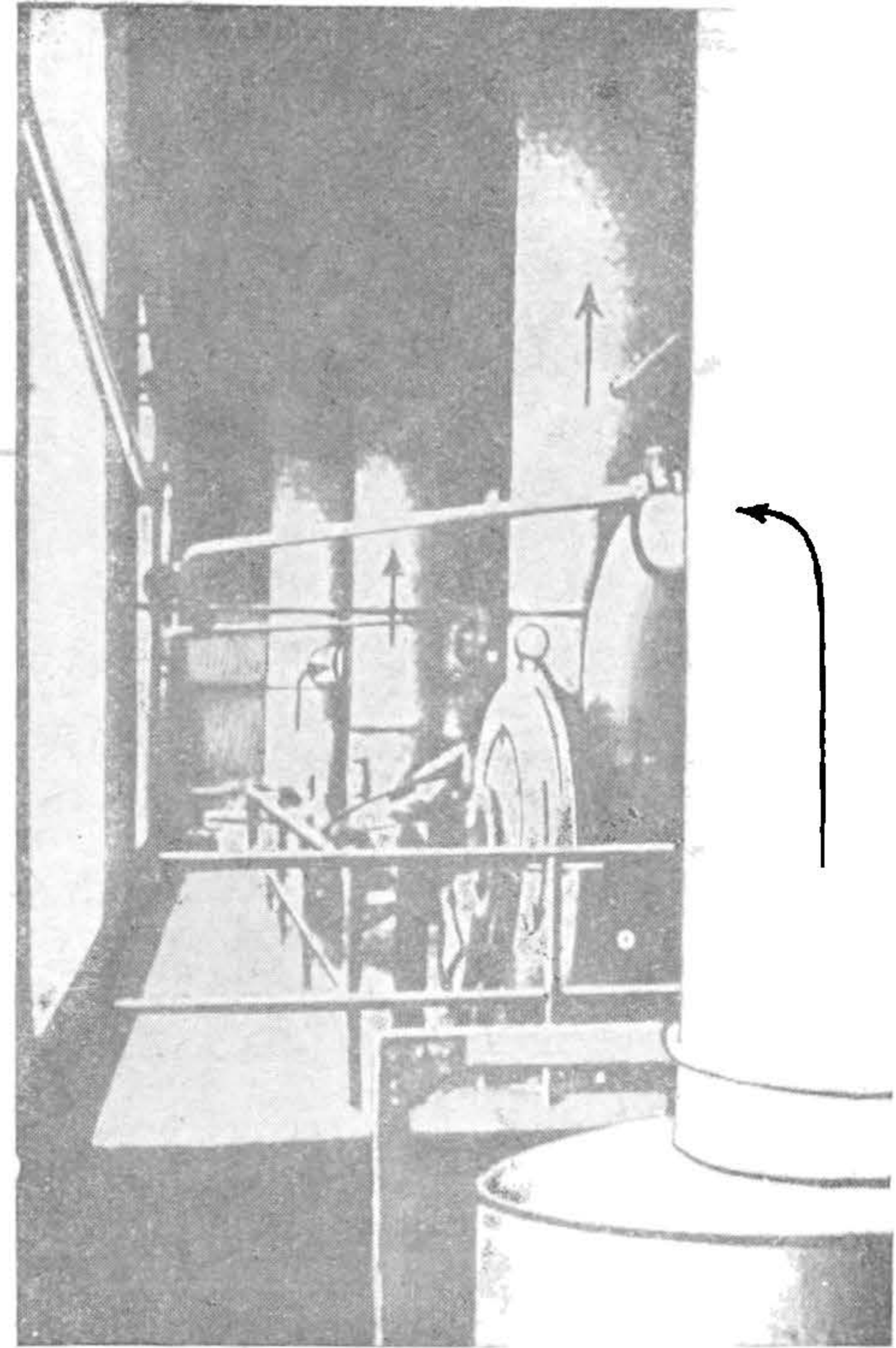


Рис. 115. Центробежная насосная станция.

говится по трубе как жидкость. Таким способом транспортируется угольная пыль¹ и цемент. Описанные выше пневматические уста-

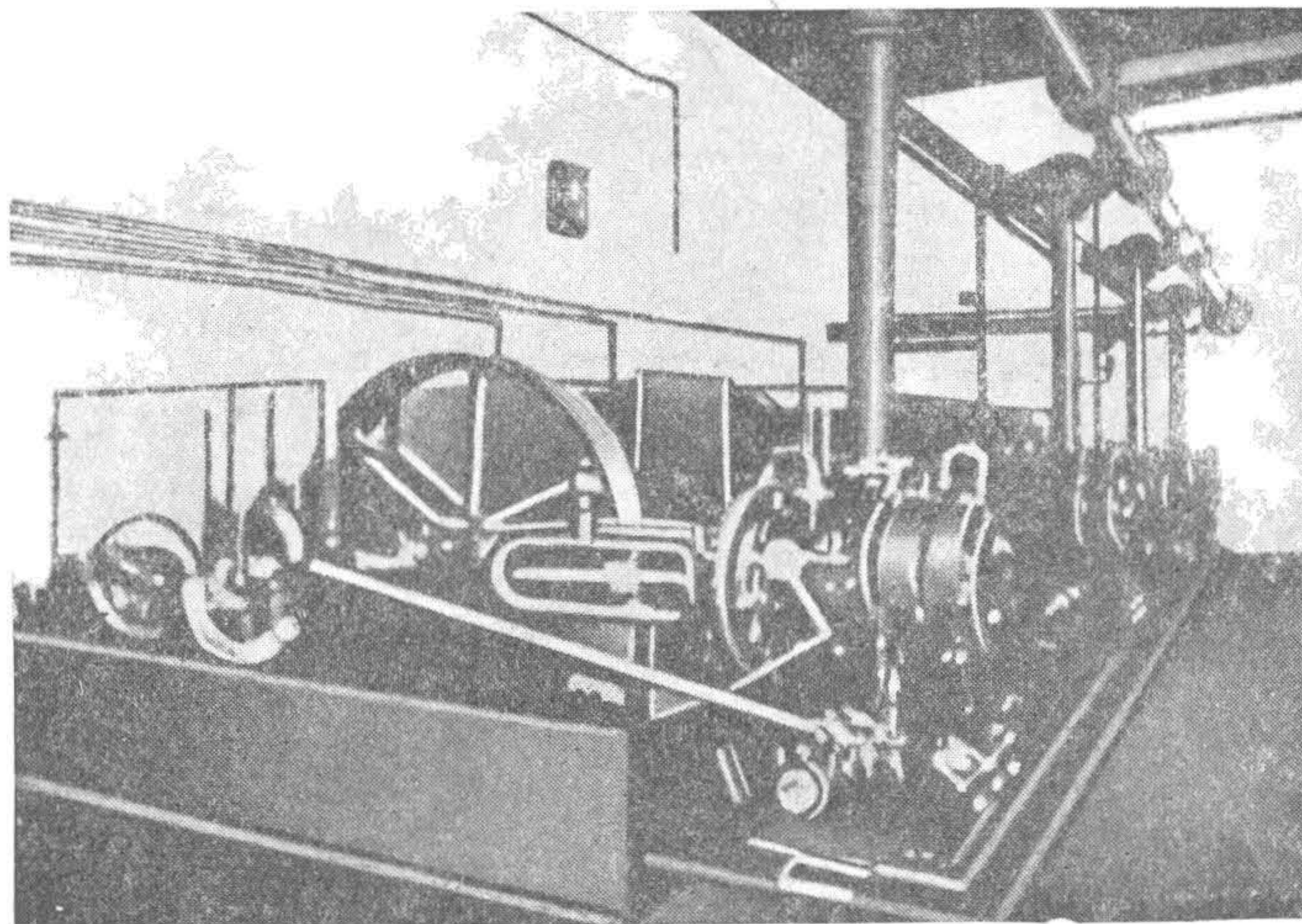


Рис. 116. Поршневая насосная станция.

новки применяются главным образом в портовых и железнодорожных зерновых угольных перегрузочных станциях. Для приведения в действие насосов таких установок используются большей частью электромоторы и реже паровые машины и двигатели внутреннего сгорания.

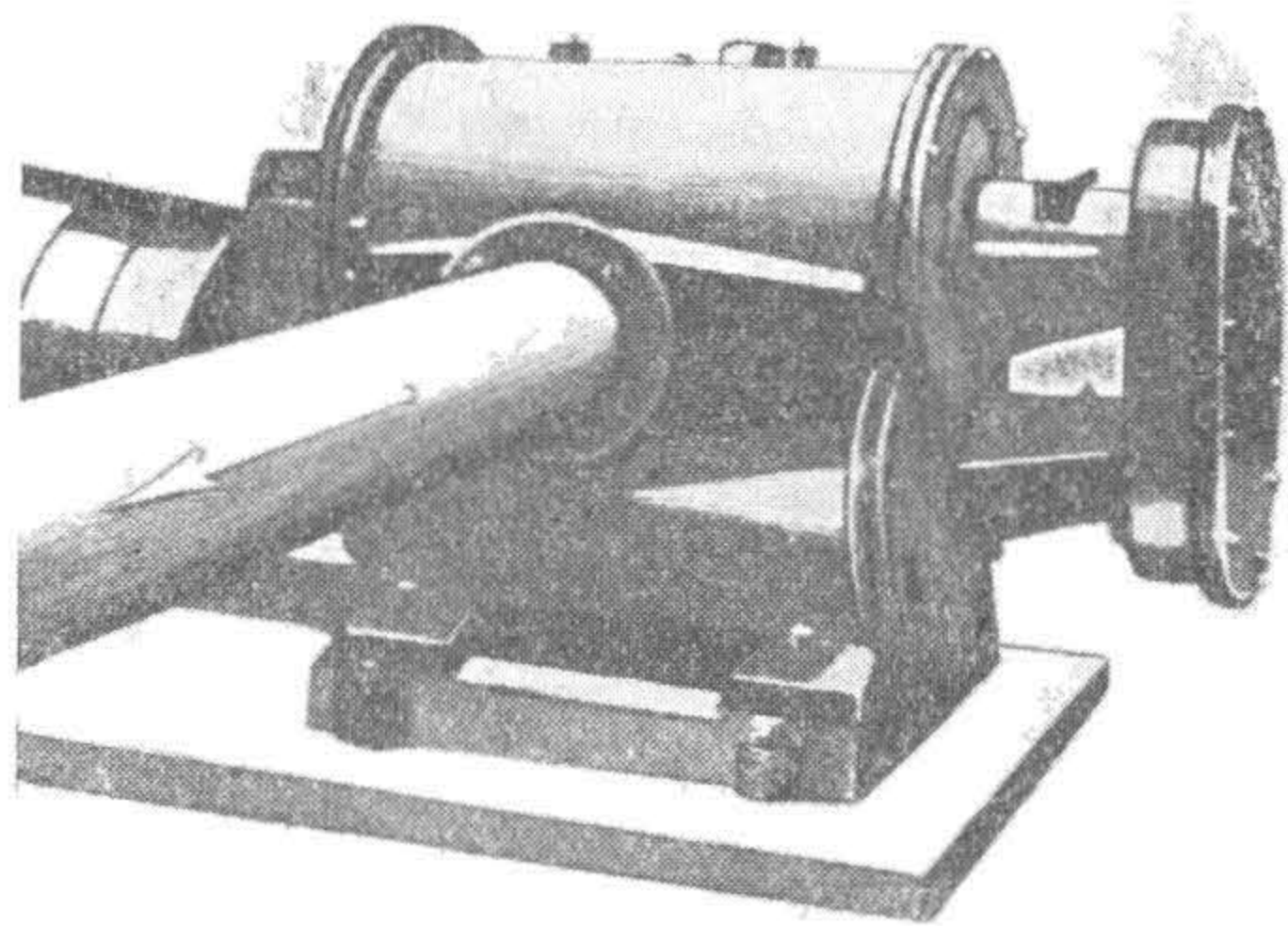


Рис. 117. Ротативная насосная станция.

§ 35. Основные типы установок с малым перепадом давления

Для транспорта легких материалов или материалов с малой загрузкой смеси обычно применяются всасывающие и нагнетательные установки при рабочем давлении вентилятора порядка 80—200 мм возд. ст., причем, как правило, μ не превосходит 1,5 и большей частью колеблется около половины. Производи-

тельность таких установок около 3—8 т/час, при этом расстояние, на которое транспортируется материал, доходит до 300—400 м. Скорость воздуха, допускаемая в таких установках, зависит от скорости витания материала; при очень малых пропорциях смеси, как уже было сказано, она может отличаться от скорости витания на $\pm 20\%$. Коэффициент полезного действия установок приблизительно будет равен 0,35—0,45. На схеме (рис. 118) показана

¹ Г. Блейбтрей. Пылеугольное отопление, 1931.

нагнетательная установка для стружки, а на рис. 119 и 120—всасывающие устройства от деревообделочных станков. Схема (рис. 121)

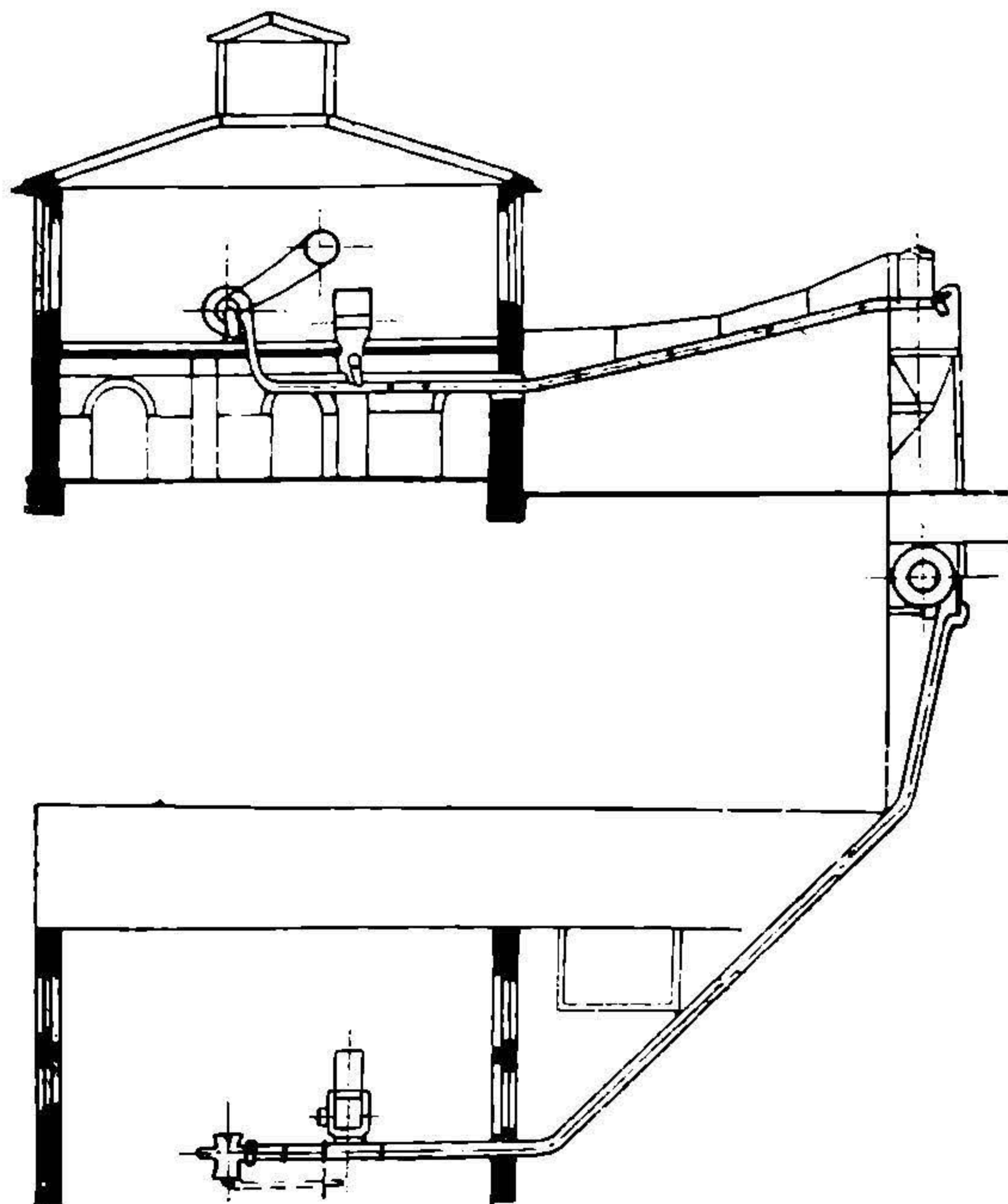


Рис. 118. Нагнетательная установка.

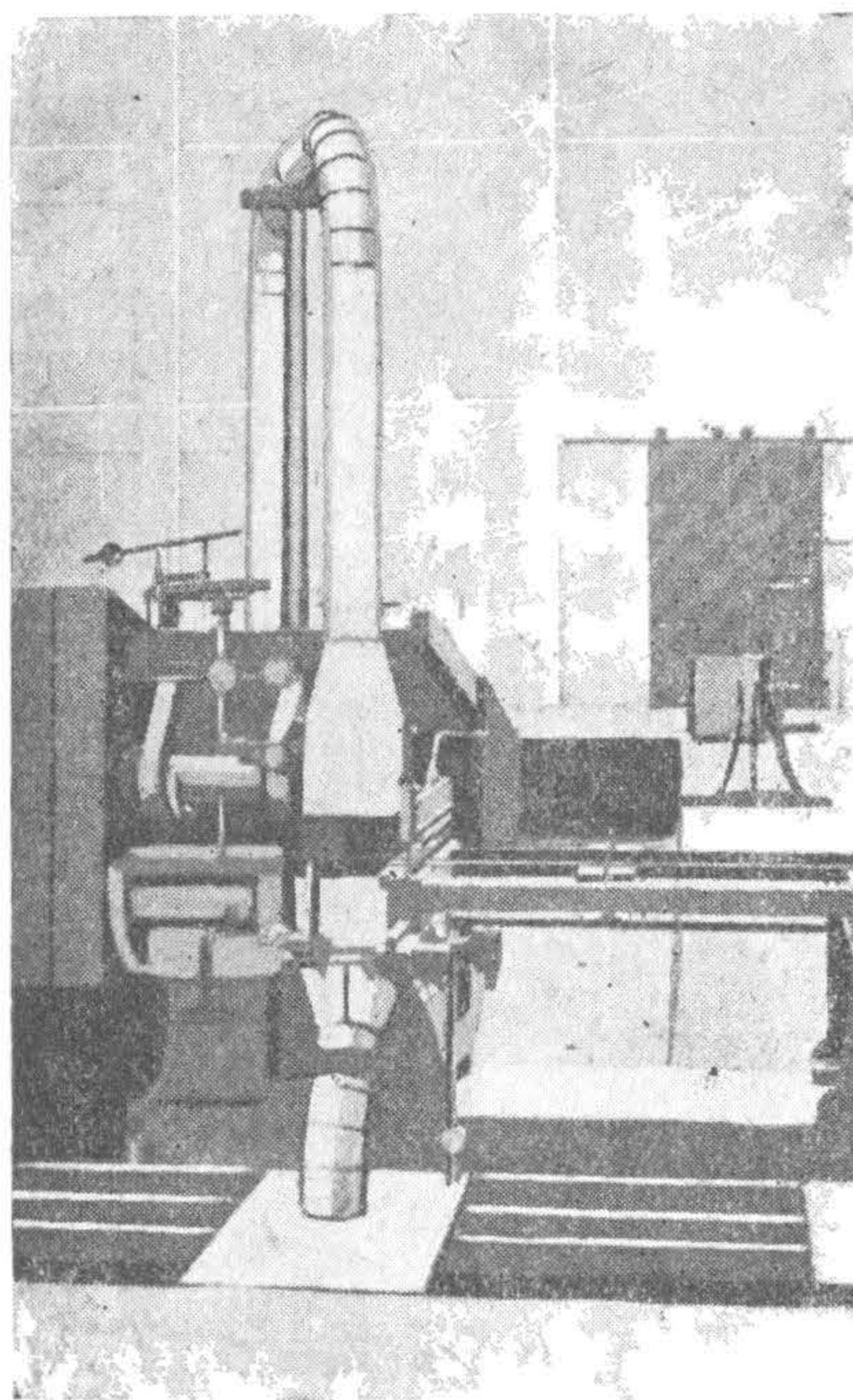


Рис. 119. Всасывающее устройство деревообделочного завода.

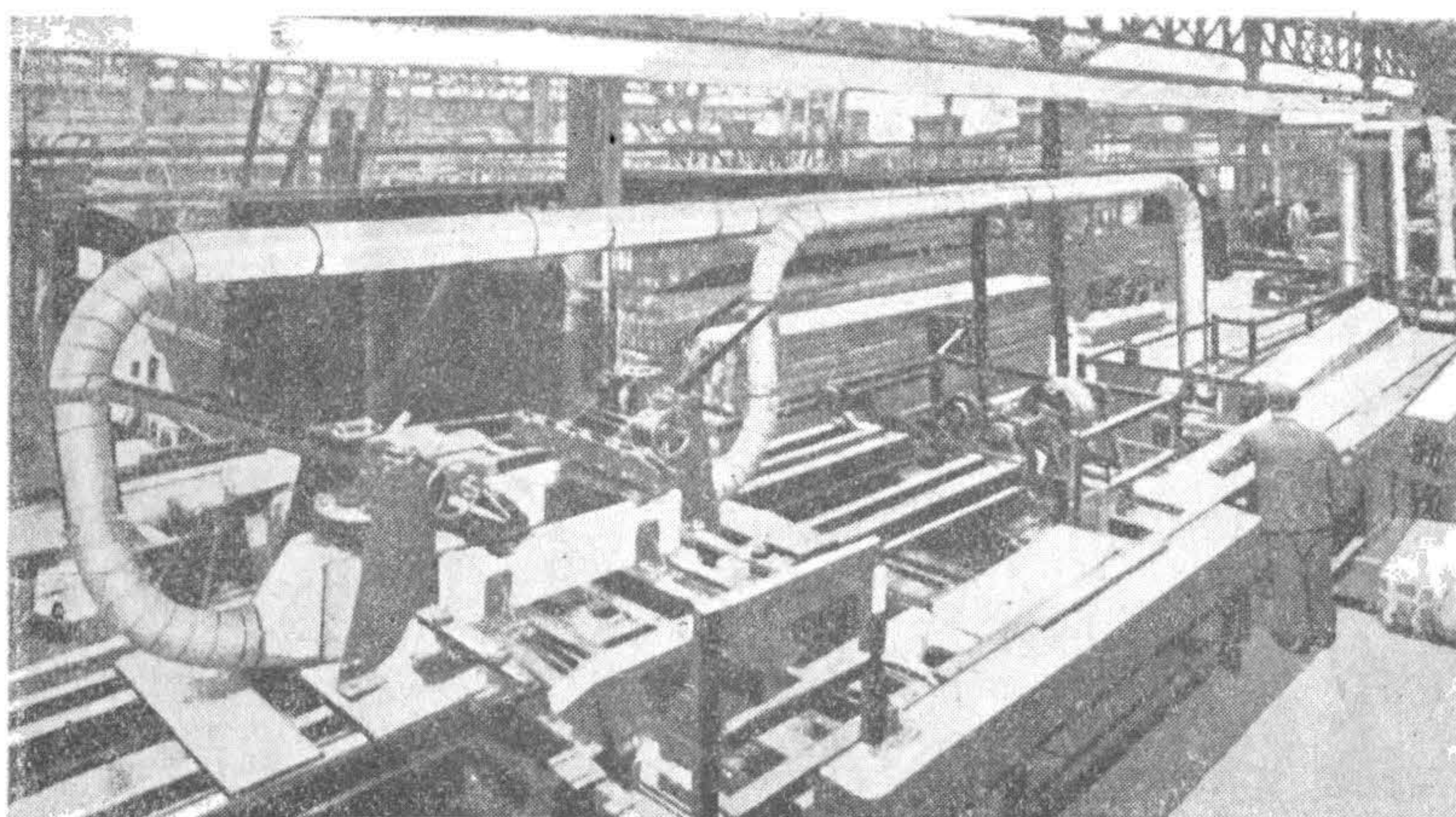


Рис. 120. Всасывающее устройство деревообделочного завода.

представляет комбинированную установку для деревянной стружки, а схема (рис. 122) — многовсасывающую установку для шлифовальных станков. Рис. 123 и 124 дают представление о циклонах на

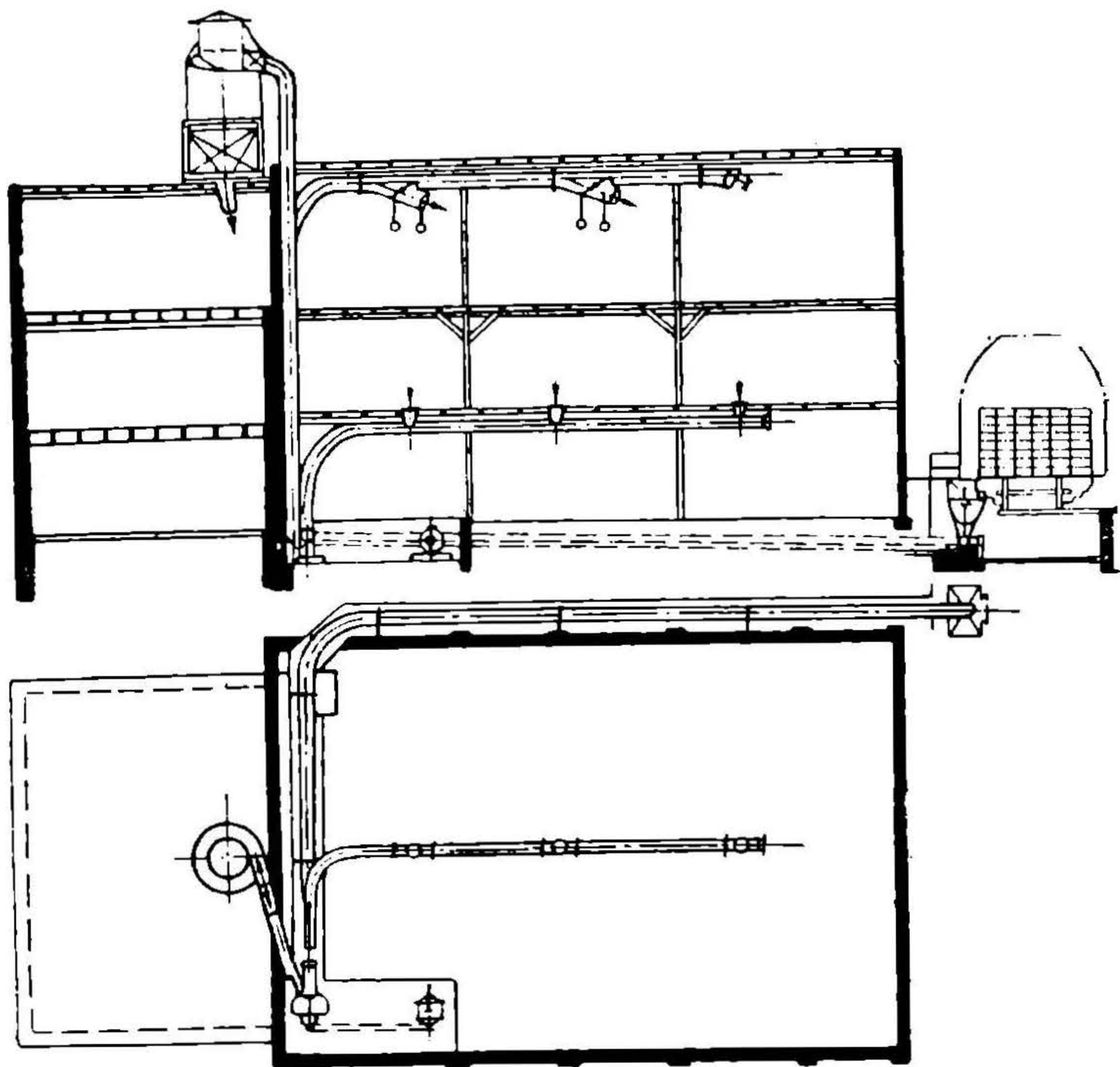


Рис. 121. Смешанная установка.

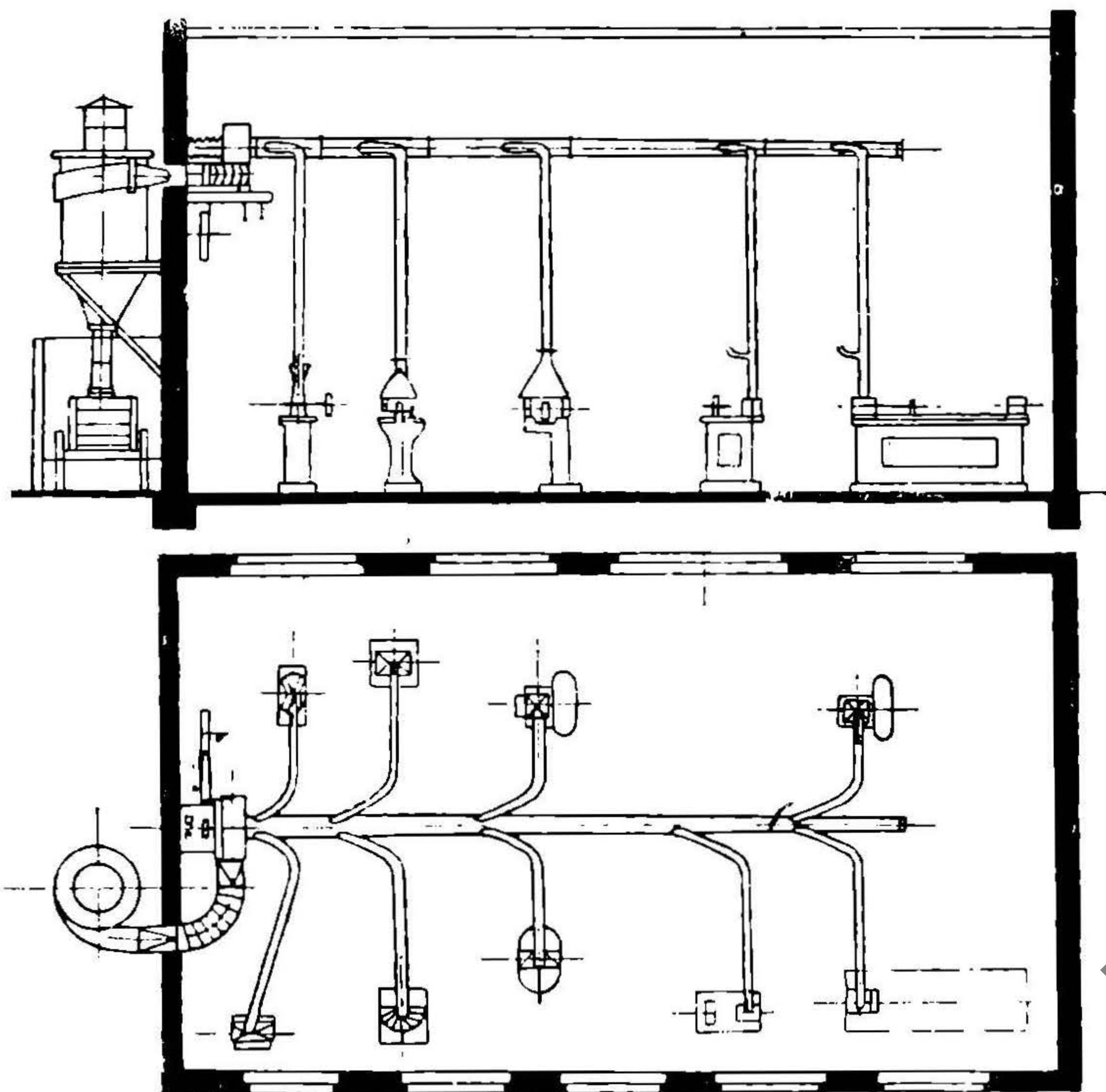


Рис. 122. Всасывающая разветвленная установка.

НБ
УДУНТ
(ДІІТ)

установках, транспортирующих деревянную стружку, а рис. 125 показывает системы соединения трубопроводов пневматических установок на деревообделочном заводе. На рис. 126 изображен центробежный вентилятор той же установки.

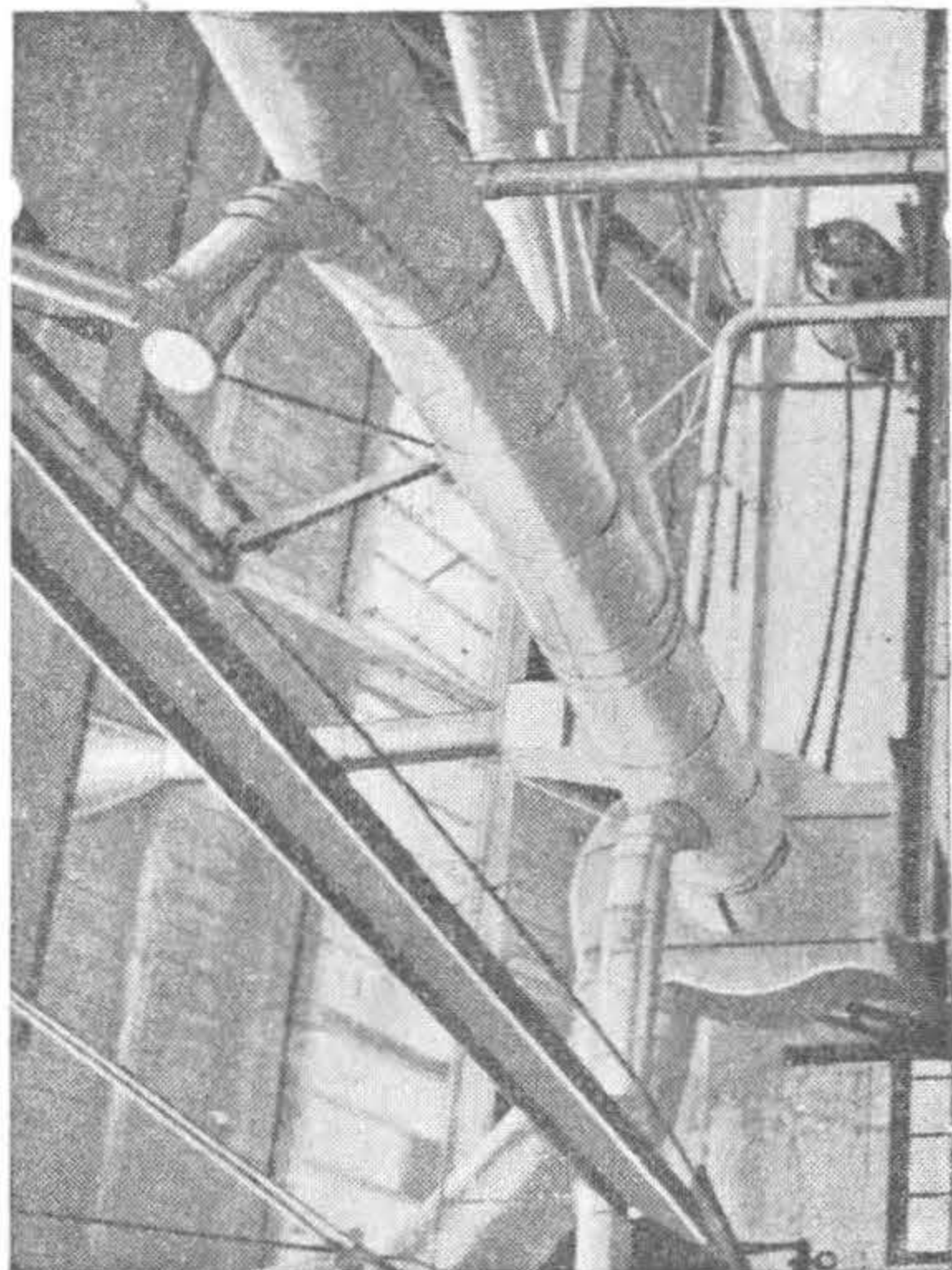


Рис. 125. Трубопровод.

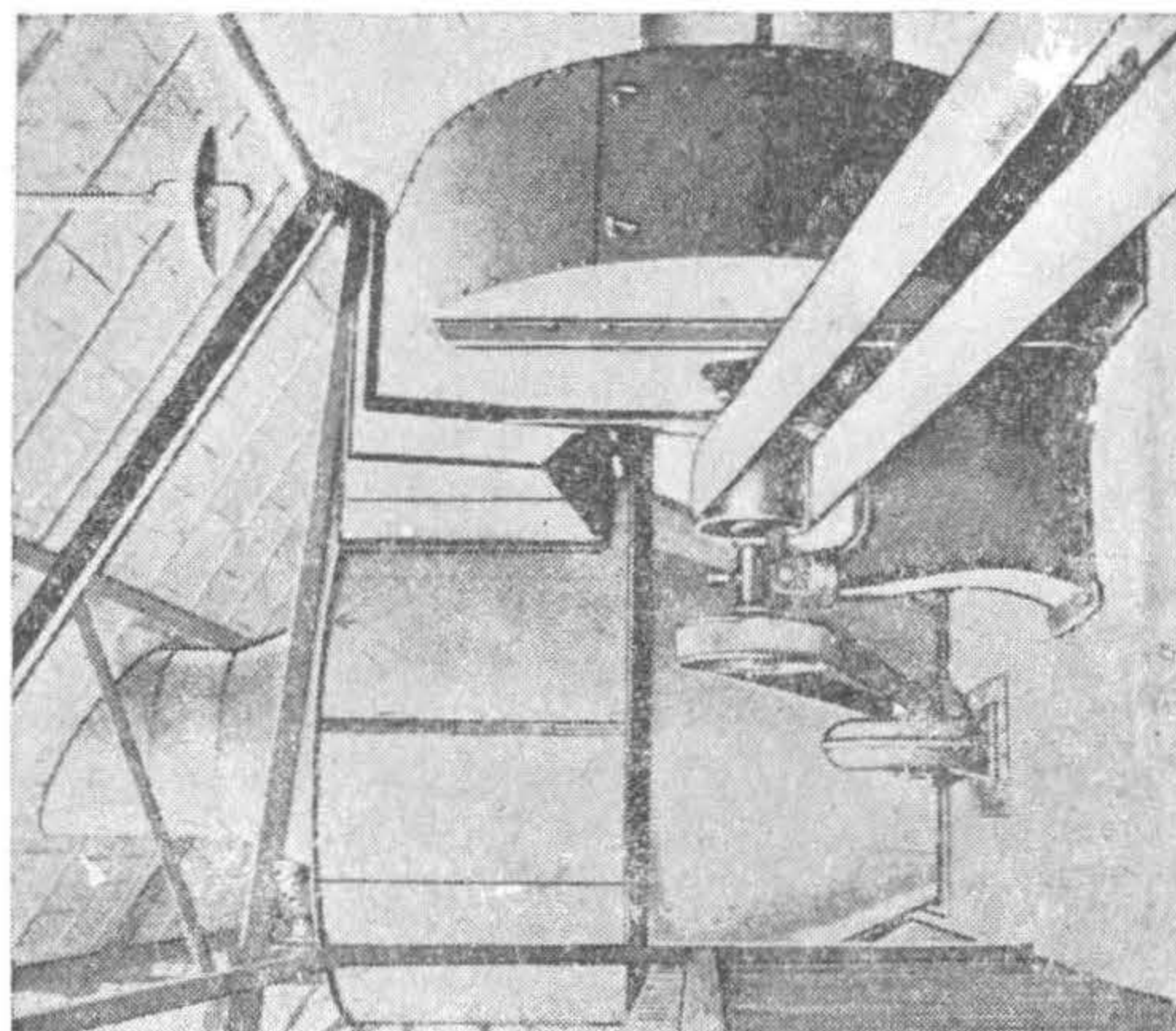


Рис. 126. Центробежный вентилятор.

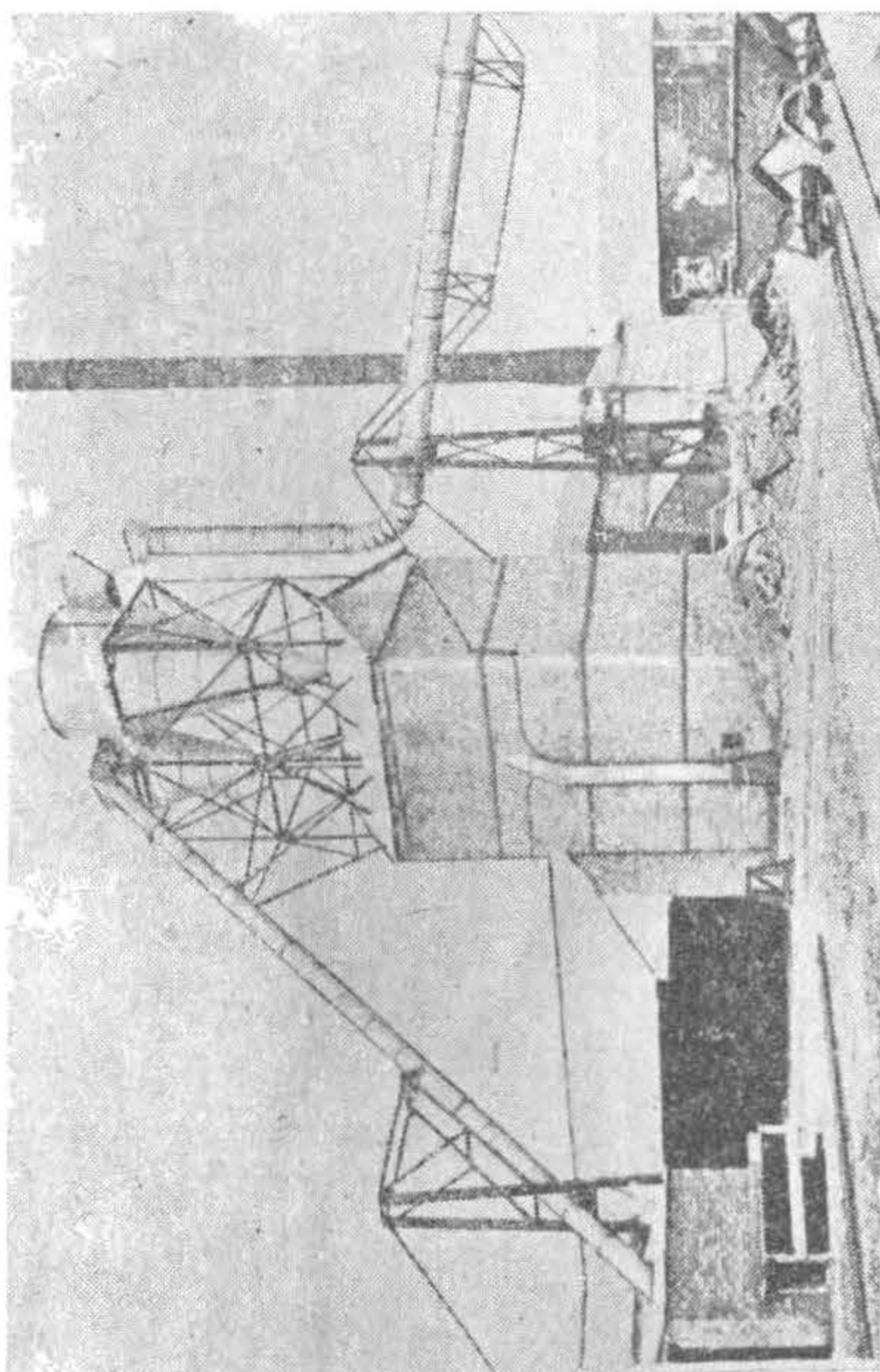


Рис. 123. Циклон.

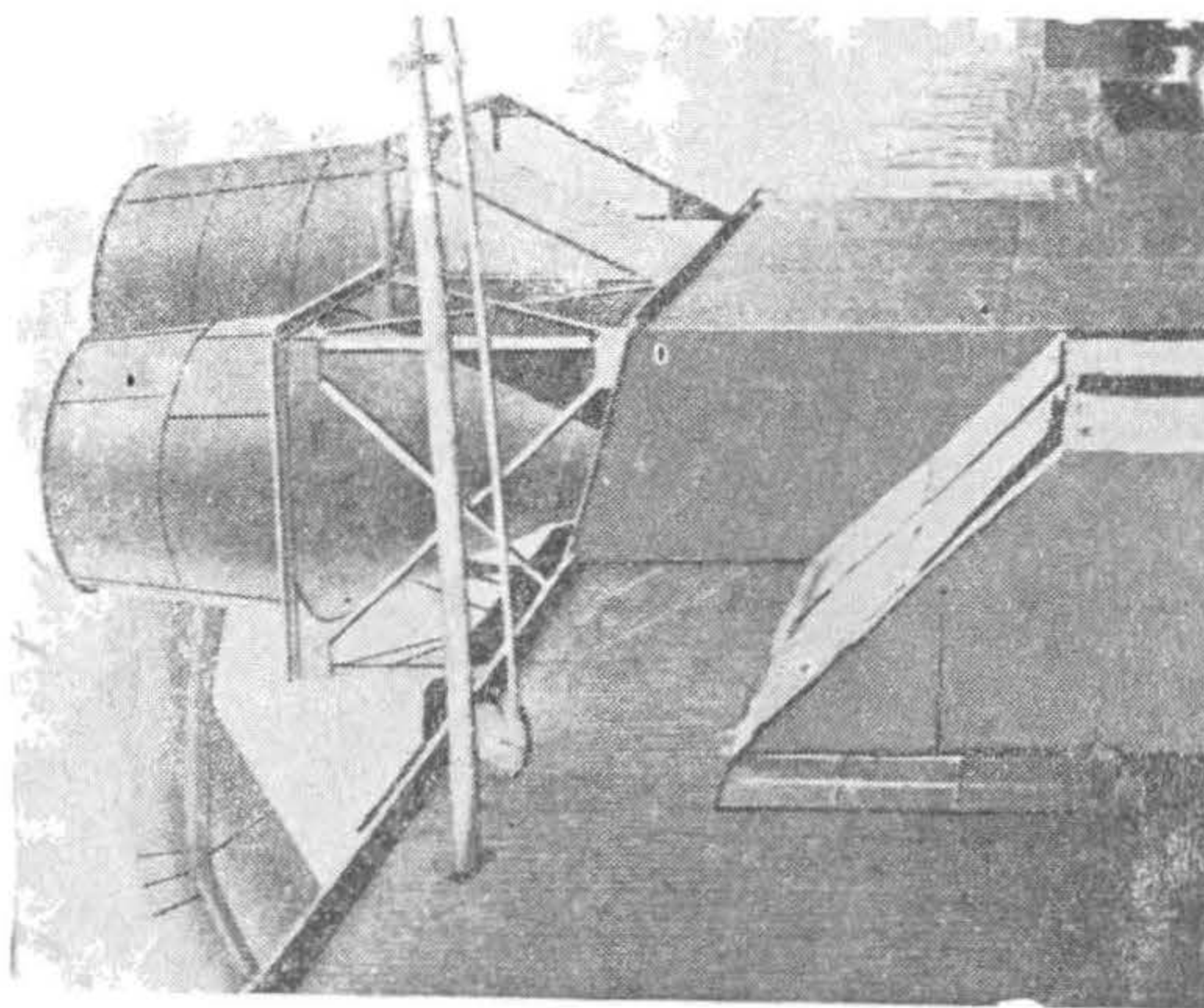


Рис. 124. Циклон.

Установки при малых перепадах давления применяются главным образом для транспорта деревянной стружки, опилок, сушеных овощей, коры, хлопка, табака и т. п. Трубопроводы при таких установках имеют диаметры, достигающие до 60 см, так как скорости воздуха в этих установках меньше, а расходы воздуха значительно

больше. Ввиду меньших давлений эти трубопроводы могут быть изготовлены из листового железа толщиной 2—3 мм.

Кроме описанных транспортных установок существуют пневматические транспортные установки для передачи корреспонденции. Вследствие их специфичности как в системе работы, так и в конструкции, мы на их рассмотрении не останавливаемся, отсылая желающих познакомиться с ними к книге инженера Р. О. Шнейдер, Пневматическая почта, Москва, 1930.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пошль. Курс гидравлики. Перевод с немецкого, 1931. Изд. 2.
2. Ф. П. Товстолес. Гидравлика и насосы, ч. I и II, 1932 и 1934.
3. К. И. Страхович. Газодинамика, ч. I.
4. К. И. Страхович. Лекции по гидравлике, ч. I и II, 1934.
5. Handbuch d. experim. Physik, Bd. IV, 1930 — 33.
6. Handbuch d. Physik, Bd. VII, 1927.
7. Handbuch d. physikal. u. techn. Mechanik, Bd. V и VI, 1928 — 31.
8. А. М. Самусь. Техническая гидравлика. 1933. Изд. 4.
9. К методологии технического обследования вентиляционных установок № 5, т. VII, вып. I. Труды и материалы Гос. Научн. Инст. Охр. Труда НКГ, НКЗ и ВСНХ СССР. 1930.
10. В. Л. Темкин. Контроль котельных установок, ч. I, II, III, 1931 г.
11. Висман. Вентиляторы, 1933.
12. А. Гинц. Термодинамические основы поршневых и трубо-компрессоров. 1933.
13. Нормы и испытания вентиляторов и компрессоров, 1932.
14. А. П. Герман. Применение сжатого воздуха в горном деле, 1933 г.
15. Я. М. Рубинштейн. Нормы (правила) измерения расходов жидкостей, газов и паров при помощи дроссельных приборов, 1933.
16. Л. Шишко и У. Лерер. Вентиляционные установки промышленных предприятий, 1931 — 1932.
17. В. Туркус и Н. Лихущин. Расчет разветвленных трубопроводов промышленной вентиляции и пневматического транспорта, 1928.
18. Ш. Ритшель-Гребер. Руководство по отоплению и вентиляции, ч. I и II, 1932.
19. П. Н. Каменев. Аналитический расчет сложного вентиляционного трубопровода. 1930.
20. Вентиляция промышленных предприятий. Под ред. Рафеса и Синева, 1929.
21. Л. С. Клячко. Пневматический транспорт на деревообрабатывающих предприятиях. Л, 1931.
22. Г. Р. Карг. Промышленная вентиляция и пневматический транспорт М, 1930.
23. П. С. Козьмин. Элеваторы, транспортеры и конвейеры, 1928.
24. В. Колычев. Зернохранилища и элеваторы, 1933.
25. А. П. Ланге. Механическое оборудование зерноочистительных элеваторов.
26. Н. С. Головкин. Машины в цементном производстве, 1932.
27. И. Я. Росселевич. Механизация торфодобычи, 1932.
28. Р. Мельдау. Пыль в производстве и способы ее удаления, 1931.
29. М. Протодьяконов. Проветривание рудников, 1931.
30. А. Ковалев. Вентиляция рудников, 1932.

Кроме того следует указать на журналы:

1. Вестник инженеров и техников.
2. Журнал Химическое Машиностроение.
3. Z. d. V. D. I.
4. The Engineer.
5. Z. f. Glückauf.
6. Stahl und Eisen.
7. Fördertechnik.
8. Z. f. d. ges. Maschineubau.
9. Centralblatt f. Hütte- u. Walzwerke.
10. Прикладная математика и механика.

НИИТ
БИБЛИОТЕКА
№ 25279
НЕБУДУЩИЙ
(НИИТ)

Сканували: Петренко О.А., Покровська Т.В.

НБ
УДУНТ
(ДІП)