СПРАВОЧНИК

ПО РАСЧЕТАМ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ И ВЕНТИЛЯЦИОННЫХ СИСТЕМ

Санкт – Петербург
"Мир и семья"
2001

17. Прямоточные циклоны хорошо компонуются в группы (батареи), особенно циклоны с лопастными закручивателями.

Коэффициент сопротивления батареи прямоточных циклонов остается почти таким же, как и для одиночного циклона.

18. Для повышения степени очистки газа (воздуха) от взвешенных частиц часто применяют мокрые газоочистные аппараты. Улучшение улавливания в мокрых аппаратах достигается орошением газового потока жидкостью, разбрызгиваемой форсунками (соплами), или водяной пленкой, создаваемой на поверхности газоочистного аппарата.

На диаграммах 1.8.10–8 – 1.8.10–12 приведены значения коэффициентов сопротивления ζ или абсолютные значения сопротивления Δp отдельных типов мокрых газоочистных аппаратов.

19. К мокрым газоочистным аппаратам, обеспечивающим высокий коэффициент очистки, относится и турбулентный промыватель (скруббер Вентури), состоящий из двух основных частей: трубы-распылителя *1* (рис. 1.199), выполняемой в виде трубы Вентури, и каплеуловителя *2*. У этого аппарата достигается большая скорость потока в горловине (60 ÷ 150 м/с).

Жидкость, вводимая в трубу Вентури струями или каплями, благодаря большой скорости газового потока в горловине дробится на мельчайшие капли с большой суммарной площадью поверхности (большим числом частиц в единице объема). Большая скорость, кроме того, повышает турбулентность потока. Эти факторы увеличивают вероятность соударения жидких и твердых частиц в запыленном газе. Следовательно, процесс очистки в таком аппарате можно рассматривать в основном как коагуляционный процесс. Скоагулированные частицы в дальнейшем улавливаются второй частью турбулентного промывателя – каплеуловителем.

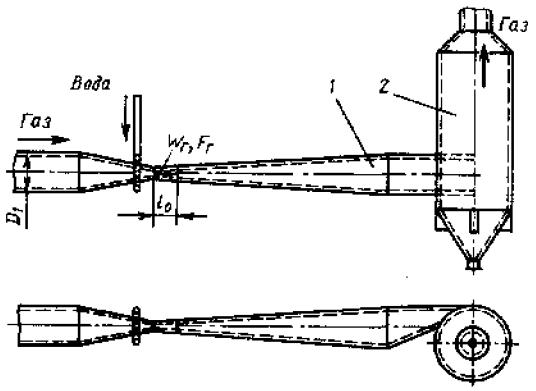


Рис. 1.199. Труба-распылитель (скруббер Вентури):
1 – труба Вентури (распылитель); *2* – каплеуловитель

20. Коэффициент сопротивления трубы Вентури [456, 571, 606, 607, 628]

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho_г w_0^2/2} = \zeta_г + \zeta_ж \frac{\rho_ж}{\rho_г} m_1,$$

где $\zeta_г \equiv \dfrac{2\Delta p_г}{\rho_г w_г^2}$ – коэффициент сопротивления трубы Вентури без жидкостного орошения;

$\zeta_ж \equiv \dfrac{2\Delta p_ж}{\rho_г w_г^2}$ – коэффициент сопротивления трубы Вентури, учитывающий влияние орошения потока жидкостью;

$w_г$ – средняя скорость рабочего газа в горловине трубы-распылителя, м/с;

$\rho_г$, $\rho_ж$ – плотность соответственно рабочего газа в горловине трубы-распылителя и орошающей жидкости, кг/м^3;

m_1 – удельный расход орошающей жидкости (степень орошения), м^3/м^3.

21. Коэффициент сопротивления «сухой» трубы Вентури (без орошения) может быть вычислен по приближенной формуле Ф. Е. Дубинской [209, 210], полученной на основе обработки экспериментальных данных:

$$\zeta_г = 0{,}165 + 0{,}034\frac{l_0}{D_г} - 3\cdot 10^{-3} w_г \left(0{,}06 + 0{,}028\frac{l_0}{D_г}\right), \quad (1.317)$$

где $D_г$ – гидравлический диаметр горловины трубы Вентури, м; l_0 – длина горловины, м; коэффициент $3\cdot 10^{-3}$ – размерный (с/м).

Формула (1.317) применима для труб Вентури как круглого, так и прямоугольного (щелевого) сечения при шероховатости внутренней поверхности не более 3,2 мкм и верна при $w_г \le 150$ м/с и $0{,}15 \le \dfrac{l_0}{D_г} \le 10$.

22. Коэффициент сопротивления трубы Вентури, учитывающий орошение, может быть вычислен по следующим эмпирическим формулам [209, 210]:

при $w_г \le 60$ м/с

$$\zeta_ж = 3{,}5\left(\frac{l_0}{D_г}\right)^{-0{,}266} \zeta_г m_1^{B_1}; \quad (1.318)$$

при $w > 60$ м/с

$$\zeta_ж = 1{,}68\left(\frac{l_0}{D_г}\right)^{0{,}29} \zeta_г m_1^{B_2}, \quad (1.319)$$

где

$$B_1 = 1 - 0{,}98\left(\frac{l_0}{D_г}\right)^{0{,}026}; \quad (1.320)$$

$$B_2 = 1 - 1{,}12\left(\frac{l_0}{D_г}\right)^{-0{,}045}. \quad (1.321)$$

Формулы (1.318) – (1.321) получены для случаев подачи жидкости для орошения форсункой или наконечником в конфузорную часть трубы Вентури круглого или прямоугольного (щелевого) сечения при $0{,}15 \le \dfrac{l_0}{D_г} \le 12$.

23. Часто по конструктивным и практическим соображениям применяют батарейные турбулентные промыватели, набранные из нескольких десятков мелких труб Вентури. Для вычисления коэффициента сопротивления $\zeta_ж$ батареи труб Вентури круглого сечения (диаметром $D_г \approx 90 \div 100$ мм, $\alpha_к \approx 60 \div 65°$, $\alpha \approx 7°$, $\dfrac{l_0}{D_г} = 0{,}15$) с орошением, подаваемым в конфузор каждой трубы Вентури с помощью механических форсунок различного типа, Ф. Е. Дубинской [209, 210] рекомендуется следующая эмпирическая формула:

$$\zeta_ж = 0{,}215\zeta_г m_1^{-0{,}54}.$$

24. Гидравлическое сопротивление каплеуловителя определяется в зависимости от выбранного типа этого аппарата.

25. В мокром пылеуловителе с провальными решетками (см. схему диаграммы 1.8.10–10) при взаимодействии газа с жидкостью возникают различные гидродинамические режи-

УДК 532.542. 4.013.12
ББК 39.71-022
С 74

Авторы – составители:

Раздел 1 – д-р техн. наук, проф. *А. С. Юрьев*;
канд. техн. наук *С. Ю. Пирогов*;
канд. техн. наук, доц. *В. М. Низовцев* (п. 1.9)
Разделы 2 и 3 – канд. техн. наук, доц. *И. Г. Грачев*;
д-р техн. наук, проф. *А. С. Юрьев*;
канд. техн. наук, доц. *А. И. Преснов* (п. 2.18.3; 3.9)
Раздел 4 – канд. техн. наук *Н. П. Савищенко*;
канд. техн. наук *А. Н. Соколова* (п. 4.6)

Под редакцией д-ра техн. наук, проф. Анатолия Степановича Юрьева

Справочник по расчетам гидравлических и вентиляционных систем.
С 74 С.-Пб, АНО НПО "Мир и семья", 2001. 1154 с., илл.
ISBN 5-94365-022-9

В справочнике приводятся данные, необходимые для расчета гидравлических и вентиляционных сетей. Эти данные, представленные в виде диаграмм, графиков и формул, включают коэффициенты гидравлического сопротивления различных трубопроводов и запорно-регулирующих элементов гидравлических и вентиляционных сетей, характеристики насосов и вентиляторов, выпускаемых отечественными и зарубежными производителями. Приводятся методики и примеры расчетов, сортаменты труб и арматуры, используемых на практике, а также существующие ГОСТы и нормативные документы. Справочник предназначен для специалистов, занимающихся проектированием, монтажом и эксплуатацией гидравлических и вентиляционных систем, а также будет полезен исследователям, преподавателям, аспирантам и студентам технических вузов.

ISBN 5-94365-022-9 **ББК 39.71-022**

© АНО НПО "Мир и семья", 2001
© Грачев И. Г., Низовцев В. М., Пирогов С. Ю.,
Савищенко Н. П., Юрьев А. С., составление, 2001

мы: а) смоченной решетки; б) барботажный; в) пенный; г) волновой.

Обычно пылеуловитель работает в пенном режиме.

26. Сопротивление провальной решетки со слоем пены определяется по формуле, предложенной А. Ю. Вальдбергом [485, 486, 628]:

$$\Delta p = 0{,}5\frac{A^2\rho_г w_г^2}{\overline{f}^2} + \Delta p_\sigma,$$

где

$$A = 39L^{-0{,}57}\left(\frac{L}{G}\right)^{0{,}7}\left(\frac{\rho_г}{\rho_ж}\right)^{0{,}35};$$

$\overline{f} = \frac{F_{отв}}{F_р}$ – коэффициент живого сечения решетки; $w_г$ – скорость газового потока в свободном сечении аппарата, м/с; L и G – массовый расход соответственно жидкости и газа через единицу поверхности решетки, кг/(м^2·с);

Δp_σ – гидравлическое сопротивление, вызванное силами поверхностного натяжения, Па.

Для щелевых решеток

$$\Delta p_\sigma = \frac{2\sigma}{b_щ}.$$

Для дырчатых решеток (по формуле, предложенной Д. С. Артамоновым)

$$\Delta p_\sigma = \frac{4\sigma}{1{,}3d_{отв} + 0{,}08d_{отв}^2},$$

где σ – поверхностное натяжение на границе раздела фаз газ – жидкость, Н/м; $d_{отв}$ – диаметр отверстия решетки, м; $b_щ$ – ширина щели решетки, м[1].

27. Для очистки воздуха, подаваемого в помещение, от относительно крупных частиц (более 10 мкм) применяют масляные фильтры. Воздух в них очищается главным образом в результате инерционной сепарации частиц пыли на поверхности пористого слоя и связывания частиц масляными пленками, создаваемыми на этих поверхностях.

Гидравлическое сопротивление ячейковых унифицированных фильтров типа Фя приведено на диаграмме 1.8.10–13 (ФяР – конструкции Е. В. Рекка, заполнение гофрированной стальной сеткой; ФяП – обработанный пенополиуретаном; ФяУ – фильтрующим материалом ФСВУ – упругим стекловолокном) [501, 574].

28. В рукавных фильтрах газ очищается в результате фильтрации через ткань, задерживающую пыль.

Основные потери давления в рукавных фильтрах происходят в тканевых рукавах, поэтому сопротивление таких фильтров, как правило, может быть оценено на основании данных по сопротивлению различных тканей.

На диаграммах 1.8.10–14 – 1.8.10–17 приведены характеристики и сопротивление фильтров различных типов (ФВК, ФРУ, ФРП, ЛАИК, АФА).

Более полные сведения о рукавных и других фильтрах содержатся в каталоге [111] и справочнике [571].

29. К фильтрам тонкой очистки вентиляционного воздуха относятся фильтры, обеспечивающие очистку приточного и вытяжного воздуха, а также воздуха систем кондиционирования и рециркуляции [497].

Наиболее распространенной конструкцией вентиляционных фильтров (см. диаграмму 1.8.10–16) является конструкция рамочного фильтра ЛАИК, разработанного лабораторией аэрозолей ФХИ им. Л. Я. Карпова.

Сопротивление фильтра ЛАИК в пределах скоростей фильтрации w = 0,01÷0,1 м/с примерно в 2 раза больше сопротивления фильтрующего материала ФП (фильтрующий материал И. В. Петрянова), которым снаряжен этот фильтр.

30. В пределах скоростей фильтрации до w = 10÷20 м/с для материалов ФП сохраняется пропорциональность сопротивления Δp (Па) скорости w (м/с):

$$\Delta p = \Delta p_0 w,$$

где Δp_0 – стандартное сопротивление, т. е. сопротивление в 1 Па, при скорости w = 1 м/с.

Сопротивление фильтрующих материалов может быть определено по формуле Фукса – Стечкиной (в Па):

$$\Delta p = 9{,}81\frac{4w\mu m_1}{a^2\rho_п\left(-1{,}15\lg\beta - \varepsilon\right)},$$

где m_1 – плотность волокон; $\rho_п$ – плотность полимера волокон материала; β – плотность упаковки (доля объема слоя, занятого волокнами); a – радиус волокон; ε – коэффициент, равный 0,75 для параллельных волокон, 0,4 – для системы изотропно распределенных волокон, подобных материалам ФП.

Формула справедлива только в том случае, когда радиус волокон фильтра намного больше средней свободной длины пробега молекул газа.

31. Материалы ФП применяются также в аналитических аэрозольных фильтрах АФА, предназначенных для контроля и анализа загрязненности воздуха аэрозольными примесями. Такие фильтры отличаются высокой задерживающей способностью, которая дает возможность улавливать практически все находящиеся в воздухе частицы независимо от их размера.

32. Для улавливания пыли применяются также слоевые фильтры из сыпучего или кускового материала (песок, гравий, шлак, кольца Рашига и др.), фильтры из набора металлических сеток или из специально приготовленных пористых материалов, бумажные фильтры и т. д.

Гидравлическое сопротивление таких фильтров может быть определено по тем же данным, что и для насадок и сеток.

33. В промышленных электрофильтрах почти всех типов потери давления в основном складываются из потерь входа в рабочую камеру (электрополя); потерь выхода из рабочей камеры (последнего электрополя); потерь при прохождении через межэлектродное пространство (в случае пластинчатого электрофильтра – между осадительными пластинами, а в случае трубчатого электрофильтра – по осадительным трубам).

Общий коэффициент сопротивления установки электрофильтра

$$\zeta = \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \zeta_{вх} + \zeta_{вых} + \zeta_к,$$

где $\zeta_{вх}$ – коэффициент сопротивления входного участка аппарата; $\zeta_{вых}$ – коэффициент сопротивления выходного участка; $\zeta_к$ – коэффициент сопротивления рабочей камеры (электрополей) аппарата с осадительными элементами. Все коэффициенты приведены к скорости w_0.

34. В электрофильтрах так же, как почти во всех технологических аппаратах, поток из подводящего газохода вхо-

[1] Технические сведения о других конкретных типах аппаратов мокрой очистки газов приведены в каталоге [111].

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий справочник должен стать практическим пособием для производственников и всех, кто по роду деятельности решает инженерные задачи, требующие знаний основ гидравлики и аэродинамики. Сейчас трудно найти отрасль техники, не связанную в той или иной мере с необходимостью расчетов, показывающих зависимость движения жидкостей и газов по трубам в различных аппаратах от сопротивлений и многих других препятствий. Различные жидкости (газы) используются в качестве рабочего тела во многих технических системах и технологических процессах. При этом они могут находиться в состоянии относительного покоя в различного рода резервуарах, ресиверах, водохранилищах, баллонах, в топливных баках самолетов, ракет, автомобилей, в железнодорожных цистернах или двигаться по различным трубопроводам, образующим гидравлические (газовоздушные) сети различной протяженности и сложности.

В одних случаях эти сети состоят в основном из трубопроводов большой протяженности с незначительным числом запорных и регулировочных устройств (нефте-, газо-, паро-, водопроводы), в других – это сложные гидравлические (газовоздушные) системы с большим числом фасонных узлов различного назначения, в третьих – они представляют единые агрегаты (теплообменники, котлы, двигатели, газо- и воздухоочистные аппараты).

Для решения одной из важнейших задач газогидродинамики – определения потерь энергии (напора) движущимися в сетях жидкостями (газами) – необходимо уметь правильно определять гидравлические (аэродинамические) сопротивления. В обеспечении выгодных с точки зрения энергозатрат режимов работы сетей важную роль играет правильный выбор для них насосной или вентиляционной установки. Эти задачи приходится решать как на этапе проектирования гидравлических (газовоздушных) сетей, так и в процессе их эксплуатации и ремонта. Последнее является особенно важным, так как порой незначительные отклонения от исходной геометрии сети, вызванные неточностью изготовления и монтажа заменяемых элементов, изменением их взаимного расположения, а также различного рода отложениями на внутренних стенках трубопроводов, могут привести к изменению характера движения жидкости и существенным изменениям основных параметров сети.

Стремление собрать в одной книге материалы, необходимые специалистам для оценки сопротивления гидравлических (газовоздушных) сетей, состоящих из участков самых разнообразных конфигураций, для правильного подбора насосных (вентиляторных) установок, а также данные об их основных характеристиках, определило основное содержание справочника. При этом изложение теоретических основ, необходимых для правильного понимания протекающих в сетях физических процессов, приводится в объеме, на наш взгляд, достаточном для того, чтобы читатель мог совершенно самостоятельно разобрать любой вопрос газогидродинамики, встречающийся в инженерной практике.

Составители ни в коей мере не претендуют на авторство всех материалов, включенных в справочник, так как большая часть справочных материалов и изложение некоторых теоретических вопросов по гидравлике и вентиляции с минимальными изменениями и добавлениями включены в том виде, в каком они представлены в первоисточниках, указанных в соответствующих ссылках на использованную литературу. Такой подход обусловлен рядом причин. Так, например, переработка данных, представленных в «Справочнике по гидравлическим сопротивлениям» И. Е. Идельчика в виде диаграмм, пояснений к ним и практических рекомендаций, нецелесообразна, так как, по мнению составителей, форма их представления является совершенной и наиболее удобной при использовании. Кроме того, сохранение представленных данных в форме, привычной для тех, кто ранее пользовался этим справочником, не потребует изменения навыков работы с ними. По этим же причинам, а также в силу разнообразия представленных в справочнике материалов, составители отказались от единой системы условных обозначений, оставив в разделах те обозначения, которые обычно используются в специальной литературе. Эти условные обозначения приводятся в начале каждого раздела.

Справочник состоит из четырех разделов и приложений в конце каждого из них.

В первом разделе приводятся общие сведения по гидравлике, включающие справочные сведения по физико-механическим свойствам наиболее распространенных жидкостей и газов, основные теоретические положения и уравнения газогидродинамики, законы ламинарного и турбулентного трения при движении жидкости по трубам, рассмотрены особые случаи движения жидкостей (гидроудар, истечение, кавитация). Материал подразделов 1.1 – 1.6 позволяет проводить расчеты простых и сложных гидравлических систем с использованием диаграмм гидравлических

сопротивлений, приведенных в подразделах 1.7 – 1.8, составленных по материалам справочника И. Е. Идельчика.

В подразделе 1.9. приведены опытные данные о гидравлическом сопротивлении развитых компактных поверхностей теплообмена в виде графической зависимости коэффициента гидравлического сопротивления от числа Рейнольдса (в форме таблиц). Здесь же приведены зависимости безразмерного коэффициента теплоотдачи (числа Стантона) от числа Рейнольдса. Приведенные данные позволяют осуществлять расчеты и проектирование малогабаритных теплообменных аппаратов, которые нашли широкое применение в самых разнообразных областях техники (от компьютера до летательного аппарата).

Во втором разделе справочника излагаются общие сведения о насосах и насосных установках: в соответствии с ГОСТами классификация насосов, принцип действия, устройство и конструкция различных типов насосов, рассматриваются вопросы маркировки, приводятся технические показатели некоторых насосов, выпускаемых отечественной промышленностью и некоторыми иностранными фирмами. В приложении к этому разделу приводится список ГОСТов и нормативных документов по насосам и насосному оборудованию, утвержденных и действующих на 01.01.2001 г.

В третьем разделе рассматриваются вопросы, связанные с гидравлическими расчетами различных типов систем перекачки жидкости и газа, а также с монтажом насосных установок и комплектованием их элементами электрооборудования. Здесь кратко изложены вопросы эксплуатации насосов, возможные неисправности и способы их устранения; рассмотрены требования к противопожарному водоснабжению различных объектов. В приложениях к третьему разделу приводится сортамент труб и гидравлической запорно-регулировочной арматуры, широко используемых на практике.

Четвертый раздел посвящен газодинамическому расчету систем вентиляции. В нем представлена классификация систем вентиляции по назначению, способам перемещения воздуха и способу организации воздухообмена в соответствии с требованиями ГОСТов, достаточно подробно рассмотрены различные виды систем вентиляции с многочисленными примерами их расчетов. В этом разделе приводятся методики расчета потребного воздухообмена производственных, жилых и общественных помещений. Подробно излагается методика и приводятся формулы для газодинамического расчета воздуховодов при различных типах их соединений, а также даются примеры газодинамических расчетов систем естественной и механической вентиляции. Особое внимание уделяется описанию особенностей применения различных типов вентиляторов, подбору вентиляторов и электродвигателей к ним, а также мерам по снижению уровня шума вентиляторных установок. Рассмотрены вопросы эксплуатации систем вентиляции и требования противопожарной безопасности. Приложения включают ГОСТы, СНиПы и другие нормативные документы по вентиляторам и вентиляционным системам, технические параметры и аэродинамические характеристики типовых вентиляторов, выпускаемых отечественными и зарубежными производителями, параметры воздуховодов и вентиляционного оборудования.

В конце каждого раздела приводится перечень используемой и рекомендуемой литературы, в которой более подробно излагаются вопросы, затронутые в справочнике.

Составители считают своим долгом выразить благодарность **В. В. Лебедеву** *за помощь в подборе материала,* **Н. М. Долговой, Г. О. Ивановой, Г. А. Кузьменко, О. Е. Пироговой** *и* **А. Г. Юрьевой,** *внесшим большой вклад в оформление материалов справочника.*

дит в рабочую камеру с внезапным расширением[1] (см. схемы диаграммы 1.8.10–19), поэтому коэффициент сопротивления входа в случае отсутствия газораспределительных устройств

$$\zeta_{вх} \equiv \frac{\Delta p_{вх}}{\rho w_0^2/2} = N_0\left(1-\frac{2}{3n_1}\right)+\frac{1}{n_1^2}-\frac{4}{3n_1},$$

где $n_1 = \frac{F_к}{F_0}$ – степень расширения аппарата (отношение площади рабочей камеры к входному отверстию);

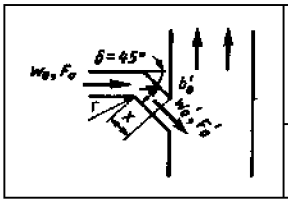
$$N_0 = \frac{1}{F_0}\int_{F_0}\left(\frac{w}{w_0}\right)^3 dF,$$

где N_0 – коэффициент кинетической энергии, характеризующий распределение скоростей на входе в аппарат.

Значения этого коэффициента, а также коэффициента количества движения $M_0 = \frac{1}{F_0}\int_{F_0}\left(\frac{w}{w_0}\right)^2 dF$ (грубо ориентировочно) для различных случаев подвода потока к аппарату приведены в табл. 1.66 – 1.72.

Таблица 1.66

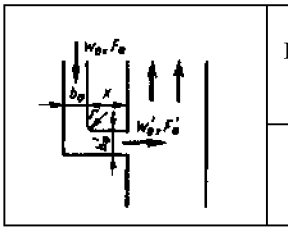
Колено δ = 45°; $\frac{r}{b_0} = 0$



Коэффициент	$\frac{x}{b_0'}$		
	0 ÷ 1,2	3,25	≥5,0
M_0	1,12	1,08	1,02
N_0	1,36	1,25	1,06

Таблица 1.67

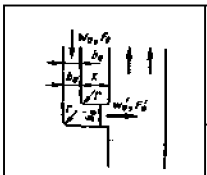
Колено δ = 90°; $\frac{r}{b_0} = 0$; $\frac{b_0'}{b_0} = 1{,}0$



Коэффициент	$\frac{x}{b_0'}$			
	1,2	3,0	6,0	10
M_0	1,80	1,50	1,10	1,02
N_0	3,50	2,80	1,30	1,06

Таблица 1.68

Колено δ = 90°; $\frac{r}{b_0} = 0{,}1$; $\frac{b_0'}{b_0} = 1$

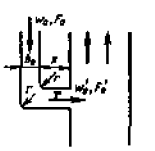


Коэффициент	$\frac{x}{b_0}$				
	0÷0,5	1,5	3,0	6,0	8,0
M_0	1,40	1,25	1,12	1,06	1,02
N_0	2,30	1,75	1,36	1,18	1,06

[1] В тех случаях, когда поток подводится через диффузор (горизонтальные электрофильтры), можно также считать, что имеет место внезапное расширение, так как угол расширения диффузора, как правило, больше 60–90°.

Таблица 1.69

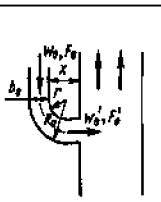
Колено δ = 90°; с расширением $\frac{F_0'}{F_0} = 1{,}3$; $\frac{r}{b_0} = 0{,}18$



Коэффициент	$\frac{x}{b_0'}$				
	0 ÷ 0,5	1,5	3,0	6,0	10
M_0	1,70	1,40	1,25	1,10	1,02
N_0	3,20	2,30	1,75	1,30	1,06

Таблица 1.70

Отвод δ = 90°; $\frac{r}{b_0} = 0{,}5$; $\frac{R_0}{b_0} = 1{,}5$



Коэффициент	$\frac{x}{b_0}$				
	0 – 0,5	1,0	2,0	3,0	4,0
M_0	1,25	1,13	1,07	1,03	1,02
N_0	1,80	1,40	1,21	1,10	1,06

35. Коэффициент сопротивления выхода из аппарата (электрофильтра) через конфузор или выхода с внезапным сужением (см. схемы диаграммы 1.8.10–19) может быть определен на основании формулы (1.208):

$$\zeta_{вых} \equiv \frac{\Delta p_{вых}}{\rho w_0^2/2} = \zeta'\left(1-\frac{F_{вых}}{F_к}\right)\left(\frac{F_0}{F_{вых}}\right)^2,$$

где ζ' – коэффициент смягчения входа, определяемый, как ζ входного участка, по диаграммам 1.8.1–1, 1.8.1–2, 1.8.1–4 и 1.8.1–7; $F_{вых}$ – площадь узкого сечения выходного участка, м^2.

36. Коэффициент сопротивления рабочей камеры в виде трубчатого электрофильтра

$$\zeta_к = \zeta_э \equiv \frac{\Delta p_к}{\rho w_0^2/2} = \zeta'_{вх} + \zeta'_{вых} + \zeta_{тр},$$

где $\zeta'_{вх} = 0{,}5\left(1-\frac{F_э}{F_к}\right)\left(\frac{F_0}{F_э}\right)^2$ – коэффициент сопротивления входа в осадительные трубы; $\zeta'_{вых} = \left(1-\frac{F_э}{F_к}\right)^2\left(\frac{F_0}{F_э}\right)^2$ – коэффициент сопротивления выхода из осадительных труб; $\zeta_{тр} = \left(\frac{\lambda l_э}{D_э}\right)\left(\frac{F_0}{F_э}\right)^2$ – коэффициент сопротивления трения осадительных труб; $F_э$ – суммарная площадь сечения осадительных труб; $D_э$ и $l_э$ – их диаметр и длина.

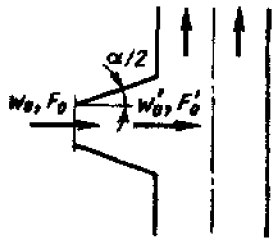
37. Коэффициент сопротивления пластинчатого электрофильтра может быть определен по формуле:

$$\zeta_к = \zeta_э \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = n_п k_н\left(\zeta_{эл} + 0{,}5 n_э\right)\left(\frac{F_0}{F_к}\right)^2,$$

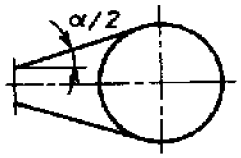
где $\zeta_{эл}$ – коэффициент сопротивления межэлектродного канала, зависящий от формы осадительных электродов, формы коронирующих электродов и стоек рамы их крепления;

Таблица 1.71

Диффузор круглого или прямоугольного сечения с расширением в двух плоскостях



Коэффициенты	$n_1 = \frac{F_0'}{F_0}$							
	3,0	4,0	6,0	10	3,0	4,0	6,0	10
M_0	α = 6°				α = 10°			
	1,15	1,20	1,40	1,25	1,20	1,30	1,90	1,40
N_0	1,45	1,60	2,20	1,75	1,60	1,90	3,70	2,20
M_0	α = 15°				α = 30°			
	1,50	1,85	2,30	1,80	2,00	2,50	3,10	2,55
N_0	2,50	3,50	4,80	3,40	4,00	5,30	7,20	5,70

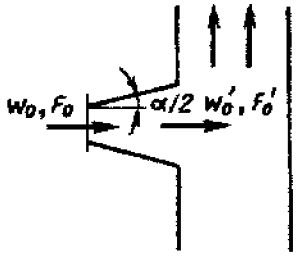


M_0	α = 45°				α = 60°			
	2,50	2,90	3,90	4,5	2,70	3,30	4,50	5,90
N_0	6,00	6,90	9,70	11,5	5,80	8,00	11,5	15,7
M_0	α = 90°				α = 180°			
	2,80	3,75	5,20	7,0	4,00	5,10	7,30	9,00
N_0	6,90	9,00	13,5	19,0	10,0	13,0	20,0	25,0

Таблица 1.72

Диффузор плоский

Коэффициенты	$n_1 = \frac{F_0'}{F_0}$					
	1,21	1,40	1,60	1,86	2,07	2,28
M_0	α°					
	2	4	6	8	10	12
	1,0	1,07	1,11	1,15	1,20	1,27
N_0	1,0	1,28	1,33	1,45	1,60	1,86



Коэффициенты	$n_1 = \frac{F_0'}{F_0}$							
	3,0	4,0	6,0	10	3,0	4,0	6,0	10
M_0	α = 6°				α = 10°			
	1,10	1,15	1,35	1,15	1,12	1,20	1,60	1,30
N_0	1,30	1,45	2,05	1,45	1,36	1,60	2,80	1,90
M_0	α = 15°				α = 30°			
	1,40	1,50	1,70	1,40	1,80	2,50	2,20	1,80
N_0	2,20	2,50	3,10	2,20	3,40	5,40	4,60	3,40
M_0	α = 45°				α = 60°			
	2,00	2,60	2,30	2,00	2,10	2,90	3,70	3,50
N_0	4,00	5,80	4,90	4,00	4,30	7,00	9,00	8,50
M_0	α = 90°				α = 180°			
	2,25	3,20	4,80	6,60	3,00	4,50	7,00	8,00
N_0	5,10	7,80	13,5	17,0	7,00	11,5	19,0	22,0

ВВЕДЕНИЕ

Гидравлика – наука, изучающая законы равновесия и движения жидкостей и способы применения этих законов к решению инженерных задач. Само слово *гидравлика* происходит от сочетания двух греческих слов – ὕδωρ (хюдор) – *вода* и αὐλός (аулос) – *труба*, из чего должно следовать, что основным вопросом гидравлики является изучение движения жидкости по трубам. Однако такое представление о гидравлике отражает лишь исторический характер. Круг задач, решаемых этой наукой в настоящее время, выходит далеко за пределы такого представления: помимо задач о движении жидкостей в трубопроводах, он включает также задачи о прохождении жидкостей через различные устройства гидравлических систем (клапаны, запорные и регулирующие устройства, различного типа насосы, служащие для перемещения жидкостей: гидроприводы, гидроусилители и т.п.) и водопроводящих гидротехнических сооружений, задачи движения грунтовых вод.

Со времен своего зарождения гидравлика развивалась независимо от теоретической гидромеханики, развитие которой главным образом проходило в математическом направлении на основе исследования движения лишенной трения, так называемой идеальной жидкости. Разрыв между теоретической гидромеханикой и практической гидравликой тормозил развитие науки о движении жидкости. Сближение этих направлений следует отнести ко второй половине XIX и началу XX веков. Существенную роль в этом сыграла теория размерности и подобия, которую применительно к движению жидкостей развил О. Рейнольдс (1883), доказавший существование двух режимов движения жидкостей – ламинарного и турбулентного. Этим самым была усилена научная база практической гидравлики, позволившая обобщить многочисленные экспериментальные данные и сделать важные выводы.

В настоящее время продолжается дальнейшее сближение теоретической и экспериментальной гидравлики, которое стало особенно плодотворным благодаря применению вычислительной техники. Возможности современных ЭВМ значительно расширили круг практических задач, решаемых методами теоретической механики жидкостей и газов, поэтому изложению теоретических основ газогидромеханики в этом разделе уделено бóльшее внимание, чем это традиционно принято в справочной литературе.

Одной из важнейших задач гидравлики, связанной с изучением законов движения вязкой жидкости, является определение потерь энергии (напора) движущейся жидкостью, изучение законов падения давлений и определение гидравлических сопротивлений в трубопроводах и других устройствах при протекании по ним жидкостей или при их обтекании.

Величина этих потерь зависит от физико-механических свойств самих жидкостей и газов, от геометрии гидравлических сетей и устройств, их состояния, определяемого материалом, способом изготовления и условиями эксплуатации, а также физическими процессами, протекающими при движении жидкостей через них.

Рассмотрению этих вопросов посвящен настоящий раздел, в котором приводятся (п.п. 1.1 – 1.6) общие сведения по гидравлике, включающие справочные сведения по физико-механическим свойствам наиболее распространенных жидкостей и газов, основные теоретические положения и уравнения газогидромеханики, основы теории газогидродинамического подобия, законы ламинарного и турбулентного трения при движении жидкости по трубам, рассмотрены особые случаи движения жидкостей (гидроудар, истечение, кавитация). Материал параграфов 1.1 – 1.6 позволяет проводить приближенные оценочные гидравлические расчеты простых систем без обращения к диаграммам гидравлических сопротивлений реальных трубопроводов и трубопроводной арматуры. В то же время содержание этих параграфов является необходимой теоретической базой, обеспечивающей понимание пояснений и практических рекомендаций и правильное использование диаграмм гидравлических сопротивлений, приведенных в параграфах 1.7 – 1.8 (основу этих параграфов составляют материалы справочника И. Е. Идельчика, дополненные сведениями о гидравлических сопротивлениях и коэффициентах теплоотдачи компактных развитых поверхностей теплообмена), при проведении точных расчетов сложных гидравлических систем.

расчеты показывают, что значение этого коэффициента лежит в пределах 0,2 ÷ 0,3; $n_э$ – число элементов осадительных электродов в одном электрополе; $n_п$ – число электрополей; $k_н = \frac{\zeta_э^н}{\zeta_э^{б\,н}}$ – отношение коэффициента сопротивления межэлектродного канала при наличии коронного разряда к этому коэффициенту при отсутствии коронного разряда; это отношение зависит от скорости газового потока в электрофильтре: чем меньше скорость, тем оно значительнее (рис. 1.200).

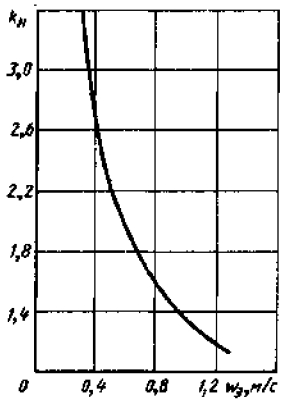


Рис. 1.200. Зависимость коэффициента $k_н$ от $w_э$ при длине электрополя L = 6 м и электронапряжении 45 кВ [627]

38. Во многих аппаратах (не только в электрофильтрах) для равномерной раздачи потока после его входа в рабочую камеру устанавливают газораспределительные решетки. Весь участок от конечного сечения подводящего патрубка до решетки включительно можно рассматривать как единый.

Поток в рабочую камеру большинства промышленных аппаратов может быть подведен по следующим трем основным схемам набегания потока на решетку: 1) центральное (фронтальное) (рис. 1.201*а*); 2) периферийное (рис. 1.201*б*); 3) боковое (рис. 1.201*в*).

В зависимости от отношения площадей $\frac{F_к}{F_0}$ применяют или одиночную решетку, или систему последовательно установленных решеток [246, 249].

39. Коэффициент сопротивления входного участка аппарата при фронтальном набегании потока на решетку[1] вычисляется по формуле автора [246, 249]:

$$\zeta_{вх} = \zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \zeta'_{0отв} + N_0 + 0,7\zeta_р\left(\frac{F_0}{F_к}\right)^2 + \frac{0,013}{\left(\frac{H_р}{D_0}\right)^2}\sqrt[3]{\zeta_р - \sqrt[3]{\zeta_р}}, \qquad (1.322)$$

где $\zeta'_{0\,отв} = 0,5\zeta_{0\,отв}$; $\zeta_{0\,отв}$ – коэффициент сопротивления отвода, через который поток подводится к решетке; он определяется как ζ по соответствующим диаграммам 1.8.4; $\zeta_р$ – коэффициент сопротивления решетки, определяемый как ζ по диаграммам 1.8.6; $H_р$ – расстояние от выходного отверстия подводящего отвода до решетки, м.

[1] Имеется в виду не только плоская решетка (перфорированный лист), но и другие виды сопротивления, равномерно рассредоточенные по сечению (различные насадки или слои кускового или сыпучего материала и т. п.).

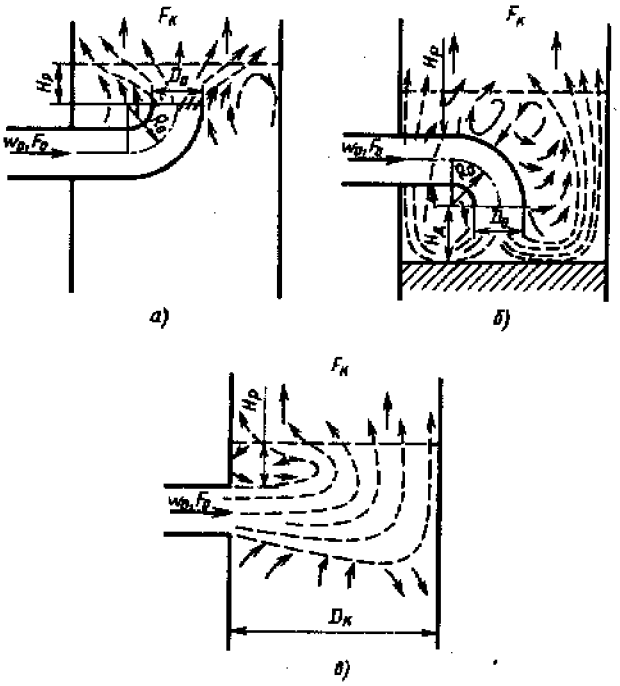


Рис. 1.201. Различные схемы подвода потока к аппаратам: *а* – центральное (фронтальное) набегание потока на газораспределительную решетку; *б* – периферийное набегание потока на газораспределительную решетку; *в* – боковое набегание потока на газораспределительную решетку

Последний член правой части формулы (1.322) следует принимать во внимание только при $\frac{H_р}{D_0} < 1,2$.

40. Коэффициент сопротивления входного участка аппарата при периферийном набегании потока на решетку [246, 249]

$$\zeta_{вх} = \zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \zeta'_{0отв} + 0,9N_0 + 0,63\zeta_р\left(\frac{F_0}{F_к}\right)^2 + \frac{0,05}{\left(\frac{H_д}{D_0}\right)^2}, \qquad (1.323)$$

где $H_д$ – расстояние от выходного отверстия подводящего отвода до днища аппарата или до экрана (если экран установлен за отводом).

Последний член правой части формулы (1.323) следует принимать во внимание только при $\frac{H_д}{D_0} < 1,2$.

41. Коэффициент сопротивления входного участка аппарата при боковом набегании потока на решетку [246, 249]

$$\zeta_{вх} = \zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = N_0 + 0,7\zeta_р\left(\frac{F_0}{F_к}\right)^2 + 0,1 + \left(2 - 20\frac{H_р}{D_к}\right), \qquad (1.280)$$

где $D_к$ – диаметр или большая сторона сечения камеры, м.

Последний член правой части формулы (1.324) следует учитывать только при $\frac{H_р}{D_к} < 0,1$.

Основные условные обозначения к разделу 1

Наименование величины	Обозначение	Размерность величины в системе СИ
Вес жидкости удельный	γ	Н/м^3
Время	t	с
Высота	h	м
Высота над уровнем моря или над уровнем поверхности	z	м
Газовая постоянная	R	Дж/(кг·К)
Давление	p	Па
Давление насыщенных паров	$p_{нп}$	Па
Диаметры гидравлические или эквивалентные (учетверенные гидравлические радиусы)	$D_г = \frac{4\Omega}{\Pi}$; $d_г = \frac{4\omega}{\Pi}$	м
Диаметры поперечного сечения	D, d	м
Длина стороны прямоугольного сечения	a, b	м
Длина участка, глубина канала или утолщение отверстия	l	м
Концентрация взвешенных частиц массовая	μ	–
Коэффициент вязкости динамический	μ	Па·с
Коэффициент вязкости кинематический	ν	м^2/с
Коэффициент живого сечения (просвет) решетки, диафрагмы, слоя и т. п.	$\overline{f} = \frac{\omega_{отв}}{\Omega_р}$	–
Коэффициент импульса (количества движения)	$\beta = \frac{1}{\omega}\int_{\omega}\left(\frac{v}{V}\right)^2 d\omega$	–
Коэффициент кинетической энергии	$\alpha = \frac{1}{\omega}\int_{\omega}\left(\frac{v}{V}\right)^3 d\omega$	–
Коэффициент местного гидравлического сопротивления	ζ	–
Коэффициент поверхностного натяжения	σ	Н/м^2
Коэффициент потерь напора по длине (сопротивления трения единицы относительной длины $\left(\frac{l}{D_г}=1\right)$ участка)	λ	–
Коэффициент расхода	μ	–
Коэффициент сжимаемости жидкости	β	м^2/Н
Коэффициент силы трения, силы лобового сопротивления, газогидродинамической силы соответственно	c_f, c_x, c_R,	–

42. Для системы последовательно установленных решеток в аппарате коэффициенты сопротивления входного участка определяют по формулам (1.323) – (1.324), но вместо $\zeta_р$ подставляют сумму коэффициентов сопротивления всех решеток системы, приведенных к одной и той же скорости $w_к$ [246]:

$$\sum_{i=1}^{m_р}\zeta_{кр\,i}=\zeta_{кр\,1}+\zeta_{кр\,2}+\ldots+\zeta_{кр\,m},$$

где $m_р$ – количество последовательно установленных решеток.

43. Подвод потока к электрофильтрам часто осуществляется по схемам, представленным на рис. 1.202*а–г*. При этом для более равномерного распределения потока и направления его параллельно оси электрофильтра в местах поворота его к рабочей части камеры (электродам) устанавливают направляющие лопатки (схема НИИОГаза, рис. 1.202*а*) или пространственные уголки (схема МЭИ, рис. 1.202*б*). В случае фронтального подвода потока к электрофильтру (рис. 1.202*г*) для лучшего распределения скоростей в диффузоре устанавливают разделительные стенки (см. рис. 1.164*г* и *д*). При этом значение коэффициента сопротивления входа $\zeta_{вх}$ заметно снижается (на 20 – 30%) по сравнению с тем, что дает расчет по формуле (1.324) [275, 276]. Технические сведения о конкретных типах электрофильтров приведены в каталогах [111, 734].

Теплообменные аппараты

44. Общие потери давления в сотовых радиаторах, применяемых для охлаждения воздуха, складываются из потерь на вход в трубку радиатора, на трение в трубках и на внезапное расширение потока при выходе из трубок в общий канал. Коэффициент сопротивления сотового радиатора определяется по формуле Н. Б. Марьямова [429]:

$$\zeta\equiv\frac{\Delta p}{\rho_{вх}w_1^2/2}=\lambda\left(3+\frac{l_0}{d_г}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2+\left(\frac{F_1}{F_0}-1\right)^2+$$

$$+\left(1{,}7+\lambda\frac{l_0}{d_г}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2\overline{T}=\lambda\left(3+\frac{l_0}{D_г}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2+\zeta_{уд}+\Delta\zeta_t,$$

где $\zeta_{уд}=\left(\frac{F_1}{F_0}-1\right)^2$; $\Delta\zeta_t=\left(1{,}7+\lambda\frac{l_0}{d_г}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2\overline{T}$; $d_г=\frac{4F_0}{\Pi_0}$;

$\overline{T}=\frac{T_{вых}-T_{вх}}{T_{вх}}$ – отношение разности температур выходящей и входящей среды к температуре входящей среды;

$\lambda=\frac{\Delta p}{\frac{\rho w_0^2}{2}\cdot\frac{l_0}{d_г}}$ – коэффициент сопротивления трения по длине трубки (глубине) радиатора; индексы 0 указывают, что соответствующие величины относятся к трубке радиатора.

45. Для сотовых радиаторов с круглыми и шестигранными трубками коэффициент сопротивления трения [429]

$$\lambda=0{,}375\,\mathrm{Re}^{*-0{,}1}\,\overline{\Delta}^{0{,}4}$$

при $35<\mathrm{Re}^*<275$;

$$\lambda=0{,}214\overline{\Delta}^{0{,}4}$$

при $275\le\mathrm{Re}^*\le500$,

где $\mathrm{Re}^*=\frac{w_{0вх}\Delta}{\nu}$; $\overline{\Delta}=\frac{\Delta}{d_г}$ – относительная шероховатость трубок радиатора.

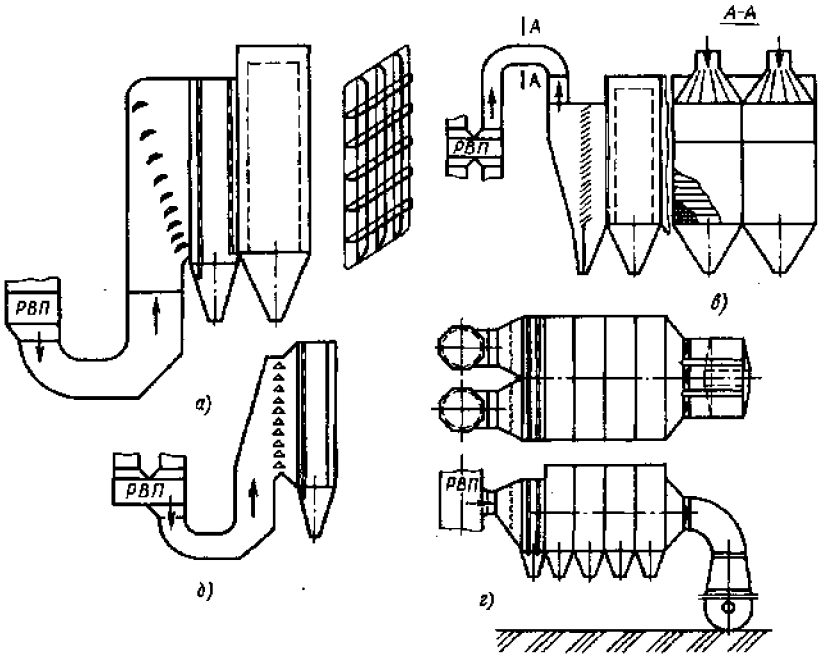


Рис. 1.202. Различные условия подвода потока к электрофильтрам:
а и *б* – снизу с поворотом на 90°; распределительные устройства соответственно конструкции НИИОГаза и МЭИ; *в* – сверху с поворотом на 90°;
г – фронтальный через двойной диффузор

46. Общие потери давления в трубчато-ребристых и трубчато-пластинчатых радиаторах складываются из потерь на трение и потерь на сужение и расширение потока при переходе от одного ряда трубок к другому.

Коэффициент сопротивления таких радиаторов [428]

$$\zeta\equiv\frac{\Delta p}{\rho_{вх}w_1^2/2}=\left(z_р\zeta_с+\lambda\frac{l_0}{d_г}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2+$$

$$+\left(1{,}7+\lambda\frac{l_0}{d_г}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2\overline{T}=\left(z_р\zeta_с+\lambda\frac{l_0}{d_г}\right)\times\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2+\Delta\zeta_t,$$

где $\zeta_с=1{,}5\left(1-\frac{F_0}{F_0'}\right)^2$; $\Delta\zeta_t=\left(1{,}7+\frac{\lambda l_0}{d_г}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2\overline{T}$; $d_г=\frac{2b_0h_2}{b_0+h_2}$;

F_0 – площадь самого узкого сечения радиатора (между трубками), м^2; F_0' – площадь сечения каналов между пластинками в межрядном участке, м^2; $z_р$ – число рядов труб; b_0 –

Наименование величины	**Обозначение**	**Размерность величины в системе СИ**
Коэффициент скорости	φ	–
Коэффициент сужения струи, коэффициент заполнения сечения (коэффициент сжатия)	$\varepsilon = \frac{\omega_{сж}}{\omega_0}$	–
Масса жидкости (газа)	M	кг
Напор полный жидкости (газа) (полная удельная энергия газа)	H	Дж/кг
Напряжения трения	τ	Н/м^2
Объем жидкости	W	м^3
Объем жидкости удельный	w	м^3/кг
Объемный расход жидкости (газа)	Q	м^3/с
Периметр живого сечения смоченный	Π	м
Плотность жидкости (газа)	ρ	кг/м^3
Площадь поперечного сечения, площадь живого сечения	Ω, ω	м^2
Показатель изоэнтропы (адиабаты)	$k = \frac{c_p}{c_v}$	–
Потери давления общие	Δp_w	Па
Потери давления по длине (на трение) и местные потери давления	Δp_l, $\Delta p_м$	–
Потери напора общие в гидравлической системе	h_w	м
Потери напора по длине (потери на трение) и местные потери напора (коэффициент гидравлического сопротивления)	h_l, $h_м$	м
Радиус гидравлический	$R_г = \frac{\omega}{\Pi}$	м
Радиус сечения или радиус закругления	R	м
Расход жидкости (газа) весовой	G	Н/с
Расход жидкости (газа) массовый	$\dot{m}$	кг/с
Сила газогидродинамическая	R	Н
Сила давления	P	Н
Скорость критическая	$a_{кр}$	м/с
Скорость максимальная в живом сечении	V_{max}	м/с
Скорость потока относительная (приведенная)	$\lambda = \frac{V}{a_*}$	–

средний просвет между ребрами или пластинками, м; h_2 – просвет между соседними трубками радиатора, м.

47. Коэффициент сопротивления трения для трубчато-ребристых радиаторов при $3000 < \mathrm{Re} = \frac{w_{0вх} d_г}{\nu} < 25\,000$ [428]

$$\lambda = \frac{0,77}{\sqrt[3]{\mathrm{Re}}}.$$

48. Коэффициент сопротивления трения для трубчато-пластинчатых радиаторов

$$\lambda = \frac{0,98}{\sqrt[3]{\mathrm{Re}}}$$

при $4 \cdot 10^3 \le \mathrm{Re} = \frac{w_{0вх} d_г}{\nu} \le 10^4$;

$$\lambda = \frac{0,21}{\sqrt[6]{\mathrm{Re}}}$$

при $\mathrm{Re} > 10^4$.

49. Сопротивление калориферов аналогично сопротивлению радиаторов (охладителей). Оно складывается также из потерь на вход, на трение и на удар при выходе из узкого сечения между трубками и пластинками калорифера. Основным параметром, которым пользуются при подборе калориферов, является массовая скорость в его живом сечении $\rho_{ср} w$ (где $\rho_{ср}$ – средняя плотность нагретого воздуха, проходящего через калорифер, кг/м^3). Поэтому сопротивление калориферов дается в виде зависимости Δp (Па) от $\rho_{ср} w_0$ [кг/(м^2 · с)].

Технологические характеристики и конструктивные размеры современных калориферов приведены В. М. Зусмановичем [574].

50. Поперечные пучки труб теплообменных аппаратов располагают как в коридорном порядке, так и в шахматном. При течении через пучок труб, расположенных в коридорном порядке, из пространства между трубками первого ряда выходят струйки и, расширяясь, распространяются в межрядном пространстве (рис. 1.203).

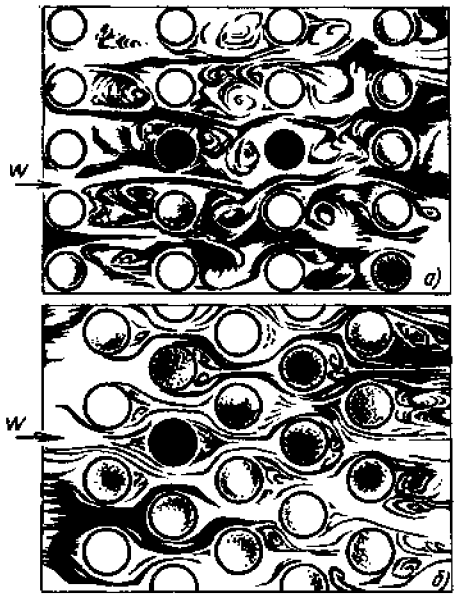


Рис. 1.203. Пучок труб:
а – коридорный; *б* – шахматный

К основному ряду потока примешиваются присоединенные массы из теневых областей, а подходя ко второму ряду труб, струйки разделяются. При этом основное ядро проходит во второй ряд трубок, а присоединенные массы образуют замкнутую циркуляцию потока (вихревую зону) в теневых областях. Схема течения в последующих межрядных пространствах аналогична описанной[1]. Таким образом, природа потерь давления в пучке труб сходна с природой потерь в свободной струе [4].

51. Значение коэффициентов сопротивления пучков труб зависит от числа рядов и распределения труб, а также от числа Рейнольдса Re. Скорость потока в них определяют по сжатому сечению газохода, расположенному в осевой плоскости труб перпендикулярно потоку. Коэффициент сопротивления пучка учитывает также и сопротивление входа в ряды труб и выхода из них.

52. Коэффициент сопротивления гладкотрубного шахматного пучка при $3 \cdot 10^3 < \mathrm{Re}_{ср} < 10^5$ вычисляют по следующим формулам [41, 409]:

1) $\frac{S_1}{d_к} < 1,44$ и $0,1 \le \bar{s} < 1,7$:

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho_{ср} w_{0ср}^2 / 2} = \left\{3,2 + 0,66\left(1,7 - \bar{s}\right)^{1,5} + \left(13,1 - 9,1\frac{S_1}{d_н}\right)\left[0,8 + 0,2\left(1,7 - \bar{s}\right)^{1,5}\right]\right\} \mathrm{Re}_{ср}^{-0,27}\left(z_р + 1\right); \quad (1.325)$$

2) $\frac{S_1}{d_н} \ge 1,44$ и $0,1 \le \bar{s} < 1,7$:

$$\zeta = 3,2 + 0,66\left(1,7 - \bar{s}\right)^{1,5} \mathrm{Re}_{ср}^{-0,27}\left(z_р + 1\right); \quad (1.326)$$

3) $\frac{S_1}{d_н} < 1,44$ и $1,7 \le \bar{s} \le 6,5$:

$$\zeta = \left(1,88 - \frac{S_1}{d_н}\right)\left(\bar{s} + 1\right)^2 \mathrm{Re}_{ср}^{-0,27}\left(z_р + 1\right); \quad (1.327)$$

4) $1,44 \le \frac{S_1}{d_н} \le 3,0$ и $1,7 \le \bar{s} \le 6,5$:

$$\zeta = 0,44\left(\bar{s} + 1\right)^2 \mathrm{Re}_{ср}^{-0,27}\left(z_р + 1\right); \quad (1.328)$$

5) $3 < \frac{S_1}{d_н} \le 10$ и $\bar{s} > 1,7$:

$$\zeta = 1,83\left(\frac{S_1}{d_н}\right)^{-1,46} \mathrm{Re}_{ср}^{-0,27}\left(z_р + 1\right), \quad (1.329)$$

где $w_{0ср} = w_{вх}\frac{T_{ср}}{T_{вх}}$; $T_{ср} = \frac{T_{вх} + T_{вых}}{2}$; $\rho_{ср} = \frac{273\rho_0}{T_{ср}}$; $\mathrm{Re}_{ср} = \frac{w_{0ср} d_н}{\nu}$; $\bar{s} = \frac{S_1 - d_н}{S_2 - d_н}$; $z_р$ – число рядов труб по глубине пучка; ν принимают по среднеарифметической температуре $T_{ср}$ (см. 1.1.1). Коэффициент сопротивления, приведенный к скорости перед пучком труб, дается через коэффициент ζ:

$$\zeta_1 \equiv \frac{\Delta p}{\rho_1 w_1^2 / 2} = \zeta\left(\frac{\rho_1}{\rho_{ср}}\right)^2\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2.$$

[1] В действительности, поток после обтекания первого поперечного ряда труб турбулизируется и тем самым несколько меняются условия обтекания последующих рядов.

Наименование величины	Обозначение	Размерность величины в системе СИ
Скорость потока среды в произвольной точке живого сечения истинная (местная)	v	м/с
Скорость распространения звука, скорость распространения гидроудара	a	м/с
Скорость, средняя в сечении потока	V	м/с
Степень турбулентности потока	$\varepsilon' = \frac{\sqrt{\overline{v'^2}}}{V}$	–
Степень шероховатости стенок	$\overline{k}$	–
Температура изоэнтропийного торможения	T_0	К
Температура термодинамическая	$T(t)$	К (°С)
Теплоемкость газов удельная при постоянном давлении и постоянном объеме соответственно	c_p, c_v	Дж/(кг·°С)
Толщина стенок трубопровода или ламинарного подслоя	δ	м
Угол поворота потока	δ	град
Универсальная газовая постоянная	$R_{ун}$	Дж моль/(кг·К)
Ускорение свободного падения	g	м/с^2
Число Вебера	$We = \frac{\rho V^2 d}{\sigma}$	–
Число кавитации	$\sigma = \frac{p - p_{нп}}{\rho V^2/2}$	–
Число Маха	$M = \frac{V}{a}$	–
Число Ньютона	$Ne = \frac{Rl}{MV^2}$	–
Число Рейнольдса	$Re = \frac{VD_г}{\nu} = \frac{\rho V D_г}{\mu}$	–
Число Фруда	$Fr = \frac{gl}{v^2}$	–
Число Эйлера	$Eu = \frac{p}{\rho v^2}$	–
Энергия газа внутренняя удельная	e	Дж/кг
Энтальпия газа	i	Дж/кг

53. Коэффициент сопротивления гладкотрубного коридорного пучка при $3\cdot10^3<\mathrm{Re}_{ср}<10^5$ [41, 409][1] $\frac{S_1}{d_н} \le \frac{S_2}{d_н}$ и $0{,}06 \le \bar{s}_1 \le 1{,}0$:

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho_{ср} w_{0ср}^2/2} = 1{,}8\left(\frac{S_1}{d_н}-1\right)^{-0{,}5} \times \mathrm{Re}_{ср}^{-0{,}2} z_р; \qquad (1.330)$$

$\frac{S_1}{d_н} > \frac{S_2}{d_н}$ и $1{,}0 < \bar{s}_1 \le 8{,}0$:

$$\zeta = 0{,}34\left(\bar{s}_1 - 0{,}94\right)^{-0{,}59}\left(\frac{S_1}{d_н}-1\right)^{-0{,}5} \times \mathrm{Re}_{ср}^{\frac{-0{,}2}{\bar{s}_1^2}} z_р, \qquad (1.331)$$

где $\bar{s}_1 = \frac{S_1 - d_н}{S_2 - d_н}$.

При переменных значениях шагов S_1 и S_2, чередующихся в пределах пучка, сопротивление рассчитывают по их среднему значению.

54. Расчет сопротивления пучков с неравномерными поперечными шагами (рис. 1.204) рекомендуется проводить по среднему коэффициенту сопротивления $\zeta_{ср}$, определяемому по формуле (1.332) и учитывающему различие как геометрии каналов, так и скоростей омывающего потока в каналах разного сечения.

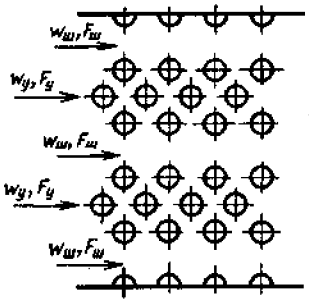


Рис. 1.204. Пучок труб переменного шага

Формула для определения значения $\zeta_{ср}$, приведенного к средней расходной скорости потока, имеет вид

$$\zeta_{ср} = \zeta_у\left[\frac{F}{F_у + F_ш\sqrt{\frac{\zeta_у}{\zeta_ш}}}\right] = \zeta_у\left\{\frac{n_{пр}\left[\left(\frac{s_1}{d_н}\right)_{ср}-1\right]}{n_у\left[\left(\frac{s_1}{d_н}\right)_у - 1\right] + n_ш\left[\left(\frac{s_1}{d_н}\right)_ш - 1\right]\sqrt{\frac{\zeta_у}{\zeta_ш}}}\right\}, \qquad (1.332)$$

где F – осевое сечение поперечного ряда труб для прохода потока; $n_{пр}$ – число проходов между поперечными рядами труб; $\zeta_у$ и $\zeta_ш$ – коэффициенты сопротивления пучков соответственно с «узкими» $\left[\left(\frac{S_1}{d_н}\right)_у\right]$ и «широкими» $\left[\left(\frac{S_1}{d_н}\right)_ш\right]$ поперечными шагами. Последние рассчитываются не только в зависимости от фактических шагов $\frac{s_1}{d_н}$ и параметров $\bar{s}$ и соответственно $\bar{s}_1$, но и по значению Re, вычисленному по средней скорости потока.

55. Если в пучке труб имеется теплообмен, то к значениям ζ, рассчитанным по формулам (1.325) – (1.332), необходимо прибавить член $\Delta\zeta_l$, учитывающий потерю давления на ускорение (замедление) потока в пределах пучка вследствие уменьшения (увеличения) плотности рабочей среды [451]:

$$\Delta\zeta_l = \frac{2\left(T_{вых} - T_{вх}\right)}{T_{ср}}$$

(см. 1.8.6.1, п. 33).

56. При косом обдуве пучка труб сопротивление его уменьшается [302], так как при этом улучшаются условия обтекания труб. Степень понижения сопротивления (коэффициент «направления» потока) $\psi = \frac{\zeta_\theta}{\zeta_{90°}}$ зависит при этом как от угла наклона θ, так и от других параметров пучка. Однако для практических расчетов влиянием других параметров можно пренебречь, считая среднее значение ψ постоянным для каждого угла наклона. В табл. 1.73 даны средние значения ψ.

Таблица 1.73

Коридорное расположение пучка труб		Шахматное расположение пучка труб	
$\theta = 60°$	$\psi = 0{,}82$	$\theta = 60°$	$\psi = 0{,}80$
$\theta = 45°$	$\psi = 0{,}54$	$\theta = 45°$	$\psi = 0{,}57$
$\theta = 30°$	$\psi = 0{,}30$	$\theta = 30°$	$\psi = 0{,}34$

57. Для увеличения поверхности нагрева (охлаждения) часто применяют ребристые, а также плавниковые трубы.

Коэффициент сопротивления пучка с шахматным расположением ребристых труб (см. схему диаграммы 1.8.10–30) [41]

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho_{ср} w_{0ср}^2/2} = c_z c_s \mathrm{Re}_l^{-0{,}25} z_р,$$

где $c_z = f(z_р)$ – поправка на число рядов труб для малорядных пучков ($z_р \le 5$); при $z_р \ge 6$ $c_z = 1{,}0$ (см. диаграмму (1.8.10–30).

При $\frac{l}{d_г} = 0{,}16 \div 6{,}55$ и $\mathrm{Re}_l = 2{,}2\cdot10^3 \div 1{,}8\cdot10^5$

$$c_s = 5{,}4\left(\frac{l}{d_г}\right)^{0{,}3}.$$

При $\mathrm{Re}_l > 1{,}8\cdot10^5$

$$\zeta = 0{,}26\left(\frac{l}{d_г}\right)^{0{,}3} c_z\left(z_р + 1\right),$$

где $\mathrm{Re}_l = \frac{w_{0ср} l}{\nu}$.

Для труб с круглыми ребрами

$$l = \frac{\left(D^2 - d_н^2\right)m_р}{2L\beta} + \frac{\left(D^2 - d_н^2\right)m_р}{2d_н L\beta} \times \sqrt{0{,}785\left(D^2 - d_н^2\right)}, \qquad (1.333)$$

[1] Формулы (1.330) и (1.331) несколько уточнены на основании рекомендаций, приведенных в работе [478].

ГИДРАВЛИКА. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ. ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ

1.1. ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

Жидкость, как и всякое физическое вещество, имеет дискретное строение и состоит из мельчайших частиц – молекул, атомов и т.д. Эти частицы, находясь в непрерывном тепловом движении, притягиваются друг к другу и сцепляются между собой или, наоборот, отталкиваются друг от друга. Силы притяжения и отталкивания действуют одновременно во всех жидкостях. Преобладание тех или иных сил зависит от расстояния между молекулами, а также от скоростей их относительного движения.

Различают два вида жидкостей: капельные и газообразные. Капельные жидкости (в дальнейшем для краткости – жидкости) представляют собой жидкости в общепринятом понимании этого слова – вода, нефть, керосин, машинные масла и т. д. Газообразные жидкости (газы): воздух, пары капельных жидкостей, различные технические газы обладают, наряду с общими свойствами капельных жидкостей, рядом свойств, отличающих их от капельных жидкостей. Так, например, молекулы жидкости находятся в непрерывном хаотическом тепловом движении, отличающемся от такого движения в газах. В жидкостях это движение представляет собой сочетание колебаний с частотой 10^{13} Гц около мгновенных центров со стохастическим скачкообразным переходом от одного центра к другому. Тепловое движение молекул газа – постоянная скачкообразная перемена мест. В газах молекулы в среднем отстоят сравнительно далеко друг от друга и имеют большие скорости поступательного (теплового) движения. Поэтому межмолекулярные силы в газах незначительны, вследствие чего при отсутствии внешних сил молекулы газа более или менее равномерно распределяются по всему предоставленному им объему.

С уменьшением расстояния между молекулами силы межмолекулярного взаимодействия быстро увеличиваются. В жидкостях эти силы становятся настолько большими, что обусловливают ряд явлений, не свойственных газам. Так, например, жидкость занимает часть объема, образуя свободную поверхность, силы поверхностного натяжения определяют такое явление как капиллярность. В невесомости жидкость под влиянием сил молекулярного притяжения стремится принять форму шара и т. д. В то же время диффузия молекул жидкостей и газов обусловливает их общее свойство – текучесть. Поэтому термин «жидкость» принимают для обозначения и капельных жидкостей (несжимаемые, малосжимаемые жидкости), и газов (сжимаемые жидкости).

В механике жидкостей и газов их в большинстве практических случаев рассматривают как сплошные среды (континиумы), непрерывно распределенные в занимаемом ими объеме, как бы забывая об их дискретной структуре (гипотеза сплошности).

1.1.1. Модель сплошной среды. Свойства и параметры, характеризующие модель сплошной среды

Допустимость предположения о сплошности среды следует из рассмотрения числовых значений некоторых величин, характеризующих реальные жидкости и газы, а именно: количества молекул в единице объема, размеров молекул, средних расстояний между ними и длин свободного пробега молекул. На основании закона Авогадро установлено, что при «нормальных» атмосферных условиях на уровне океана (температуре 15 °С и давлении 760 мм ртутного столба) в одном кубическом сантиметре воздуха содержится $2{,}7 \cdot 10^{19}$ молекул. (Жидкости, имеющие бóльшие плотности, чем газы, содержат еще бóльшее количество молекул в таком же объеме – $3{,}4 \cdot 10^{22}$). При этом средний диаметр молекулы воздуха, если ее принять за шар, имеет величину порядка $3 \cdot 10^{-8}$ см, а среднее расстояние между молекулами и длина свободного пробега молекулы составляют 10^{-7}см и 10^{-6}см соответственно. Огромное число молекул в кубическом сантиметре, достаточно малые их размеры и расстояния между ними дают основание пренебречь дискретностью газов (тем более жидкостей) и считать, что они непрерывным образом заполняют весь занимаемый ими объем. Действительно, если представить себе исчезающе малый объем воздуха (например, 0,001 мм^3), то в нем, несмотря на его малость, все-таки будет содержаться $2{,}7 \cdot 10^{13}$ молекул. Из-за малости длины свободного пробега молекулы следует ожидать, что все изменения, происшедшие с ней, не замедлят сказаться на ближайших молекулах, т. е. возмущения, возникшие в какой-либо точке пространства, занимаемого жидкостью, будут передаваться в соседние точки. При этом можно считать, что величины, претерпевшие возмущения, будут меняться непрерывным образом.

Рассуждая таким образом, мы пришли к **модели сплошной среды**. Важным понятием в модели сплошной среды

где D – диаметр по вершинам ребер (диаметр оребрения), м; L – длина трубы, м; β – коэффициент оребрения (отношение полной площади поверхности к площади поверхности гладкой трубы диаметром $d_н$); $m_р$ – число ребер на трубе с общей площадью поверхности $H_{рδ}$.

Гидравлический диаметр

$$d_г = \frac{4F_0}{\Pi_0} = \frac{2\left[S_{рδ}\left(S_1 - d_н\right) - 2\delta h\right]}{2h + S_{рδ}}, \qquad (1.334)$$

где h, δ – соответственно высота и толщина ребер, м; $S_{рδ}$ – расстояние между средними плоскостями двух соседних ребер, м.

Для труб с квадратными ребрами

$$l = \frac{\pi d_н^2\left(S_{рδ} - \delta\right)}{\frac{H}{m_р}} + \frac{2\left[\left(2h + d_н\right)^2 - 0{,}785 d_н^2\right] + 4\left(2h + d_н\right)\delta}{\frac{H}{m_р}} \times \sqrt{\left(2h + d_н\right)^2 - 0{,}785 d_н^2}, \qquad (1.335)$$

где $$\frac{H}{m_р} = \pi d_н (S_{рδ} - \delta) + 2[(2h + d_н)^2 - 0{,}785 d_н^2] + 4(2h + d_н)\delta; \qquad (1.336)$$

H – полная площадь поверхности оребренной трубы, м^2.

58. Коэффициент сопротивления пучка с коридорным расположением ребристых труб [41]

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho_{ср} w_{0\,ср}^2 / 2} = c_z' c_s' \,\mathrm{Re}_l^{-0{,}08} z_р,$$

где $c_z' = f(z_р)$ – поправка на число рядов для малорядных пучков ($z_р \le 5$); при $z_р \ge 6$ $c_z = 1{,}0$ (см. диаграмму (1.8.10–30).

При $\frac{l}{d_г} = 0{,}9 \div 11$, $\overline{s_1} = 0{,}5 \div 2{,}0$ и $\mathrm{Re}_l = 4{,}3 \cdot 10^3 \div 1{,}6 \cdot 10^5$

$$c_s' = 0{,}52\left(\frac{l}{d_г}\right)^{0{,}3} \overline{s_1}^{-0{,}68}.$$

59. Для уменьшения сопротивления поперечно омываемого пучка труб часто применяют обтекаемые трубы. Данные для определения коэффициентов сопротивления обтекаемых и других типов труб в пучке приведены на диаграмме 1.8.10–31.

60. В многоходовых теплообменниках поток, поперечно омывающий пучок труб, при переходе из одного хода в следующий поворачивается на 180°. При этом, как и в П-образном колене без пучка труб, после второго поворота потока на 90° у внутренней стенки создается вихревая зона, но несколько меньшая из-за выравнивающего действия пучка труб.

Чтобы повысить эффективность теплообмена, следует по возможности уменьшить или полностью устранить вихревую зону. Для этого на повороте потока устанавливают направляющие лопатки (по дуге окружности). Иногда употребляют устройство [735] в виде выдвинутой вперед (в сторону поворотной части) прямой или загнутой против потока перегородки (см. схему диаграммы 1.8.10–32).

Дефлекторы и аэрационные фонари

61. Дефлекторы применяют в тех случаях, когда желательно использовать энергию ветра для усиления вентиляции. Действие ветра заключается в том, что при обдуве им дефлектора на части поверхности дефлектора создается разрежение, способствующее перемещению воздуха из помещения наружу. Полная потеря давления в дефлекторе состоит из потерь в его сети и из потери динамического давления на выходе.

Наибольший интерес представляют дефлекторы типа ЦАГИ, Шанар-Этуаль и Григоровича. Коэффициенты сопротивления этих дефлекторов приведены на диаграмме 1.8.10–35.

62. Для естественного удаления загрязненного воздуха из промышленных зданий применяют аэрационные фонари, устанавливаемые на кровле зданий. К наиболее производительным относятся фонарь-здание и фонарь конструкции ЛенПСП, а также фонари КТИС, двухъярусный, Гипротиса и Рюкина – Ильинского. К числу практически незадуваемых можно отнести фонари: прямоугольный с панелями, Батурина – Брандта, ЛенПСП, КТИС, ПСК-2, Гипротиса и фонарь-здание.

Значения коэффициентов сопротивления фонарей различных типов приведены на диаграммах 1.8.10–36, 1.8.10–37.

Для прямоугольных фонарей с панелями коэффициент сопротивления может быть вычислен по данным В. Н. Талиева [593] и И. А. Фрухта [664, 665]:

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2 / 2} = 3\left(\frac{h}{l}\right)^2 + 2\frac{h}{l} + a,$$

где w_0 – средняя скорость в проемах фонарей, м/с; l – расстояние от панели до внешнего края створки, м; h – высота всех проемов на одной стороне фонаря, м; коэффициент a, зависящий от угла α открытия створки, см. диаграмму 1.8.10–37.

Взаимное влияние местных гидравлических сопротивлений

63. В общей гидравлической (воздушной) сети расстояния между следующими друг за другом отдельными фасонными частями, препятствиями, запорными или регулирующими устройствами и т. п. часто бывают небольшими (а иногда и вовсе отсутствуют), и имеющиеся прямолинейные участки недостаточны для стабилизации потока. В этих случаях наблюдается взаимное влияние местных сопротивлений. Вследствие этого изменяется степень деформации потока во втором и последующих элементах. Соответственно изменяется и коэффициент местного гидравлического сопротивления взаимодействующих элементов по сравнению с коэффициентами сопротивления изолированных элементов.

64. В зависимости от вида фасонных частей и других элементов, составляющих рассматриваемую систему (узел), и их взаимного расположения общий коэффициент сопротивления узла может быть больше или меньше суммы изолированных элементов данной системы (узла). Поэтому систему, состоящую из нескольких фасонных частей, других препятствий, соединенных между собой короткими участками [менее (10 ÷ 20) D_0], следует рассматривать как сово-

является понятие **частицы** среды. **Частица – это бесконечно малый объем сплошной среды, сохраняющий все ее свойства.** Частицы имеют объем, форму и массу, они непрерывно примыкают друг к другу, образуя сплошную среду.

Введение модели сплошной среды и понятия частицы позволило для исследования движения газов широко применять хорошо разработанный в математике аппарат дифференциального и интегрального исчислений. В выявлении свойств всех жидкостей и макроскопических параметров, характеризующих эти свойства и являющихся средним результатом микроскопических процессов, большую роль сыграла молекулярно-кинетическая теория и практический опыт. Этими свойствами должна быть наделена введенная на основании гипотезы сплошности модель сплошной среды. Полнота учета этих свойств определяет достоверность и адекватность получаемых с помощью модели сплошной среды результатов.

Все свойства, которыми наделяется модель сплошной среды, можно условно разделить на три группы, связанные соответственно с понятиями силы, массы и энергии.

Свойства и параметры, связанные с понятием силы

Известным свойством жидкостей и газов является их способность оказывать силовое воздействие на поверхности, ограничивающие объем, который они занимают. Это силовое воздействие согласно молекулярно-кинетической теории есть результат ударов молекул об эту поверхность. Легко понять, однако, что силовое взаимодействие имеет место не только на ограничивающей поверхности, но и в любой точке объема, занимаемого жидкостью, так как ее молекулы совершают хаотическое тепловое движение во всех точках этого объема. Величина и направление сил, возникающих при этом, зависят от характера взаимодействия молекул с поверхностью. Этот характер достаточно сложен и определяется многими факторами (материал стенки, качество ее обработки и т. д.). После взаимодействия со стенкой (рис. 1.1), падающая под углом α_1 молекула, имеющая скорость v_1, отразится под углом α_2 (в общем случае $\alpha_2 \neq \alpha_1$) и будет иметь скорость v_2, отличную от v_1.

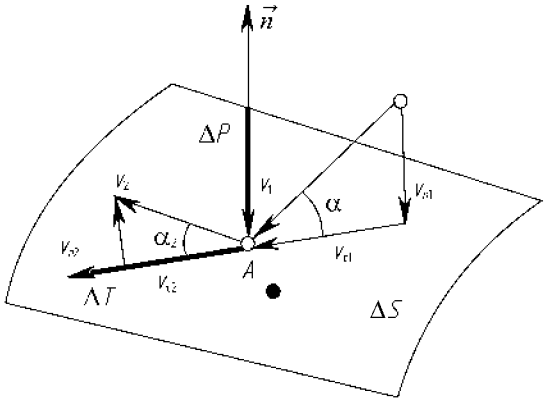


Рис. 1.1. Схема силового взаимодействия

Из рис. 1.1 видно, что в результате взаимодействия изменились нормальная и касательная составляющие скорости ($v_{n1} \neq v_{n2}$ и $v_{\tau 1} \neq v_{\tau 2}$), а следовательно, и проекции секундного импульса (количества движения) на нормаль и касательную к поверхности. Изменение секундного импульса в соответствии с теоремой об изменении импульса (количества движения) равно импульсу силы, имеющей проекции соответственно на нормаль и касательную к поверхности. В результате воздействия бесконечно большого числа молекул на всю поверхность, площадь которой ΔS, на нее будут действовать суммарные – нормальная ΔP и касательная ΔT силы. Отношение ΔP к величине площади ΔS называется средним давлением

$$p_{\text{ср}} = \frac{\Delta P}{\Delta S} \tag{1.1}$$

Если нам необходимо знать не среднее давление, а давление в какой-либо точке A, то, очевидно, надо найти предел отношения (1.1) при ΔS, стремящейся к нулю так, чтобы точка A всегда оставалась на ней

$$p_A = \lim_{\Delta S \to 0} \frac{\Delta P}{\Delta S}. \tag{1.2}$$

Это и будет местное давление в точке A (или напряжение давления). Размерность давления – Паскаль [Н/м^2] в системе СИ или [кГ/м^2] в системе МКГСС следует из (1.2). Давление на практике часто измеряют в физических или технических атмосферах.

Физической атмосферой называют среднее давление атмосферного воздуха на уровне моря при температуре 0 °С и обозначают сокращенно атм.

$$1 \text{ атм} = 1{,}01325 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2.$$

Это давление может быть уравновешено столбиком ртути высотой 760 мм или столбом воды высотой 10 330 мм.

В технике пользуются технической атмосферой, которую обозначают ат.

$$1 \text{ ат} = 0{,}980665 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2.$$

Давление в 1 ат может быть уравновешено столбиком ртути высотой 735,5 мм или столбом воды высотой 10 000 мм.

В табл. 1.1 приведен перевод единиц измерения давления, используемых в технике.

Атмосферное давление, измеряемое барометром, называют барометрическим и обозначают $p_{\text{бар}}$ или $p_{\text{атм}}$ (рис. 1.2).

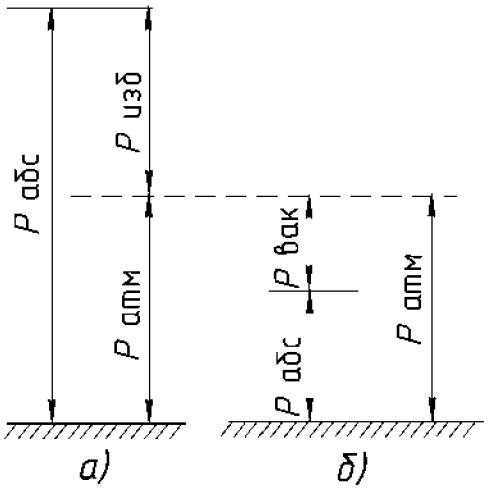


Рис. 1.2. Виды измеряемых давлений

купное местное сопротивление, имеющее свой собственный коэффициент сопротивления. Его определение возможно, как правило, только путем эксперимента. Вместе с тем некоторые данные для учета взаимного влияния отдельных фасонных частей и регулирующих устройств приводятся ниже. В частности, на основе исследований по взаимному влиянию запорной арматуры авторы работ [106, 144, 146, 241, 341, 342, 632] предлагают следующую формулу:

$$\psi = \frac{\zeta_{1+2}}{\zeta_1 + \zeta_2} = \frac{\zeta_\Sigma}{\sum\zeta} = 0{,}5(2-\beta), \qquad (1.337)$$

где $\zeta_\Sigma = \zeta_{1+2}$ – суммарный коэффициент сопротивления двух запорных устройств, полученный экспериментально при их совместной работе; $\sum\zeta = \zeta_1 + \zeta_2$ – сумма коэффициентов сопротивления соответственно первого и второго запорных устройств при их изолированной работе; β – коэффициент, зависящий от относительного расстояния $\frac{l}{D_0}$ между запорными устройствами, определяемый для всех их видов, кроме прямоточного, по формуле [552]

$$\beta = 4{,}17\cdot10^{-5}\left(\frac{l}{D_0}\right)^2 - 5\cdot10^{-3}\frac{l}{D_0} + 0{,}15, \qquad (1.338)$$

справедливой в диапазоне $0 \le \frac{l}{D_0} \le 60$ и $\mathrm{Re} = \frac{w_0 D_0}{\nu} > 500$.

Для арматуры, по конструкции близкой к прямоточной, предлагается принять

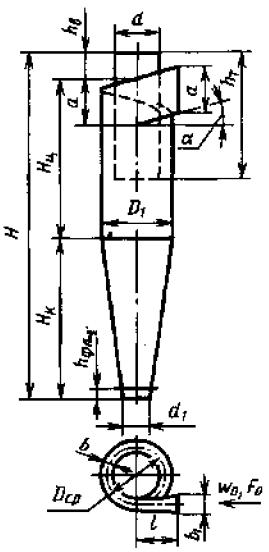
$$\beta = 22{,}2\cdot10^{-5}\left(\frac{l}{D_0}\right)^2 - 26{,}7\cdot10^{-3}\frac{l}{D_0} + 0{,}8. \qquad (1.339)$$

65. По данным тех же авторов, формулы (1.337) – (1.339) с достаточной для практики точностью применимы для учета взаимного влияния и других пар фасонных частей, например, внезапное сужение + запорное устройство; клапан + + колено и т. п.

66. Взаимное влияние ψ для других фасонных частей (тройник + тройник; тройник + арматура; отвод + тройник; тройник + отвод; отвод + отвод; отвод + арматура; арматура + + отвод; арматура + тройник и др.) [106, 144, 146, 241, 341, 342, 632], приведено на диаграммах 1.8.10–39 – 1.8.10–44 в зависимости от основных параметров фасонных частей, относительного расстояния $\frac{l}{D_0}$ между ними и их взаимной ориентации.

1.8.10.2. ДИАГРАММЫ КОЭФФИЦИЕНТОВ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Циклоны НИИОГаза типа ЦН (без раскручивающих устройств); $w_1 \ge 3$ м/с [249, 253, 259, 285, 288, 694]	**Диаграмма 1.8.10–1**



Параметры	Тип циклона			
	ЦН-15	ЦН-15у	ЦН-24	ЦН-11
	$d = 0{,}59D_1$; $d_1 = 0{,}3 \div 0{,}4\ D_1$; $b = 0{,}2\ D_1$; $b_1 = 0{,}26\ D_1$; $l = 0{,}6\ D_1$; $D_{ср} = 0{,}8\ D_1$ (диаметр по средней линии циклона); $h_{фл}$=0,1 D_1			
α °	15	15	24	11
a	0,66 D_1	0,66 D_1	1,11 D_1	0,48 D_1
$h_т$	1,74 D_1	1,50 D_1	2,11 D_1	1,56 D_1
$H_ц$	2,26 D_1	1,51 D_1	2,11 D_1	2,06 D_1
$H_к$	2,0 D_1	1,50 D_1	1,75 D_1	2,0 D_1
h_b	0,3 D_1	0,3 D_1	0,42 D_1	0,3 D_1
H	4,56 D_1	3,31 D_1	4,26 D_1	4,38 D_1
$\zeta_{1с}$ (500)	155	165	75	245
$\zeta_{1п}$ (500)	163	170	80	250

$\zeta_с(500) = \frac{\Delta p}{\rho w_1^2/2}$ – коэффициент сопротивления циклона диаметром $D_1 \ge 500$ мм при работе «в сети» и при незапыленном потоке; $\zeta_{1п}$ (500) – то же при работе циклона с выходом потока в большой объем.

При меньших D_1 и запыленном потоке

$$\zeta_{1с} \equiv \frac{\Delta p_с}{\rho w_0^2/2} = k_1 k_2 \zeta_{1с}\ (500);\quad \zeta_{1п} \equiv \frac{\Delta p_п}{\rho w_0^2/2} = k_1 k_2 \zeta_{1п}\ (500);\quad \zeta_{0с} \equiv \frac{\Delta p_с}{\rho w_0^2/2} = \zeta_{1с}\left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2;$$

$$\zeta_{0п} = \frac{\Delta p_п}{\rho w_0^2/2} = \zeta_{1п}\left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2;\quad w_1 = \frac{Q}{F_1}, \text{ м/с};\quad F_1 = \frac{\pi D_1^2}{4};\quad Q \text{ – расход, м}^3\text{/с}.$$

Таблица 1.1

Переводные коэффициенты единиц измерения давления

Единицы давления	Н/м^2, Па	бар	кГ/м^2	кГ/см^2	мм рт. ст.	мм вод. ст.	м вод. ст.
Н/м^2	1,0	0,00001	0,102	0,0000102	0,00749	0,102	0,000102
бар (10^5 Н/м^2)	100000	1	10200	1,02	749	10200	10,2
кГ/м^2	9,8100	0,0000981	1	0,0001	0,0735	1,0	0,001
кГ/см^2	98100	0,981	10000	1	735,56	10000	10,00
мм рт. ст.	133,5	0,001335	13,6	0,00136	1	13,6	0,0136
м вод. ст.	9,81	0,0000981	1,0	0,0001	0,0735	1	0,001
мм вод. ст.	9810	0,0981	1000	0,100	73,556	1000	1

В зависимости от выбора начала отсчета численное значение давления может быть разным. Различают абсолютное давление ($p_{абс}$), отсчитываемое от абсолютного нуля, за который принимается давление в пустоте. Поскольку в жидкости не может быть растягивающих напряжений, абсолютное давление может быть только положительным. Если величина давления отсчитывается от нуля, за который принято атмосферное давление $p_{атм}$, то такое давление называется **избыточным** $p_{изб}$.

Связь между атмосферным и избыточным давлением выражается соотношением (см. рис. 1.2*а*)

$$p_{абс} = p_{атм} + p_{изб}.$$

Избыточное давление может быть как положительным (рис. 1.2*а*), так и отрицательным (рис. 1.2*б*). Во втором случае оно называется вакуумом, а абсолютное давление определяется в этом случае уравнением (см. рис. 1.2*б*)

$$p_{абс} = p_{атм} - p_{вак}.$$

Давление обладает тремя известными свойствами, которые приводятся здесь без доказательства.

Первое свойство. Давление всегда направлено по внутренней нормали к площадке, на которую оно действует.

Второе свойство. Величина гидростатического давления в точке не зависит от направления (т. е. от ориентации в пространстве площадки, включающей эту точку).

Третье свойство. Давление в точке зависит от ее координат в пространстве, т. е. $p = f(x, y, z)$.

Аналогичные рассуждения можно провести и для касательной силы ΔT. Тогда

$$\tau_A = \lim_{\Delta S \to 0} \frac{\Delta T}{\Delta S} \qquad (1.3)$$

τ_A – местное напряжение трения в точке A.

Согласно гипотезе сплошной среды такие пределы **всегда** существуют, в то время как в дискретной среде может оказаться, что именно в эту точку A не попадает ни одна из молекул. Размерность напряжений трения такая же, как и размерность давления. **Свойство сплошной среды, заключающееся в появлении напряжений трения, называется вязкостью.**

Все реальные жидкости обладают вязкостью. Это свойство проявляется лишь в движущейся жидкости и только тогда, когда имеется относительное движение соседних слоев жидкости. В этом случае между этими слоями возникают силы взаимодействия, препятствующие перемещению одного слоя относительно другого. Иначе, когда соседние слои жидкости движутся с разными скоростями, на поверхности раздела появляются силы, препятствующие сдвигу этих слоев относительно друг друга.

Таким образом, вязкость – это свойство жидкости, проявляющееся в возникновении сил внутреннего трения при относительном перемещении соседних слоев жидкости, т. е. свойство жидкости сопротивляться деформации сдвига. Возникновение этих сил определяется силами межмолекулярного сцепления и хаотическим тепловым движением молекул.

Для выяснения роли движения молекул выделим в движущейся жидкости два соседних слоя, один из которых движется со скоростью v_1, а другой – v_2 (рис. 1.3).

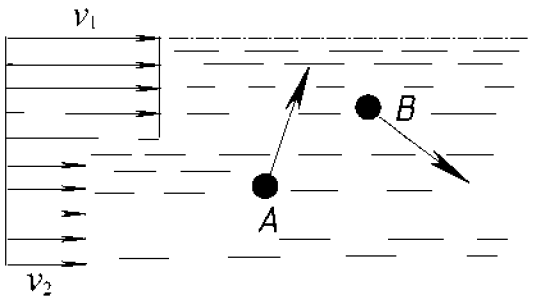


Рис. 1.3. Схема к определению вязкости жидкости

Молекулы жидкости в обоих слоях, помимо направленного движения со скоростью v_1 и v_2, также участвуют и в хаотическом движении со своей собственной скоростью. Поэтому не исключена возможность, что частицы жидкости из одного слоя могут попасть в другой. При этом частицы, подобные A, попадая в верхний слой, будут тормозить его, так как имеют ме́ньшее количество движения в направлении скорости v_1 и будут поглощать часть импульсов от частиц, движущихся с бо́льшей скоростью v_1. Частицы же, подобные B, попадая в нижний слой, будут, наоборот, ускорять его, так как будут передавать часть своего количества движения, определенного бо́льшей скоростью v_1. Отсюда видно, что нижний слой, движущийся с ме́ньшей скоростью v_2, будет тормозить верхний слой, движущийся со скоростью v_1, т. е. между этими слоями появятся силы внутреннего трения, направленные против движения жидкости по отношению к верхнему слою.

Условия, когда в жидкости имеются слои, движущиеся с разными скоростями, возникают всегда при движении жидкости вдоль твердых поверхностей, в трубах, каналах, так как скорость жидкости у самой стенки равна нулю. Ее частицы как бы прилипают к поверхности, сцепляясь с ней (адгезия). Поэтому вблизи твердых стенок скорость жидкости возрастает от нулевого значения до скорости основной массы жидкости по вполне определенному закону (рис. 1.4).

Продолжение

Циклоны НИИОГаза типа ЦН (без раскручивающих устройств); $w_1 \geq 3$ м/с [249, 253, 259, 285, 288, 694]	**Диаграмма 1.8.10–1**

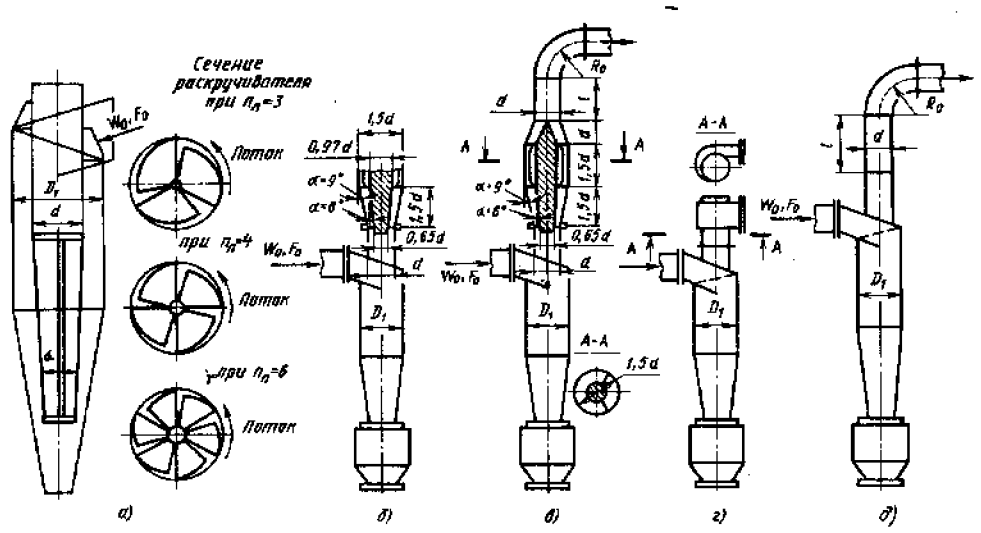
Значения k_1

Тип циклона	D_1, мм				
	150	200	300	450	>500
ЦН-15	0,85	0,90	0,93	1,0	1,0
ЦН-15у	0,85	0,90	0,93	1,0	1,0
ЦН-24	0,85	0,90	0,93	1,0	1,0
ЦН-11	0,94	0,95	0,96	0,99	1,0

Значения k_2

Тип циклона	Запыленность $Z \cdot 10^3$ кг/м^3						
	0	> 10 – 20	> 20 – 40	>40 – 80	> 80 – 120	> 120 – 150	> 150
ЦН-15	1,0	0,93	0,92	0,91	0,90	0,87	0,86
ЦН-25у	1,0	0,93	0,92	0,91	0,89	0,88	0,87
ЦН-24	1,0	0,95	0,93	0,92	0,90	0,87	0,86
ЦН-11	1,0	0,96	0,94	0,92	0,90	0,87	0,86

Циклоны НИИОГаза типа ЦН (с раскручивающими устройствами); $w_1 \geq 3$ м/с [249, 253, 259, 285, 288, 694]	**Диаграмма 1.8.10–2**



Значения ζ_1 при D_1 = 500 мм

Тип циклона	С раскручивателем (схема *а*)		С кольцевым диффузором (схемы *б* и *в*)		С выходной улиткой (схема *г*)	С отводом при δ = 90° $\frac{R_0}{d} = 1,5$ (схема *д*)	
	ζ_{1c} (500)	$\zeta_{1п}$ (500)	ζ_{1c} (500)	$\zeta_{1п}$ (500)	ζ_{1c} (500)	ζ_{1c} (500) $\frac{l}{d} = 0 \div 12$	ζ_{1c} ζ(500} $\frac{l}{d} > 12$
ЦН-15	115	121	132	140	150	155	160
ЦН-15у	148	152	140	148	158	165	170
ЦН-24	61	66	64	70	73	75	80
ЦН-11	–	–	207	215	235	245	250

$$\zeta_{1c} \equiv \frac{\Delta p_c}{\rho w_0^2/2} = k_1 k_2 \zeta_{1c}\ (500)\ ;\ \zeta_{1п} \equiv \frac{\Delta p_п}{\rho w_0^2/2} = k_1 k_2 \zeta_{1п}\ (500)\ ;\ \zeta_{0c} = \frac{\Delta p_c}{\rho w_0^2/2} = \zeta_{1c}\left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2\ ;\ \zeta_{0п} = \frac{\Delta p_п}{\rho w_0^2/2} = \zeta_{1п}\left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2,$$

где k_1 и k_2 см. диаграмму 1.8.10–1; $w_1 = \frac{Q}{F_1}$, м/с; $F_1 = \frac{\pi D_1^2}{4}$, м^2; Q – расход, м^3/с.

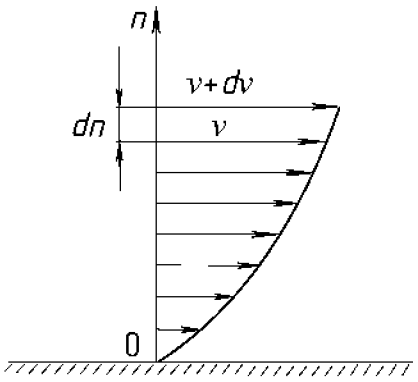


Рис. 1.4. Профиль скорости в потоке вязкой жидкости

Напряжения трения определяются эмпирической формулой Ньютона:

$$\tau = \mu\left(\frac{dv}{dn}\right), \qquad (1.4)$$

определяющей закон вязкого трения: напряжения трения пропорциональны градиенту скорости в относительном движении. Здесь n – нормаль к поверхности, вдоль которой движется жидкость; коэффициент пропорциональности μ называется динамическим коэффициентом вязкости. Он измеряется в пуазах, в $\frac{\text{Н}}{\text{м}^2}\cdot\text{с}$ (Па · с) – (СИ) или $\frac{\text{кГ}}{\text{м}^2}\cdot\text{с}$ – (МКГСС), что следует из (1.4).

В справочных данных часто μ для жидкостей приводят в сантипуазах (сП), составляющих сотую часть пуаза, а для воздуха – в микропуазах (мкП). Соотношение между этими единицами:

$$1\ \text{П} = 10^2\text{сП} = 10^6\ \text{мкП} = 10^{-3}\ \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}\cdot\text{с}\ \ (\text{Па}\cdot\text{с}) = 10^{-4}\frac{\text{кГ}}{\text{м}^2}\cdot\text{с}\ .$$

Вязкость жидкости зависит от рода жидкости и от температуры. Значения μ для воды представлены в таблице 1.2.

Для определения μ воды при различных температурах можно использовать формулу Пуазейля

$$\mu = \frac{\mu_0}{(1+0{,}0337t+0{,}000221t^2)}, \qquad (1.5)$$

где μ_0 – динамический коэффициент вязкости при t = 0 °С, t – температура воды в °С.

Значения μ для других жидкостей см. таблицы 1.3–1.7.

Таблица 1.2

Динамический коэффициент вязкости воды при различной температуре [319]

Температура, °С	μ, сП	Температура, °С	μ, сП
0	1,7865	20	1,0019
5	1,5138	25	0,8909
10	1,3037	30	0,7982
15	1,1369	40	0,6540

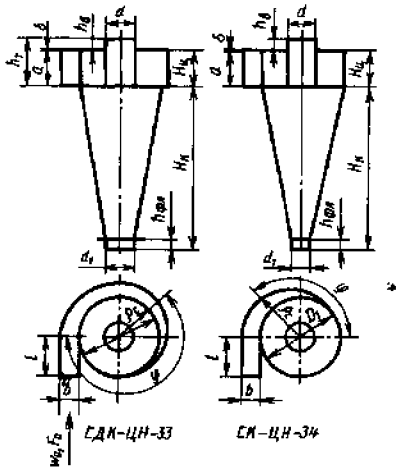
Температура, °С	μ, сП	Температура, °С	μ, сП
50	0,5477	90	0,3155
60	0,4674	100	0,2829
70	0,4048	125	0,220
80	0,3554	150	0,183

Таблица 1.3

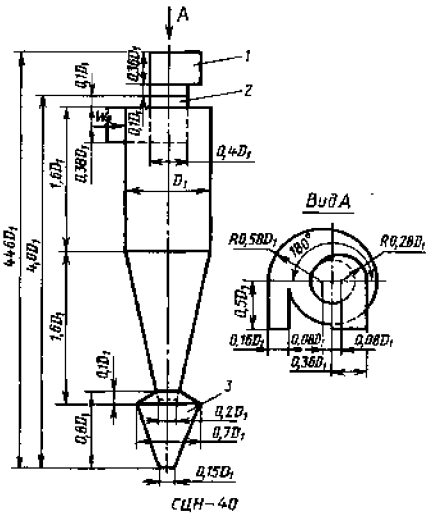
Динамический коэффициент вязкости различных жидкостей μ, сП [319]

Жидкость	0 °С	10 °С	20 °С	30 °С	40 °С	50 °С	60 °С	70 °С	100 °С
Анилин		6,53	4,39	3,18	2,40	1,91	1,56	1,29	0,76
Ацетон	0,397	0,358	0,324	0,295	0,272	0,251			
Бензол		0,757	0,647	0,560	0,491	0,436	0,389	0,350	
Бромбензол	1,556	1,325	1,148	1,007	0,889	0,792	0,718	0,654	0,514
Кислота муравьиная		2,241	1,779	1,456	1,215	1,033	0,889	0,778	0,547
Кислота серная	56	49	27	20	14,5	11,0	8,2	6,2	
Кислота уксусная			1,219	1,037	0,902	0,794	0,703	0,629	0,464
Масло касторовое		2420	986	451	231	125	74	43	16,9
Масло прованское		138	84	52	36	24,5	17	12,4	
н – Октан	0,710	0,618	0,545	0,485	0,436	0,394	0,358	0,326	0,255
н – Пентан	0,278	0,254	0,234	0,215	0,198	0,184	0,172	0,161	0,130
Ртуть	1,681	1,661	1,552	1,499	1,450	4,407	1,367	1,327	1,232
Сероуглерод	0,436	0,404	0,375	0,351	0,329				
Спирт метиловый	0,814	0,688	0,594	0,518	0,456	0,402	0,356		
Спирт этиловый	1,767	1,447	1,197	1,000	0,830	0,700	0,594	0,502	
Толуол	0,771	0,668	0,585	0,519	0,464	0,418	0,379	0,345	0,268
Углекислота (жидкая)	0,099	0,085	0,071	0,053					
Углерод четыреххлористый	1,348	1,135	0,972	0,845	0,744	0,660	0,591	0,533	0,400
Хлороформ	0,704	0,631	0,569	0,518	0,473	0,434	0,399		
Этилацетат	0,581	0,510	0,454	0,406	0,366	0,332	0,304	0,278	

Циклоны НИИОГаза типа СДК-ЦН-33, СК-ЦН-34, СЦН-40; [249, 253, 256, 259, 285, 288, 694]	Диаграмма 1.8.10–3



Обозначения	Тип циклона	
	СДК-ЦН-33	СК-ЦН-34
$H_ц$	0,535 D_1	0,515 D_1
$H_к$	3,0 D_1	2,11 D_1
d	0,334 D_1	0,340 D_1
d_1	0,334 D_1	0,229 D_1
b	0,264 D_1	0,214 D_1
$h_в$	(0,2–0,3) D_1	0,515 D_1
$h_{фл}$	0,1 D_1	0,1 D_1
a	0,535 D_1	(0,2–0,3) D_1
l	0,6 D_1	0,6 D_1
$h_т$	$a + h_в + δ$	$a + h_в + δ$
$ρ_c$	$D_1/2 + bφ/(2π)$	$D_1/2 + bφ/π$
$ζ_{1c}$(500)	520	1050
	500 (с улиткой)	–
	560 (с отводом)	–
$ζ_{1п}$(500)	600	1150



Циклон СЦН-40:

$D_1 = 300 \div 1000$ мм; *1* – улитка; *2* – выхлопная труба; *3* – бункер

$$ζ_{0c} = \frac{Δp}{ρw_0^2/2} = 6,9\ ;\ ζ_{1c} = \frac{Δp}{ρw_1^2/2} = 1150\ ;\ ζ_{1c} ≡ \frac{Δp_c}{ρw_1^2/2} = k_2 ζ_{1c}\ (500)\ ;$$

$$ζ_{1п} ≡ \frac{Δp_п}{ρw_1^2/2} = k_2 ζ_{1п}\ (500)\ ;$$

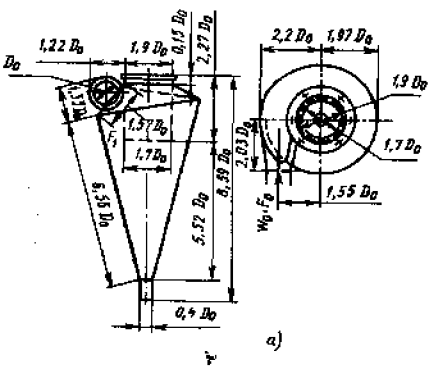
$$ζ_{0c} = \frac{Δp_c}{ρw_0^2/2} = ζ_{1c}\left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2\ ;\ ζ_{0п} = \frac{Δp_п}{ρw_0^2/2} = ζ_{1п}\left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2\ ;$$

$w_1 = \frac{Q}{F_1}$, м/с; $F_1 = \frac{πD_1^2}{4}$, м^2; Q – расход, м^3/с.

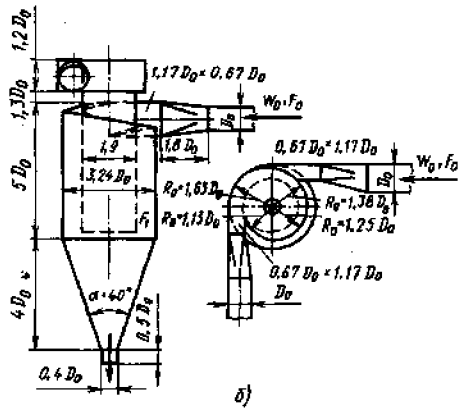
Значения k_2 при запыленности Z·10^3 кг/м^3

Тип циклона	0	> 10 – 20	> 20 – 40	> 40 – 80	> 80 – 120	> 120 – 150	> 150
СДК-ЦН-33	1,0	0,81	0,79	0,78	0,77	0,76	0,75
СК-ЦН-34	1,0	0,98	0,95	0,93	0,92	0,91	0,90
СЦН-40	1,0	0,98	0,96	0,94	–	–	–

Циклоны противоточные различных типов [124, 224, 359, 360, 500, 501]	Диаграмма 1.8.10–4



СИОТ (конический)



ЛИОТ (укороченный с раскручивающей улиткой)

Продолжение таблицы 1.3

Жидкость	0 °C	10 °C	20 °C	30 °C	40 °C	50 °C	60 °C	70 °C	100 °C
Этилформиат	0,508	0,453	0,408	0,368	0,335	0,307	–	–	
Эфир этиловый	0,294	0,267	0,242	0,219	0,199	0,183	0,168	0,154	0,119

Таблица 1.4

Относительный динамический коэффициент вязкости нормальных водных растворов[1] [319]

Вещество	Температура, °C	Относительная вязкость 1 н. водных растворов [320]
Аммиак	25	1,02
Аммоний хлористый	17,6	0,98
Калий йодистый	17,6	0,91
Калий хлористый	17,6	0,98
Кальций хлористый	20	1,31
Кислота серная	25	1,09
Кислота соляная	15	1,07
Натр едкий	25	1,24

Таблица 1.5

Динамический коэффициент вязкости водных растворов глицерина [319]

Относительный удельный вес γ_{25}^{25}	Массовый процент глицерина	μ, сП		
		20 °C	25 °C	30 °C
1,26201	100	1495,0	942,0	622,0
1,25945	99	1194,0	772,0	509,0
1,25685	98	971,0	627,0	423,0
1,25425	97	802,0	521,5	353,0
1,25165	96	659,0	434,0	295,8
1,24910	95	543,5	365,0	248,0
1,20925	80	61,8	45,72	34,81
1,12720	50	6,032	5,024	4,233
1,06115	25	2,089	1,805	1,586
1,02370	10	1,307	1,149	1,021

Таблица 1.6

Относительный коэффициент вязкости воды при высоких давлениях (по отношению к вязкости воды при 0 °C и при давлении $1\frac{\text{кГ}}{\text{см}^2}$) [319]

Давление, кгс/см^2	0 °C	10,3 °C	30 °C	75 °C
1	1,000	0,779	0,488	0,222
1000	0,921	0,743	0,514	0,239
2000	0,957	0,754	0,550	0,258
4000	1,11	0 ,842	0,658	0,302
6000	1,35	0,981	0,786	0,367
8000		1,15	0,923	0,445
10000			1,06	

[1] Нормальным называется раствор, содержащий в 1 литре 1 грамм-эквивалент растворенного вещества. Коэффициенты вязкости растворов отнесены к коэффициентам вязкости воды при той же температуре.

Таблица 1.7

Относительный коэффициент вязкости различных жидкостей при высоких давлениях (отнесен к μ при температуре 30 °C и давлении 1 кГ/см^2) [319]

Жидкость	Температура, °C	Давление, кгс/см^2			
		1000	4000	8000	12000
Ацетон	30	1,68	4,03	9,70	
	75	1,30	2,79	5,78	10,7
н-Пентан	30	2,07	7,03	22,9	70,2
	75	1,46	4,74	13,2	31,1
Сероуглерод	30	1,45	3,23	6,92	15,5
	75	1,12	2,35	4,69	8,83
Спирт метиловый	30	1,47	2,96	5,62	9,95
	75	0,857	1,61	2,80	4,52
Спирт этиловый	30	1,59	4,14	10,5	24,5
	75	0,747	1,95	4,30	8,28
Эфир этиловый	30	2,11	6,20	18,2	46,8
	75	1,41	3,99	9,69	20,5

В общем случае (см. рис. 1.4)

$$\tau = \mu\left(\frac{dv}{dn}\right)^m. \qquad (1.6)$$

Если $m = 1$, то жидкости называются ньютоновскими, в противном случае – неньютоновскими.

Давление и напряжение трения относятся к поверхностным силам. Их величина пропорциональна площади поверхности.

В молекулярно-кинетической теории газов показано, что коэффициент вязкости не должен зависеть от давления и изменяться пропорционально квадратному корню из абсолютной температуры. Первый вывод оказывается в общем правильным. Исключением являются очень низкие и очень высокие давления. Второй вывод требует некоторых поправок. В приближенных теоретических исследованиях для воздуха и других газов используют степенные формулы вида

$$\mu = \mu_0\left(\frac{T}{T_0}\right)^n, \qquad (1.7)$$

где μ_0 – значение динамического коэффициента вязкости при некоторой температуре T_0;

n – показатель степени, имеющий в зависимости от сорта газа и диапазона температур значения 0,5÷1. Для воздуха показатель n берут обычно равным 0,76. Более точной является формула Сезерленда

$$\mu = \mu_0\left(\frac{T_0 + C}{T + C}\right)\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{3}{2}}. \qquad (1.8)$$

Продолжение

Циклоны противоточные различных типов [124, 224, 359, 360, 500, 501]	**Диаграмма 1.8.10–4**

Тип циклона	Коэффициенты сопротивления	
	$\zeta_0 \equiv \dfrac{\Delta p}{\rho w_0^2/2}$	$\zeta_1 \equiv \dfrac{\Delta p}{\rho w_1^2/2}$
СИОТ (конический):		
с улиткой	4,2	–
без улитки	6,0	–
ЛИОТ (укороченный):		
с улиткой	3,7	411
без улитки	4,2	460
«Клайпеда» Гипродревпрома	5,0	–
Ц Гипродревпрома	5,4	–
УЦ-38 (D_0 = 0,6 м):		
без улитки	11,9	1730
с улиткой	10,7	1560
УЦ-38 (D_0 = 0,7 м):		
без улитки	12,5	1990
с улиткой	11,7	1800
4Б-ЦШ (D_0 = 0,3 м):		
без улитки	3,7	190
с улиткой	3,9	200
СЦК-ЦН-38 (D_0 = 0,45 м):		
без улитки	11,0	1640
с улиткой	12,8	1920
ВЦНИИОТ (D_0 = 0,37 м):		
без улитки	9,3	–
с улиткой	10,4	–
Т-4/630 (D_0 = 0,63 м):		
без улитки	10,1	–

Циклоны НИИОГаза (групповые) [259, 694]	**Диаграмма 1.8.10–5**

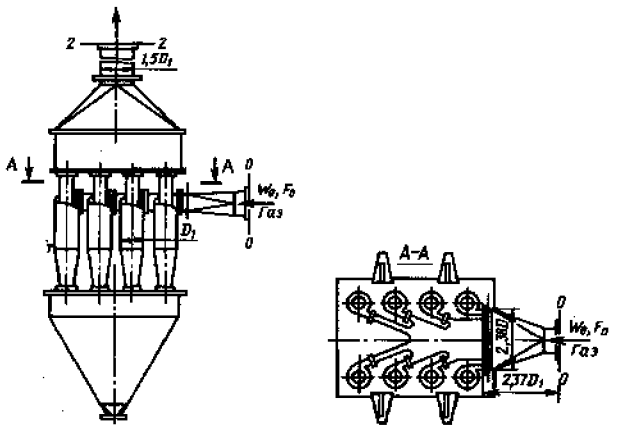
Компоновка циклонов и схема	Коэффициент сопротивления циклона на участке *0 – 0 – 2 – 2* $\zeta_{1гр} \equiv \dfrac{\Delta p_{гр}}{\rho w_1^2/2}$
Прямоугольная; подвод потока организованный; циклонные элементы расположены в одной плоскости; газ отводится из общей камеры чистого газа 	$\zeta_{1гр} = k_1 k_2 \zeta_{1с}\ (500) + 35$

Таблица 1.8

Динамический коэффициент вязкости различных газов и паров при различных температурах [319]

Газ или пар	0 °С	20 °С	50 °С	100 °С	150 °С	200 °С	250 °С	300 °С	Постоянная Сезерленда *C*
Азот	166	174	188	208	229	246	263	280	104
Аргон	212	222	242	271	296	321	344	367	142
Бензол	70	75	81	94	108	120			
Водород	84	88	93	103	113	121	130	139	72
Воздух	171	181	195	218	239	258	277	295	117
Гелий	186	194	208	229	250	270	290	307	
Закись азота	137	146	160	183	204	225	246	265	260
Кислород	192	200	218	244	268	290	310	330	125
Метан	103	109	119	135	148	161	174	186	164
Неон	298	310	329	365	396	425	453		56
Пары воды				128	147	166	184	201	650
Сернистый газ	117	126	140	163	186	207	227	246	306
Спирт этиловый				109	120	136	152		
Углекислота	138	146	163	186	207	229	249	267	240
Углерода оксид	166	177	189	210	229	246	264	279	102
Хлор	123	132	145	169	189	210	230	250	350
Хлороформ	94	102	112	129	146	160			
Этилен	97	103	112	128	141	154	166	179	226

В этой формуле C – постоянная Сезерленда, имеющая различные значения для разных газов. Для воздуха $C = 117$. Значения μ и C для различных газов и паров некоторых жидкостей приведены в таблице 1.8. В таблице 1.9 для некоторых газов приводятся значения μ в зависимости от температуры при высоких давлениях. В этих таблицах значения μ приведены в мкП (микропуазах)

$$1 \text{ мкП} = 10^{-6}\text{П} = 10^{-9}\ \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}\cdot\text{с} = 10^{-10}\frac{\text{кГ}}{\text{м}^2}\cdot\text{с}.$$

Таблица 1.9

Динамический коэффициент вязкости некоторых газов при высоких давлениях (мкП) [319]

Газ	Температура, °С	Давление в атмосферах				
		50	100	300	600	900
Азот	25	187	199	266	387	495
Азот	50	197	208	267	370	470
Азот	75	207	217	268	361	442
Углекислота	40	181	483			
Этилен	40	134	288			

Кроме динамического коэффициента вязкости μ, в гидравлике и аэромеханике часто применяется кинематический коэффициент вязкости ν, связанный с μ соотношением

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}\ [\text{м}^2/\text{с}] \text{ или } [\text{см}^2/\text{с}], \qquad (1.9)$$

где ρ – плотность жидкости или газа. Единицей измерения кинематического коэффициента вязкости является стокс [$см^2/с$] или в системе СИ – [$м^2/с$]. Для смазочных масел и жидкостей, применяемых в машинах и гидросистемах, предложена формула, связывающая коэффициент кинематической вязкости и температуру жидкости:

$$\nu_t = \nu_{50}\left(\frac{50}{t}\right)^n, \qquad (1.10)$$

где ν_t – коэффициент кинематической вязкости при температуре t °С; ν_{50} – коэффициент кинематической вязкости при температуре 50 °С; t – температура, при которой требуется определить вязкость, °С; n – показатель степени, зависящий от рода жидкости, изменяющийся в пределах от 1,3 до 3,5 и более в зависимости от значения ν_{50}. С достаточной точностью n может определяться выражением $n = \lg\nu_{50} + 2{,}7$. Значения n в зависимости от исходной вязкости ν при 50 °С приведены в таблице 1.10. Значения кинематических и динамических коэффициентов вязкости некоторых жидкостей даны в таблицах 1.11–1.15.

Таблица 1.10

Значения показателя степени *n* в формуле (1.10) [576]

$\nu_{50} \cdot 10^6$, $м^2/с$	n	$\nu_{50} \cdot 10^6$, $м^2/с$	n
2,8	1,39	37,3	2,24
6,25	1,59	45,1	2,32
9,0	1,72	52,9	2,42
11,8	1,79	60,6	2,49
21,2	1,99	68,4	2,52
29,3	2,13	80,0	2,56

Продолжение

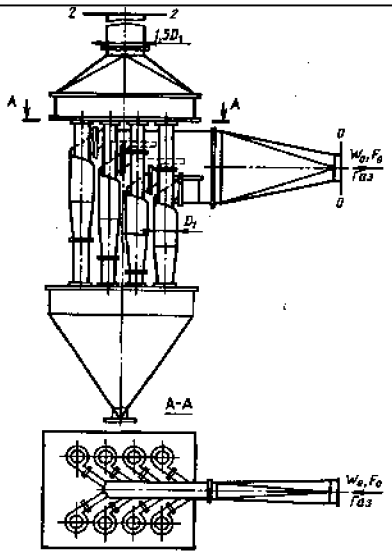
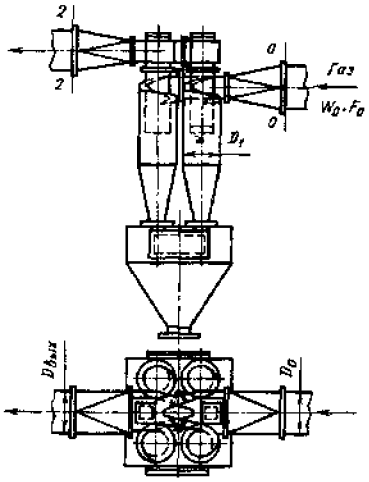
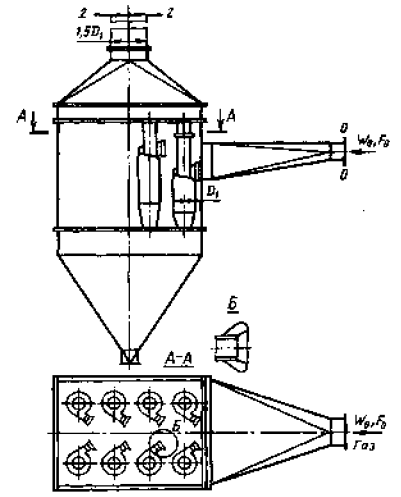
Циклоны НИИОГАза (групповые) [261, 687]	**Диаграмма 1.8.10–5**
Компоновка циклонов и схема	Коэффициент сопротивления циклона на участке *0 – 0 – 2 – 2* $\zeta_{1гр} \equiv \dfrac{\Delta p_{гр}}{\rho w_1^2 / 2}$
Ступенчатая; условия подвода и отвода потока те же, что и в п. 1 	$\zeta_{1гр} = k_1 k_2 \zeta_{1c}\ (500) + 35$
Прямоугольная; условия подвода потока те же, что в п. 1; газ из циклонных элементов отводится через улитку 	$\zeta_{1гр} = k_1 k_2 \zeta_{1c}\ (500) + 28$
Прямоугольная; поток подводится в общую камеру 	$\zeta_{1гр} = k_1 k_2 \zeta_{1c}\ (500) + 60$

Таблица 1.11

Кинематический коэффициент вязкости некоторых жидкостей [576]

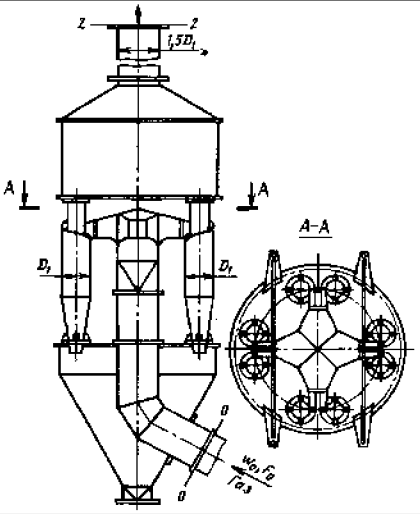
Жидкость	t, °С	$\nu \cdot 10^4$, м^2/с	Жидкость	t, °С	$\nu \cdot 10^4$, м^2/с
Анилин	20	0,0430	Масло И-100А	50	0,90–1,18
Бензин	18	0,0065	Масло касторовое	20	10,02
Бензол	20	0,0007	Масло турбинное (ГОСТ 32–74; 9972–74): ТП-30	50	0,28–0,32
Глицерин:			Масло ТП-46	50	0,44–0,48
50%-ный водный раствор	20	0,0598	Масло цилиндровое:		
86%-ный водный раствор	20	1,0590	11 (ГОСТ 380 185–75)	100	0,09–0,13
Безводный	20	8,7000	24 (ГОСТ 380 185–75)	100	0,20–0,28
Дизельные топлива (ГОСТ 305–82)	20	0,018–0,060	38 (ГОСТ 6411–76)	100	0,32–0,50
Керосин	18	0,025	52 (ГОСТ 6411–76)	100	0,50–0,70
Мазут топочный (ГОСТ 10 585–75)	80	0,438–1,18	Молоко цельное	20	0,0174
Масло авиационное МС, МК (ГОСТ 21743–76)	100	0,14–0,22	Нефть легкая	18	0,250
Масло веретенное АУ (ГОСТ 1642–75)	20	0,49	Нефть тяжелая	18	1,400
Масло индустриальное (ГОСТ 20799–75): И-5А	50	0,04–0,05	Патока	18	600
Масло И-8А	50	0,06–0,08	Ртуть	15	0,0011
Масло И-12А	50	0,10–0,14	Сероуглерод	20	0,0029
Масло И-25А	50	0,24–0,27	Скипидар	16	0,0183
Масло И-30А	50	0,28–0,33	Спирт этиловый безводный	20	0,0151
Масло И-40А	50	0,35–0,45	Хлористый натрий (раствор с 26% NaCl)	20	0,0153
Масло И-70А	50	0,65–0,75	Эфир	20	0,0039

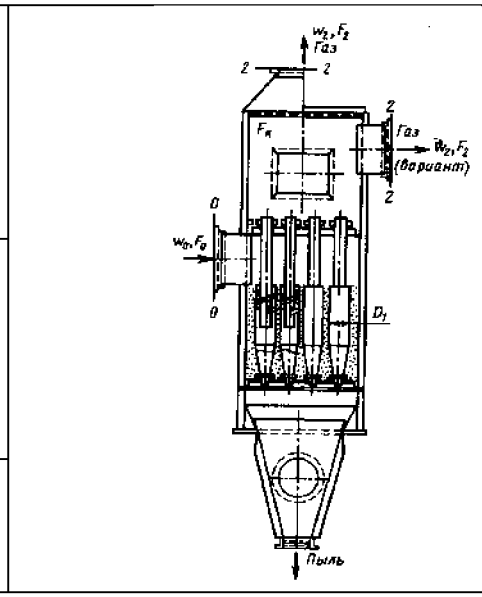
Таблица 1.12

Кинематический коэффициент вязкости некоторых масел при разных температурах [576]

Масло	Кинематический коэффициент вязкости $\nu \cdot 10^4$, м^2/с, при температуре t, °С					
	100	50	10	0	–5	–10
Авиационное (ГОСТ 21743–76):						
ИС-20С	0,21	1,52	30,8	81,6	143,5	258,5
МС-20	0,21	1,51	29,6	85,4	153,6	323,0
МК-22	0,22	1,76	38,8	85,5	294,5	1095
Автотракторное А К-15	0,50	1,24	40,8	155,2	450,0	1047
Веретенное АУ (ГОСТ 1642–75)	0,036	0,13	0,90	1,80	2,80	4,40
Для гидравлических систем АМГ-10 (ГОСТ 6794–75)	0,047	0,11	0,30	0,44	0,54	0,67
Индустриальное (ГОСТ 20799–75):						
И-20	0,048	0,18	1,13	2,75	4,20	6,40
И-45	0,081	0,42	5,01	11,90	19,5	59,9
И-50 (машинное СУ)	0,085	0,50	8,33	22,9	41,7	83,8

Продолжение

Циклоны НИИОГаза (групповые) [259, 694]	**Диаграмма 1.8.10–5**
Круговая; газ подводится снизу 	$\zeta_{1гр} = k_1 k_2 \zeta_{1с}\,(500) + 60$
$\zeta_{1с}(500)$ см. диаграммы 1.8.10–1–1.8.10–3; k_1, k_2 см. диаграмму 1.8.10–1 и соответственно диаграмму 1.8.10–2; $w_1 = \dfrac{Q}{m_ц F_1}$, м/с; $F_1 = \dfrac{\pi D_1^2}{4}$, м^2; $m_ц$ – число элементов в группе; Q – суммарный расход, м^3/с;	

Циклон (батарейный) типа БЦ [58]	**Диаграмма 1.8.10–6**
Компоновка циклонов и схема	Коэффициент сопротивления циклона на участке $0 – 0 – 2 – 2$ $\zeta_1 \equiv \dfrac{\Delta p_{тр}}{\rho w_1^2 / 2}$
С винтом 	$\zeta_1 = 85$
С розеткой: $\alpha = 25°$	$\zeta_1 = 90$
$\alpha = 30°$	$\zeta_1 = 65$; $w_1 = \dfrac{Q}{F_1}$
Общий коэффициент сопротивления батарейного циклона на участке $0 – 0 – 2 – 2$ $\zeta_{1б} = \zeta_1 + \zeta_{1вых}\left(\dfrac{F_1}{F_2}\right)^2 = \zeta_1 + \zeta'\left(1 - \dfrac{F_2}{F_к}\right)\left(\dfrac{F_1}{F_2}\right)^2$; ζ' определяется, как ζ_1, по диаграмме 1.8.1–7; $w_1 = \dfrac{Q}{m_ц F_1}$, м/с; $F_1 = \dfrac{\pi D_1^2}{4}$, м^2; $F_к$ – площадь корпуса аппарата; Q – суммарный расход, м^3/с; $m_ц$ – число элементов в батарее.	

Продолжение таблицы 1.12

Масло	Кинематический коэффициент вязкости $\nu \cdot 10^4$, м^2/с, при температуре t, °С					
	100	50	10	0	–5	–10
Трансформаторное с присадкой ионол	0,03	0,09	0,50	0,89	1,24	1,77
Турбинное (ГОСТ 32–74; 9972–74):						
ТП-22	0,06	0,22	2,13	4,76	7,73	9,10
ТП-22 (из сернистых нефтей)	0,05	0,21	1,72	3,75	5,68	25,3
ТП-30 УТ	0,06	0,42	3,59	8,63	14,4	33,1

Таблица 1.13

Кинематический коэффициент вязкости некоторых сплавов [576]

Сплав	t, °С	$\nu \cdot 10^4$, м^2/с
Сталь жидкая (0,3% С)	1550	0,0037
Fe-C (при 3,4% С)	1300	0,0129
Чугун (3% С, 2% Si, 0,33% Mn, 0,2% P, 0,025% S)	1300	0,0109

Таблица 1.14

Кинематический коэффициент вязкости пресной воды [576]

t, °С	$\nu \cdot 10^4$, м^2/с	t, °С	$\nu \cdot 10^4$, м^2/с	t, °С	$\nu \cdot 10^4$, м^2/с	t, °С	$\nu \cdot 10^4$, м^2/с
0	0,0179	7	0,0143	25	0,0090	60	0,0048
1	0,0173	10	0,0131	30	0,0080	70	0,0042
2	0,0167	12	0,0124	35	0,0072	80	0,0037
3	0,0162	15	0,0114	40	0,0065	90	0,0033
4	0,0157	17	0,0109	45	0,0060	100	0,0029
5	0,0152	20	0,0101	50	0,0055		

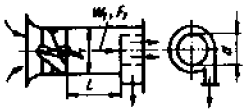
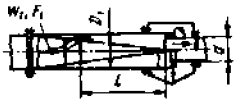
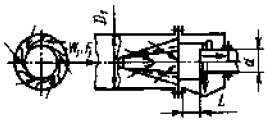
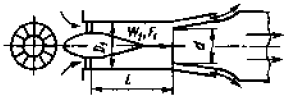
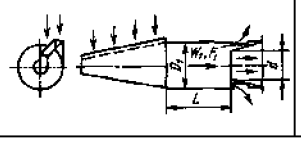
Таблица 1.15

Динамический коэффициент вязкости некоторых масел при различных давлениях [576]

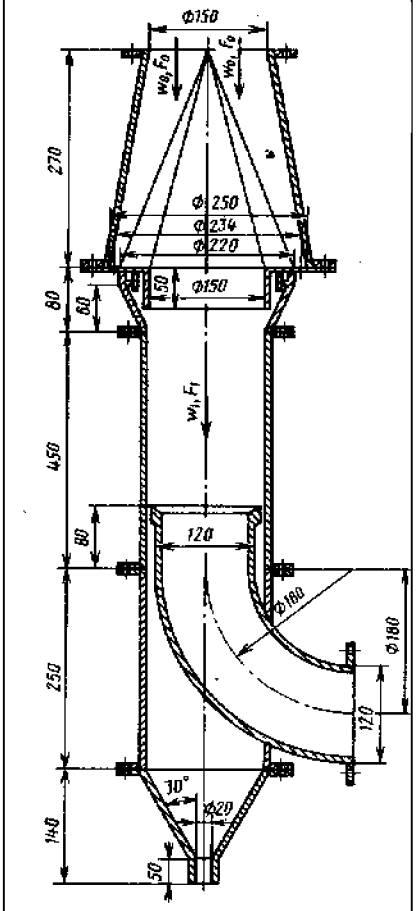
Масло	t, °С	Динамический коэффициент вязкости $\mu \cdot 10$, Па·с, при давлении, МПа					
		0,1	10	20	30	40	50
Автол	37	1,440	1,940	2,450	3,060	3,672	4,896
Машинное	22	2,880	3,416	4,176	5,184	6,822	8,640
Трансформаторное	22	0,346	0,374	0,418	0,489	0,562	0,650

Динамический и кинематический коэффициенты вязкости некоторых газов приводятся в таблице 1.15*а* и 1.16 соответственно.

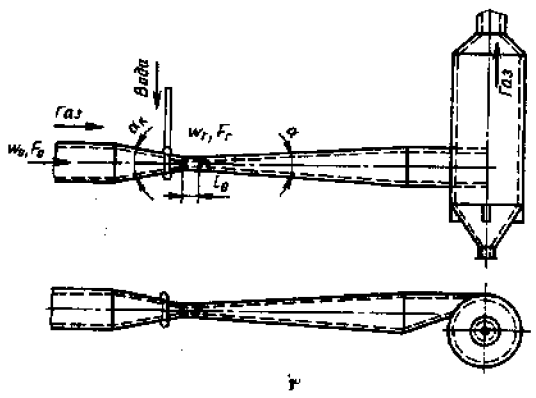
Циклоны прямоточные [52, 224, 277, 307, 326]	**Диаграмма 1.8.10–7**

Характеристика и схема	Основные размеры			Оптимальная средняя скорость потока в корпусе циклона w_1, м/с	Фракционный коэффициент очистки $\eta_{фр}$ % при $\overline{q}$ =15% и скорости витания частиц $w_в$, м/с					Коэффициент сопротивления $\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_1^2/2}$ при степени отсоса $\overline{q}$, %			
	D_1, мм	$\overline{L}=\frac{L}{D_1}$	$\overline{d}=\frac{d}{D_1}$		0–0,001	0,001–0,008	0,008–0,012	0,012–0,100	> 0,100	0	5	10	15
Четырехлопастной закручиватель с улиточным выходом пыли (типа НИИОГаза) 	100	2,5	0,6–0,7	11–13	–	–	–	–	–	–	–	–	9,5
Четырехлопастной закручиватель с пылеотбивной шайбой	350	1,0	0,7	8,0	–	–	–	–	–	–	–	–	6 – 7
Радиальный закручиватель с пылеотбивной шайбой 	150	4,7	0,8	16,4	45	82	93,5	98	100	10,5	8,1	7,1	7,0
Шестиулиточный конический вход с пылеотбивной шайбой (конструкция Бутакова – Барахтенко) 	150	0,73	0,8	16–18	57	86	95	98,5	100	1,7	1,6	1,55	1,5
Двенадцатилопастной закручиватель с выходом пыли через кольцевой диффузор 	50	5,0	0,8	11,8	13	82	98	100	100	–	–	–	1,5
Тангенциальный конический вход (типа Амерклон) 	100	1,3	0,65	20–24	–	–	–	–	–	–	–	–	5,9

Циклоны (прямоточные) с водяной пленкой [52, 326]	**Диаграмма 1.8.10–8**

Тип циклона	Схема	Оптимальная средняя скорость потока в корпусе циклона w_1, м/с	Расход воды m_0, л/м^3	Коэффициент сопротивления $\zeta \equiv \dfrac{\Delta p}{\rho w_1^2/2}$
Бутакова – Барахтенко		20 – 22	0,10	1,8
ЦКТИ		4,0	0,15	13,0
«Центргипрошахта»		6,0 – 7,0	0,12	22,0

Турбулентный промыватель (труба Вентури) [89, 209, 210]	**Диаграмма 1.8.10–9**



Одиночная труба Вентури

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho_г w_г^2/2} = \zeta_г + \zeta_ж \frac{\rho_ж}{\rho_г} m_1,$$

где $\zeta_г = 0{,}165 + 0{,}034\dfrac{l_0}{D_г} - \left[0{,}06 + 0{,}028\left(\dfrac{l_0}{D_г}\right)\right]\cdot 3\cdot 10^{-3} w_г$;

формула верна при $w_г \le 150$ м/с и $0{,}15 \le \dfrac{l_0}{D_г} \le 10$, где $D_г = \dfrac{4F_0}{\Pi_0}$;

при $w_г \le 60$ м/с $\zeta_ж = 3{,}5\left(\dfrac{l_0}{D_г}\right)^{-0{,}266} \zeta_г m_1^{B_1}$;

при $w_г > 60$ м/с $\zeta_ж = 1{,}68\left(\dfrac{l_0}{D_г}\right)^{0{,}29} \zeta_г m_1^{B_2}$;

Таблица 1.15а

Динамический коэффициент вязкости газов $\mu \cdot 10^6$ (в Па·с) при давлении 101,325 кПа в зависимости от температуры и постоянная С в формуле Сезерленда [272]

Наименование газа	Формула	Температура, °С													*C*	Диапазон температур, °С
		–20	0	20	40	60	80	100	150	200	300	400	600	800		
Азот	N_2	15,75	16,60	17,48	18,35	19,25	20,00	20,82	22,90	24,60	28,10	31,10	36,60	41,30	104	25–280
Аммиак	NH_3	8,60	9,30	10,05	10,78	11,45	12,15	12,80	14,60	–	–	–	–	–	503	20–300
Аргон	Ar	–	21,20	22,20	–	–	–	27,10	–	32,10	36,70	41,00	48,70	55,40	142	20–827
Ацетилен	C_2H_2	9,02	9,60	10,21	10,82	11,45	12,02	12,60	–	–	–	–	–	–	215	–
Бутан	C_4C_{10}	–	6,90	7,40	–	–	–	9,50	–	–	–	–	–	–	358	–
Водород	H_2	8,04	8,40	8,80	9,18	9,59	9,96	10,30	11,30	12,10	13,90	15,40	18,30	21,00	71	20–100
Водяной пар	H_2O	8,20	8,93	9,67	10,40	11,13	11,87	12,60	–	16,04	20,00	23,90	31,45	38,65	961	20–406
Воздух	–	16,20	17,12	18,09	19,04	19,98	20,89	21,90	–	26,02	29,72	33,01	39,06	44,30	111	16–825
Гелий	He	17,50	18,60	19,55	20,40	21,35	22,05	22,90	–	27,00	30,70	34,20	40,70	46,50	0	21–100
Диоксид серы	SO_2	–	11,60	12,60	–	–	–	16,30	–	20,70	24,60	–	–	–	306	300–825
Гемиоксид азота	N_2O	–	13,70	14,60	–	–	–	18,30	–	22,50	26,50	–	–	–	260	25–280
Кислород	O_2	18,15	19,20	20,25	21,30	22,35	23,40	24,40	–	29,00	33,10	36,90	43,50	49,30	125	20–280
Криптон	Kr	–	23,30	24,60	–	–	–	30,60	–	–	–	–	–	–	188	–
Ксенон	Xe	–	21,10	22,60	–	–	–	28,70	–	–	–	–	–	–	252	–
Метан	CH_4	9,55	10,20	10,80	11,50	12,14	12,70	13,30	14,70	16,10	18,60	–	–	–	164	20–250
Оксид азота	NO	–	17,90	18,80	–	–	–	22,70	–	26,80	–	–	–	–	128	20–250
Оксид углерода	CO	15,95	16,80	17,68	18,55	19,15	20,24	21,02	22,90	24,70	27,90	–	–	–	100	до 130
н-Пентан	C_5H_{12}	–	6,20	–	–	–	–	–	10,00	10,30	–	–	–	–	383	–
Пропан	C_3H_8	7,00	7,50	8,00	8,54	9,05	9,58	10,01	11,30	12,50	14,40	–	–	–	278	20–250
Пропилен	C_3H_6	–	7,80	8,35	–	–	–	10,70	14,10	–	–	–	–	–	487	–
Сероводород	H_2S	–	11,60	12,40	–	–	–	15,90	–	–	–	–	–	–	331	–
Диоксид углерода	CO_2	12,80	13,80	14,70	15,70	16,70	17,55	18,45	–	22,60	26,40	29,90	36,20	41,35	254	–
Хлор	Cl_2	11,45	12,30	13,20	14,10	15,00	15,90	16,80	18,90	21,00	25,00	–	–	–	350	100–250
Хлористый метил	CH_3Cl	–	9,80	10,60	–	–	–	13,60	–	17,50	–	–	–	–	454	–
Хлористый этил	C_2H_5Cl	–	9,40	10,50	–	–	–	–	14,30	–	–	–	–	–	411	–
Цианистый водород	HCN	–	–	7,40	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	901	–
Этан	C_2H_6	–	8,60	9,20	–	–	–	11,50	12,80	14,20	–	–	–	–	252	20–250
Этилен	C_2H_4	8,85	9,45	10,10	10,70	11,20	11,85	12,40	14,00	15,40	–	–	–	–	225	20–250

Продолжение

Турбулентный промыватель (труба Вентури) [89, 209, 210]	**Диаграмма 1.8.10–9**

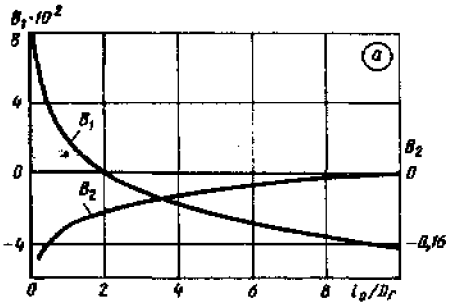
формулы для $\zeta_{ж}$ верны при $0{,}15 \le \frac{l_0}{D_г} \le 12$; $B_1 = 1 - 0{,}98\left(\frac{l_0}{D_г}\right)^{0{,}026}$ и $B_1 = 1 - 1{,}12\left(\frac{l_0}{D_г}\right)^{-0{,}045}$ см. кривые графика *а*;

$\left(\frac{l_0}{D_г}\right)^{-0{,}266}$ и $\left(\frac{l_0}{D_г}\right)^{0{,}29}$ см. кривые графика *б*.

Батарея труб Вентури

$\zeta_г$ см. выше; $\zeta_{ж} = 0{,}215\zeta_г m_1^{-0{,}54}$,
где $m_1^{-0{,}54}$ см. кривую графика *в*.

$\frac{l_0}{D_г}$	0,15	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,8	1,0	1,5
$B_1 \cdot 10^2$	6,7	6,0	5,0	4,3	3,8	3,3	2,6	2,0	1,0
B_2	– 0,22	– 0,21	– 0,18	– 0,17	– 0,16	– 0,15	– 0,13	– 0,12	– 0,10
$\left(\frac{l_0}{D_г}\right)^{-0{,}266}$	1,66	1,53	1,38	1,28	1,20	1,15	1,06	1,00	0,90
$\left(\frac{l_0}{D_г}\right)^{0{,}29}$	0,58	0,63	0,70	0,77	0,82	0,86	0,94	1,00	1,12
$\frac{l_0}{D_г}$	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0	9,0	10
$B_1 \cdot 10^2$	0,2	– 0,8	– 1,6	– 2,2	– 2,7	– 3,1	– 3,4	– 3,8	– 4,0
B_2	– 0,09	– 0,07	– 0,05	– 0,04	– 0,03	– 0,03	– 0,02	– 0,02	– 0,01
$\left(\frac{l_0}{D_г}\right)^{-0{,}266}$	0,83	0,75	0,69	0,65	0,62	0,60	0,58	0,56	0,54
$\left(\frac{l_0}{D_г}\right)^{0{,}29}$	1,22	1,38	1,48	1,58	1,68	1,76	1,83	1,90	1,95



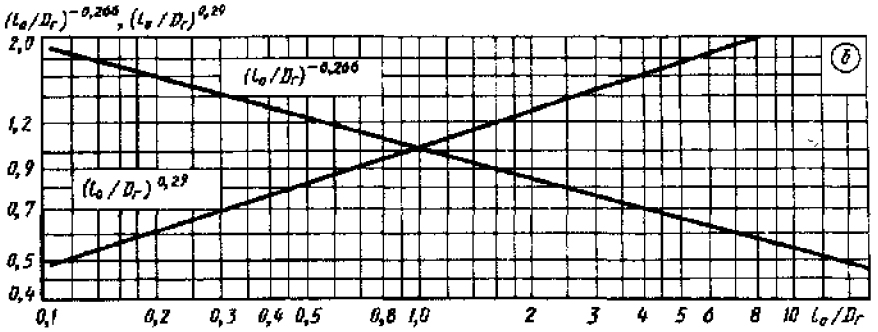


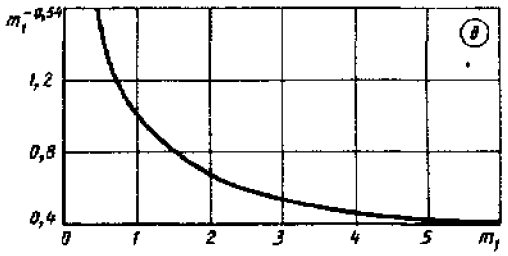
Таблица 1.16

Кинематическая вязкость газов $\nu \cdot 10^6$ (в $м^2/с$) при давлении 101, 325 кПа в зависимости от температуры [273]

Наименование газа	Формула	Температура, °С												
		–20	0	20	40	60	80	100	150	200	300	400	600	800
Азот	N_2	11,67	13,30	15,00	16,85	18,80	20,65	22,30	28,30	34,10	47,20	61,40	93,50	130,00
Аммиак	NH_3	6,81	12,00	14,00	16,00	18,10	20,35	22,70	29,30	36,00	–	–	–	–
Аргон	Ar	–	11,90	13,30	–	–	–	20,70	–	31,20	43,30	56,50	87,50	123,00
Ацетилен	C_2H_2	4,73	8,20	9,35	10,60	11,94	13,25	14,70	–	–	–	–	–	–
Бутан	C_4H_{10}	–	25,80	29,70	–	–	–	48,50	–	–	–	–	–	–
Водород	H_2	84,00	93,50	105,00	117,30	130,00	143,00	156,60	195,00	233,00	324,00	423,00	651,00	918,00
Водяной пар	H_2O	9,50	11,12	12,90	14,84	16,90	18,66	21,50	–	–	–	–	–	–
Воздух	–	11,66	13,20	15,00	16,98	18,85	20,89	23,00	30	34,90	48,20	63,20	96,50	134,00
Гелий	He	9,12	10,40	11,74	13,12	14,55	15,97	17,50	–	26,20	36,10	47,30	72,80	102,50
Диоксид серы	SO_2	–	4,00	4,60	–	–	–	7,60	–	12,20	17,60	–	–	–
Гемиоксид азота	N_2O	–	6,82	7,93	–	–	–	12,70	–	19,70	28,20	–	–	–
Кислород	O_2	11,04	13,40	15,36	17,13	19,05	21,16	23,40	–	35,20	48,70	63,80	97,50	135,70
Криптон	Kr	–	6,26	7,13	–	–	–	13,70	–	–	–	–	–	–
Ксенон	Xe	–	3,59	4,15	–	–	–	6,70	–	–	–	–	–	–
Метан	CH_4	12,57	14,20	16,50	18,44	20,07	22,90	25,40	31,8	39,00	54,50	–	–	–
Оксид азота	NO	–	13,30	15,10	–	–	–	23,20	–	30,50	–	–	–	–
Оксид углерода	CO	11,86	13,50	15,16	17,00	18,96	21,00	22,70	28,4	34,30	46,85	–	–	–
Пропан	C_3H_8	3,04	3,70	4,26	4,90	5,52	6,18	6,76	8,70	10,84	15,10	–	–	–
Пропилен	C_3H_6	–	4,08	4,70	–	–	–	7,70	11,4	–	–	–	–	–
Сероводород	H_2S	–	7,62	8,70	–	–	–	14,10	–	19,80	28,00	37,30	65,20	82,00
Диоксид углерода	CO_2	5,62	7,00	8,02	9,05	10,30	12,10	12,80	–	–	–	–	–	–
Хлор	$C1_2$	3,09	3,80	4,36	5,02	5,66	6,36	7,15	9,10	11,50	16,25	–	–	–
Хлористый метил	CH_3Cl	–	4,28	4,90	–	–	–	8,05	–	13,10	–	–	–	–
Этан	C_2H_6	–	6,35	7,28	–	–	–	11,60	14,70	18,10	–	–	–	–
Этилен	C_2H_4	6,80	7,50	8,66	9,73	10,85	12,15	13,40	17,30	21,20	–	–	–	–

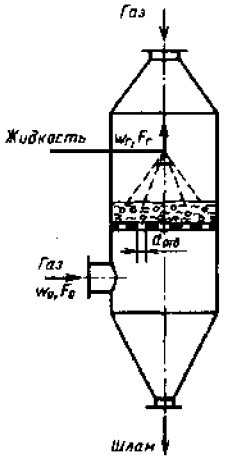
Продолжение

Турбулентный промыватель (труба Вентури) [89, 209, 210]	**Диаграмма 1.8.10–9**



m_1	0,4	0,6	0,8	1,0	1,4	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0
$m_1^{-0,54}$	1,64	1,32	1,13	1,00	0,84	0,69	0,55	0,47	0,42	0,38

Пылеуловитель (мокрый) с провальными решетками в пенном режиме [571, 606]	**Диаграмма 1.8.10–10**



$$\Delta p = \frac{A^2}{\overline{f}^2}\frac{\rho_г w_г^2}{2} + \Delta p_\sigma,$$

где $A = 39L^{-0,57}\left[\left(\frac{L}{G}\right)^2\frac{\rho_г}{\rho_ж}\right]^{0,35} = 39a_1b_1$ (см. график *б*); $a_1 = L^{-0,57}$ см. график *а*;

$b_1 = \left[\left(\frac{L}{G}\right)^2\frac{\rho_г}{\rho_ж}\right]^{0,35}$ см. график *б*; $\Delta p_\sigma = \frac{4\sigma}{1,3d_{отв} + 0,08d_{отв}^2}$ – для решеток с круглыми отверстиями;

$\Delta p_\sigma = \frac{2\sigma}{b_щ}$ – для щелевых решеток; G – массовый расход газа через единицу поверхности решетки, кг/(м^2·с); L – массовый расход жидкости через единицу поверхности решетки, кг/(м^2·с); $d_{отв}$ – диаметр отверстия решетки, $b_щ$ – ширина щели решетки, м; $\overline{f} = \frac{F_{отв}}{F_р}$ – коэффициент живого (свободного) сечения решетки; $w_г$ – скорость газового потока в свободном сечении аппарата, м/с; σ – поверхностное натяжение на границе фаз газ – жидкость, Н/м^2.

L, кг/(м^2·с)	0,3	0,6	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0
$a_1 = L^{-0,57}$	1,99	1,34	1,00	0,79	0,67	0,59	0,53	0,49	0,45	0,42	0,40

Значения A при L = 0,3 ÷ 5,0 кг/(м^2·с)

$\left(\frac{L}{G}\right)^2\cdot\frac{\rho_г}{\rho_ж}\cdot 10^3$	0,15	0,4	0,8	1,2	1,6	2,0	2,4
$b_1\cdot 10^2$	4,59	6,47	8,24	9,50	10,5	11,4	12,1
L = 0,3 кг/(м^2·с)	3,55	5,01	6,38	7,36	8,13	8,83	9,37
0,6	2,40	3,38	4,30	4,96	5,48	5,95	6,31
1,0	1,79	2,52	3,21	3,70	4,10	4,45	4,72
1,5	1,42	1,99	2,55	2,94	3,25	3,54	3,74
2,0	1,21	1,70	2,16	2,50	2,76	3,00	3,18
2,5	1,06	1,50	1,91	2,20	2,43	2,64	2,80
3,0	0,95	1,35	1,72	1,98	2,19	2,38	2,52
3,5	0,88	1,23	1,57	1,81	2,01	2,18	2,31
4,0	0,80	1,13	1,46	1,68	1,86	2,02	2,14
4,5	0,75	1,06	1,36	1,57	1,74	1,88	2,00
5,0	0,71	1,01	1,28	1,48	1,64	1,78	1,9

Помимо поверхностных сил, в жидкости могут действовать силы, величины которых зависят от объема жидкости. Эти силы называются объемными (массовыми). К ним относятся сила тяжести, электромагнитные силы. Последние рассматриваются в специальных задачах. К объемным силам относят также и инерционные силы. Объемные силы характеризуются плотностью распределения по объему. Так, если ΔG – вес объема жидкости ΔW, то величина

$$\gamma_A = \lim_{\Delta W \to 0} \frac{\Delta G}{\Delta W}, \qquad (1.11)$$

представляющая плотность распределения силы тяжести (веса), называется удельным весом в точке A, которая при стремлении ΔW к нулю должна оставаться внутри этого объема. Размерность удельного веса (вес жидкости в единице объема) – Н/м^3 (СИ) и кГ/м^3 – в МКГСС.

Свойства и параметры, связанные с понятием массы

Важным параметром, характеризующим жидкость и газ, является их плотность. Следует различать среднюю плотность и плотность в точке. Первая определяется как отношение массы жидкости или газа ΔM, находящихся в объеме ΔW, к величине этого объема

$$\rho_{ср} = \frac{\Delta M}{\Delta W}\left[\frac{кг}{м^3}\right] (СИ), \left[\frac{кГ \cdot с^2}{м^4}\right] (МКГСС). \qquad (1.12)$$

Плотностью в какой-либо произвольной точке A будем называть предел отношения (1.11) при уменьшении ΔW до нуля так, чтобы точка A всегда оставалась в ΔW:

$$\rho_A = \lim_{\Delta W \to 0} \frac{\Delta M}{\Delta W} \qquad (1.13)$$

Следует отметить, что в допущении о существовании пределов (1.2), (1.3) и (1.12) заложен смысл перехода от дискретной структуры газов к модели сплошной среды.

Исходя из формул (1.11 – 1.12) плотность можно определить как массу жидкости, заключенную в единице объема. Известная ньютоновская связь между массой и весом тела позволяет записать соотношение между удельным весом и плотностью жидкости в виде

$$\gamma = \rho g. \qquad (1.14)$$

В таблице 1.17 приведены значения удельного веса, плотности и относительной плотности некоторых однородных жидкостей при различных температурах и давлении 0,1 МПа. Относительная плотность δ – безразмерная величина, равная отношению плотности данной жидкости к плотности дистиллированной воды.

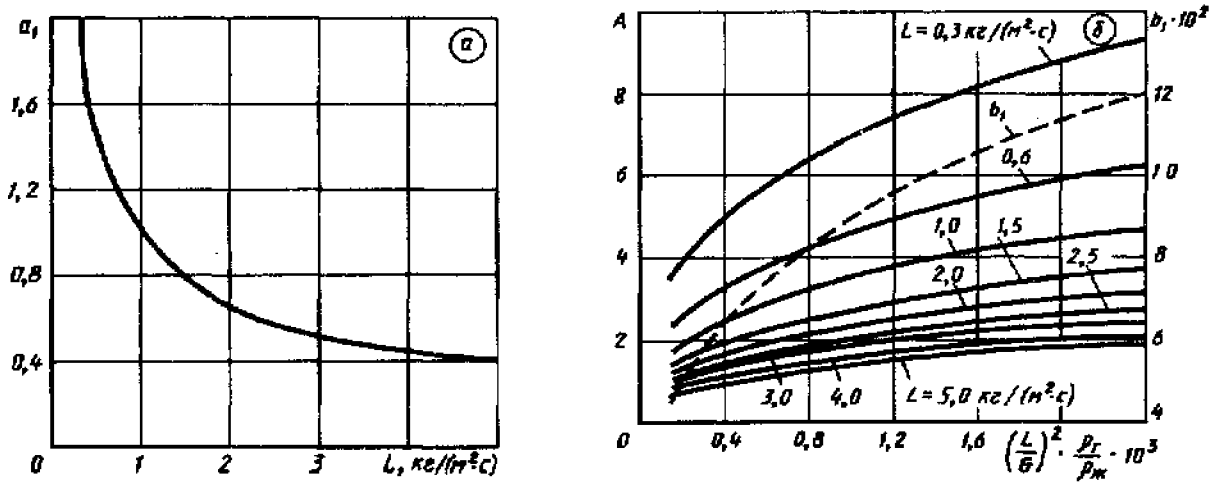
Таблица 1.17

Удельный вес, плотность и относительная плотность жидкостей при давлении 0,1 МПа [576]

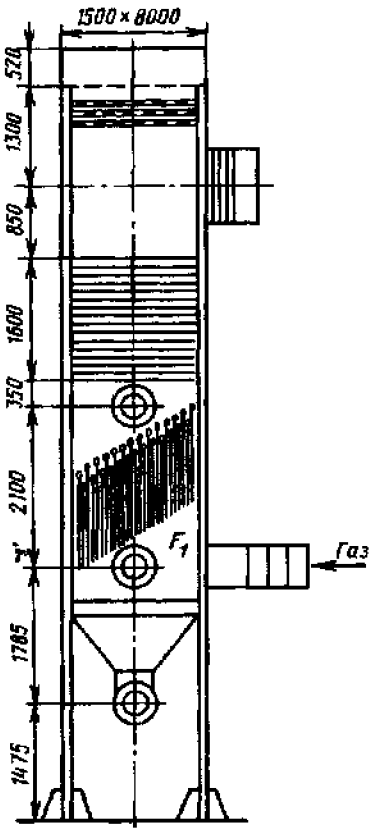
Жидкость	Температура t, °С	Плотность ρ, кг/м^3	Удельный вес γ, Н/м^3	Относительная плотность δ
Автол 10	20	920	9025	0,92
Аммиак	– 34	684	6710	– 0,684
Анилин	15	1004	9849	1,004
Ацетон	20	792	7770	0,792
Бензин авиационный	20	739–780	7250–7652	0,739–0,780
Бензин автомобильный	20	712–761	6980–7470	0,712–0,761
Бензол чистый каменноугольный	20	876–880	8590–8630	0,876–0,88
Битум дорожно-сланцевый	20	1000–1100	9810–10790	1,0–1,1
Битум нефтяной	20	960–990	9420–9710	0,96–0,99
Вода дистиллированная	20	998,2	9790	0,998
Вода морская	20	1020–1030	10006–10104	1,02–1,03
Глицерин (безводный)	20	1260	12360	1,26
Гудрон	15	930–950	9123–9320	0,93–0,95
Деготь каменноугольный	20	1030	10100	1,03
Дизельное топливо	20	831–861	8150–8450	0,831–0,861
Керосин (ГОСТ 4753–68)	20	790–860	7770–8240	0,79–0,86
Мазут	15	890–940	8731–9221	0,89–0,94
Масло:				
автотракторное АК–11	20	925–930	9070–9120	0,925–0,93
вазелиновое	20	860–890	8437–8731	0,86–0,89
велосит Л	20	860–880	8437–8633	0,86–0,88
веретенное АУ (ГОСТ 1642–75)	50	888–896	8711–8790	0,888–0,896

Продолжение

Пылеуловитель (мокрый) с провальными решетками в пенном режиме [571, 606]	**Диаграмма 1.8.10–10**



Скруббер с деревянной насадкой [224]	**Диаграмма 1.8.10–11**



Плотность орошения $A \approx 1{,}4 \cdot 10^{-2}$ м^3 /(м^2·с)

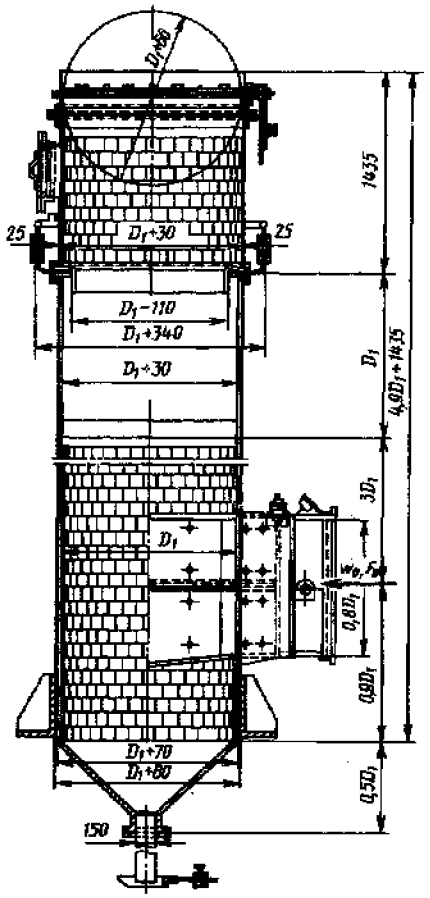
$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_1^2 / 2} = 960 ;$$

$w_1 = \dfrac{Q}{F_1}$ (F_1 – площадь полного сечения корпуса скруббера)

Продолжение таблицы 1.17

Жидкость	Температура t, °С	Плотность ρ, кг/м^3	Удельный вес γ, Н/м^3	Относительная плотность δ
Масло деревянное	15	920	9025	0,92
для гидравлических систем АМГ-30 (ГОСТ 6794–75)	50	850	8340	0,85
Масло индустриальное общего назначения без присадок (ГОСТ 20799–75):				
И-5А	50	890	8731	0,89
И-8А	50	900	8829	0,90
И-12А	50	880	8633	0,88
И-20А	50	885	8682	0,885
И-25А; И-30А	50	890	8731	0,89
И-40А	50	895	8780	0,895
И-50А; И-70А	50	910	8927	0,91
И-100А	50	920	9025	0,92
Масло: касторовое	20	960	9418	0,96
кокосовое	15	930	9123	0,93
креозотовое	20	1040–1100	10200–10800	1,04–1,1
льняное	20	910 – 940	8930–9220	0,91–0,94
машинное	20	898	8809	0,898
минеральное	20	877–892	8600–8750	0,877–0,892
оливковое	15	920	9025	0,92
парафиновое	18	925	9074	0,925
подсолнечное	20	925	9074	0,925
соляровое	20	885–902	8680–8850	0,885–0,902
сурепное	15	920	9025	0,92
терпентиновое	15	870	8535	0,87
трансформаторное	50	886	8692	0,886
турбинное 22; 30; 46(ГОСТ 32–74)	50	900	8829	0,90
хлопковое	20	920–930	9025–9123	0,92–0,93
цилиндровое	20	886–916	8692–8986	0,886–0,916
Молоко цельное	20	1029	10094	1,029
Нефть натуральная	20	760–900	7456–8829	0,76–0,90
Патока	0	1450	14224	1,45
Пиво	15	1040	10202	1,04
Ртуть	20	13546	132886	13,546
Серная кислота (87%)	15	1800	17658	1,8
Сероуглерод	20	1260–1290	12360–12650	1,26–1,29
Скипидар	18	870	8535	0,87
Смола: сырая каменноугольная низкотемпературная	20	950–1100	9320–10791	0,95–1,1
флотационная	20	1010–1030	9910–10 100	1,01–1,03
Спирт метиловый	15	810	7946	0,81
Спирт этиловый безводный (абсолютный)	20	795	7799	0,795
Спирт этиловый безводный	20	789	7740	0,789
Хлористый натрий (раствор с 26% NaCl)	20	1110	10389	1,11

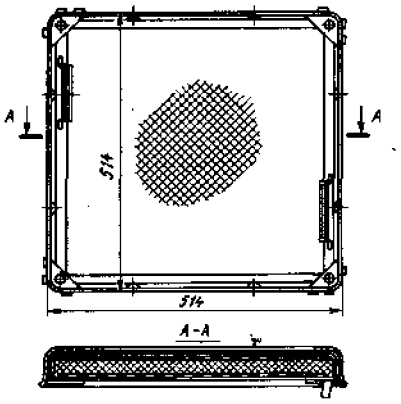
Центробежный скруббер ВТИ [224]	Диаграмма 1.8.10–12



$$\zeta_0 \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = f(D_0)$$

D_0, м	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
Расход воды на орошение, кг/с	0,22	0,28	0,33	0,39	0,45
ζ_0	3,38	3,17	3,04	2,94	2,87
D_0, м	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5
Расход воды на орошение, кг/с	0,50	0,56	0,61	0,70	0,78
ζ_0	2,81	2,76	2,72	2,68	2,65

Фильтры (ячейковые, унифицированные) типа Фя [501, 571]	Диаграмма 1.8.10–13



Характеристика	Тип фильтра			
	ФяР	ФяВ	ФяП	ФяУ
Площадь рабочего сечения F, м^2	0,22	0,22	0,22	0,22
Пропускная способность Q (м^3/с) при удельной нагрузке q = 2м^3/(м^2·с)	0,43	0,43	0,43	0,43
Сопротивление Δp чистого фильтра, Па	39	49	59	29,5
Пылеемкость $z_п$ фильтров ФяР, ФяП и ФяВ (при увеличении сопротивления в 2 раза) и ФяУ (при увеличении сопротивления Δp от 30 до 40 Па), кг/м^2	1,5	2,0	0,2	0,3
Эффективность очистки (по методу НИИСТ) $\eta_п$, %, не более	80	80	80	80
Масса, кг	7,9	4,3	3,3	3,0

Зависимость Δp от q и $z_п$ для отдельных фильтров – см. графики *а* и *б*.
Кривые *1* относятся к фильтрам типа ФяР с заполнением пяти сеток ячейками размером 2,5 мм; четырех сеток – ячейками размером 1,2 мм и трех – ячейками размером 0,63 мм; кривые *2* – к фильтрам типа ФяВ; кривые *3* – к фильтру ФяП, материал – пенополиуретан (ППУ) (α – толщина слоя 10 мм, β – 20 мм, γ – 40 мм) и к фильтру ФяУ, материал – упругое стекловолокно (ФСВУ, кривая *3*α).

Продолжение таблицы 1.17

Жидкость	Температура t, °C·	Плотность ρ, кг/м^3	Удельный вес γ, Н/м^3	Относительная плотность δ
Чугун расплавленный	1200	7000	68670	7,0
Эфир этиловый	20	715–719	7014–7053	0,715–0,719
Яичный белок	20	1038	10183	1,038

Из (1.14) следует, что удельный вес не является величиной постоянной (справочной), так как он зависит от ускорения силы тяжести g, изменяющегося, как известно, в зависимости от места измерения. Изменение g можно учесть по формуле

$$g = g_0 (1 - a_1 \cos 2\varphi)(1 - a_2 z), \qquad (1.15)$$

где g_0 = 9,80665 м/с^2 – ускорение силы тяжести на широте φ = 45° над уровнем моря;

a_1 = 0,0026; a_2 = 3,14 10^{-7}м$^{-1}$;

φ – географическая широта;

z – высота над уровнем моря.

Плотность и удельный вес однородной смеси, составленной из однородных жидкостей, с достаточной точностью можно определить по формулам

$$\rho_{см} = \frac{\sum_{i=1}^{k} \rho_i W_i}{W_{см} \cdot \gamma_{см}}, \quad \gamma = \frac{\sum_{i=1}^{k} \gamma_i \cdot W_i}{W_{см}},$$

где $\rho_{см}$ и $\gamma_{см}$ – плотность и удельный вес смеси;

ρ_i и γ_i – плотность и удельный вес смешиваемых жидкостей;

W_i – объем смешиваемой жидкости;

$W_{см}$ – объем смеси, k – число смешиваемых жидкостей.

При изменении давления в жидкости меняется объем, занимаемый ею, а следовательно, и ее плотность. Это свойство называется **сжимаемостью** сплошной среды. Характеризуется она **коэффициентом сжимаемости** β_p, который определяется как отношение относительного изменения объема (плотности) к изменению давления, приведшему к этому изменению плотности

$$\beta_p = -\frac{\Delta W}{W \Delta p} \text{ или } \beta_p = \frac{\frac{\Delta \rho}{\rho}}{\Delta p} \text{ или } \beta_p = \frac{\frac{d\rho}{\rho}}{dp}. \qquad (1.16)$$

С увеличением давления β_p уменьшается. При повышении температуры сжимаемость жидкости в общем случае увеличивается, однако вода является исключением: ее сжимаемость имеет минимум около 50 °С. Сжимаемость растворов уменьшается с увеличением их концентрации.

Часто вместо коэффициента сжимаемости β_p используют обратную ему величину $K = \frac{1}{\beta_p}$, называемую модулем объемного сжатия (расширения) жидкости (модуль упругости)

$$K = \rho \left(\frac{dp}{d\rho} \right) \left[\frac{\text{Н}}{\text{м}^2} \right] - \text{(СИ)}, \left[\frac{\text{кГ}}{\text{м}^2} \right] - \text{(МКГСС)}. \qquad (1.17)$$

Различают адиабатный и изотермический модули. Первый несколько больше второго и проявляется при быстротечных процессах сжатия жидкости, например при гидравлическом ударе в трубах. В таблице 1.18 приводятся значения изотермического модуля упругости воды, в таблице 1.19 – силиконовых жидкостей, применяемых в авиационных системах, а в таблице 1.20 – некоторых других жидкостей.

Таблица 1.18

Изотермический модуль упругости воды K [576]

Температура t, °C	Давление p, МПа				
	0,5	1,0	2,0	4,0	8,0
0	1890	1900	1920	1950	1980
5	1930	1950	1970	2010	2070
10	1950	1970	2010	2050	2120
15	1970	2000	2030	2090	2170
20	1980	2020	2060	2120	2217

Таблица 1.19

Изотермический модуль упругости силиконовых жидкостей K [576]

Температура t, °C	Давление p, МПа					
	0,1	8	14	21	28	35
40	8437	8750	9500	9843	10194	10560
102	6820	7040	7734	8087	8437	8850
150	4920	5484	5976	6327	6750	7760
200	3585	3867	4359	4640	4992	5273
260	1968	2180	2672	2953	3234	3715

Таблица 1.20

Средние значения изотермического модуля упругости некоторых жидкостей [576]

Жидкость	Изотермический модуль упругости K, МПа	Жидкость	Изотермический модуль упругости K, МПа
Этиловый спирт	1275	индустриальное 50	1473
Бензин авиационный	1305	касторовое	1942
Вода	2060	сурепное	1761
Глицерин	4464	турбинное	1717
Керосин	1275	цилиндровое 11	1768
Масло:		Силиконовая жидкость	1030
АМГ-10	1305	Ртуть	32373
индустриальное 20	1362		

Продолжение

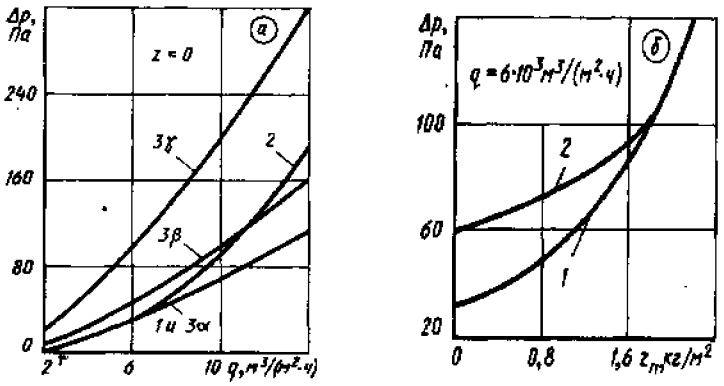
Фильтры (ячейковые, унифицированные) типа Фя [501, 571]	**Диаграмма 1.8.10–13**

$z_п = 0$

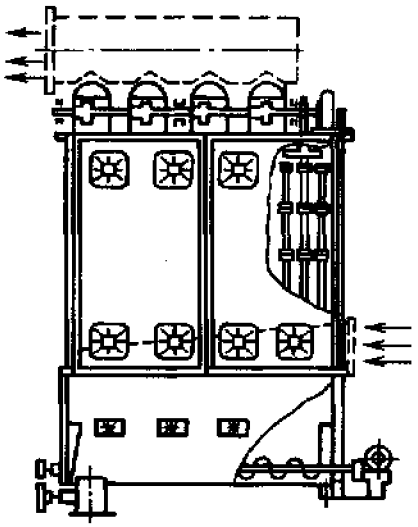
q, м^3/(м^2·ч)	$4·10^3$	$6·10^3$	$8·10^3$	10^4	$1{,}2·10^4$	$1{,}4·10^4$
q, м^3/(м^2·с)	1,1	1,7	2,2	2,8	3,3	3,9
Δp, Па (кривые *1* и *3*α)	14,7	29,4	49,0	68,7	88,3	108
Δp, Па (кривая *2*)	14,7	29,4	58,8	88,3	137	187
Δp, Па (кривая *3*β)	24,5	49,0	73,5	98,1	132	162
Δp, Па (кривая *3*γ)	58,8	98,1	147	196	255	314

$q = 6·10^3$ м^3/(м^2·ч)

$z_п$, кг/м^2	0,2	0,4	0,8	1,2	1,6	2,0	2,2
Δp, Па (кривая *1*)	34,3	39,2	49,0	63,7	83,3	118	137
$\eta_п$, %	82	82	83	83	84	85	85
Δp, Па (кривая *2*)	58,8	63,7	68,7	78,5	88,3	–	–
$\eta_п$, %	76	76	76	76	76	–	–



Фильтр (рукавный) типа ФВК [501]	**Диаграмма 1.8.10–14**



Из физики известно (формула Лапласа), что

$$a^2 = \frac{dp}{d\rho}, \qquad (1.18)$$

где a – скорость распространения звуковых колебаний в сплошной среде.

Отсюда

$$K = \rho a^2. \qquad (1.19)$$

Таким образом, для количественной оценки такого свойства сплошной среды как сжимаемость, наряду с коэффициентом сжимаемости β_p и модулем объемного сжатия (расширения) K, может использоваться скорость звука. Действительно, чем больше скорость звука в среде, тем эта среда менее сжимаема, и наоборот (этот факт формально вытекает из формулы (1.17), из которой следует, что если среда абсолютно несжимаема ($d\rho = 0$), то скорость звука в ней равна бесконечности).

Температурное расширение жидкостей количественно характеризуется коэффициентом температурного расширения β_t, представляющим относительное изменение объема W при изменении температуры t на 1 °С:

$$\beta_t = \frac{dW}{W_0}\frac{1}{dt}. \qquad (1.20)$$

Коэффициент температурного расширения воды увеличивается с возрастанием давления и температуры; для большинства других капельных жидкостей β_t с увеличением давления уменьшается.

В таблице 1.21 приведены значения β_t воды при различных давлениях и температурах, в таблице 1.22 – значения β_t некоторых жидкостей при температуре 20 °С и давлении 0,1 МПа.

Таблица 1.21

Коэффициент температурного расширения β_t воды [576]

Давление p, МПа	Температура t, °С				
	1– 10	10 – 20	40 – 50	60 – 70	90 – 100
0,1	0,000014	0,000150	0,000422	0,000556	0,000719
10	0,000043	0,000165	0,000422	0,000548	0,000704
20	0,000072	0,000183	0,000426	0,000539	0,000691
50	0,000149	0,000236	0,000429	0,000523	0,000661
90	0,000229	0,000289	0,000437	0,000514	0,000621

При изменении температуры и давления в небольших пределах можно принять β_t = const, и тогда объем жидкости при изменении температуры на величину $t = t - t_0$ вычисляется по формуле

$$W = W_0(1 + \beta_t \Delta t). \qquad (1.21)$$

При этом

$$\rho = \frac{\rho_0}{(1+\beta_t \Delta t)}. \qquad (1.22)$$

Здесь W и W_0 – объемы; ρ и ρ_0– плотности соответственно при температурах t и t_0. В случае изотермических процессов для определения объема и плотности можно пользоваться формулами (1.21–1.22), если в них заменить "+" на "–", а β_t на β_p.

Таблица 1.22

Значения β_t некоторых жидкостей [576]

Жидкость	Коэффициент температурного расширения β_t
Алкоголь	0,00110
Вода	0,00015
Глицерин	0,00050
Масло:	
оливковое	0,00072
сурепное	0,00090
Нефть	0,00060
Ртуть	0,00018

Свойства и параметры, связанные с понятием энергии

Молекулы жидкости и газа находятся в состоянии хаотического движения, обладая при этом кинетической энергией и энергией взаимодействия между собой. Суммарную энергию хаотических движущихся молекул будем называть **внутренней энергией жидкостей.** Внутреннюю энергию единицы массы жидкости (удельная внутренняя энергия) обозначим через e. Ее размерность в системе СИ [Дж/кг], в системе МКГСС [ккал/кГ]. Величина e характеризует только запас внутренней энергии, но не определяет процесс передачи ее от одной части жидкости к другой. Для этого служит другая величина, также определяемая хаотическим движением молекул, – температура T. Измеряется она в градусах по шкале Кельвина (К). Удельная внутренняя энергия связана с температурой соотношением:

$$e = cT, \qquad (1.23)$$

где c – удельная теплоемкость жидкости.

В большинстве практических случаев, рассматриваемых в гидравлике, температура жидкости меняется незначительно, и поэтому удельная внутренняя энергия в процессах не меняется, и ее, как константу, исключают из рассмотрения при проведении гидравлических расчетов.

Удельная теплоемкость – это количество тепла, которое необходимо сообщить единице массы жидкости, чтобы ее температура повысилась на 1 К.

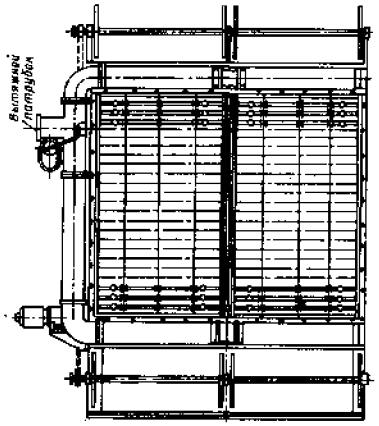
Следует помнить, что процесс передачи тепла (энергии) в газе, в отличие от капельных жидкостей, может происходить либо при постоянном объеме, либо при постоянном давле-

Продолжение

Фильтр (рукавный) типа ФВК [501]	**Диаграмма 1.8.10–14**

Характеристика	Тип фильтра		
	ФВК-30	ФВК-60	ФВК-90
Площадь поверхности фильтровальной ткани, $м^2$	30	60	90
Пропускная способность Q, $м^3/с$: по чистому воздуху	1,38	2,78	4,12
по газу, содержащему до 20 $г/м^3$ пыли	0,35 – 0,418	0,70 – 0,835	1,05 – 1,28
Сопротивление Δp фильтра, Па	800 – 900	800 – 900	800 – 900
Число:			
секций	2	4	6
рукавов в секции	18	18	18
рукавов в фильтре	36	72	108
Материал рукава	Сукно фильтровальное		
Мощность электродвигателя: привода механизма встряхивания и привода шнека, кВт	0,6	0,6	0,6
Масса фильтра (без входного и выходного коллекторов), кг	1053	1682	2300

Фильтры (рулонные) типа ФРУ [501, 571]	**Диаграмма 1.8.10–15**



Характеристика	Тип фильтра				
	Ф2РУ7	Ф4РУ4	Ф16РУ6	Ф8РУ2	Ф12РУ1
Пропускная способность Q, $м^3/с$	5,56	11,1	16,7	22,2	33,3
Сопротивление Δp* фильтра [при удельной воздушной нагрузке q = 2,78 $м^3/(м^2 \cdot ч)$], Па	40 – 50	40 – 50	40 – 50	40 – 50	40 – 50
Площадь F рабочего сечения, $м^2$	2	4	6	7,9	12
Фильтрующий материал	ФСВУ				
Эффективность очистки (по методу НИИСТ) $\eta_п$, %	80	80	80	80	80
Пылеемкость (при увеличении сопротивления Δp с 40 до 140 Па) $z_п$, $кг/м^2$	До 0,3	До 0,3	До 0,3	До 0,3	До 0,3
Мощность электродвигателя, Вт	270	270	270	270	270
Число секций по фронту фильтра при ширине, м: 0,8	2	–	2	–	–
1,05	–	2	1	3	3
Ширина фильтрующего материала в рулоне, м	0,77	1,02	0,77 и 1,02	1,02	1,02
Длина фильтрующего материала в рулоне, м	25	25	25	25	25
Число катушек	4	4	6	6	6
Масса, кг	353	408	623	717	970

нии. В последнем случае объем, занимаемый газом, меняется, при этом подводимое тепло идет на нагрев газа и совершение работы против сил давления. Отсюда следует, что для нагревания газа на 1 К при постоянном давлении необходимо подвести бóльшее количество тепла, чем в первом случае. Поэтому для характеристики этих процессов вводятся две теплоемкости: c_v – теплоемкость при постоянном объеме, по которой определяется внутренняя энергия газа, и c_p– теплоемкость при постоянном давлении. Между ними имеет место соотношение Майера:

$$c_p - c_v = \mathrm{R}. \qquad (1.24)$$

Здесь R – газовая постоянная, связанная с универсальной газовой постоянной $\mathrm{R_{ун}}$ и молекулярной массой μ следующим соотношением:

$$\mathrm{R} = \frac{\mathrm{R_{ун}}}{\mu},$$

где $\mathrm{R_{ун}} = 8314\left[\frac{\text{Дж}}{\text{кмоль}\cdot\text{К}}\right]$

Наряду с внутренней энергией e формально вводится понятие **энтальпии** i:

$$i = c_p T. \qquad (1.25)$$

Численно энтальпия равна количеству тепла, подведенному к единице массы газа при его нагревании на T К в изобарическом процессе p = const. Очевидно, что она равна сумме внутренней энергии и работе сил давления p, отнесенной к единице массы:

$$i = e + \frac{p\Delta W}{\rho \Delta W} = e + \frac{p}{\rho}, \qquad (1.26)$$

где ΔW – изменение объема при нагревании газа в изобарическом процессе.

В газовой динамике часто пользуются отношением теплоемкостей $k = \frac{c_p}{c_v}$. Для воздуха, как и для всех двухатомных газов, при умеренных температурах (до 600 К) его можно считать равным

$$k = \frac{c_p}{c_v} = 1{,}405.$$

Давление, плотность и температура связаны между собой известным соотношением Клапейрона-Менделеева

$$p = \rho \mathrm{R} T, \qquad (1.27)$$

которое в термодинамике и газовой динамике называется **термическим уравнением состояния**.

Соотношение (1.26) можно также получить из (1.25) с помощью (1.23), (1.24) и (1.27).

Все рассмотренные выше параметры p, ρ, T, e, i являются параметрами состояния газа. Кроме них, в термодинамике используется понятие **функции состояния** S, называемой **энтропией**, дифференциал которой вводится соотношением:

$$dS = \frac{dq}{T}. \qquad (1.28)$$

Здесь dq – количество тепла, которое подводится (отводится) к газу в каком-либо процессе. Это количество тепла, согласно 1-му закону термодинамики, идет на изменение его внутренней энергии de и на совершение внешней работы pdW:

$$dq = de + pdW.$$

С помощью (1.23), (1.27) и (1.28) можно получить [163]:

$$S = c_v \ln \frac{p}{\rho^k} + \text{const}. \qquad (1.29)$$

Согласно второму закону термодинамики энтропия всякой изолированной системы может оставаться постоянной или возрастать, но убывать не может, т. е.

$$dS \geq 0.$$

Из 1.28 видно, что в случае **адиабатических процессов** (процессы, происходящие без теплообмена dq = 0) dS = 0, т. е. энтропия газа, в котором протекает такой процесс, не меняется. В этом случае процесс называется изоэнтропийным, давление и плотность в газе связаны соотношением:

$$\frac{p}{\rho^k} = \text{const}. \qquad (1.30)$$

Это соотношение следует из (1.28) и называется **уравнением изоэнтропы** или калорическим уравнением состояния. Однако не всегда возможно отождествление адиабатных и изоэнтропийных процессов. Считая процесс распространения звука изоэнтропийным, можно получить, используя (1.18, 1.27 и 1.30), выражение для скорости звука

$$a = \sqrt{k\frac{p}{\rho}} = \sqrt{k\mathrm{R}T}, \qquad (1.31)$$

откуда видно, что скорость звука (а следовательно, и его сжимаемость) в газах зависит лишь от сорта газа (k, R) и его температуры.

1.1.2. Парообразование [576]

Парообразование – свойство капельных жидкостей изменять свое агрегатное состояние и превращаться в пар. Парообразование, происходящее лишь на поверхности капельной жидкости, называется **испарением**. Парообразование по всему объему жидкости называется кипением; оно происходит при определенной температуре, зависящей от давления. Давление, при котором жидкость закипает при данной температуре, называется давлением **насыщенных паров** $p_{\text{нп}}$, его значение зависит от рода жидкости и ее температуры.

В таблице 1.23 приведены значения $p_{\text{нп}}$ (МПа) воды при различной температуре.

Таблица 1.23

Давление насыщенных паров воды при различных температурах [576]

t, °С	$p_{\text{нп}}$, МПа	t, °С	$p_{\text{нп}}$, МПа	t, °С	$p_{\text{нп}}$, МПа	t, °С	$p_{\text{нп}}$, МПа
0	0,0006	25	0,0032	60	0,0202	90	0,0714
5	0,0009	30	0,0043	70	0,0317	100	0,1033
10	0,0012	40	0,0075	75	0,0392	125	0,2370
20	0,0024	50	0,0126	80	0,0482	150	0,4850

Значения $p_{\text{нп}}$ (МПа) других жидкостей в зависимости от температуры указаны в таблице 1.24.

Продолжение

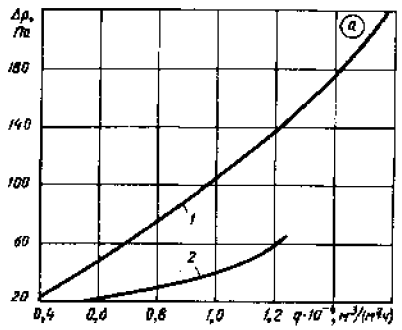
Фильтры (рулонные) типа ФРУ [501, 571]	**Диаграмма 1.8.10–15**

Для ФРП $\Delta p = f(q)$ см. кривую *2* графика *а*; $\Delta p = f(z_п)$ см. график *б*; для ФРУ $\Delta p = f(q)$ см. кривую *1* графика *а*.

Характеристика	Тип фильтра				
	Ф2РП7	Ф4РП4	Ф6РП6	Ф8РП2	Ф12РП1
Пропускная способность Q, м^3/с	5,56	11,1	16,7	22,2	33,3
Сопротивление Δp [при удельной нагрузке q = 2,78 м^3/(м^2·с)], Па	98 – 118	98 – 118	98 – 118	98 – 118	98 – 118
Площадь F рабочего сечения, м^2	2	4	6	7,9	12
Фильтрующий материал	ФВН				
Пылеемкость (при увеличении сопротивления в два раза) $z_п$, кг/м^2	До 0,13	До 0,13	До 0,13	До 0,13	До 0,13
Мощность электродвигателя, Вт	270	270	270	270	270
Число секций по фронту фильтра при ширине:					
0,8 м	2	–	2	–	–
1,05м	–	2	1	3	3
Ширина фильтрующего материала в рулоне, м	0,77	1,02	0,77 и 1,02	1,02	1,02
Длина фильтрующего материала в рулоне, м	100	100	100	100	100
Число катушек, шт.	4	4	6	6	6
Масса фильтра, кг	406	–	597	–	–
Необходимый расход воздуха через отсасывающее отверстие, м^3/с	0,194	0,255	0,320	0,384	0,384
Эффективность $\eta_п$ при улавливании волокнистой пыли, %	95 – 96	95 – 96	95 – 96	95 – 96	95 – 96

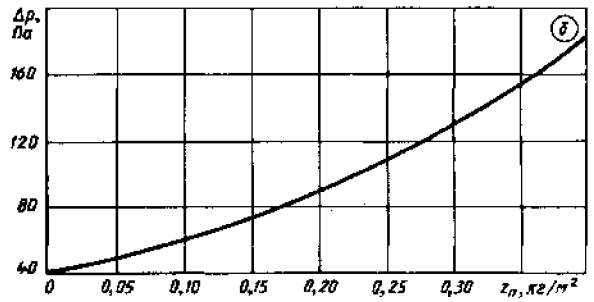
Для кривой *1* графика *а*

$q \cdot 10^{-4}$, м^3/(м^2·ч)	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6
q, м^3/(м^2·с)	1,11	1,67	2,22	2,78	3,33	3,88	4,44
Δp, Па	24,5	49	78,5	108	137	177	226



Для кривой *2* графика *а*

$q \cdot 10^{-4}$, м^3/(м^2·ч)	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2
q, м^3/(м^2·с)	1,11	1,67	2,22	2,78	3,33
Δp, Па	15	22	29	39	59



Для графика *б*

$z_п$, кг/м^2	0	0,1	0,2	0,3	0,4
$\eta_п$, %	–	81	81	81	81
Δp, Па	39	59	88	127	176

Таблица 1.24

Давление насыщенных паров $p_{нп}$, МПа, некоторых жидкостей при различных температурах [576]

Жидкость	Температура t, °С									
	20	40	60	80	100	120	140	160	180	200
Бензин Б-70	0,0163	0,0332	0,0558	0,1033	–	–	–	–	–	–
Керосин:										
Т-1	0,00394	0,00575	0,00747	0,0121	0,0203	0,035	0,057	0,0905	0,1385	–
ТС-1	0,00545	0,00775	0,0117	0,0189	0,0315	0,052	0,084	0,132	0,20	–
Масло:										
АМГ-10	–	–	0,0004	0,0008	0,0018	0,0031	0,0058	0,0111	0,0238	–
индустриальное 20	–	–	0,00014	0,0003	0,0004	0,0006	0,0009	0,0020	0,0038	0,0068
индустриальное 50	–	–	–	–	0,00014	0,0003	0,0007	0,0016	0,003	0,0058
Нефть легкая	0,00784	0,01372	0,03724	0,08526	–	–	–	–	–	–
Ртуть	0,0000002	–	–	–	–	–	–	–	–	–
Спирт этиловый	0,008	0,02	0,0493	–	–	–	–	–	–	–

Если рабочая жидкость представляет собой многокомпонентную смесь из различных минеральных масел, при расчете можно принимать жидкость с бóльшим значением $p_{нп}$. Сравнительно низкой упругостью обладают пары силиконовых жидкостей. Ниже приведены значения давления насыщенных паров одной из марок этой жидкости.

Таблица 1.25

Давление насыщенных паров $p_{нп}$ силиконовой жидкости [576]

Температура, °С	25	65	130	200	260	Выше 260
Давление насыщенных паров, $p_{нп}$, МПа	0,00072	0,001	0,003	0,007	0,01	Быстро растет

Существуют марки силиконовой жидкости, давление насыщенных паров которых ниже приведенных значений в 5–10 раз.

1.1.3. Растворимость газов в капельных жидкостях и пенообразование

Растворимость газов в капельной жидкости характеризуется **коэффициентом растворимости k,** который определяется отношением объема растворенного газа $W_г$, приведенного к нормальным условиям (0 °С) к объему растворителя

$$W_ж k = \frac{W_г}{W_ж}.$$

Коэффициент растворимости зависит от свойств жидкостей и газов, а также температуры и давления. Растворимость газов в маслах малой вязкости при повышении температуры незначительно снижается. При повышении давления газа растворимость его в жидкостях возрастает по линейному закону.

Объем газа, который может раствориться в капельной жидкости до ее полного насыщения, определяется выражением $W_г = kW_ж \frac{p_2}{p_1}$, где p_1 и p_2 – соответственно начальное и конечное давление газа.

Растворимость воздуха в масле до насыщения зависит от плотности масла: с увеличением плотности растворимость воздуха уменьшается. Данные о коэффициенте растворимости воздуха в некоторых жидкостях при температуре 20 °С и давлении 0,1 МПа приведены в таблице 1.26.

Таблица 1.26

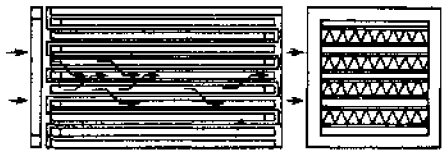
Коэффициент растворимости воздуха k в некоторых жидкостях при 20 °С и давлении 0,1 МПа [576]

Жидкость	k
Бензин	0,2200
Вода дистиллированная	0,1600
Керосин	0,1270
Масло	
АМГ-10	0,1038
вазелиновое	0,0877
велосит	0,0959
веретенное АУ	0,0759
ГМЦ-2	0,1038
индустриальное 12	0,0759
индустриальное 20	0,0755
трансформаторное	0,0828
Спиртоглицериновая смесь:	
50:50 (об. %)	0,0392
30:70 (об. %)	0,0189

Понижение давления в какой-либо точке системы (например, во всасывающем трубопроводе) влечет за собой выделение воздуха в виде мельчайших пузырьков и образование пены. Пена образуется также при засасывании воздуха через негерметичные стыки в системах или при перемешивании жидкости в резервуаре незатопленными струями.

Наличие пузырьков газа в жидкости значительно увеличивает ее сжимаемость, уменьшает плотность, нарушает сплошность движения.

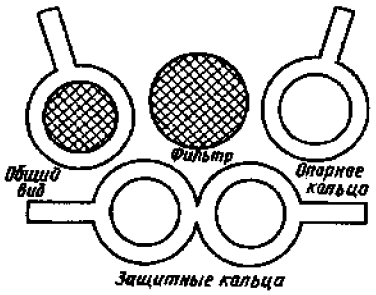
Фильтр (рамочный) типа ЛАИК [497]	Диаграмма 1.8.10–16



Материал ФПП-15 (допускаемая температура 60 °С) $\Delta p = \Delta p_0 w$ (w – скорость фильтрации, м/с)

Марка фильтра	Площадь фильтрующей поверхности, $м^2$	Размеры, мм		Расход при нормальных условиях, $м^3/с$	Сопротивление	
		Входное сечение	Длина		Δp, Па	Δp_0, Па
				при нагрузке 0,0417 $м^3/(м^2 \cdot с)$ [150 $м^3/(м^2 \cdot ч)$]		при w= 1 м/с
ЛАИК СП-3/15	15,1	565 × 735	780	0,625	177	4248
ЛАИК СП-6/15					245	5880
ЛАИК СП-3/17	17,5	615 × 995	355	0,710	147	3528
ЛАИК СП-6/17					206	4944
ЛАИК СП-3/21	21,0	650 × 690	625	0,875	285	6840
ЛАИК СП-6/21					334	8016
ЛАИК СП-3/26	26	660 × 665	750	1,10	392	9408
ЛАИК СП-6/26					452	10848
ЛАИК-СЯ (ФяЛ1)	16	550 × 680	310	0,667	157	3768

Фильтры (аналитические аэрозольные) типа АФА [55]	Диаграмма 1.8.10–17



Δp увеличивается линейно с ростом скорости w:
$\Delta p = \Delta p_0 w$

Тип фильтра	$\eta_п$ при скорости фильтрации w = 0,01 м/с	Δp, Па при w = 0,01 м/с	Максимальная нагрузка Q, л/мин	Рабочая площадь S_0, $дм^2$	Температура исследуемого газа (не выше), °С
АФА-В-18	0,995	14,7	100	18	60
АФА-В-10	0,995	14,7	55	10	60
АФА ХА-18	0,970	19,6	100	18	150
АФА ХМ-18	0,990 – 0,995	19,6	100	18	50
АФА ХП-18	0,995	14,7	100	18	60
АФА ХС-18	0,990 – 0,995	19,6	100	18	70
АФА РМП-3	0,995	39 – 98	20	3,0	60
АФА РМП-10	0,995	39 – 98	50	10	60
АФА РМП-20	0,995	39 – 98	100 – 120	20	60
АФА РМА-20	0,970	39 – 98	100 – 120	20	150
АФА РГ-3	0,950	790 – 1470	0,3	3,0	60
АФА-Д-3	0,995	30 – 50	10	3,0	60
АФА-Б-3	0,970 – 0,990	19,6	20	3,0	150

1.1.4. Поверхностное натяжение и капиллярность [576]

Поверхность капельной жидкости подвержена воздействию сил поверхностного натяжения, стремящихся придать объему жидкости сферическую форму и вызывающих в ней дополнительное давление

$$p = \sigma\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right), \qquad (1.32)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м; r_1 и r_2 – главные радиусы кривизны рассматриваемого элемента поверхности.

Если поверхность жидкости представляет собой сферическую поверхность или часть ее, то $r_1 = r_2 = r$, и тогда выражение (1.32) принимает вид

$$p = \frac{2\sigma}{r}. \qquad (1.33)$$

Коэффициент поверхностного натяжения пропорционален плотности капельной жидкости, а также плотности находящейся над жидкостью газовой среды и уменьшается при повышении температуры. Значения коэффициента поверхностного натяжения σ (Н/м) для некоторых жидкостей на границе с воздухом при давлении 0,1 МПа приведены в таблице 1.27. Для расплавленного железа при t = 1550 °С σ = 1,87 ÷ 1,90 Н/м. Для расплавленного немодифицированного чугуна при t = 1200 ÷ 1450 °С σ = 0,918 ÷ 1,02 Н/м.

Избыток давления p, определяемый выражениями (1.32) и (1.33), всегда направлен к центру кривизны поверхности. Наличием этого дополнительного давления объясняется явление капиллярности, проявляющееся в том, что в открытых трубках малого диаметра, погруженных одним концом в жидкость, последняя устанавливается выше уровня при вогнутом мениске или ниже его при выпуклом мениске (рис. 1.5). Вогнутый мениск (рис. 1.5*а*) образуется в том случае, если жидкость смачивает поверхность трубки (например, вода – стекло), а выпуклый мениск (рис. 1.5*б*) – если поверхность трубки не смачивается жидкостью (например, ртуть–стекло).

Высота h (мм) подъема жидкости в стеклянном капилляре диаметром d мм (для ртути – опускание) определяется по формуле [576]

$$h = \frac{4\sigma}{\gamma d} = \frac{k}{d}. \qquad (1.34)$$

Высоту подъема (или опускания) жидкости между параллельными стеклянными пластинами, расстояние между которыми a (мм), можно определить по формуле

$$H = \frac{k}{2a}. \qquad (1.35)$$

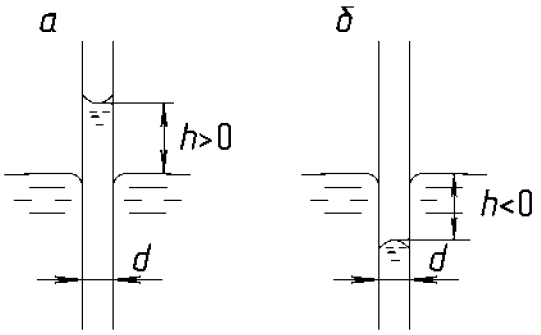


Рис. 1.5. К явлению капиллярности

Таблица 1.27

Коэффициент поверхностного натяжения σ, Н/м, для некоторых жидкостей на границе с воздухом при давлении 0,1 МПа [576]

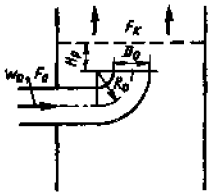
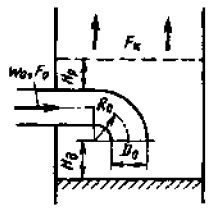
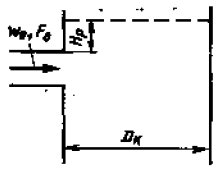
Жидкость	Температура t, °С										
	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
Аммиак	–	–	0,042	–	–	–	–	–	–	–	–
Бензин	–	0,025	0,023	0,021	0,019	–	–	–	–	–	–
Бензол	–	–	0,029	–	–	–	–	–	–	–	–
Вода	0,076	0,074	0,073	0,071	0,070	0,068	0,066	0,064	0,063	0,061	0,059
Глицерин	–	–	0,065	–	–	–	–	–	–	–	–
Дизельное топливо	–	0,030	0,029	0,028	0,027	–	–	–	–	–	–
Керосин	–	0,028	0,028	0,027	0,026	–	–	–	–	–	–
Масло и нефть	–	–	0,025	–	–	–	–	–	–	–	–
Мыльная вода	–	–	0,040	–	–	–	–	–	–	–	–
Ртуть	–	–	0,491	–	–	–	–	–	–	–	–
Спирт этиловый	–	–	0,022	–	–	–	–	–	–	–	–
Эфир этиловый	–	–	0,017	–	–	0,014	–	–	–	–	0,008

В формулах (1.34) и (1.35) k – опытный коэффициент, имеющий следующие значения (мм^2): для воды +30, для ртути – 10,1, для спирта +11,5, для толуола +13.

1.1.5. Неньютоновские жидкости [576]

Неньютоновскими, или аномальными, жидкостями называют жидкости, которые не подчиняются основному закону внутреннего трения Ньютона, выраженному уравнением (1.4). К ним относятся: литой бетон, глинистые, це-

Входные участки электрофильтров и других аппаратов с решеткой, насадкой или другим видом сопротивления, помещенным в рабочей камере [246, 249]	**Диаграмма 1.8.10–18**

Условия набегания потока на решетку	Схема	Коэффициент сопротивления $\zeta \equiv \dfrac{\Delta p}{\rho w_0^2/2}$
Центральное		$\zeta = \zeta'_{0\,\text{отв}} + N_0 + 0,7\zeta_\text{р}\left(\dfrac{F_0}{F_\text{к}}\right)^2 + \dfrac{0,013}{\left(\dfrac{H_\text{р}}{D_0}\right)^2}\times\sqrt[3]{\zeta_\text{р}-\sqrt[3]{\zeta_\text{р}}}$, где $\zeta'_{0\,\text{отв}}$ определяют, как $0,5\zeta$ данного отвода, по диаграммам 1.8.4; N_0 находят по табл. 1.66 – 1.72; $\zeta_\text{р}$ определяют, как ζ решетки насадки или другого вида сопротивления, по данным диаграмм 1.8.6; величина $\dfrac{0,013}{\left(\dfrac{H_\text{р}}{D_0}\right)^2}\times\sqrt[3]{\zeta_\text{р}-\sqrt[3]{\zeta_\text{р}}}$ учитывается только в пределах $0 < \dfrac{H_\text{р}}{D_0} < 0,1$
Периферийное		$\zeta = \zeta'_{0\,\text{отв}} + 0,9\left[N_0 + 0,7\zeta_\text{р}\left(\dfrac{F_0}{F_\text{к}}\right)^2\right] + \dfrac{0,05}{\left(\dfrac{H_\text{д}}{D_0}\right)^2}$; величина $\dfrac{0,05}{\left(\dfrac{H_\text{д}}{D_0}\right)^2}$ учитывается только при $\dfrac{H_\text{д}}{D_0} < 1,2$
Боковое		$\zeta = N_0 + 0,7\zeta_\text{р}\left(\dfrac{F_0}{F_\text{к}}\right)^2 + 0,1 + \left(2 - 20\dfrac{H_\text{р}}{D_\text{к}}\right)$; величина $\Delta\zeta = 2 - 20\dfrac{H_\text{р}}{D_\text{к}}$ учитывается только при $\dfrac{H_\text{р}}{D_\text{к}} < 0,1$
При системе последовательно установленных решеток вместо ζ принимают сумму $\sum_{i=1}^{m_\text{р}}\zeta_{\text{к.р}\,i} = \zeta_{\text{к.р}\,1} + \zeta_{\text{к.р}\,2} + \ldots + \zeta_{\text{к.р}\,i} + \ldots + \zeta_{\text{к.р}\,m}$, где $m_\text{р}$ – число последовательно установленных решеток; $\zeta_{\text{к.р}\,i} \equiv \dfrac{\Delta p_i}{\rho w_\text{к}^2/2}$		

Электрофильтры (промышленные) [246, 249]	**Диаграмма 1.8.10–19**

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \zeta_\text{вх} + \zeta_\text{вых} + \zeta_\text{к},$$

где $\zeta_\text{вх}$ находят, как ζ, по диаграмме 1.8.10–18;

$$\zeta_\text{вых} = \zeta'\left(1 - \frac{F_\text{вых}}{F_\text{к}}\right)\left(\frac{F_0}{F_\text{вых}}\right)^2;$$

ζ' получают, как ζ, по диаграмме 1.8.1–6 в зависимости от α° и $\dfrac{l}{D_\text{вых}}$; при $\dfrac{l}{D_\text{вых}} = 0$ $\zeta' = 0,5$;

$$\zeta_\text{к} = \zeta''_\text{вх} + \zeta''_\text{вых} + \zeta''_\text{тр};\ \zeta''_\text{вх} = 0,5\left(1 - \frac{F_\text{э}}{F_\text{к}}\right)\left(\frac{F_0}{F_\text{э}}\right)^2;\quad \zeta''_\text{вых} = \left(1 - \frac{F_\text{э}}{F_\text{к}}\right)^2\left(\frac{F_0}{F_\text{э}}\right)^2;\quad \zeta''_\text{тр} = \frac{\lambda l_\text{э}}{D_\text{д}}\left(\frac{F_0}{F_\text{э}}\right)^2$$

в зависимости от Re и $\overline{\Delta}$ см. диаграммы 1.7–1 – 1.7–6; $D_\text{э} = \dfrac{4F_\text{э}}{\Pi_\text{э}}$; $F_\text{э}$, $\Pi_\text{э}$ – соответственно площадь сечения и периметр просветов между осадительными пластинами или осадительных труб.

ментные, известковые и коллоидные растворы, нефтепродукты и смазочные масла при температуре, близкой к температуре застывания, краски, клей, смолы, целлюлоза, бумажная масса, растворы каучука, желатин, крахмал, различные белки, жиры и другие продукты пищевой промышленности, огнеупоры, шлаки, расплавленные силикаты и т. п.

В неньютоновских жидкостях касательное напряжение τ определяется по формуле Шведова–Бингама (см. рис. 1.4)

$$\tau = \tau_0 + \mu_{пл}\frac{dV}{dn}, \qquad (1.36)$$

где τ_0 – начальное напряжение сдвига, после достижения которого аномальная жидкость приходит в движение; $\mu_{пл}$ – бингамовская, или пластическая вязкость (или коэффициент структурной вязкости).

Естественно, что каждая из перечисленных жидкостей характеризуется своими значениями τ_0 и $\mu_{пл}$, определяемыми опытным путем. Значения их для некоторых растворов приведены в таблице 1.28.

Подробнее о неньютоновских жидкостях см. в работе [630].

Таблица 1.28

Значения τ_0 и $\mu_{пл}$ к формуле (1.36) некоторых растворов.[576]

Раствор	τ_0, Н/м^2	$\mu_{пл}$, Па·с
Цементный (тесто)	130 – 145	0,3
Известковый (тесто)	170 – 220	0,36 – 0,40
Глинистый (тесто)	330 – 400	0,50 – 0,55
Цементно-песчаный:		
1 : 1	150	0,32
1 : 1,5	50 – 70	0,21 – 0,22
1 : 2	100 – 120	0,28 – 0,33
Глинистая гидросмесь, ρ = 1085 кг/м^3	10 – 50	0,005 – 0,035
Меловая гидросмесь влажности 36–41% мас	20	0,6 – 3,1
Глинисто-меловая смесь:		
1 : 3	25	9,0 – 17,0
1 : 4	25 – 40	20,0 – 25,0
Промывочная жидкость при бурении (частиц более 10 мм – 15%, менее 1 мм – до 50%)	10	3,5 – 5,0
Водно-угольная смесь класса 0 – 0,5 мм (менее 0,04 мм – 65%) с S = 0,32	13,5	0,088
Содовая суспензия с S = 0,2	14,5	0,12
Корневая смесь (комбикорма 60%, сахарной свеклы 40%), ρ = 1050 кг/м^3	7	0,66

Для многих неоднородных (неньютоновских) жидкостей в определенном диапазоне скоростей сдвига (см. рис. 1.4) справедлива формула Оствальда-де Вилле

$$\tau = k\left(\frac{dV}{dn}\right)^m,$$

где τ – напряжение сдвига; k – консистентная постоянная, характеризующая степень разжиженности материала (для ньютоновских жидкостей $k = \mu$); m – индекс, характеризующий отклонение физических свойств данной жидкости от ньютоновской жидкости, для которой $m = 1$.

Для псевдопластичных жидкостей, к которым относятся высокополимерные соединения, расплавы, водные растворы натриевой соли, суспензии бумажной массы, пигментов и др. $m < 1$. Для дилатантных жидкостей, к которым относится, например, водная суспензия крахмала, $m > 1$.

1.1.6. Свойства воздуха и процессы изменения его состояния

Воздух и его свойства

В помещениях гражданских и промышленных зданий должна поддерживаться определенная климатическая обстановка, которая в большой мере зависит от состояния воздушной среды. Воздух должен быть достаточно нагретым, умеренно влажным и чистым.

Бытовые и технологические процессы связаны с выделением различных вредностей. Под вредностями собирательно понимается избыточное поступление в помещение тепла, влаги, газов, паров и пыли. В связи с этим цель вентиляции – удалить из помещения загрязненный воздух и подать в него чистый воздух.

Качество воздуха определяется его тепловлажностным состоянием, газовым составом и содержанием вредных паров и пыли. Атмосферный воздух практически всегда влажный. Водяной пар в отличие от других составляющих может находиться в воздухе как в перегретом, так и в насыщенном состоянии. Сухая часть влажного воздуха обычно содержит по массе 78% азота, около 21% кислорода, около 0,03% углекислого газа и другие газы.

Для технических расчетов влажный воздух можно считать смесью газов, для которой справедливы закон Дальтона и характеристическое уравнение Клапейрона.

Согласно закону Дальтона, каждый газ в смеси, занимая весь объем, имеет свое парциальное давление p_i, а сумма этих давлений равна полному абсолютному давлению смеси:

$$p_{абс} = \Sigma p_i. \qquad (1.37)$$

Характеристическое уравнение Клапейрона для 1 кг любого газа может быть записано в виде:

$$p_i w_i = R_i T, \qquad (1.38)$$

где p_i – давление газа, Па;

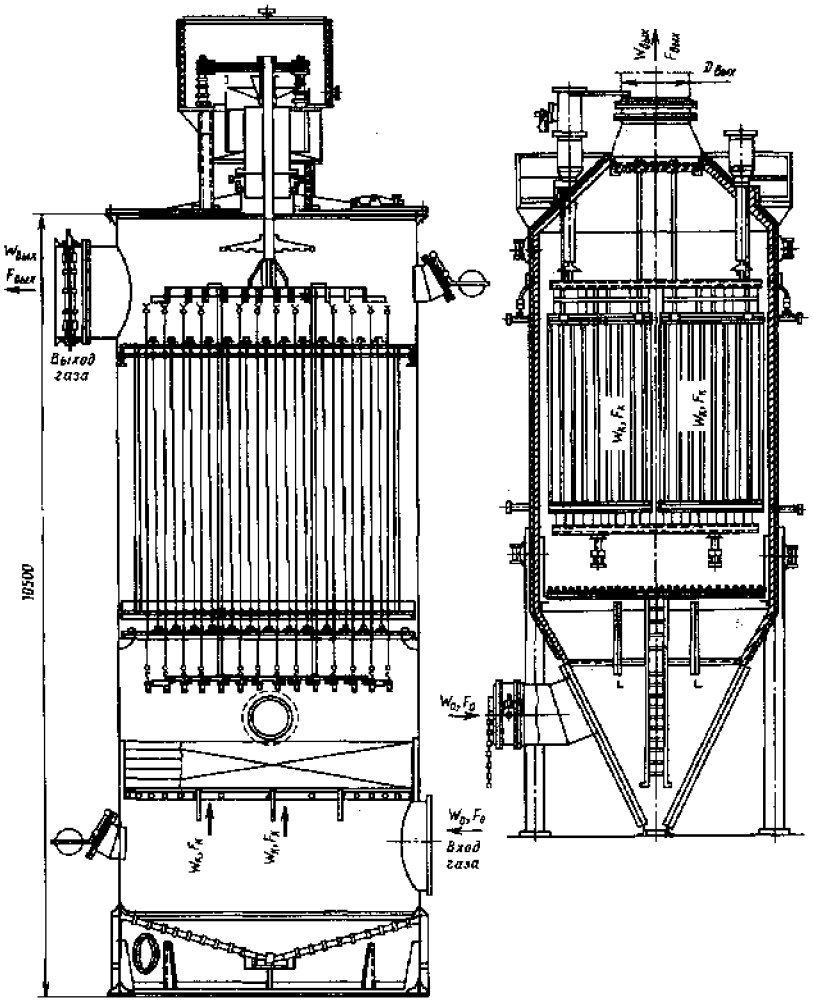
w_i – удельный объем, м^3/кг (объем, м^3, занимаемый 1 кг газа при данном давлении p_i и абсолютной температуре T, К);

R_i – удельная газовая постоянная, Дж/(кг · К).

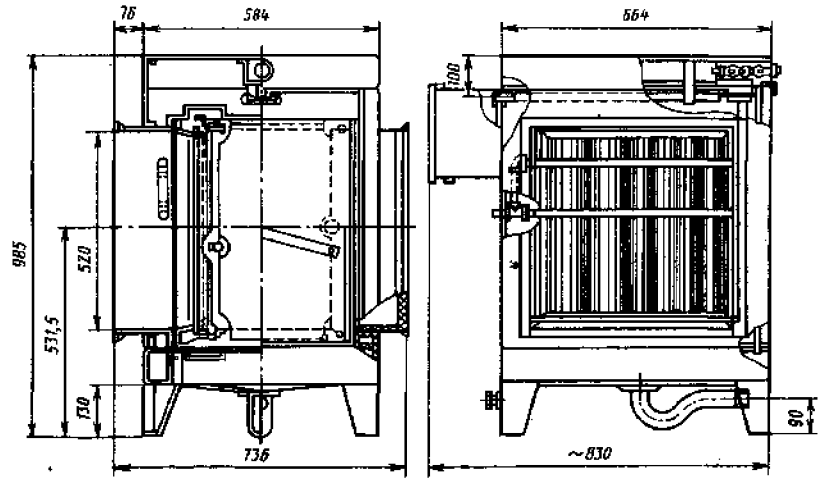
Во многих расчетах влажный воздух удобно рассматривать как бинарную смесь (смесь двух газов), состоящую из водяного пара (газа в количестве 18 кг/моль) и сухого возду-

Продолжение

Электрофильтры (промышленные) [246, 249]	Диаграмма 1.8.10–19



Электрофильтр (воздушный) типа ЭФ-2 [502, 574]	Диаграмма 1.8.10–20



ха (в количестве 20 кг/моль). Газовая постоянная R для водяного пара равна 461 Дж/(кг · К), для сухого воздуха – 287,5 Дж /(кг · К).

Барометрическое давление в этом случае равно сумме парциальных давлений сухого воздуха $p_{с.в.}$ и водяного пара $p_п$:

$$p = p_{с.в.} + p_п. \qquad (1.39)$$

Плотность газа ρ, кг/м^3, – величина, обратная удельному объему w в формуле (1.38). Для сухого воздуха при атмосферном давлении 101 325 Па плотность в кг/м^3 равна:

$$\rho_{с.в} = \frac{p_{с.в}}{p_{с.в} T} = \frac{101325}{287{,}5 \cdot T} = \frac{383}{T} \qquad (1.40)$$

Таблица 1.29

Температура *t*, плотность ρ, влагосодержание *d* при полном насыщении воздуха водяным паром и давлении 0,1 МПа

t, °С	ρ, кг/ м^3	*d*, г/кг	*t*, °С	ρ, кг/ м^3	*d*, г/кг	*t*, °С	ρ, кг/ м^3	*d*, г/кг
–20	1,396	0,80	2	1,284	4,48	24	1,189	18,80
–19	1,394	0,86	3	1,279	4,77	25	1,185	20,00
–18	1,385	0,93	4	1,275	5,10	26	1,181	21,40
–17	1,379	1,04	5	1,27	5,40	27	1,177	22,60
–16	1,374	1,11	6	1,265	5,79	28	1,173	24,00
–15	1,368	1,20	7	1,261	6,21	29	1,169	25,60
–14	1,363	1,30	8	1,256	6,65	30	1,165	26,20
–13	1,358	1,40	9	1,252	7,13	31	1,161	28,80
–12	1,353	1,50	10	1,248	7,63	32	1,157	30,60
–11	1,348	1,65	11	1,243	8,15	33	1,154	32,50
–10	1,342	1,80	12	1,239	8,75	34	1,150	34,40
–9	1,337	1,93	13	1,235	9,35	35	1,146	35,60
–8	1,332	2,08	14	1,23	9,97	36	1,142	38,80
–7	1,327	2,25	15	1,226	10,60	37	1,139	41,10
–6	1,322	2,40	16	1,222	11,40	38	1,135	43,50
–5	1,317	2,60	17	1,217	12,10	39	1,132	46,00
–4	1,312	2,80	18	1,213	12,90	40	1,128	48,80
–3	1,308	3,10	19	1,209	13,80	41	1,124	51,70
–2	1,303	3,30	20	1,205	14,70	42	1,121	54,80
–1	1,298	3,58	21	1,201	15,60	43	1,117	58,00
0	1,293	3,90	22	1,197	16,80	44	1,114	61,30
1	1,288	4,15	23	1,193	17,007	45	1,110	65,00

При стандартных условиях, за которые в вентиляции приняты p = 101 325 Па и $t_в$ = 20 °С (T = 273 + 20 = 293 К), плотность сухого воздуха равна примерно 1,2 кг/м^3. При другом давлении p, Па, и другой температуре T, К, плотность воздуха $\rho_{с.в}$ равна:

$$\rho_{с.в} \approx 1{,}2\frac{293}{T} \cdot \frac{p_{с.в}}{101325} = 3{,}5 \cdot 10^{-3}\frac{p_{с.в}}{T}. \qquad (1.41)$$

Доля влаги во влажном воздухе невелика, поэтому *плотность влажного воздуха* $\rho_в$ мало отличается от плотности сухого воздуха $\rho_{с.в.}$ Величина $\rho_в$ равна:

$$\rho_в = \frac{353}{T} = \frac{1{,}32 \cdot 10^{-3} p_п}{T}. \qquad (1.42)$$

Из формулы (1.42) видно, что при одном и том же барометрическом давлении влажный воздух всегда легче сухого, но разница эта крайне невелика. Действительно, при обычных условиях в помещении, когда, например, давление $p_п$ = 2000 Па, доля второго члена равенства (1.42), учитывающего разницу плотности влажного и сухого воздуха при прочих равных условиях, составит всего лишь 0,75% величины $p_{с.в.}$ Поэтому в инженерных расчетах вторым членом в формуле (1.42) обычно можно пренебречь и считать $\rho_в = \rho_{с.в.}$.

При обработке воздуха и изменениях его свойств в вентиляционном процессе количество сухого воздуха остается неизменным, поэтому при рассмотрении тепловлажностного состояния воздуха все показатели относят к 1 кг сухой части влажного воздуха.

Влажный воздух характеризуется количеством содержащегося в нем водяного пара. Количество водяного пара в килограммах, приходящегося на 1 кг сухой части влажного воздуха, называют *влагосодержанием воздуха x,* кг/кг. Величина x равна:

$$x = \frac{\rho_п}{\rho_{с.в}} = \frac{R_{с.в} p_п}{R_п p_{с.в}} = \frac{287{,}5}{461}\frac{p_п}{p_{с.в}} = 0{,}623\frac{p_п}{p_{абс} - p_п}. \qquad (1.43)$$

Численные значения x обычно являются малой дробью, поэтому в расчетах удобнее пользоваться *влагосодержанием* d в граммах влаги на 1 кг сухой части влажного воздуха, для которого формула (1.43) принимает такой вид:

$$d = 1000x = 623\frac{p_п}{B - p_п}. \qquad (1.44)$$

Влагосодержание воздуха может быть различным, однако его максимальное значение при заданных давлении и температуре строго определено насыщенным состоянием водяного пара см. табл. 1.29. В связи с этим для характеристики степени увлажненности воздуха удобно пользоваться показателем *относительной влажности воздуха* φ. Величина φ показывает степень насыщенности воздуха водяным паром в % (или долях) по отношению к состоянию полного насыщения при той же температуре, выраженную относительным давлением:

$$\varphi = \frac{p_п}{p_{п\,н}} 100. \qquad (1.45)$$

Удельные теплоемкости сухого воздуха $c_{с.в.}$ и пара $c_п$ в обычном для вентиляционного процесса диапазоне температур можно считать постоянными и равными:

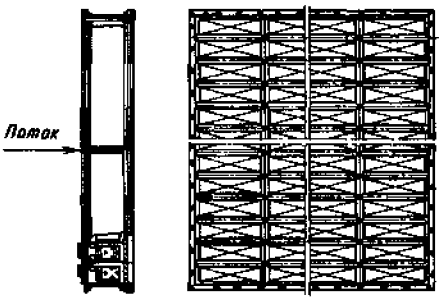
$c_{с.в.}$ = 1,005 кДж/(кг · °С) и $c_п$ = 1,8068 кДж/(кг · °С).

Продолжение

Электрофильтр (воздушный) типа ЭФ-2 [502, 574]	**Диаграмма 1.8.10–20**

Пропускная способность Q, м^3 /с, не более	0,56
Начальное сопротивление с противоуносным фильтром Δp , Па	39
Эффективность очистки (по методике НИИСТ) $\eta_п$, %	95
Пылеемкость при увеличении сопротивления в 2 раза, кг/м^2	0,3
Мощность, потребляемая агрегатом питания из сети, Вт	80
Потребляемый ток, мА	1
Суммарная площадь поверхности осадительных электродов S_0, м^2	13,8
Расход воды на одну промывку, л, не менее	50
Время одной промывки, ч	3
Время между двумя промывками, недель	4 – 6
Число форсунок	15
Масса без питающего устройства, кг	90

Электрофильтр (воздушный) типа ЭФ [502, 574]	**Диаграмма 1.8.10–21**



Показатели	Тип фильтра						
	Ф1Э1	Ф3Э2	Ф5Э3	Ф8Э4	Ф10Э5	Ф14Э6	Ф18Э7
Площадь рабочего сечения F, м^2	1,5	2,9	4,9	8,2	9,8	14	18,5
Пропускная способность при скорости потока 2 м/с и удельной воздушной нагрузке 7200 м^3/(м^2· ч) Q, м^3/с	2,78	5,30	9,20	15,3	18,0	27,8	36,0
Эффективность очистки (по методу НИИСТ) $\eta_п$, %	90 – 95	90 – 95	90 – 95	90 – 95	90 – 95	90 – 95	90 – 95
Начальное сопротивление Δp [1]: с противоуносным фильтром	39/4	39/4	39/4	39/4	39/4	39/4	39/4
без противоуносного фильтра	4,9/0,5	4,9/0,5	4,9/0,5	4,9/0,5	4,9/0,5	4,9/0,5	4,9/0,5
Пылеемкость $z_п$ (кг/м^2) рабочего сечения фильтра (при увеличении его сопротивления с противоуносным фильтром в 2 раза)	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5
Напряжение на коронирующих электродах, В	13 000	13 000	13 000	13 000	13 000	13 000	13 000
Напряжение на осадительных электродах, В	6500	6500	6500	6500	6500	6500	6500
Потребляемый ток, мА	7	14	24	42	54	81	110
Потребляемая мощность, Вт	100	200	380	600	800	1100	1500
Расход воды для промывки фильтра (при давлении 0,3 МПа), м^3/ч	0,5	1,5	2,5	4,0	5,0	7,0	9,0
Число секций шириной: 765 мм	7	14	–	24	–	–	–
1015 мм	–	–	18	12	36	54	72
Масса фильтра, кг	205	367	583	963	1120	1640	2150

[1] В числителе Δp дано в Па, в знаменателе – в кгс/м^2.

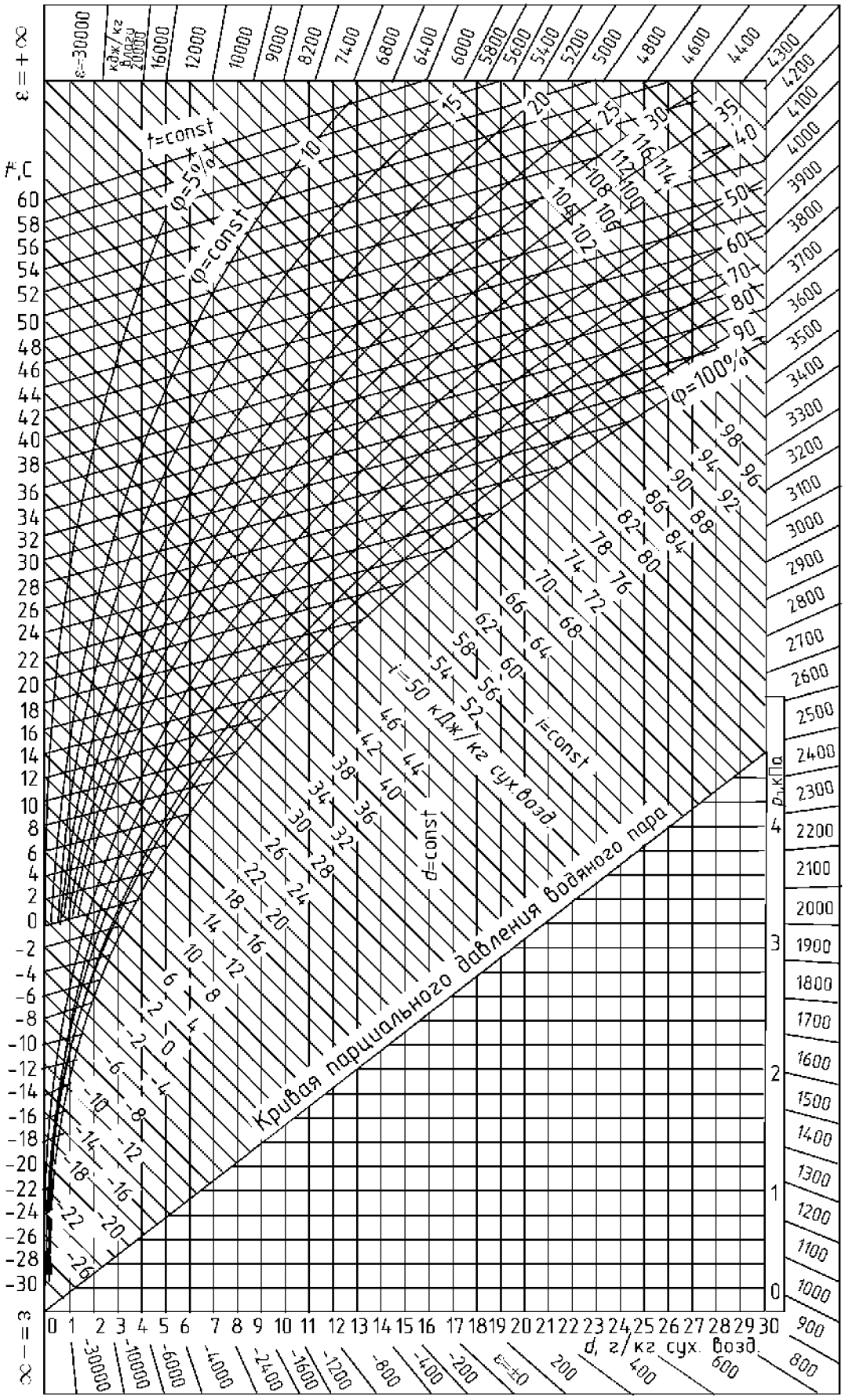
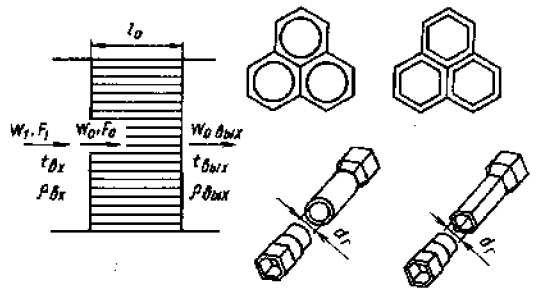


Рис. 1.6. Диаграмма *i – d* тепловлажностного состояния воздуха

Радиатор (сотовый) с шестигранными или круглыми трубками [428]	Диаграмма 1.8.10–22



$$d_г = 4\frac{f_0}{\Pi_0}$$

f_0, Π_0 – площадь и периметр поперечного сечения одной трубки;
F_0 – живое сечение радиатора

$$\zeta_1 \equiv \frac{\Delta p}{\rho_{вх} w_1^2/2} = \lambda\left(3 + \frac{l_0}{d_г}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 + \zeta_{уд} + \Delta\zeta_t,$$

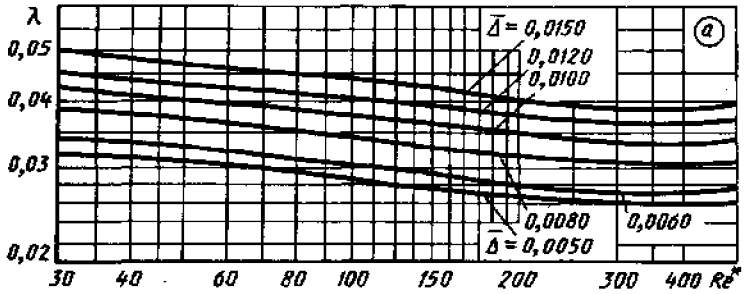
где: 1) при $35 \le \mathrm{Re}^* = \dfrac{w_{0\,вх}\Delta}{\nu} \le 275$, $\lambda = 0{,}375\,\mathrm{Re}^{*-0{,}1}\overline{\Delta}^{0{,}4}$ см. график *а*;

2) при $275 \le \mathrm{Re}^* \le 500$, $\lambda = 0{,}214\overline{\Delta}^{0{,}4}$ см. график *а*;

$\zeta_{уд} = \left(\dfrac{F_1}{F_0} - 1\right)^2$ см. график *б*;

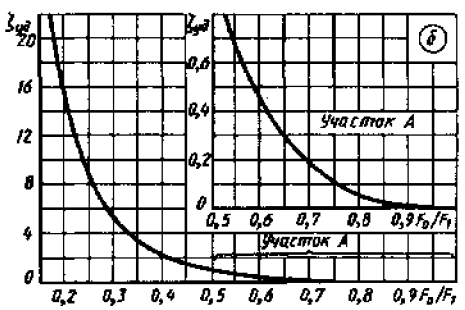
$\Delta\zeta_t = \left(1{,}7 + \lambda\dfrac{l_0}{d_г}\right)\left(\dfrac{F_1}{F_0}\right)^2 \overline{T}$; $\overline{T} = \dfrac{T_{вых} - T_{вх}}{T_{вх}}$; $\overline{\Delta} = \dfrac{\Delta}{d_г}$;

Δ см. табл. 1.41.



Значения λ

Re^*	$\overline{\Delta}$					
	0,0050	0,0060	0,0080	0,0100	0,0120	0,0150
30	0,032	0,034	0,039	0,043	0,046	0,050
40	0,031	0,033	0,038	0,042	0,045	0,049
60	0,030	0,032	0,036	0,040	0,043	0,047
80	0,029	0,032	0,035	0,039	0,042	0,046
100	0,028	0,031	0,034	0,038	0,041	0,045
150	0,028	0,030	0,034	0,036	0,039	0,042
200	0,027	0,029	0,033	0,035	0,038	0,041
300	0,026	0,028	0,031	0,034	0,037	0,039
500	0,026	0,028	0,031	0,034	0,037	0,039



$\frac{F_0}{F_1}$	$\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2$	$\zeta_{уд}$	$\frac{F_0}{F_1}$	$\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2$	$\zeta_{уд}$
0	∞	∞	0,6	2,78	0,45
0,1	100	81,0	0,7	2,04	0,18
0,2	25,0	16,0	0,8	1,56	0,06
0,3	11,1	5,43	0,9	1,23	0,01
0,4	6,25	2,25	1,0	1,00	0
0,5	4,00	1,00			

В связи с этим если энтальпию сухого воздуха при $t = 0$ °С принять за нуль, то его *энтальпия* при произвольной температуре t будет равна:

$$i_{\text{с в}} = c_{\text{с в}} \cdot t. \qquad (1.46)$$

Удельная теплота парообразования r для воды при $t = 0$ °С равна 2500 кДж/кг, поэтому энтальпия пара $i_{\text{п}}$ во влажном воздухе при этой температуре (0 °С) равна r. Энтальпия водяного пара в воздухе $i_{\text{п}}$, кДж/кг, при произвольной температуре равна:

$$i_{\text{п}} = 2500 + 1{,}8068\, t. \qquad (1.47)$$

Энтальпия влажного воздуха i складывается из энтальпии сухой его части и энтальпии водяного пара. Величина i, отнесенная к 1 кг сухой части воздуха, при произвольной температуре t и влагосодержании d равна:

$$i = 1{,}005t + (2500 + 1{,}8068\, t) \cdot d \cdot 10^{-3}. \qquad (1.48)$$

Если ввести характеристику удельной теплоемкости влажного воздуха $c_{\text{в}}$, которая равна:

$$c_{\text{в}} = 1{,}005 + \frac{1{,}8068 \cdot d}{1000}, \qquad (1.49)$$

то

$$i = c_{\text{в}} t + r\frac{d}{1000}. \qquad (1.50)$$

На основе уравнения (1.48) проф. Л. К. Рамзиным была составлена так называемая $i - d$ – диаграмма, широко используемая при расчетах вентиляции, кондиционирования, сушки и других процессов, связанных с изменением состояния влажного воздуха. В $i - d$ – диаграмме графически связаны все параметры, определяющие тепловлажностное состояние воздуха: i, d, t, φ, $p_{\text{п}}$.

Диаграмма $i - d$ приведена на рис. 1.6. Она построена в косоугольной системе координат. Такая система позволяет расширить на диаграмме область ненасыщенного влажного воздуха, что делает диаграмму удобной для графических построений. По оси ординат отложены значения энтальпии i, кДж/кг, сухой части влажного воздуха, по оси абсцисс, направленной под углом 135° к оси i, отложены значения влагосодержания d, г/кг, сухой части влажного воздуха. На поле диаграммы нанесены линии постоянных значений температуры t = const и линии постоянных значений относительной влажности φ. Внизу расположен график, имеющий самостоятельное значение. Он связывает влагосодержание d, г/кг, с упругостью водяного пара $p_{\text{п}}$, кПа. Все поле диаграммы разделено линией φ = 100% на две части. Выше этой линии расположена интересующая нас область влажного воздуха. Линия φ = 100% соответствует состоянию полного насыщения воздуха водяным паром. Ниже этой линии расположена область воздуха, находящегося в перенасыщенном состоянии (образование тумана, микрокапельки воды во взвешенном состоянии), которая обычно в расчетах мало используется.

Каждая точка в поле верхней части диаграммы соответствует определенному тепловлажностному состоянию воздуха. Положение точки может быть определено любыми двумя из пяти (i, d, t, φ, $p_{\text{п}}$) параметров состояния. Остальные три могут быть определены в $i - d$ – диаграмме как производные.

Диаграмма удобна не только для определения параметров состояния воздуха, но и для построений изменения его состояния при нагревании, охлаждении, увлажнении, осушке, смешении и сочетании этих процессов.

Пользуясь $i - d$ – диаграммой, легко получить еще два очень важных параметра тепловлажностного состояния воздуха: температуру точки росы $t_{\text{т.р.}}$ и температуру мокрого термометра $t_{\text{м.т.}}$.

Температура точки росы $t_{\text{т.р.}}$ соответствует температуре воздуха, насыщенного водяными парами, при данном влагосодержании. Для получения этой температуры нужно в $i - d$ – диаграмме от точки, соответствующей данному состоянию воздуха, провести линию d = const до пересечения с кривой φ = 100%. Проходящая через точку пересечения линия t = const будет соответствовать значению $t_{\text{т.р.}}$.

Температура мокрого термометра равна температуре воздуха, насыщенного водяными парами, при данной энтальпии. В i–d – диаграмме значению $t_{\text{м.т.}}$ соответствует линия t = const, проходящая через точку пересечения линии i = const при данном состоянии воздуха с кривой φ = 100%.

На рис. 1.7. приведены построения для определения этих температур при состоянии воздуха, соответствующем на i–d – диаграмме точке A.

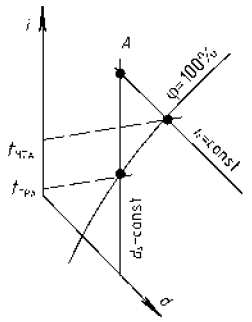


Рис. 1.7. Определение в $i - d$ – диаграмме температуры мокрого термометра $t_{\text{м.т.}A}$ и температуры точки росы $t_{\text{т. р.}A}$ при состоянии воздуха, соответствующем точке A

Кроме параметров тепловлажностного состояния, свойства воздуха, как было сказано выше, определяются содержанием в нем вредных газов, паров и пыли.

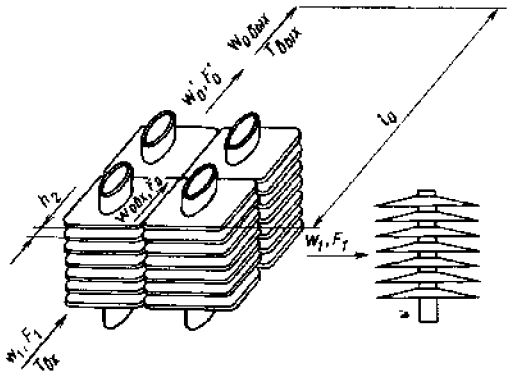
Содержание вредных газов и паров в литрах обычно относят к 1 м^3 воздуха, а в обозначении их концентрации приводят индекс, указывающий наименование примеси. Содержание пыли в воздухе обычно измеряют в миллиграммах на 1 м^3 воздуха.

При расчете современных вентиляционных систем могут представлять интерес также содержание в воздухе пахнущих примесей, степень озонирования воздуха, содержание в нем положительно и отрицательно заряженных ионов и пр.

Процессы изменения тепловлажностного состояния воздуха

В вентиляционном процессе постоянно происходит переход влажного воздуха из одного состояния в другое. Воздух, подаваемый в помещения приточной вентиляцией, предварительно подвергают обработке в специальных камерах. Ему придают определенные кондиции (параметры) нагреванием или охлаждением, осушкой или увлажнением, а также

Радиатор (трубчато-ребристый) [429]	Диаграмма 1.8.10–23



$$d_{\text{г}} = \frac{2h_2 b_0}{h_2 + b_0}$$

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho_{\text{вх}} w_1^2/2} = \left(z_{\text{р}}\zeta_{\text{с}} + \lambda\frac{l_0}{d_{\text{г}}}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 + \Delta\zeta_t,$$

где $\lambda = \dfrac{0{,}77}{\sqrt[3]{\text{Re}}}$ см. график *а* в зависимости

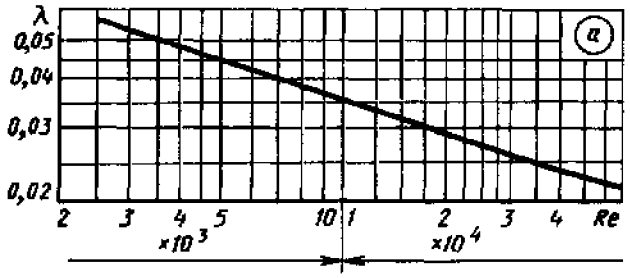
от $\text{Re} = \dfrac{w_{0\,\text{вх}} d_{\text{г}}}{\nu}$, взятого в пределах $3000 \le \text{Re} \le 25000$;

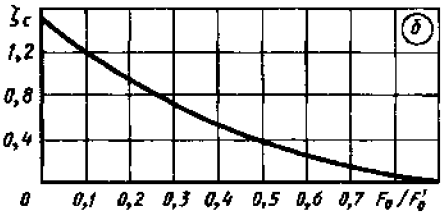
$\zeta_{\text{с}} = 1{,}5\left(1 - \dfrac{F_0}{F_0'}\right)^2$ см. график *б*

$\Delta\zeta_t = \left(1{,}7 + \lambda\dfrac{l_0}{d_{\text{г}}}\right)\left(\dfrac{F_1}{F_0}\right)^2 \overline{T};\ \overline{T} = \dfrac{T_{\text{вых}} - T_{\text{вх}}}{T_{\text{вх}}}$;

$z_{\text{р}}$ – число рядов трубок

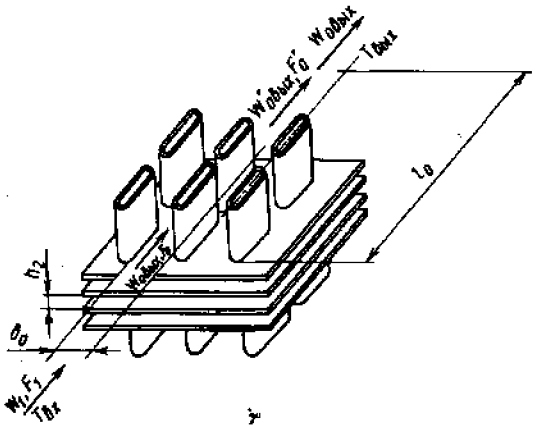
$\text{Re}\cdot 10^{-4}$	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,8	1,0	1,2	1,6	2,0	2,5	3,0
λ	0,061	0,054	0,049	0,045	0,043	0,039	0,036	0,034	0,030	0,029	0,027	0,025





$\dfrac{F_0}{F_0'}$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\zeta_{\text{с}}$	1,50	1,22	0,96	0,74	0,54	0,38	0,24	0,14	0,06	0,02	0

Радиатор трубчато-пластинчатый [429]	Диаграмма 1.8.10–24



$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho_{\text{вх}} w_1^2/2} = \left(z_{\text{р}}\zeta_{\text{с}} + \lambda\frac{l_0}{d_{\text{г}}}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 + \Delta\zeta_t,$$

где: 1) при $4000 < \text{Re} = \dfrac{w_{0\,\text{вх}} d_{\text{г}}}{\nu} \le 10000$; $\lambda = \dfrac{0{,}98}{\sqrt[3]{\text{Re}}} = f(\text{Re})$;

2) при $\text{Re} > 10000$; $\lambda = \dfrac{0{,}21}{\sqrt[6]{\text{Re}}} = f(\text{Re})$;

$\zeta_{\text{с}}$ см. график *б* диаграммы 1.8.10–23;

$\Delta\zeta_t = \left(1{,}7 + \lambda\dfrac{l_0}{d_{\text{г}}}\right)\left(\dfrac{F_1}{F_0}\right)^2 \overline{T};\ \overline{T} = \dfrac{T_{\text{вых}} - T_{\text{вх}}}{T_{\text{вх}}}$;

$z_{\text{р}}$ – число рядов трубок

$$d_{\text{г}} = \frac{2h_2 b_0}{h_2 + b_0}$$

смешиванием воздушных масс различного состояния. Приточный воздух имеет параметры, отличные от воздуха помещения. В связи с этим, вытесняя загрязненный воздух помещения и перемешиваясь с ним, приточный воздух способен ассимилировать избыточное тепло, влагу или подогревать и увлажнять воздух помещения. Все возможные процессы изменения состояния воздуха могут быть изображены и прослежены в $i-d$ – диаграмме.

Процессы нагревания и охлаждения. Простейшим является процесс нагревания, при котором воздух получает только так называемое явное, или сухое тепло в результате контакта с сухой нагретой поверхностью. В этом процессе влагосодержание воздуха остается неизменным, поэтому в i–d – диаграмме процесс нагревания прослеживается снизу вверх по линиям d = const. Если воздух с параметрами точки *1* (t_1, φ_1) нагревать в калорифере, то этот процесс изобразится прямой, проведенной вертикально вверх из точки *1* по линии d_1 = const (рис. 1.8). Чем больше тепла передается воздуху, тем больше он нагревается и тем выше по линии d_1 = const будет расположена точка, соответствующая конечному состоянию нагретого воздуха. Это может быть, например, точка *2* на рис. 1.8, если каждому килограмму сухой части воздуха будет передано Δi кДж тепла.

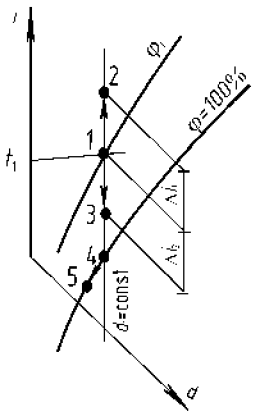


Рис. 1.8. Изображение в $i-d$-диаграмме процессов нагревания и охлаждения воздуха

В процессе охлаждения воздух отдает только явное тепло в результате контакта с сухой холодной поверхностью. В $i-d$–диаграмме этот процесс будет соответствовать направлению сверху вниз по линиям d = const, например, от точки *1* до точки *3* при отдаче воздухом в процессе охлаждения Δi_2 кДж тепла на каждый килограмм сухой его части. Процесс охлаждения воздуха при теплообмене, когда он отдает только явное тепло, может протекать до точки *4* пересечения линии d_1 = const с линией φ = 100%. Эта точка соответствует температуре точки росы. При дальнейшем охлаждении воздуха содержащийся в нем водяной пар будет выпадать в виде конденсата и процесс изменения его тепловлажностного состояния будет прослеживаться вниз по φ = 100%, например до точки 5, как это показано на рис. 1.8. Охлаждение по линии φ = 100% связано с отдачей не только явного (сухого), но и скрытого тепла – тепла конденсации водяного пара, поэтому этот процесс относят не к простейшему процессу охлаждения, а к более сложному процессу тепло- и влагообмена.

Таким образом, простейший процесс охлаждения воздуха практически осуществляется при контакте с холодной поверхностью до температуры $t_{т.р.}$

Процессы нагревания и охлаждения являются изовлажностными процессами. Они протекают при d = const и могут быть приближенно рассчитаны по формуле

$$\frac{\Delta t}{\Delta i} = 0{,}98, \qquad (1.51)$$

где Δt– изменение температуры воздуха, °С, при изменении его энтальпии на Δi, кДж/кг.

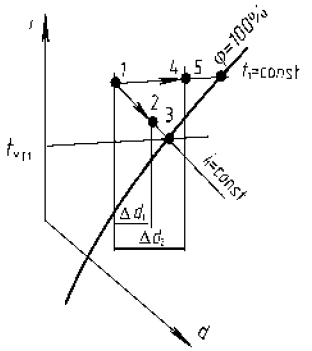


Рис. 1.9. Изображение в $i-d$ диаграмме процессов адиабатического и изотермического увлажнения

Процесс адиабатического увлажнения. Тонкий слой воды или ее мелкие капельки при контакте с воздухом приобретают температуру, равную температуре мокрого термометра. При контакте воздуха с водой, имеющей такую температуру, происходит процесс адиабатического увлажнения воздуха. В этом процессе энтальпия воздуха остается неизменной. В $i-d$ –диаграмме этот процесс можно проследить по линиям i = const (рис. 1.9). Если воздух, состояние которого соответствует точке *1*, будет находиться в контакте с водой, имеющей температуру мокрого термометра $t_{м.т.1}$, то его состояние будет изменяться по линии i_1 = const, например до точки *2*, если воздух ассимилирует Δd_1 влаги на 1 кг сухой части воздуха. Предельное состояние воздуха в этом процессе соответствует его насыщению влагой в точке *3* пересечения луча процесса с кривой φ = 100%. В вентиляции часто используют способ адиабатического увлажнения воздуха. Для этого в оросительной камере разбрызгивают одну и ту же воду, забираемую из ее поддона. Вода, непрерывно находясь в контакте с воздухом, имеет температуру, близкую к температуре мокрого термометра. Она в небольшой части (около 3%) испаряется и увлажняет воздух, проходящий через камеру. Реальный луч процесса несколько отклоняется от линии i = const, но это отклонение незначительно. Увлажнение воздуха в камере орошения практически протекает до φ = 90–95%.

Процесс адиабатического увлажнения, протекающий по линии i = const, может быть приближенно рассчитан по формуле

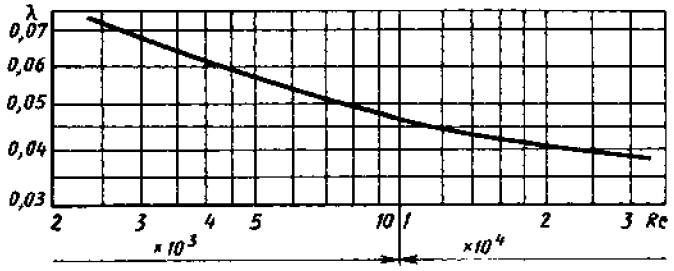
$$\frac{\Delta t}{\Delta d} = 2{,}45, \qquad (1.52)$$

где Δt – изменение температуры воздуха, °С, при изменении его влагосодержания на Δd, г/кг.

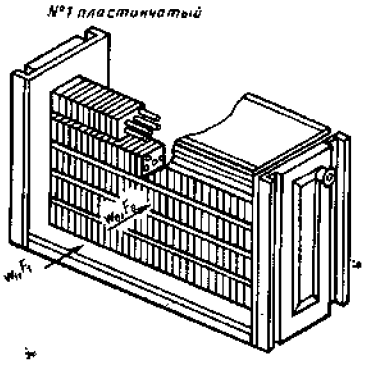
Продолжение

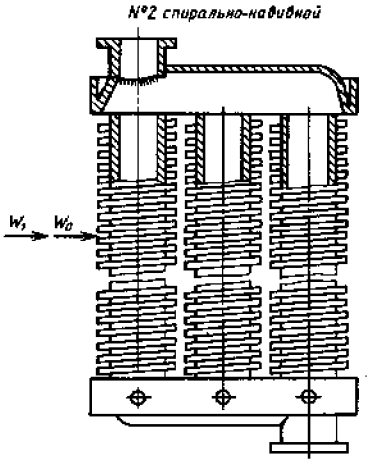
Радиатор трубчато-пластинчатый [429]	**Диаграмма 1.8.10–24**

$Re \cdot 10^{-4}$	0,3	0,4	0,5	0,6	0,8	1,0	1,4	2,0	2,5	3,0
λ	0,068	0,062	0,057	0,054	0,050	0,046	0,043	0,040	0,039	0,038



Калориферы [574]	**Диаграмма 1.8.10–25**





Тип и характеристика калориферов	Сопротивление воздушному потоку Δp^* одного ряда калориферов при массовой скорости потока в живом сечении ρw_0, кг/(м²·с) ($w_0 = \frac{Q}{F_0}$, м/с; F_0 – живое сечение)												Формула сопротивления Δp, Па
	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	
КВБ – пластинчатый, одноходовой, средней модели; по направлению движения воздуха имеет три ряда трубок с зигзагообразным расположением	–	15,6 / 1,6	–	31,0 / 3,2	–	50,4 / 5,1	–	73,5 / 7,5	–	100,4 / 10,2	–	133 / 13,6	$1,5(\rho w_0)^{1,69}$
КФС – одноходовой, КМС – многоходовой; пластинчатый, средней модели; по направлению движения воздуха имеют три ряда трубок с коридорным расположением	8,9 / 0,9	13,7 / 1,4	20,6 / 2,1	28,5 / 2,9	37,3 / 3,8	47,0 / 4,8	57,0 / 5,8	68,7 / 7,0	81,5 / 8,3	95,1 / 9,7	109 / 11,1	126 / 12,8	$1,2(\rho w_0)^{1,76}$

Процесс изотермического увлажнения. Если в воздух подавать пар, имеющий температуру воздуха по сухому термометру, то воздух будет увлажняться, не изменяя своей температуры. Процесс изотермического увлажнения воздуха паром в $i - d$ – диаграмме можно проследить по линиям t = const. При подаче пара в воздух с параметрами, определяемыми точкой *1* (см. рис. 1. 9), его состояние будет изменяться по линии t_1 = const. После увлажнения его состояние может соответствовать произвольной точке на этой изотерме, например точке *4* при ассимиляции Δd_2 влаги (см. рисунок). При увлажнении воздуха паром с температурой t_1 его предельное состояние будет соответствовать точке *5* пересечения линии t_1 = const с линией $\varphi = 100\%$.

В вентиляционной практике используют способ увлажнения воздуха острым паром. В этом случае пар обычно имеет температуру более 100 °С, но это почти не изменяет направления луча процесса. В текстильном производстве применяют способ местного доувлажнения. В воздухе помещения пневматическими форсунками распыляют воду, мелкие капли которой полностью испаряются, находясь во взвешенном состоянии в воздухе. На адиабатическое испарение капель расходуется избыточное тепло помещения. В результате температура воздуха, помещения остается неизменной, поэтому можно считать, что такой процесс местного доувлажнения идет по линии, соответствующей изотерме помещения.

Реальные процессы увлажнения воздуха паром при их изображении в *i–d* –диаграмме могут отклоняться от линии t = const, но эти отклонения обычно незначительны.

Процесс изотермического увлажнения, протекающий по линии t = const, можно приближенно рассчитывать по формуле

$$\frac{\Delta i}{\Delta d} = 2{,}53\,, \qquad (1.53)$$

где Δi – изменение энтальпии воздуха, кДж/кг, при изменении его влагосодержания на Δd, г/кг.

Политропический процесс тепло- и влагообмена. Изменение состояния воздуха в вентиляционном процессе часто связано с одновременным поступлением в воздух или отбором от него тепла и влаги. Такое изменение состояния воздуха происходит в помещениях, где одновременно выделяются явное тепло и водяной пар, а также в специальных установках, где воздух одновременно охлаждается и осушается, и во многих других случаях. При произвольном соотношении ассимилированных количеств тепла и влаги изменение состояния воздуха можно изобразить в *i–d* – диаграмме линиями, имеющими то или иное направление. Если потоку воздуха, содержащему сухую часть в количестве G, кг/ч, передать Q, Вт, тепла и W, кг/ ч, влаги, то его энтальпия изменится на Δi, кДж/кг:

$$Q = G\Delta i\,, \qquad (1.54)$$

а влагосодержание – на Δd, кг/кг:

$$W = G\Delta d\,. \qquad (1.55)$$

Отношение правых и левых частей уравнений (1.54) и (1.55) есть показатель направления луча процесса изменения состояния воздуха в $i - d$ – диаграмме, обычно обозначаемый ε, т. е.

$$\frac{Q}{W} = \frac{\Delta i}{\Delta d} = \varepsilon\,. \qquad (1.56)$$

Отношение Q к W в этом уравнении связано с определенным отношением Δd к Δi. Последнее соответствует приращениям ординаты и абсциссы в $i - d$ – диаграмме, а поэтому их отношение определяет угол наклона прямой, по которой будет протекать процесс изменения состояния воздуха. Эта прямая называется *лучом процесса,* а ее угол наклона к оси абсцисс определяет *показатель направления* или *угловой коэффициент* луча процесса ε.

Если на $i - d$ – диаграмме провести два параллельных между собой отрезка *1 – 2* и *3 – 4,* то, как это видно из подобия треугольников (рис. 1.10), для них будут одинаковыми отношения

$$\frac{\Delta i_{1-2}}{\Delta d_{1-2}} = \frac{\Delta i_{3-4}}{\Delta d_{3-4}}\,, \qquad (1.57)$$

а следовательно, и показатель направления луча процесса ε. Отсюда можно сделать вывод, что одному и тому же углу наклона прямой в *i – d* –диаграмме соответствуют процессы изменения тепловлажностного состояния воздуха с одним и тем же количеством ассимилированного тепла Q на 1 кг ассимилированной влаги W. Для удобства построений на *i–d*-диаграмме обычно применяют угловые масштабы. По границам диаграммы (см. рис. 1.6.) нанесены деления с указанием значений ε. Для нахождения положения определенного луча процесса нужно деление с соответствующим численным значением ε соединить с нулем отсчета на оси ординат. И, наоборот, если в $i - d$ – диаграмме нанесены и соединены линией точки, соответствующие начальному и конечному состоянию воздуха, то направление луча процесса изменения состояния воздуха можно определить, проведя параллельную этой линии прямую через начало координат. Отсчет ε нужно снять по делению, через которое пройдет эта параллельная прямая.

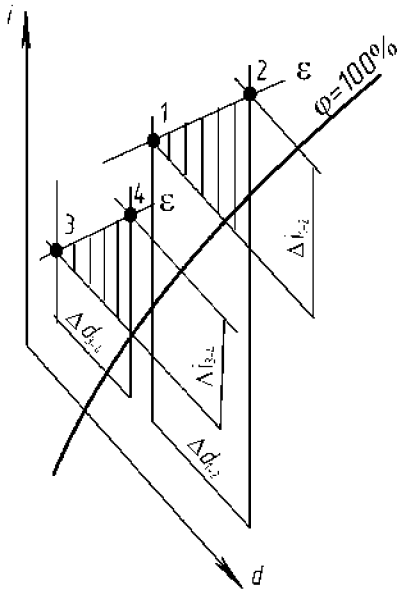


Рис. 1.10. К определению показателя ε направлений луча процесса изменения тепловлажностного состояния воздуха в *i–d*–диаграмме

Изменения состояния воздуха в помещении при его обработке в оросительной камере и во всех других случаях сводятся к изменению его энтальпии и влагосодержания. Зная начальное состояние воздуха, количество G его сухой части, полные теплопоступления Q и влагопоступления W в

воздух, можно, пользуясь показателем ε и *i–d* – диаграммой, определить конечные параметры воздуха. В другом случае неизвестным, при прочих известных данных, может быть: количество воздуха или полное количество тепла, или количество влаги и т. д. Политропический процесс с произвольным показателем ε включает в себя все возможные процессы изменения тепловлажностного состояния воздуха. Нетрудно видеть (рис. 1.11), что изовлажностный процесс нагревания соответствует значению

$$\varepsilon = \frac{+\Delta i}{0} = +\infty ; \qquad (1.58)$$

изовлажностный процесс охлаждения

$$\varepsilon = \frac{-\Delta i}{0} = -\infty . \qquad (1.59)$$

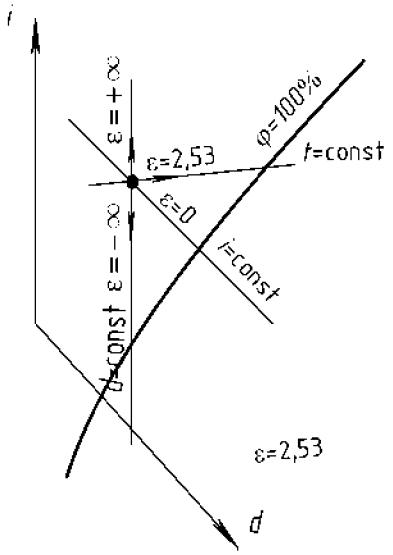


Рис. 1.11. Значения показателя ε направления лучей характерных процессов изменения тепловлажностного состояния воздуха в *i–d*-диаграмме

Процесс адиабатического увлажнения имеет

$$\varepsilon = \frac{0}{+\Delta d} = 0 . \qquad (1.60)$$

Величина ε для изотермического процесса

$$\varepsilon = \frac{\Delta i}{\Delta d} = 2{,}53 \text{ Дж/кг}. \qquad (1.61)$$

Произвольное значение ε в политропическом процессе приближенно можно рассчитать, пользуясь формулой

$$\frac{\Delta t}{\Delta i} = 0{,}98 - \frac{2{,}45}{\varepsilon} . \qquad (1.62)$$

Процесс смешивания. В вентиляционном процессе часто к наружному воздуху, подаваемому в помещение, подмешивается внутренний (происходит рециркуляция внутреннего воздуха). Возможны и другие случаи, связанные со смешиванием масс воздуха разного состояния. Процесс смешивания воздуха в *i–d* – диаграмме изображается прямой, соединяющей точки, соответствующие состоянию воздуха смешиваемых масс. Точка, соответствующая состоянию смеси, всегда располагается на этой прямой и делит ее на отрезки, обратно пропорциональные смешиваемым количествам воздуха. Если смешать воздух в количестве G_1, состояние которого соответствует точке *1* (рис. 1.12), с воздухом в количестве $G_2 = \frac{G_1}{n}$, состояние которого соответствует точке *2*, то точка смеси *3* разделит отрезок *1–2* или его проекции Δi_{1-2} и Δd_{1-2} на части *1–3* и *3–2* или Δi_{1-3} , Δi_{3-2} и Δd_{1-3}, Δd_{3-2}, отношение которых будет равно:

$$\frac{1-3}{3-2} = \frac{\Delta i_{1-3}}{\Delta i_{3-2}} = \frac{\Delta d_{1-3}}{\Delta d_{3-2}} = \frac{G_2}{G_1} = \frac{G_1}{nG_1} = \frac{1}{n}. \qquad (1.63)$$

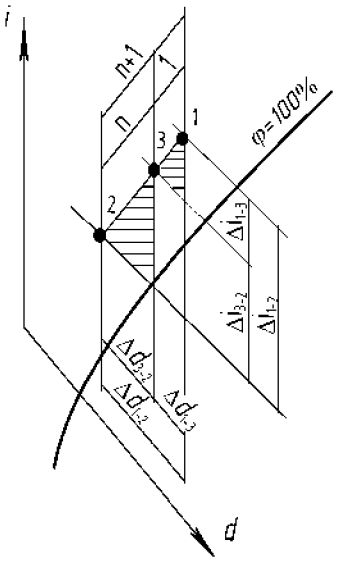


Рис. 1.12. Изображение в *i–d* – диаграмме процесса смешивания воздуха

Таким образом, чтобы найти точку смеси, нужно прямую *1–2* или ее проекции разделить на *n* + 1 частей и отложить от точки *1* одну часть, оставив *n* частей до точки *2*. Такое построение определит положение точки смеси. Возможен случай, когда точка смеси окажется в области ниже линии φ = 100%. Это значит, что при смешивании будет образовываться туман (конденсация водяного пара, содержащегося в воздухе).

Процесс тепло- и влагообмена между воздухом и водой. Для увлажнения или осушки, а часто и для охлаждения или нагревания воздух вводят в контакт с водой. Для этого его пропускают через оросительные камеры, в которых разбрызгивается вода, или продувают через специальные пористые слои или оребренные поверхности, которые орошаются водой. В процессе обработки используется специально приготовляемая вода, имеющая температуру, отличную от $t_{м.т.}$. Размеры капель и толщина пленок воды в таком процессе достаточно велики. Этими двумя условиями данный процесс отличается от ранее рассмотренного процесса адиабатического увлажнения.

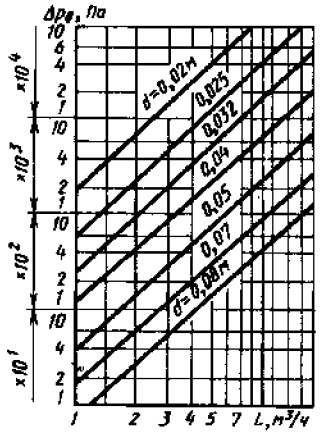
Обычно предполагают, что тонкий слой воздуха на поверхности воды оказывается полностью насыщенным водяным паром, а температура воздуха равна температуре воды. Следовательно, при разбрызгивании воды тонкий слой воздуха на поверхности капель имеет температуру разбрызгиваемой воды и относительную влажность φ = 100%.

Продолжение

Калориферы [564]	**Диаграмма 1.8.10–25**

КФБ – одноходовой, КМБ – многоходовой; пластинчатый, большой модели;, по направлению движения воздуха имеют четыре ряда трубок с коридорным расположением	$\frac{11,8}{1,2}$	$\frac{18,7}{1,9}$	$\frac{27,5}{2,8}$	$\frac{37,3}{3,8}$	$\frac{49,0}{5,0}$	$\frac{60,8}{6,2}$	$\frac{75,5}{7,7}$	$\frac{90,5}{9,2}$	$\frac{106}{10,8}$	$\frac{125}{12,7}$	$\frac{143}{14,6}$	$\frac{160}{16,3}$	$1,73(\rho w_0)^{1,72}$
КФСО – спирально-навивной, одноходовой, средней модели; по направлению движения воздуха имеет три ряда трубок в шахматном порядке	$\frac{30,4}{3,1}$	$\frac{53,0}{5,4}$	$\frac{83,5}{8,5}$	$\frac{116}{11,8}$	$\frac{165}{16,8}$	$\frac{215}{21,9}$	$\frac{270}{27,5}$	$\frac{336}{34,2}$	$\frac{405}{41,2}$	$\frac{486}{49,5}$	$\frac{572}{58,2}$	$\frac{656}{66,8}$	$3,3(\rho w_0)^{2,01}$
КФБО – спирально-навивной, одноходовой, большой модели; по направлению движения воздуха имеет четыре ряда трубок, расположенных в шахматном порядке	$\frac{36,3}{3,7}$	$\frac{64,7}{6,6}$	$\frac{99,0}{10,1}$	$\frac{141}{14,3}$	$\frac{191}{19,4}$	$\frac{245}{24,9}$	$\frac{308}{31,4}$	$\frac{381}{38,8}$	$\frac{458}{46,7}$	$\frac{543}{55,2}$	$\frac{628}{64,0}$	$\frac{721}{73,5}$	$4,2(\rho w_0)^{1,94}$
СТД 3009В – одноходовой и СТД 3010В – многоходовой; пластинчатые; средней модели; имеют плоские трубки, расположенные параллельно потоку воздуха	$\frac{9,8}{1,0}$	$\frac{16,7}{1,7}$	$\frac{24,5}{2,5}$	$\frac{34,4}{3,5}$	$\frac{44,2}{4,5}$	$\frac{56,0}{5,7}$	$\frac{68,6}{7,0}$	$\frac{82,5}{8,4}$	$\frac{97,2}{9,9}$	$\frac{115}{11,7}$	$\frac{133}{13,5}$	$\frac{151}{15,4}$	$1,54(\rho w_0)^{1,73}$

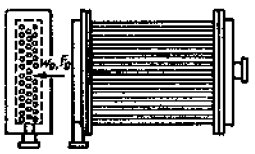
* В числителе Δp дано в Па, в знаменателе – в кгс/м^2.



Сопротивление потоку воды калориферов всех типов определяют по графику $\Delta p_в = f(L, d)$ с поправочным коэффициентом $k_1 = f(m_x)$: $\Delta p_{в_{mx}} = k_1 \Delta p_в$

Число ходов в калорифере m_x	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
k_1	1,0	1,5	2,0	2,7	3,3	4,1	4,7	5,4	6,1	6,8	7,5	8,2

Калорифер гладкотрубчатый	**Диаграмма 1.8.10–26**



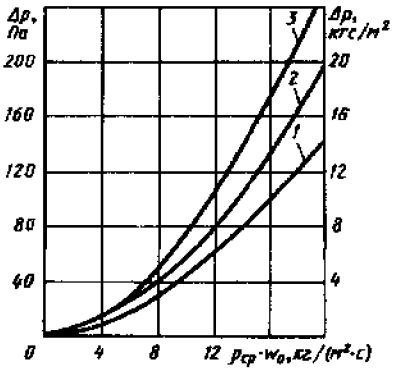
$w_0 = \frac{Q}{F_0}$; F_0 – живое сечение

Двухрядные: $\Delta p = 0,613 \left(\rho_{ср} w_0\right)^{1,81}$ Па – см. кривую *1*;

трехрядные: $\Delta p = 0,86 \left(\rho_{ср} w_0\right)^{1,81}$ Па – см. кривую *2*; четырехрядные: $\Delta p = 1,11 \left(\rho_{ср} w_0\right)^{1,81}$ Па – см. кривую *3*.

Продолжение

Калорифер гладкотрубчатый	**Диаграмма 1.8.10–26**



Значения Δp

Кривая	$\rho_{ср} w_0$, кг/(м²·с)					
	1	2	4	6	8	10
Па						
1	0,59	2,16	7,55	15,7	26,5	39,2
2	0,79	3,04	10,8	21,6	37,3	55,8
3	1,08	3,92	13,7	28,5	48,1	71,5
кгс/м²						
1	0,06	0,22	0,77	1,60	2,70	4,00
2	0,08	0,31	1,10	2,20	3,80	5,70
3	0,11	0,40	1,40	2,90	4,90	7,30

Кривая	$\rho_{ср} w_0$, кг/(м²·с)				
	12	14	16	18	20
Па					
1	58,7	76,5	96,3	115	140
2	77,5	102	129	160	197
3	100	132	168	206	255
кгс/м²					
6,00	7,80	9,80	11,7	14,3	
7,90	10,4	13,2	16,3	20,1	
10,2	13,4	17,1	21,0	26,0	

Электрокалориферы [574]	**Диаграмма 1.8.10–27**

Характеристика	Тип калорифера					
	СФО-25/1-Т	СФО-40/1-Т	СФО-60/1-Т	СФО-100/1-Т	СФО-160/2-Т	СФО-250/1-Т
Мощность, кВт	25	40	60	100	160	250
Мощность одной секции, кВт	6,25	10	15	25	40	62,5
Площадь F живого сечения для прохода воздуха, м²	0,076	0,133	0,255	0,318	0,555	0,800
Перепад температуры, °С	48	43	42	46	46	47
Пропускная способность (по воздуху) G, кг/с	0,592	0,94	1,43	2,50	3,33	5,20
Сопротивление потоку воздуха Δp*	$\frac{24,7}{2,52}$	$\frac{21,4}{2,18}$	$\frac{18,0}{1,83}$	$\frac{20,0}{2,10}$	$\frac{15,2}{1,56}$	$\frac{17,7}{1,80}$
Масса, кг	67	100	134	197	312	421
Размеры, м:						
длина	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48
ширина	0,63	0,75	0,87	0,99	1,23	1,35
высота	0,657	0,807	0,957	1J07	1,407	1,707

* В числителе Δp дано в Па, в знаменателе – в кгс/м².

При таком предположении процесс тепло- и влагообмена между воздухом и водой рассматривают как процесс смешения основного потока воздуха с воздухом в тонком слое на контакте с поверхностью воды, который считается полностью насыщенным водяным паром. В процессе теплообмена температура слоя или капель воды несколько изменяется. Для расчета берут некоторую промежуточную (близкую к конечной) температуру. Положение точки смеси в *i–d* – диаграмме на прямой, соединяющей точку, соответствующую начальному состоянию воздуха, с точкой, определенной температурой воды на линии φ = 100%, зависит от площади поверхности соприкосновения и его продолжительности, а также от параметров воздуха и воды.

В расчетах обычно используют так называемый *коэффициент орошения* μ, равный количеству разбрызгиваемой воды в килограммах, приходящейся на 1 кг воздуха. Учитывают также показатель направления луча процесса и конструктивные особенности камеры. Обычно принимают, что точка смеси устойчиво может находиться на линии φ = 90–95%, и из этого условия рассчитывают режим процесса орошения.

Состояние воздуха, обменивающегося с водой теплом и влагой, может претерпевать различные изменения в зависимости от соотношения параметров воды и воздуха. Можно рассмотреть несколько характерных случаев изменения состояния воздуха при контакте его с водой, имеющей разную температуру. Проведем рассмотрение для воздуха, начальное состояние которого соответствует точке *A* в *i–d*–диаграмме, представленной на рис. 1.13.

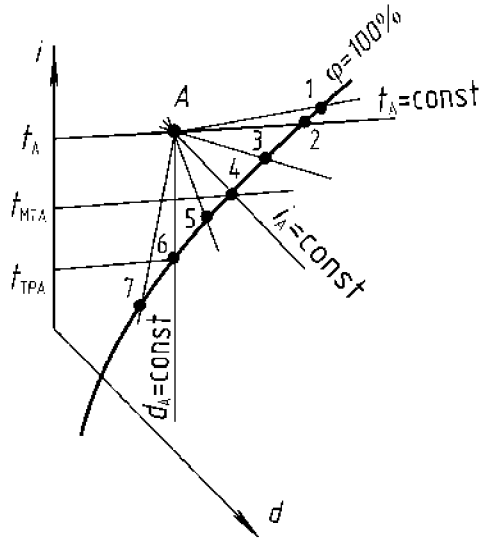


Рис. 1.13. Изображение в *i–d* – диаграмме процессов тепло- и влагообмена между воздухом и водой с различной температурой

При температуре воды, соответствующей точке *1* ($t_{воды} > t_A$), происходит увлажнение и нагрев воздуха. Испарение воды осуществляется целиком за счет ее собственной энтальпии. При температуре воды, соответствующей точке *2* ($t_{воды} = t_A$) , воздух увлажняется, не изменяя своей температуры. На испарение расходуется тепло воды. При температуре воды, соответствующей точке *3* ($t_{м.т.A} < t_{воды} < t_A$), происходит увлажнение и некоторое охлаждение воздуха. Тепло на испарение поступает от воздуха и частично от воды. Если вода имеет температуру мокрого термометра ($t_{воды} = t_{м.т.A}$) (точка *4*), происходит адиабатическое увлажнение воздуха. Тепло для испарения отнимается только от воздуха. В точке *5* температура воды соответствует условию ($t_{т.р.A} < t_{воды} < t_{м.т.A}$). Воздух несколько увлажняется и заметно охлаждается. Тепло воздуха идет на испарение и на нагрев воды. В точке *6* ($t_{воды} = t_{т.р.A}$) происходит охлаждение воздуха. Явное тепло воздуха отдается воде при неизменном его влагосодержании. При $t_{воды} < t_{т.р.A}$ (точка 7) происходит охлаждение и осушка воздуха. Вода охлаждает воздух и забирает скрытое тепло, выделяющееся при конденсации водяного пара на ее поверхности, а также тепло явного теплообмена с воздухом.

В расчете обычно нужно знать параметры воздуха после его контакта с водой и температуру воды, которая обеспечит заданное направление луча процесса. Конечные параметры воздуха, как было сказано, определяются точкой пересечения луча процесса изменения состояния воздуха, характеризуемого параметрами *i*, *d* и направлением луча ε, с линией φ = 95%. Температура (промежуточная, условная) воды определится точкой пересечения этого луча с линией φ = 100%. Параметры точек пересечения легко определить графическими построениями в *i–d* – диаграмме, как это показано на рис. 1.14 на примере φ = 95% и φ = 100%. Они могут быть легко определены и по приближенным формулам.

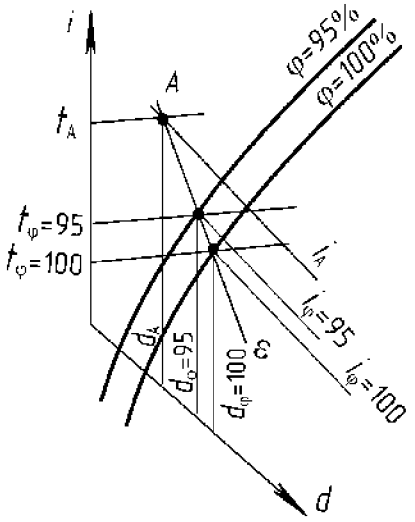


Рис. 1.14. К аналитическому определению параметров точек пересечения луча процесса ε при изменении состояния воздуха, соответствующего точке *A*, с линиями φ = 95% и φ = 100%

Энтальпия $i_φ$ точек пересечения, где индекс φ относит величину *i* к пересечению с линией φ = 90%, φ = 95% или φ = 100%, может быть определена по формуле

$$i_\varphi = \frac{i - \left(\frac{C}{D} - d\right)\varepsilon}{1 - \varepsilon / D} \qquad (1.64)$$

Влагосодержание d_φ и температура t_φ этих точек пересечения могут быть определены по формулам:

$$d_\varphi = \frac{i_\varphi - C}{D}; \qquad (1.65)$$

$$t_\varphi = \frac{i_\varphi - A}{B}. \qquad (1.66)$$

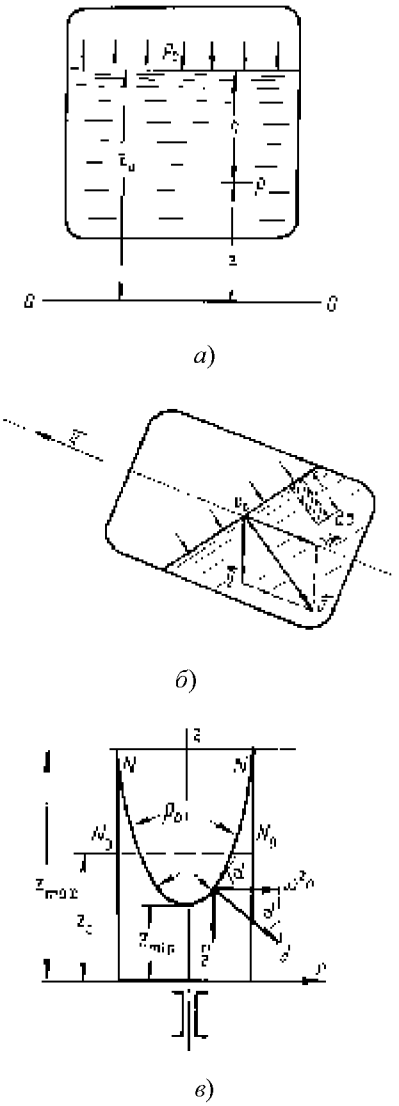
Численные значения коэффициентов *A, B, C, D*, входящих в формулы 1.64 – 1.66, приведены в табл. 1.30.

Таблица 1.30

Значения коэффициентов *A, B, C* и *D*

φ, %	*A*	*B*	*C*	*D*
При t_φ от 0 до 10 °С				
100	9,42	1,97	–9,46	5,11
95	9,25	1,97	–9,67	5,32
90	8,37	1,88	–10,55	5,53
При t_φ от 10 до 20 °С				
100	1,26	2,85	–0,63	3,95
95	0 84	2,27	–0,50	4,02
90	0,84	2,64	0,08	4,02
При t_φ от 20 до 30 °С				
100	–28,05	4,27	7,41	3,39
95	–27,22	4,10	6,95	3,47
90	–26,38	3,98	6,47	3,52

Расчет всех процессов изменения тепловлажностного состояния воздуха очень упрощается и становится наглядным при пользовании графическим методом построения в *i–d* – диаграмме. Однако в некоторых случаях удобнее воспользоваться приближенными формулами, приведенными в конце каждого пункта данного параграфа. Погрешность расчета по ним не выходит за пределы 3%, что вполне допустимо в инженерной практике, например, при расчете на ЭВМ.



а)

б)

в)

Рис. 1.15. Относительный покой жидкости

1.2. ГИДРОСТАТИКА

Гидростатикой называется раздел гидравлики, в котором изучаются законы равновесия жидкостей, находящихся в относительном покое, и взаимодействие их с твердыми телами. Под относительным покоем будем понимать такое состояние жидкости, при котором в ней отсутствует перемещение отдельных ее частиц по отношению друг к другу.

Частными случаями относительного покоя являются:

а) абсолютный покой – жидкость находится в резервуаре, который неподвижен относительно Земли (рис. 1.15*а*);

б) относительный покой – жидкость находится в резервуаре, который движется прямолинейно с постоянным ускорением (рис. 1.15*б*);

в) относительный покой – жидкость находится в покое относительно резервуара, который вместе с жидкостью вращается с постоянной угловой скоростью вокруг оси *z* (рис. 1.15*в*).

1.2.1. Дифференциальные уравнения

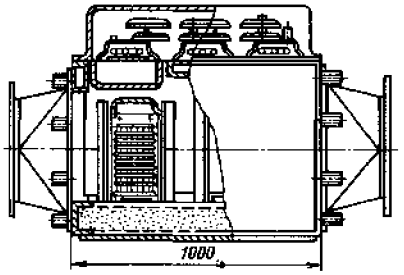
Для составления условий равновесия жидкости необходимо учесть все силы, действующие на нее. Силы, действующие на жидкость, можно разделить на **массовые** (объемные) и **поверхностные**.

К **массовым** относятся такие силы, величина которых зависит от массы (объема). Это силы тяжести и инерционные силы.

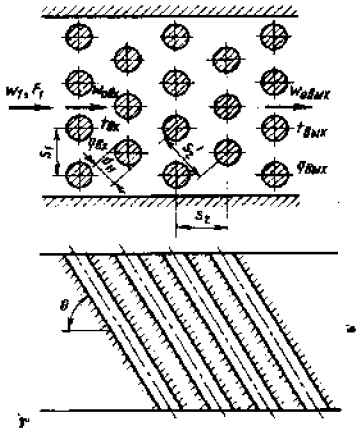
Величина **поверхностных** сил зависит от площади поверхности, на которую они действуют. К ним относятся силы давления, трения. В покоящейся жидкости силы трения

Продолжение

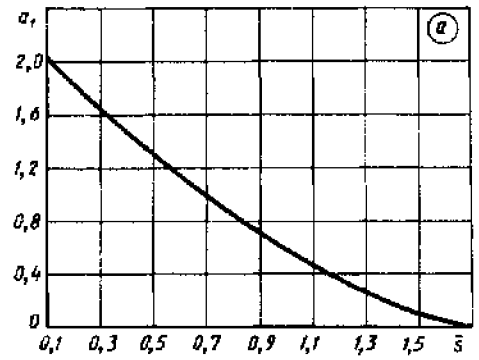
Электрокалориферы [574]	**Диаграмма 1.8.10–27**



Пучок гладких труб (поперечный), расположенных в шахматном порядке; $3\cdot10^3<\mathrm{Re}_{ср}=\frac{w_{0ср}d_н}{\nu}<10^5$ **[41, 409]**	**Диаграмма 1.8.5 – 28**



$$S_2'=\sqrt{0,25S_1^2+S_2^2}$$



$$\zeta\equiv\frac{\Delta p}{\rho_{ср}w_{0\,ср}^2/2}=\psi A\mathrm{Re}_{ср}^{-0,27}\left(z_р+1\right)+\Delta\zeta_1;$$

$$\zeta_1\equiv\frac{\Delta p}{\rho_1 w_1^2/2}=\zeta\left(\frac{\rho_1}{\rho_{ср}}\right)^2\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2$$

1) $\frac{S_1}{d_н}<1,44$ и $0,1\le\bar{s}<1,7$:

$$A=3,2+0,66a_1+\left(13,1-9,1\frac{S_1}{d_н}\right)\left(0,8+0,2a_1\right),$$

где $a_1=(1,7-\bar{s})^{1,5}$ – см. график *а*; $\mathrm{Re}_{ср}^{-0,27}$ – см. график *б*;

ψ – см. ниже; $\bar{s}=\frac{S_1-d_н}{S_2'-d_н}$;

θ °	30	45	60	90
ψ	0,34	0,57	0,80	1,0

2) $\frac{S_1}{d_н}\ge1,44$ и $0,1<\bar{s}<1,7$: $A=3,2+0,66a_1$;

3) $\frac{S_1}{d_н}<1,44$ и $1,7\le\bar{s}<6,5$: $A=\left(1,88-\frac{S_1}{d_н}\right)(\bar{s}+1)^2$;

4) $1,44\le\frac{S_1}{d_н}\le3,0$ и $1,7\le\bar{s}\le6,5$: $A=0,44(\bar{s}+1)^2$;

5) $3<\frac{S_1}{d_н}<10$ и $\bar{s}>1,7$: $A=1,83b_1$, где $b_1=\left(\frac{S_1}{d_н}\right)^{-1,46}$ – см. график *в*.

отсутствуют, поскольку нет взаимного перемещения (сдвига) частиц жидкости.

Выделим в покоящейся жидкости бесконечно малый прямоугольный параллелепипед с ребрами dx, dy, dz, параллельными соответствующим осям прямоугольной системы координат x, y, z (рис. 1.16).

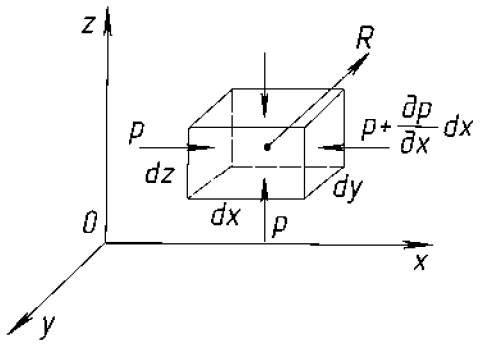


Рис. 1.16. Схема сил, действующих на элементарный параллелепипед

Будем считать, что равнодействующая **массовых** сил R приложена в центре тяжести выделенного объема жидкости. Пусть X, Y, Z – проекции равнодействующей массовых сил на соответствующие оси Ox, Oy, Oz, отнесенные к единице массы. Силы давления (поверхностные силы) пропорциональны площади каждой грани и приложены в ее центре.

Условие равновесия – сумма всех сил, действующих на выделенный объем, равна нулю – запишем в проекции на оси координат. Подробно рассмотрим лишь условие равновесия в проекции на ось Ox, а остальные запишем по аналогии.

Из поверхностных сил на ось Ox проектируются лишь силы гидростатического давления, действующие на грани, образованные ребрами dy и dz. Гидростатическое давление на передней грани обозначим через p, тогда на противоположной грани его можно выразить, имея в виду третье свойство гидростатического давления, через $\left(p+\frac{\partial p}{\partial x}dx\right)$; величина $\frac{\partial p}{\partial x}$ характеризует изменение давления на единицу длины в направлении оси Ox. Силы гидростатического давления будут равны произведению соответствующих давлений на площади граней, т. е. $dydz$. Проекция массовых сил на ось Ox, отнесенная к единице массы, равна X. Тогда проекцию массовой силы, действующей на весь объем параллелепипеда в направлении оси Ox, можно найти, умножив X на массу этого объема $\rho dxdydz$.

Условие равновесия выделенного объема жидкости можно записать как равенство суммы проекций всех сил на любую координатную ось.

В проекции на ось Ox оно запишется

$$p\,dy\,dz-\left(p+\frac{\partial p}{\partial x}dx\right)\,dy\,dz\;+\;X\rho\,dx\,dy\,dz=0.$$

После простых преобразований получим

$$X-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}=0. \qquad (1.67a)$$

Аналогично получаются уравнения в проекциях сил на оси y и z

$$Y-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}=0. \qquad (1.67б)$$

$$Z-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}=0. \qquad (1.67в)$$

Уравнения (1.67) являются дифференциальными уравнениями равновесия жидкости. Впервые они были получены Л. Эйлером в 1755 г. и названы в честь него уравнениями Л. Эйлера.

Эти уравнения выражают зависимость между массовыми и поверхностными силами в любой точке покоящейся жидкости.

Приведем уравнения к виду, удобному для интегрирования. Для этого поверхностные силы оставим в левой части равенства, а массовые перенесем в правую часть. Кроме того, помножим каждое уравнение (1.67) на dx, dy, dz соответственно и сложим их. В результате получим

$$\frac{\partial p}{\partial x}dx+\frac{\partial p}{\partial y}dy+\frac{\partial p}{\partial z}dz=\rho(Xdx+Ydy+Zdz). \qquad (1.68)$$

Если давление является функцией только лишь пространственных координат и не зависит от времени, то выражение, стоящее в левой части (1.68), будет полным дифференциалом от давления $p = p\,(x, y, z)$.

Тогда (1.68) запишем в виде:

$$dp=\rho(Xdx+Ydy+Zdz). \qquad (1.69)$$

Поверхности, на которых давление постоянно, называются уровенными поверхностями. Из (1.69) можно получить уравнение этих поверхностей, если в нем положить $dp = 0$. Тогда будем иметь

$$Xdx+Ydy+Zdz=0,$$

где X, Y, Z – проекции единичной массовой силы G, а dx, dy, dz – проекции вектора dl, лежащего на уровенной поверхности, на оси декартовой системы координат xyz. Из последнего уравнения следует, что $G \perp dl$, т. е. **уровенные поверхности нормальны к суммарной массовой силе, включающей инерционные силы и силу тяжести.**

1.2.2. Основное уравнение гидростатики

Рассмотрим случай, когда покоящаяся жидкость, имеющая массу m, заключена в резервуаре, и из массовых сил на нее действует лишь сила тяжести G. На свободную поверхность действует внешнее давление p_0, величина которого известна. Считаем, что ρ = const и G = const. Оси координат выбираем так, чтобы сила тяжести G была параллельна оси Oz и направлена в противоположную сторону (рис. 1.17).

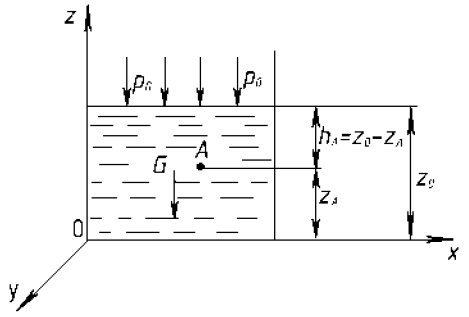
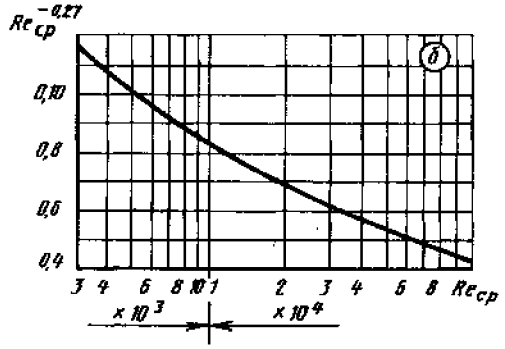
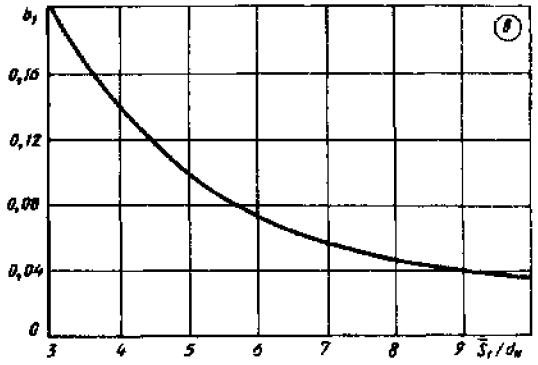


Рис. 1.17. Схема к выводу основного уравнения гидростатики

Продолжение

Пучок гладких труб (поперечный) расположенных в шахматном порядке; $3\cdot10^3<\mathrm{Re}_{ср}=\frac{w_{0ср}d_н}{\nu}<10^5$ **[41, 409]**	**Диаграмма 1.8.5–28**





$\bar{s}$	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,3	1,7
a_1	2,02	1,84	1,48	1,15	0,86	0,59	0,25	0

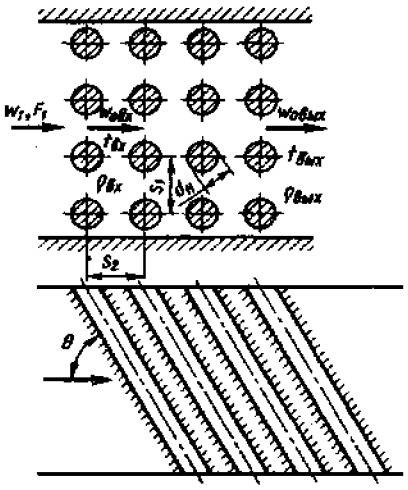
$\mathrm{Re}_{ср}$	$3\cdot10^3$	$4\cdot10^3$	$6\cdot10^3$	$8\cdot10^3$	10^4	$2\cdot10^4$	$4\cdot10^4$	$6\cdot10^4$	$8\cdot10^4$	10^5
$\mathrm{Re}_{ср}^{-0,27}$	0,117	0,106	0,095	0,089	0,083	0,069	0,057	0,051	0,047	0,045

$\frac{S_1}{d_н}$	3	4	5	6	7	8	9	10
b_1	0,204	0,131	0,098	0,074	0,058	0,048	0,040	0,035

$$\Delta\zeta_t = 2\frac{T_{вых}-T_{вх}}{T_{ср}};\ T_{ср}=\frac{T_{вх}+T_{вых}}{2};\ \rho_{ср}=\rho_0\frac{273}{T_{ср}};\ w_{0ср}=w_{0вх}\frac{T_{ср}}{T_{вх}};$$

$z_р$ – число поперечных рядов труб в пучке; ν – в зависимости от $T_{ср}$ см. параграф 1.1. Для загрязненных пучков $\zeta_{гр}=1{,}3\zeta$.

Пучок гладких труб (поперечный) с коридорным расположением $3\cdot10^3<\mathrm{Re}_{ср}=\frac{w_{0ср}d_н}{\nu}<10^5$ **[41, 409]**	**Диаграмма 1.8.10–29**



$$\zeta\equiv\frac{\Delta p}{\rho_{ср}w_{0ср}^2/2}=\psi A\,\mathrm{Re}_{ср}^m z_р+\Delta\zeta_t;$$

$$\zeta_1\equiv\frac{\Delta p}{\rho_1 w_1^2/2}=\zeta\left(\frac{\rho_1}{\rho_{ср}}\right)^2\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2;$$

1) $\frac{S_1}{d_н}\le\frac{S_2}{d_н}$ и $0{,}06\le\bar{s}_1\le1{,}0$: $A=1{,}8\left(\frac{S_1}{d_н}-1\right)^{-0,5}$;

$m=-0{,}2$; $\bar{s}_1=\frac{S_1-d_н}{S_2-d_н}$; $\mathrm{Re}_{ср}^m$ см. график *а* при $\bar{s}_1=1{,}0$;

ψ см. ниже.

θ°	30	45	60	90
ψ	0,30	0,54	0,82	1,0

Тогда проекции массовых сил, отнесенные к единице массы, будут равны:

$$X = Y = 0;\ Z = \frac{G}{m} = g;$$

Выражение (1.69) упростится и примет вид $dp = -\rho g dz$.

Так как $\gamma = \rho g$, то $dp = -\gamma dz$. (1.70)

Это дифференциальное уравнение равновесия жидкости, находящейся под действием силы тяжести.

Проинтегрировав (1.70), получим $p = -\gamma z + c_1$,

где c_1 – постоянная интегрирования.

Разделив полученное уравнение на удельный вес γ = const и обозначив $\frac{c_1}{\gamma} = c$, будем иметь

$$z + \frac{p}{\gamma} = c. \qquad (1.71)$$

Уравнение (1.71) называется **основным уравнением гидростатики**. Величина z называется геометрическим напором, а $\frac{p}{\gamma}$ – пьезометрическим напором. Они измеряются обычно в метрах столба рассматриваемой жидкости (м).

Основное уравнение гидростатики (1.71) показывает, что сумма геометрического и пьезометрического напоров для всех точек покоящейся жидкости есть величина постоянная. Постоянную c можно определить из граничных условий (рис. 1.17). При $z = z_0$, давление $p = p_0$, тогда $c = z_0 + \frac{p_0}{\gamma}$.

Подставляя значение c в (1.71), имеем

$$z + \frac{p}{\gamma} = z_0 + \frac{p_0}{\gamma}$$

Отсюда при известных z_0 и p_0 можно найти давление в любой точке покоящейся жидкости

$$p = p_0 + \gamma (z_0 - z). \qquad (1.72)$$

Так, в точке A, имеющей координату $z = z_A$, давление будет

$$p_A = p_0 + \gamma(z_0 - z_A).$$

Если разность $z_0 - z_A$, равную глубине погружения точки относительно свободной поверхности, обозначить через h_A, то последнее уравнение можно записать в виде

$$p_A = p_0 + \gamma h_A. \qquad (1.73)$$

Это вторая форма записи основного уравнения гидростатики, которое теперь можно трактовать так: давление в любой точке A внутри покоящейся жидкости равно сумме давления, действующего на свободную поверхность, и произведения удельного веса жидкости на глубину погружения точки (веса столба жидкости над точкой с единичной площадью основания).

Если давление на свободную поверхность p_0 равно атмосферному, то произведение γh будет равно избыточному давлению (см. рис. 1.2*а*). Таким образом, избыточное давление в любой точке покоящейся жидкости определяется глубиной ее погружения.

Действительно, если на этой глубине к резервуару с жидкостью подсоединить трубку с открытым концом (рис. 1.18), то жидкость под действием избыточного давления, равного γh, поднимется в ней на высоту h. Это следует из основного уравнения гидростатики, ибо только в этом случае гидростатические давления в точке A со стороны резервуара и трубки будут равны, и жидкость будет находиться в покое. На этом основан принцип замера избыточного давления с помощью таких трубок, называемых пьезометрами. Замерив высоту жидкости в пьезометре, можно определить избыточное давление:

$$p_{изб} = \gamma h.$$

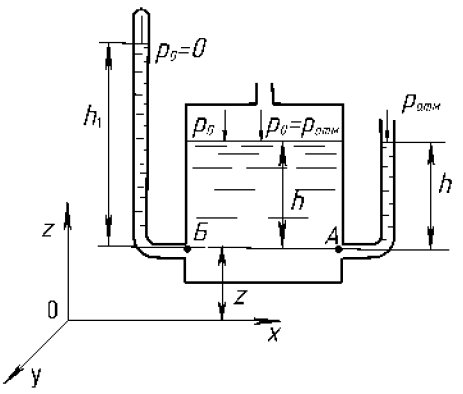


Рис. 1.18. Работа сил давления

Если верхний конец пьезометра будет запаян и из трубки будет откачан воздух до давления $p_0 = 0$, то высота, на которую поднимается жидкость, будет соответствовать абсолютному давлению (см. рис. 1.2*а*) $h_1 = \frac{p_{абс}}{\gamma}$.

Из уравнения (1.73) следует два важных вывода.

1. На сколько изменится давление на свободной поверхности жидкости, на столько же изменится гидростатическое давление в любой ее точке, или давление в жидкости передается во все точки без изменения (закон Паскаля).

2. Давление в жидкости растет с увеличением глубины погружения точки по линейному закону.

Выясним теперь физический смысл геометрического и пьезометрического напоров.

Для этого рассмотрим потенциальную энергию частицы жидкости массой m, которая расположена на высоте z относительно плоскости xOy. Потенциальная энергия положения равна $E_{пот} = mgz$. Тогда удельная потенциальная энергия положения, т. е. энергия, отнесенная к единице веса, будет равна

$$e_{пот} = \frac{E_{пот}}{mg} = z.$$

Следовательно, геометрический напор выражает удельную потенциальную энергию положения, равную расстоянию частицы от плоскости xOy, называемой плоскостью сравнения. Плоскость сравнения обычно выбирается произвольно, что вполне допустимо, так как в основное уравнение гидростатики входит только разность геометрических напоров $z_0 - z$ [см. формулу (1.72)].

Физический смысл пьезометрического напора станет ясным из рассмотрения работы, совершаемой абсолютным давлением в месте присоединения пьезометра по подъему жидкости на высоту h_1 (рис. 1.18). Эта работа равна произведению силы гидростатического давления $P = p_{абс}\omega$ на расстояние h_1, на котором этой силой совершается работа

$$A = Ph_1 = p_{абс}\omega h_1,$$

где ω – площадь сечения пьезометра.

Продолжение

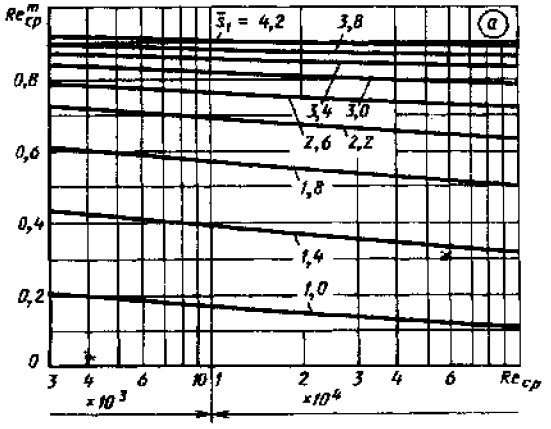
Пучок гладких труб (поперечный) с коридорным расположением $3\cdot10^3 < \mathrm{Re}_{ср} = \frac{w_{0ср} d_н}{\nu} < 10^5$ **[41, 409]**	**Диаграмма 1.8.10–29**

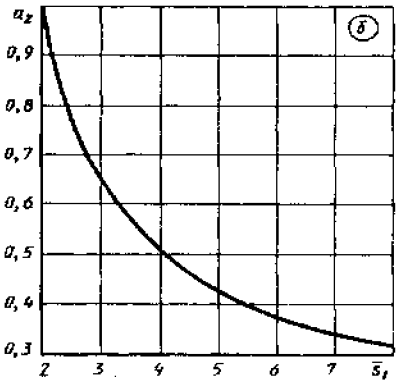
2) $\frac{S_1}{d_н} > \frac{S_2}{d_н}$ и $1{,}0 < \bar{s}_1 \le 8{,}0$: $A = 0{,}38 a_2 \left(\frac{S_1}{d_н} - 1\right)^{-0{,}5}$,

где $a_2 = (\bar{s} - 0{,}94)^{-0{,}59}$ см. график *б*;

$\mathrm{Re}_{ср}^m$ см. график *а*; $m = -\frac{0{,}2}{\bar{s}_1^2}$;

$8{,}0 \le \bar{s}_1 \le 15$: $A = 0{,}118\left(\frac{S_1}{d_н} - 1\right)^{-0{,}5}$; $m = 0$.





Значения $\mathrm{Re}_{ср}^m$

$\bar{s}_1$	$\mathrm{Re}_{ср} \cdot 10^{-3}$								
	3	4	6	8	10	20	40	60	90
1,0	0,20	0,19	0,18	0,17	0,16	0,14	0,12	0,11	0,10
1,4	0,44	0,43	0,41	0,40	0,39	0,36	0,34	0,32	0,31
1,8	0,61	0,60	0,59	0,57	0,56	0,54	0,52	0,51	0,50
2,2	0,72	0,71	0,70	0,69	0,68	0,66	0,65	0,64	0,63
2,6	0,79	0,78	0,78	0,77	0,76	0,75	0,73	0,72	0,71
3,0	0,84	0,83	0,83	0,82	0,81	0,80	0,80	0,79	0,78
3,4	0,87	0,87	0,86	0,86	0,85	0,84	0,83	0,83	0,82
3,8	0,90	0,89	0,89	0,88	0,88	0,87	0,87	0,86	0,86
4,2	0,92	0,91	0,91	0,90	0,90	0,89	0,89	0,88	0,88

$\bar{s}_1$	1,0	2	3	4	5	6	7	8
a_2	5,26	0,97	0,65	0,52	0,43	0,38	0,34	0,32

$\Delta\zeta_t$, $T_{ср}$, $\rho_{ср}$, $w_{0ср}$, $z_р$, ν и $\zeta_{гр}$ – см. диаграмму 1.8.10–28

Вес жидкости, перемещенной силой гидростатического давления в пьезометр, $G = \gamma\omega h_1$, а удельная работа, отнесенная к единице веса жидкости,

$$A_{уд} = \frac{A}{G} = \frac{p_{абс}\omega h_1}{\gamma\omega h_1} = \frac{p_{абс}}{\gamma}.$$

Таким образом, пьезометрический напор представляет собой удельную работу, которую могло бы совершить давление, или, иными словами, удельную потенциальную энергию давления жидкости.

Теперь основному уравнению гидростатики можно дать энергетическое толкование. Оно показывает, что сумма удельной потенциальной энергии положения и удельной потенциальной энергии давления в любой точке покоящейся жидкости есть величина постоянная. Эту постоянную обозначают буквой H и называют гидростатическим напором

$$z + \frac{p}{\gamma} = H. \qquad (1.74)$$

В дальнейшем под напором будем всегда подразумевать удельную энергию жидкости.

1. Пример. Определить величину абсолютного и избыточного гидростатического давления на глубине h = 8 м. Принять $p_0 = p_{атм}$ = 1кГ/см^2, γ = 1000 кГ/м^3 (рис. 1.18).

Р е ш е н и е. Абсолютное гидростатическое давление определяется по формуле

$p_{абс} = p_{атм} + \gamma h = 1 + 0{,}001 \cdot 800 = 1{,}8$ кГ/см^2 = 1,8 атм.

Избыточное гидростатическое давление будет равно

$P_{изб} = \gamma h = 0{,}001 \cdot 800 = 0{,}8$ кГ/см^2 = 0,8 атм.

1.2.3. Сила давления жидкости на плоскую стенку

Рассмотрим применение основного уравнения гидростатики для определения силы давления на стенки резервуара с жидкостью. Пусть нам необходимо определить силу, действующую на произвольную плоскую фигуру, которая расположена на стенке OM и имеет площадь, ограниченную контуром L (рис. 1.19). На плоскость чертежа эта фигура проектируется в линию AB.

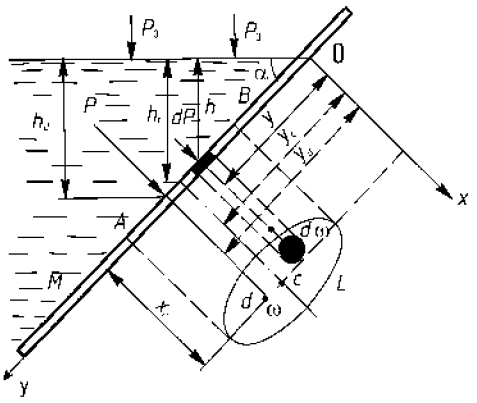


Рис. 1.19. Определение силы давления жидкости на плоскую стенку

Стенка OM наклонена к свободной поверхности под углом α. На свободную поверхность действует внешнее давление p_0. Решение этой задачи удобнее проводить в координатных осях xOy, одна из которых Oy направлена вдоль стенки OM, а Ox – по линии пересечения этой стенки со свободной поверхностью жидкости. Для наглядности стенка OM развернута в плоскость чертежа вокруг оси Oy. Через y_c здесь обозначена координата центра тяжести фигуры. Между координатой y любой точки рассматриваемой фигуры и глубиной погружения этой точки существует очевидная из чертежа связь

$$h = y \sin\alpha. \qquad (1.75)$$

Для определения силы давления p необходимо найти направление ее действия, величину и точку приложения. Точка приложения силы гидростатического давления называется **центром давления** (на рис. 1.19 ее координата обозначена y_d).

В соответствии с первым свойством гидростатического давления можно утверждать, что во всех точках площади ω давление жидкости будет направлено по нормали к стенке, следовательно, по нормали к ней будет направлена и сила гидростатического давления.

Давление в каждой точке фигуры AB определяется давлением на свободную поверхность p_0 и избыточным давлением, определяемым глубиной погружения этой точки

$$p = p_0 + \gamma h.$$

В дальнейшем будем считать, что давление p_0 и давление на стенки резервуара извне равны атмосферному давлению. Тогда сила, действующая на стенку, будет определяться лишь избыточным давлением $p_{изб} = \gamma h$.

На каждый элемент площади $d\omega$ действует элементарная сила $dP = p_{изб}\, d\omega = \gamma h d\omega$.

С учетом выражения (1.75)

$$dP = \gamma y \sin\alpha\, d\omega. \qquad (1.76)$$

Суммарная сила давления на всю площадь фигуры ω определяется как интеграл по всей поверхности

$$P = \gamma \sin\alpha \int_\omega y d\omega.$$

Интеграл $\int_\omega y d\omega$ представляет собой статический момент площади рассматриваемой фигуры относительно оси Ox и равен произведению координаты центра тяжести на ее площадь ω.

$$\int_\omega y d\omega = y_c \omega.$$

Отсюда

$$P = \gamma\, y_c \sin\alpha\, \omega = \gamma h_c \omega, \qquad (1.77)$$

где $\gamma\, h_c$ – избыточное давление в центре тяжести фигуры p_c.

Сила давления жидкости на плоскую фигуру равна произведению избыточного давления в центре тяжести этой фигуры на ее площадь

$$P = p_c\, \omega. \qquad (1.78)$$

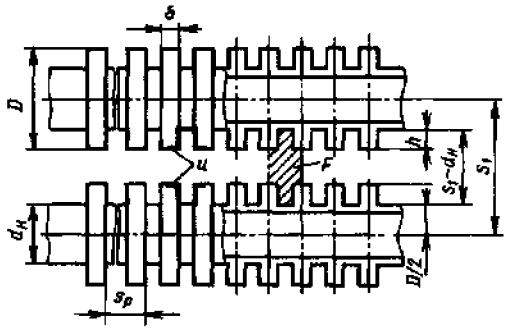
Для определения центра давления (точки приложения этой силы) необходимо в общем случае найти координаты y_d и x_d.

Упростим задачу, считая, что рассматриваемая фигура симметрична относительно прямой $x = x_c$. В этом случае $x_d = x_c$ и необходимо определить лишь y_d.

Воспользуемся известной теоремой статики: момент равнодействующей силы относительно какой-либо оси равен сумме моментов сил ее составляющих.

Момент силы P относительно оси Ox равен Py_d. Момент сил, ее составляющих, определится как интеграл по площа-

Пучок труб (поперечный) с ребрами [41]	Диаграмма 1.8.10–30



$S_р = S_{р\delta}$

1. Шахматное расположение труб при $\frac{l}{d_г} = 0{,}16 \div 6{,}55$

а) $2{,}2\cdot10^3 < \mathrm{Re}_l < 1{,}8\cdot10^5$:

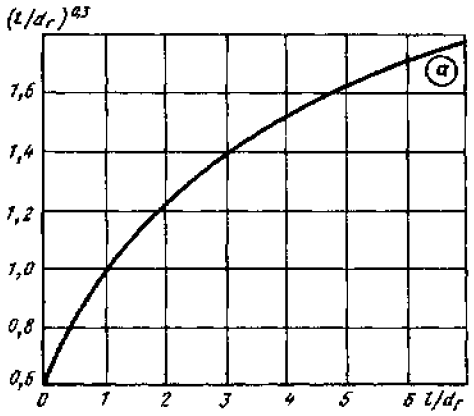
$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho_{ср} w_{0ср}^2/2} = c_z c_s \mathrm{Re}_l^{-0{,}25}\left(z_р + 1\right) + \Delta\zeta_t;$$

$$\zeta_1 \equiv \frac{\Delta p}{\rho_1 w_1^2/2} = \zeta\left(\frac{\rho_1}{\rho_{ср}}\right)^2\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2,$$

где c_z см. ниже

$z_р$	3	4	5	6
c_z	1,11	1,05	1,01	1,0
c'_z	1,30	1,14	1,05	1,0

$$c_s = 5{,}4\left(\frac{l}{d_г}\right)^{0{,}3};$$



б) $\mathrm{Re}_l > 1{,}8\cdot10^5$:

$$\zeta = 0{,}26\left(\frac{l}{d_г}\right)^{0{,}3} c_z\left(z_р + 1\right) + \Delta\zeta_t,$$

где $\left(\frac{l}{d_г}\right)^{0{,}3}$ см. график *а*, $\mathrm{Re}_l = \frac{w_{0ср} l}{\nu}$ [l для труб с круглыми ребрами – см. формулу (1.333) и для труб с квадратными ребрами – см. формулы (1.335) и (1.336); $d_г$ – см. формулу (1.334)].

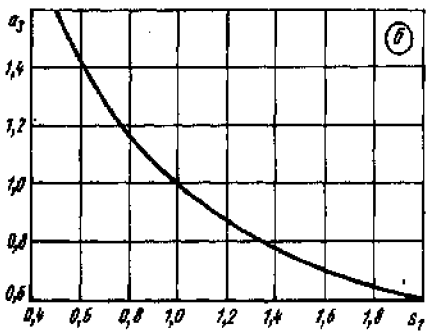
2. Коридорное расположение труб при $\frac{l}{d_г} = 0{,}9 \div 11{,}0$:

$\bar{s}_1 = \frac{S_1 - d_н}{S_2 - d_н}$; $\bar{s}_1 = 0{,}5 \div 2{,}0$ и $4{,}3\cdot10^3 < \mathrm{Re}_l < 1{,}6\cdot10^5$:

$$\zeta = c'_z c'_s \mathrm{Re}_l^{-0{,}08} z_р + \Delta\zeta_t,$$

где c'_z см. таблицу выше; $c'_s = 0{,}52\left(\frac{l}{d_г}\right)^{0{,}3} a_3$, где $a_3 = \bar{s}_1^{-0{,}68}$ см. график *б*; $\Delta\zeta_t$, $T_{ср}$, $\rho_{ср}$, $w_{0ср}$, $z_р$, ν и $\zeta_{гр}$ см. диаграмму 1.8.10–28

$\frac{l}{d_г}$	0,16	0,20	0,40	0,8	1,2	1,6	2,0	2,5	3,0	4,0	5,0	6,0	6,5
$\left(\frac{l}{d_г}\right)^{0,3}$	0,58	0,62	0,76	0,92	1,06	1,15	1,23	1,32	1,39	1,52	1,62	1,71	1,76



$\bar{s}_1$	0,50	0,75	1,00	1,25	1,50	1,75	2,00
a_3	1,60	1,22	1,00	0,85	0,76	0,68	0,62

ди ω от dPy. На основании вышеприведенной теоремы имеем

$$Py_d = \int_\omega dPy.$$

Отсюда с учетом (1.76) и (1.77) можно найти искомую координату y_d:

$$y_d = \frac{\int dPy}{P} = \frac{\gamma \sin\alpha \int_\omega y^2 d\omega}{\gamma \sin\alpha\, y_c \omega} = \frac{I_x}{y_c \omega}. \qquad (1.79)$$

Здесь I_x – момент инерции фигуры относительно оси Ox. Известно, что его можно выразить через момент инерции относительно центральной оси, проходящей через центр тяжести фигуры I_0, и расстояние между этой осью и осью Ox $y = y_c$:

$$I_x = I_0 + y_c^2\, \omega.$$

Имея в виду последнее, выражение (1.79) можно записать так:

$$y_d = \frac{I_0 + y_c^2 \omega}{y_c \omega}.$$

Разделив почленно, получим

$$y_d = y_c + \frac{I_0}{y_c \omega}. \qquad (1.80)$$

Так как I_0 всегда положителен, то из (1.80) видно, что $y_d > y_c$, т. е. центр давления расположен ниже центра тяжести. Это показывают эпюры гидростатического давления.

1.2.4. Эпюры гидростатического давления

Для графического изображения характера распределения гидростатического давления на стенку по глубине служат эпюры гидростатического давления.

При построении эпюр учитывается, что:

а) уравнение гидростатики (1.73) $p = p_0 + \gamma h$, характеризующее распределение давления по глубине, является уравнением прямой;

б) силы давления направлены нормально к стенке.

На рис. 1.20 показаны эпюры гидростатического давления, действующего на вертикальную стенку OB.

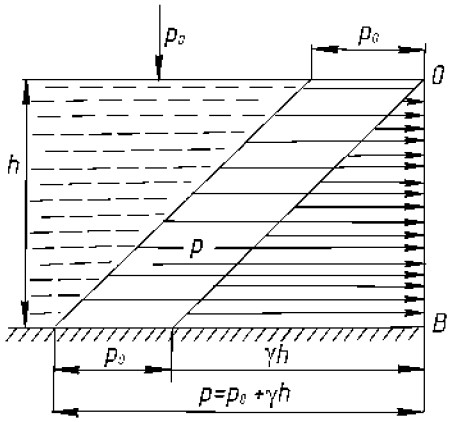


Рис. 1.20. Эпюры гидростатического давления, действующего на плоскую стенку

Для их построения достаточно в одинаковом масштабе отложить величину гидростатического давления по горизонтальному направлению, совпадающему с направлением гидростатического давления, на поверхности жидкости и у основания стенки, соединив концы этих отрезков прямой линией.

Из рис. 1.20 видно, что эпюра избыточного гидростатического давления представляет собой треугольник, а эпюра абсолютного гидростатического давления представляет собой трапецию.

Пример. Определить величину и точку приложения силы давления на плоский прямоугольный щит шириной b = 5 м, поддерживающий напор H = 3 м. Принять γ = = 1000 кГ/м^3 (рис. 1.21). На свободную поверхность жидкости и внешнюю поверхность стенки действует одинаковое давление p_0.

Решение. Силу избыточного давления находим по формуле (1.77):

$$P = \gamma h_c \omega = \frac{\gamma b H H}{2} = \frac{\gamma b H^2}{2},$$

$$P = 1000 \cdot 5 \cdot \frac{3^2}{2} = 22\,500 \text{ кГ} = 22{,}5 \text{ т}$$

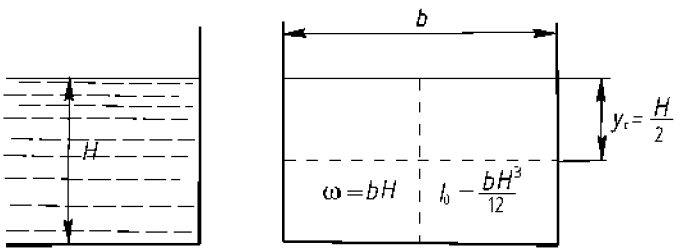


Рис. 1.21. Давление жидкости на вертикальную плоскую стенку

Для прямоугольной плоской фигуры момент инерции относительно оси, проходящей через ее центр тяжести, выражается известной зависимостью

$$I_0 = \frac{bH^3}{12}.$$

Тогда, имея в виду что в нашем случае $y_c = \frac{H}{2} = 1{,}5$,

$$y_d = \frac{H}{2} + \frac{\frac{bH^3}{12}}{bHH/2} = \frac{H}{2} + \frac{H}{6} = 2 \text{ м}.$$

Таким образом, центр давления расположен ниже центра тяжести на 0,5 м.

1.3. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И УРАВНЕНИЯ ГИДРОДИНАМИКИ

Задача гидродинамики. Гидродинамика изучает законы движения жидкостей, а также силовое и энергетическое взаимодействие между жидкостями и твердыми телами при их взаимном перемещении.

Скорость и давление, определяющие движение жидкости, изменяются в потоке жидкости в пространстве и во

времени. Основная задача гидродинамики состоит в исследовании изменения этих параметров в потоке жидкости и нахождении вида функций:

$$v = f_1(x, y, z, t),$$
$$p = f_2(x, y, z, t), \qquad (1.81)$$

где v и p – скорость и давление в рассматриваемой точке;

x, y, z – координаты этой точки;

t – время.

Скорость движения частиц жидкости будем обозначать через v, а проекции на соответствующие оси декартовой системы координат через v_x, v_y, v_z.

Два метода описания движения жидкости. В гидродинамике существует два подхода к изучению движения жидкости: метод Лагранжа и метод Эйлера.

По методу Лагранжа прослеживается движение отдельных частиц жидкости. Этот метод не получил широкого распространения в гидродинамике, т. к. он позволяет получить решение лишь для частных случаев движения жидкости.

По методу Эйлера течение жидкости изучают путем исследования свойств и характера движения частиц в отдельных точках пространства, занимаемого в рассматриваемый момент времени движущейся жидкостью.

Движение жидкости будет известным, если для каждой фиксированной точки пространства, в каждый момент времени будут определены функции (1.81)

$$v = f_1(x, y, z, t);$$
$$p = f_2(x, y, z, t).$$

Метод Эйлера широко используется в гидравлике. Решение задачи по определению зависимостей (1.81) с учетом всех физико-механических свойств реальных жидкостей теоретическим путем не всегда может быть найдено из-за сложности рассматриваемых явлений. Поэтому для упрощения ряда теоретических выводов вводится понятие идеальной жидкости.

Идеальная жидкость абсолютно несжимаема, не оказывает сопротивления растягивающим усилиям и лишена вязкости.

Сжимаемость, температурное расширение и сопротивление растяжению реальных жидкостей пренебрежимо малы (см. п. 1.1), поэтому основной особенностью, отличающей реальную жидкость от идеальной, является отсутствие у последней вязкости.

Пренебрежение вязкостью приводит к расхождениям теории с действительностью, и поэтому решения, полученные для идеальной жидкости, приходится трансформировать для реальной жидкости с введением поправок на вязкость, определяемых зачастую экспериментальным путем.

Установившееся движение. Установившимся движением называют такое движение жидкости, при котором скорость и давление во всех точках потока с течением времени не изменяются и зависят только от положения точки в потоке:

$$v = f_1(x, y, z,);$$
$$p = f_2(x, y, z,).$$

Примером установившегося движения может служить истечение жидкости из отверстия (крана) в стенке резервуара при постоянном напоре (рис. 1.22*а*).

Неустановившееся движение. Неустановившимся называют такое движение жидкости, при котором скорость движения и давление в каждой точке изменяются с течением времени, т. е. являются функциями не только координат, но и времени:

$$v = f_1(x, y, z, t);$$
$$p = f_2(x, y, z, t).$$

Примером неустановившегося движения жидкости служит истечение жидкости из отверстия (крана) при переменном напоре (рис. 1.22*б*).

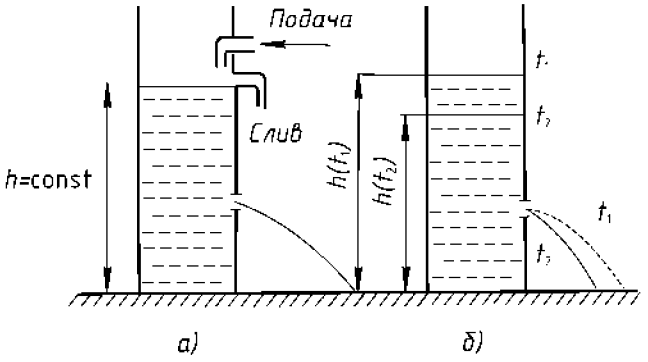


Рис. 1.22. *а* – установившееся,
б – неустановившееся движение жидкости

Движение называется одномерным, если скорость v и давление p зависят от одной пространственной координаты; двухмерным (плоским) – от двух; трехмерным (пространственным) – при зависимости этих величин от трех координат.

Следовательно, установившееся и неустановившееся движения могут быть одномерными, плоскими и пространственными. В гидравлике, как правило, изучаются одномерные движения жидкостей.

Траектория движения частицы. Линия, по которой движется отдельная частица, называется траекторией. Траекторию можно определить как совокупность пространственных точек, которые отдельная частица A последовательно проходит при своем движении в пространстве за некоторый промежуток времени (рис. 1.23).

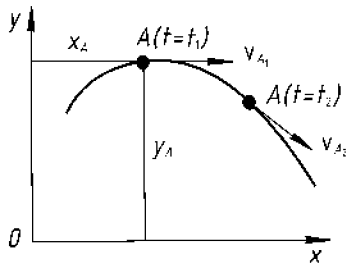
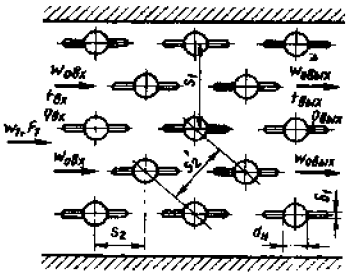
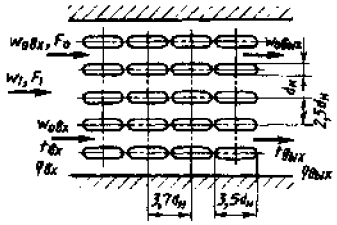
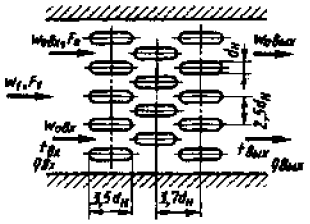
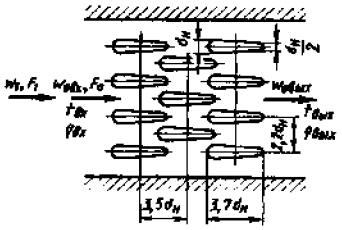


Рис. 1.23. Траектория частицы жидкости

Линия тока. Для характеристики поля скоростей в движущейся жидкости вводится понятие линии тока. Линия тока – это такая линия, в каждой точке которой скорость частиц направлена по касательной к ней. Следует обратить внимание на то, что линия тока, в отличие от траектории, относится к разным частицам и характеризует направление их движения в данный момент времени (рис. 1.24).

Пучки труб (поперечные) различной формы сечения [28]	**Диаграмма 1.8.10–31**

Трубы пучка, их расположение и схема	Коэффициент сопротивления $\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho_{ср} w_{0ср}^2/2}$; $\zeta_1 \equiv \frac{\Delta p}{\rho_1 w_1^2/2} = \zeta\left(\frac{\rho_1}{\rho_{ср}}\right)^2\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2$;
Продольно-ребристые (плавниковые), в шахматном порядке 	$\zeta = 1{,}2\zeta'$, где ζ' находят так же, как ζ, по диаграмме 1.8.10–28. Если ребра входят в зазор между трубами, то вместо $w_{0ср}$ принимают $w'_{0ср} = w_{0ср}\frac{S_1 - d_н}{S_1 - d_н - \delta'_1}$
Овальные, в коридорном порядке 	$10^4 < \mathrm{Re} = \frac{w_{0ср} d_н}{\nu} < 3\cdot 10^4$ $\zeta = 0{,}059 z_р + 0{,}31 + \Delta\zeta_t$
Овальные, в шахматном порядке 	$10^4 < \mathrm{Re} = \frac{w_{0ср} d_н}{\nu} < 3\cdot 10^4$ $\zeta = 0{,}20 z_р + 0{,}14 + \Delta\zeta_t$
Каплеобразные, в шахматном порядке 	$10^4 < \mathrm{Re} = \frac{w_{0ср} d_н}{\nu} < 3\cdot 10^4$ $\zeta = 0{,}12 z_р - 0{,}016 + \Delta\zeta_t$
Типа «Элеско», в шахматном порядке	$10^4 < \mathrm{Re} = \frac{w_{0ср} d_н}{\nu} < 3\cdot 10^4$ $\zeta = 0{,}46 z_р + \Delta\zeta_t$

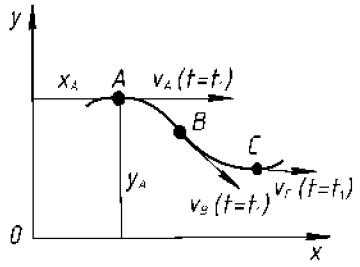


Рис. 1.24. Линия тока

В следующий момент времени при неустановившемся движении поле скоростей изменится и изменится положение линий тока.

Если же движение установившееся, то во всех точках пространства скорости не будут меняться по величине и направлению, и линии тока останутся неизменными. Частицы жидкости будут следовать по неизменным линиям тока. Таким образом, при установившемся движении линии тока и траектории совпадают.

Из определений линий тока следует, что они никогда не пересекаются, в противном случае оказалось бы, что одна и та же частица в данный момент времени в точке пересечения линий тока должна двигаться в разных направлениях. Исключение составляют особые (критические) точки в потоке, через которые проходит либо бесконечное число линий тока, либо не проходит ни одной (как правило, в таких точках скорость равна нулю).

Трубка тока. Если в движущейся жидкости выделить замкнутый, не пересекающий себя контур L и через все его точки провести линии тока, соответствующие данному моменту времени, то получится как бы трубчатая поверхность, называемая трубкой тока (рис. 1.25). Так как линии тока, образующие эту поверхность, не могут пересечься ни с какими другими линиями тока, то эта поверхность будет непроницаемой.

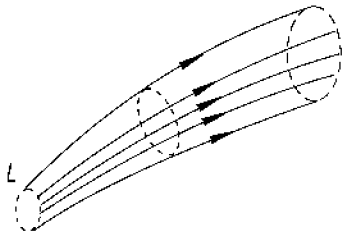


Рис. 1.25. Трубка тока

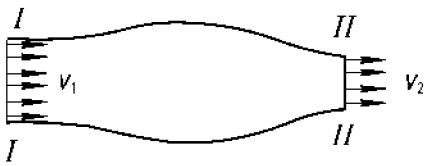


Рис. 1.26. Элементарная струйка жидкости

Струйка. Масса жидкости, движущаяся внутри трубки тока, образует струйку жидкости. Если замкнутый контур, через точки которого проходят линии тока, образующие трубку тока, бесконечно мал, то струйка называется элементарной. Струйка обладает следующими свойствами:

1) при установившемся движении форма элементарной струйки остается неизменной во времени;

2) скорости в каждой точке одного поперечного сечения струйки, которое принимается плоским, перпендикулярны к нему и равны между собой (рис. 1.26);

3) скорости в различных сечениях в общем случае могут быть не равны, т. е. v_1 не равно v_2 и т.д.

1.3.1. Гидравлические элементы потока жидкости

Поток. Совокупность элементарных струек, представляющая собой непрерывную массу частиц, движущихся по какому-либо направлению, образует поток жидкости. Поток может быть:

– полностью ограничен твердыми стенками – например, в трубопроводе (напорное движение);

– частично ограничен твердыми стенками (безнапорное движение), например, в канале;

– свободным, например, струя, вытекающая в атмосферу из отверстия в стенке резервуара.

Элементы и параметры, характеризующие поток жидкости

Условно все элементы и параметры, характеризующие поток вязкой жидкости, можно разделить на три группы: геометрические, кинематические и энергетические.

К **геометрическим** элементам и параметрам относятся живое сечение и его площадь, смоченный периметр и эквивалентный диаметр.

Живое сечение. Живым сечением потока называют его поперечное сечение, в каждой точке которого линии тока перпендикулярны к нему.

Площадь живого сечения обозначается греческой буквой ω.

Смоченный периметр Π. Смоченным периметром называют периметр живого сечения или часть его, на которых жидкость соприкасается с твердыми стенками.

Гидравлический радиус представляет собой отношение площади живого сечения к смоченному периметру.

$$R_г = \frac{\omega}{\Pi}.$$

Эквивалентный (гидравлический) диаметр вводится соотношением

$$D_г = 4R_г,$$

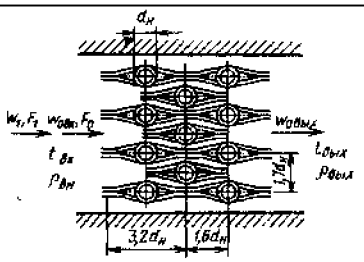
выбранным из тех соображений, чтобы для трубопровода круглого сечения гидравлический диаметр равнялся геометрическому.

Кинематические параметры связаны со скоростями движения жидкости. Здесь следует различать истинную скорость жидкости и среднюю скорость потока. Так, при движении вязкой жидкости в трубопроводе скорость в различных точках живого сечения не одинакова: она равна нулю в точках смоченного периметра и отлична от нуля в остальных точках живого сечения, меняясь по определенному закону (рис. 1.4). Этот закон определяет значение истинной скорости v в живом сечении. Истинная скорость v определяет расход жидкости через сечение.

Расходом называется количество жидкости, протекающей через живое сечение потока ω, в единицу времени. Количеством может быть объем, масса или вес. Соответственно этому расход называется объемным Q (измеряется в [м^3/с]), массовым $\dot{m}$ [кг /с] и весовым G [н/с].

Продолжение

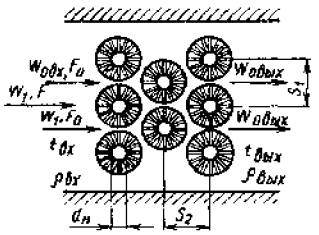
Пучки труб (поперечные) различной формы сечения [28]	Диаграмма 1.8.10–31

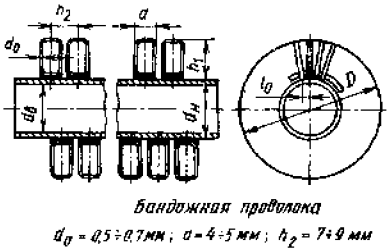


С проволочным оребрением

$\frac{S_1}{d_н} = 2{,}1 \div 3{,}0$; $\frac{S_2}{d_н} = 1{,}5 \div 2{,}5$; $\frac{l_0}{h_2} = 0{,}1 \div 0{,}3$;

$\frac{h_1}{h_2} = 0{,}8 \div 2{,}5$; $\frac{d_н}{h_2} = 1{,}4 \div 2{,}2$





а) $\mathrm{Re} = \frac{w_{0ср} h_2}{\nu} = 650 \div 6000$:

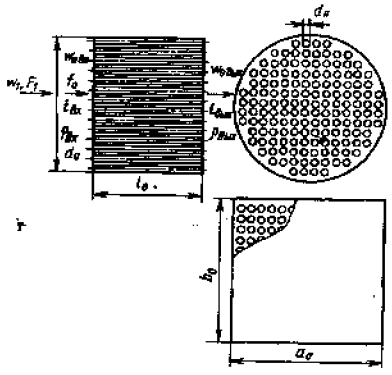
$$\zeta = 3{,}2 z_р \mathrm{Re}^{-0{,}24} \left(\frac{l_0}{h_2}\right)^{-0{,}365} \left(\frac{h_1}{h_2}\right)^{0{,}15} \left(\frac{d_н}{h_2}\right)^{0{,}1} + \Delta\zeta_t;$$

б) $\mathrm{Re} > 6000$:

$$\zeta = 0{,}28 z_р \left(\frac{l_0}{h_2}\right)^{-0{,}365} \left(\frac{h_1}{h_2}\right)^{0{,}15} \left(\frac{d_н}{h_2}\right)^{0{,}1} + \Delta\zeta_t$$

$\Delta\zeta_t$, $T_{ср}$, $\rho_{ср}$, $w_{0ср}$, $z_р$, ν и $\zeta_{гр}$ см. диаграмму 1.8.10–28

Теплообменники различные	Диаграмма 1.8.10–32

Теплообменник и схема	Коэффициент сопротивления $\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho_{ср} w_{0ср}^2 / 2}$
Кожухотрубный при продольном омывании труб 	$\zeta = \frac{\lambda_п l}{d_г} + \Delta\zeta_t$, где $\lambda_п$ см. диаграмму 1.7–9
Кожухотрубный при протекании потока по трубам	$\zeta = 0{,}5\left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right) + \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right)^2 + \lambda \frac{l_0}{d_0} + \Delta\zeta_t$; λ – см. диаграммы 1.7–1 – 1.7–6

Между весовым, массовым и объемным существует связь

$$G = \gamma Q = g\rho\, Q = g\,\dot{m}\,. \qquad (1.82)$$

Объемный расход в элементарной струйке и потоке с живыми сечениями соответственно $d\omega$ и ω можно определить по формулам:

$$dQ = v d\omega,$$

$$Q = \int_{\omega} dQ = \int_{\omega} v d\omega\,. \qquad (1.83)$$

Под средней скоростью потока понимают такую условную скорость V, одинаковую во всех точках живого сечения и обеспечивающую такой же расход, как и истинная скорость v. Исходя из этого, выражение для средней скорости можно записать в виде

$$V = \frac{Q}{\omega} = \frac{1}{\omega}\int_{\omega} v d\omega\,.$$

К **энергетическим параметрам** относятся напор и коэффициенты кинетической энергии и импульса.

Напором называется энергия жидкости, отнесенная к единице веса жидкости. В пп. 1.1–1.2 уже отмечалось, что жидкость может обладать внутренней энергией и потенциальной энергией давления, равной той работе, которую может совершить жидкость (газ) за счет сил давления. К этому следует добавить потенциальную энергию положения и кинетическую энергию. Удельную потенциальную энергию сил давления, удельную энергию положения и удельную кинетическую энергию можно записать как $\frac{p}{\gamma}$, z и $\frac{U^2}{2g}$. Здесь z – высота расположения рассматриваемой части жидкости над плоскостью сравнения, а U может быть как истинной v, так и средней скоростью V. Значения удельной кинетической энергии, определенные по средней и истинной скоростям, неодинаковы и связаны соотношением

$$\alpha\rho V\omega\frac{V^2}{2} = \int_{\omega}\rho v d\omega\frac{v^2}{2}. \qquad (1.84)$$

Здесь α называется коэффициентом кинетической энергии. Его значение больше единицы, т. к. истинная кинетическая энергия всегда больше кинетической энергии, посчитанной по средней скорости, и равна 1 в случае, когда истинная скорость во всех точках живого сечения становится одинаковой.

Из (1.84) следует выражение для α

$$\alpha = \frac{\int_{\omega} v^3 d\omega}{V^3\omega} \geq 1. \qquad (1.85)$$

Аналогично вводится коэффициент импульса (количества движения) β

$$\beta = \frac{\int_{\omega} v^2 d\omega}{V^2\omega} \geq 1\,. \qquad (1.86)$$

Поэтому при определении кинетической энергии и импульса по средней скорости их надо увеличивать на α и β соответственно. Так, например, удельная кинетическая энергия может быть определена как

$$\frac{\alpha V^2}{2g}\,.$$

Согласно определению напора, удельную потенциальную энергию положения z, сил давления $\frac{p}{\gamma}$, удельную кинетическую энергию $\frac{V^2}{2g}$ называют геометрическим, пьезометрическим и скоростным напорами соответственно.

Плавноизменяющиеся потоки и их свойства

В общем случае движения жидкости (в трубах, каналах, естественных руслах) живое сечение вдоль потока меняется как по форме, так и по площади. Эти изменения могут быть непрерывными, плавными, а могут происходить резко. В первом случае возможно изучение движения жидкости теоретическими методами, во втором – приходится обращаться к эксперименту. Чтобы разграничить эти случаи, в гидравлике вводится понятие плавноизменяющегося движения, которое характеризуется следующими свойствами:

1. Кривизна линий тока в потоке считается весьма незначительной, т. е. радиус кривизны r линий тока должен быть очень большим.

2. Угол расхождения струек α (или угол расхождения соседних линий тока) мал настолько, что им можно пренебречь (рис. 1.27).

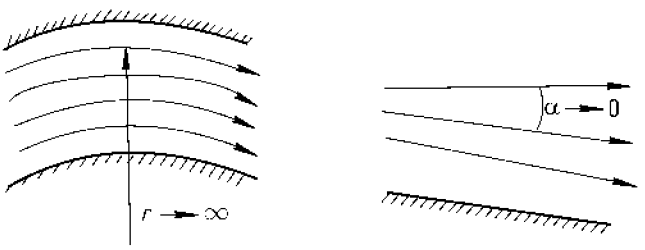


Рис. 1.27. Плавноизменяющееся движение жидкости

Если поток обладает названными свойствами, то живые сечения его можно считать плоскими и нормальными к оси потока.

Если внутри плавноизменяющегося потока выделить частицу жидкости и спроектировать все действующие на нее силы на плоскость живого сечения, то вследствие того, что скорости и ускорения почти перпендикулярны живому сечению, силы инерции в условие равновесия не войдут. Поэтому уравнения равновесия ничем не будут отличаться от уравнений равновесия покоящейся жидкости. Вследствие этого в живом сечении плавноизменяющегося потока будет выполняться основное уравнение гидростатики, т. е. в любой точке живого сечения (рис. 1.28)

$$z + \frac{p}{\gamma} = \text{const}.$$

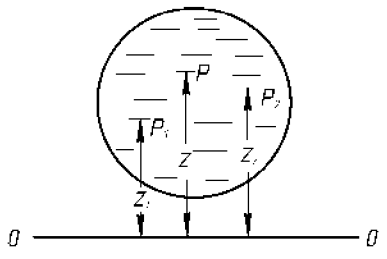
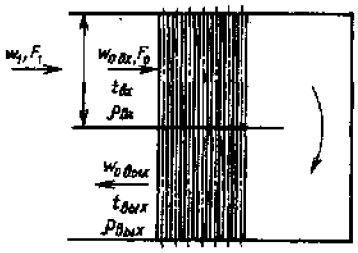
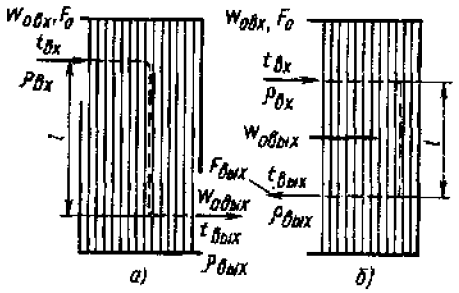


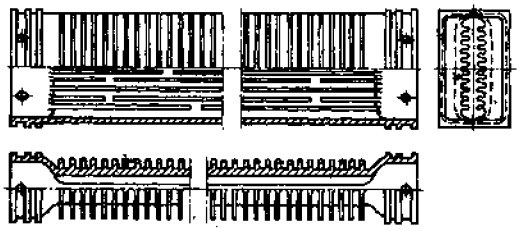
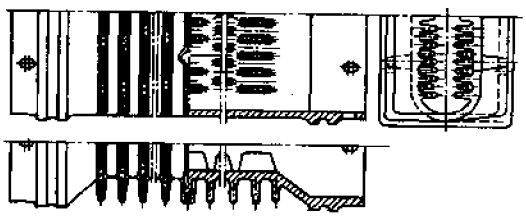
Рис. 1.28. Основное уравнение гидростатики в живом сечении плавноизменяющегося потока

Продолжение

Теплообменники различные	**Диаграмма 1.8.10–32**

Теплообменник и схема	Коэффициент сопротивления $\zeta \equiv \dfrac{\Delta p}{\rho_{ср} w_{0ср}^2 / 2}$
Двухходовой с поперечно-омываемым пучком труб (поворот на 180°) 	$\zeta = \zeta_{180} + \zeta_{пуч} + \Delta\zeta_t$, где ζ_{180} находят, как ζ П-образного колена при $\dfrac{l_0}{b_0} = 0$, по диаграмме 1.8.4–13; $\zeta_{пуч}$ определяется, как ζ соответствующего пучка труб, по диаграммам 1.8.10–28 – 1.8.10–31
Со смешанным омыванием пучка труб (перемежающиеся участки поперечного и продольного омывания) 	$\zeta = \zeta_{пуч} + \zeta_{тр} + \Delta\zeta_t$, где для схемы *а* $\zeta_{пуч}$ находят, как ζ соответствующего пучка, на диаграммах 1.8.10–28 – 12–31, взятый только для половины рядов пучка труб каждого участка поперечного омывания; для схемы *б* $\zeta_{пуч}$ определяется, как ζ пучка, на тех же диаграммах, но для всех рядов труб, захваченных перегородкой, и для половины труб, выступающих из нее; $\zeta_{тр} = \dfrac{\lambda_п l}{d_г}$, где $\lambda_п$ см. диаграмму 1.7–9 (для продольных пучков); $\Delta\zeta_t$, $T_{ср}$, $\rho_{ср}$, $w_{0ср}$, ν см. диаграмму 1.8.10–28

Рекуператоры [378, 734]	**Диаграмма 1.8.10–33**

Характеристика	Коэффициент сопротивления $\zeta \equiv \dfrac{\Delta p}{\rho_{ср} w_{0ср}^2 / 2}$
Ребристые, чугунные ($d_г$ = 0,0425 м) 	1) По воздушной стороне (течение внутри труб): $\zeta = 1{,}06 + 0{,}04\dfrac{l_0}{d_г} + \Delta\zeta_t$; 2) по газовой стороне (внешнее обтекание труб): а) $\mathrm{Re} = \dfrac{w_{0ср} d_г}{\nu} < 10^4$: $\zeta = \left(1{,}2 + 1{,}16 z_р\right)\mathrm{Re}^{-0{,}12} + \Delta\zeta_t$; б) $\mathrm{Re} \geq 10^4$: $\zeta = 0{,}4 + 0{,}334 z_р + \Delta\zeta_t$. Для загрязненных труб $\zeta_{гр}$= (1,2 ÷ 1,3) ζ.
Ребристо-зубчатые 	1) По воздушной стороне (течение внутри труб): а) $\mathrm{Re} = \dfrac{w_{0ср} d_г}{\nu} < 10^4$: $\zeta = 1{,}06 + 0{,}77\dfrac{l_0}{d_г}\mathrm{Re}^{0{,}22} + \Delta\zeta_t$; б) $\mathrm{Re} \geq 10^4$: $\zeta = 1{,}06 + 0{,}10\dfrac{l_0}{d_г} + \Delta\zeta_t$; 2) по газовой стороне (внешнее обтекание труб): а) Re < 10^4: $\zeta = \left(1{,}2 + 1{,}16 z_р\right)\mathrm{Re}^{-0{,}12} + \Delta\zeta_t$; б) $\mathrm{Re} \geq 10^4$: $\zeta = 0{,}4 + 0{,}334 z_р + \Delta\zeta_t$. Для загрязненных труб $\zeta_{гр}$ = (1,2 ÷ 1,3) ζ. $\Delta\zeta_t$, $T_{ср}$, $\rho_{ср}$, $w_{0ср}$, $z_р$ и ν см. диаграмму 1.8.10–28

1.3.2. Уравнение неразрывности

Выделим объем жидкости между сечениями *I–I* и *II–II* элементарной струйки (рис. 1.29).

Сделаем следующие допущения:

движение жидкости установившееся;

внутри струйки нет источников и стоков;

жидкость несжимаемая, т. е. $\rho_1 = \rho_2 = \rho = \text{const}$.

Скорость частиц жидкости в сечении *I–I* обозначим через v_1, а в сечении *II–II* – через v_2.

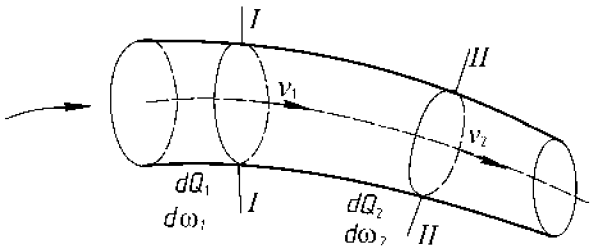


Рис. 1.29. Схема к выводу уравнения неразрывности

Масса жидкости dm_1, поступающая за время dt через сечение *I–I*, должна быть равна массе жидкости dm_2, вытекающей за то же время через сечение. Это следует из принятых допущений. Действительно, из первого допущения следует, что форма струйки с течением времени не меняется ($d\omega_1 = \text{const}_1$, $d\omega_2 = \text{const}_2$), а из второго – отсутствие убыли и притока массы между сечениями *I–I* и *II–II*. Кроме того, из определения струйки следует, что через боковую поверхность нет перетекания жидкости

$$dm_1 = dm_2,$$

$$\rho_1 v_1 d\omega_1 dt = \rho_2 v_2 d\omega_2 dt. \qquad (1.87)$$

Так как жидкость несжимаема ($\rho_1 = \rho_2 = \rho$), то из (1.87) следует

$$v_1 d\omega_1 = v_2 d\omega_2. \qquad (1.88)$$

Так как сечения *I–I* и *II–II* выбраны произвольно, то для любого сечения элементарной струйки

$$dQ = v d\omega = \text{const}. \qquad (1.89)$$

Полученное уравнение (1.89) называется уравнением неразрывности для элементарной струйки. Оно показывает, что произведение площади живого сечения элементарной струйки на скорость в этом же сечении есть величина постоянная, т. е. через любое сечение струйки за единицу времени проходит одинаковый объем жидкости.

Из уравнения (1.88) можно получить

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{d\omega_2}{d\omega_1}. \qquad (1.90)$$

Следовательно, при установившемся движении жидкости скорости обратно пропорциональны площадям соответствующих живых сечений элементарной струйки.

Так как поток жидкости состоит из бесконечно большого числа элементарных струек с расходом dQ, то общий расход представится суммой расходов элементарных струек

$$Q = \int_{\omega} dQ = \int_{\omega} V d\omega = V\omega = \text{const}. \qquad (1.91)$$

Это уравнение называют уравнением постоянства расхода. Оно, как и уравнение (1.89), показывает, что при установившемся движении несжимаемой жидкости расход ее в любом сечении потока постоянен.

Следовательно, для двух произвольно выбранных сечений

$$Q_1 = Q_2,$$

или

$$V_1\omega_1 = V_2\omega_2. \qquad (1.92)$$

Уравнение (1.92) можно записать в виде

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{\omega_2}{\omega_1}. \qquad (1.93)$$

Отсюда следует, что при установившемся движении жидкости средние скорости потока обратно пропорциональны площади соответствующих сечений.

Полученное уравнение (1.92) называется уравнением неразрывности для потока жидкости.

1.3.3. Уравнение энергии

Уравнение энергии для струйки идеальной жидкости (уравнение Д. Бернулли). Закон сохранения энергии применительно к движению жидкостей и газов записывается в виде уравнения энергии. Получим это уравнение вначале для струйки невязкой жидкости, а затем распространим его на поток вязкой жидкости.

В гидростатике были выведены дифференциальные уравнения равновесия жидкости. Формально сведем задачу динамики к задаче статики, используя принцип Даламбера. Суть этого принципа заключается в том, что движущаяся частица будет находиться в равновесии, если к реально действующим силам прибавить инерционные силы. Тогда уравнения движения невязкой жидкости (уравнения Л. Эйлера, 1755 г.) будут иметь вид

$$\begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= X - \left(\frac{1}{\rho}\right)\frac{\partial p}{\partial x}; \\ \frac{dv_y}{dt} &= Y - \left(\frac{1}{\rho}\right)\frac{\partial p}{\partial y}; \\ \frac{dv_z}{dt} &= Z - \left(\frac{1}{\rho}\right)\frac{\partial p}{\partial z}. \end{aligned} \qquad (1.94)$$

Вывод уравнения энергии сделаем путем интегрирования дифференциальных уравнений движения (1.94) при следующих допущениях:

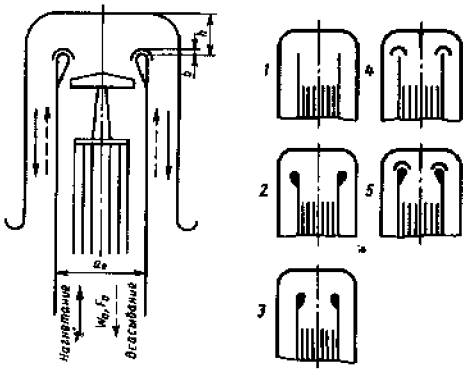
– движение установившееся;

– из массовых сил на частицы действует только сила тяжести;

– жидкость невязкая (это условие уже учтено в уравнениях (1.94).

Оси прямоугольной системы координат выберем так, чтобы ось *Oz* была направлена вверх, а оси *Ox*, *Oy* – горизонтально. Тогда согласно второму допущению проекции массовых сил будут равны $X = Y = O$, $Z = -g$, и система (1.94) перепишется в следующем виде:

Нагревательная печь с поворотом потока на 180° в одной плоскости при наличии плоской рассечки и садки $\mathrm{Re} = \frac{w_0 a_t}{\nu} \geq 8 \cdot 10^5$ **[670]**	**Диаграмма 1.8.10–34**



Всасывание:

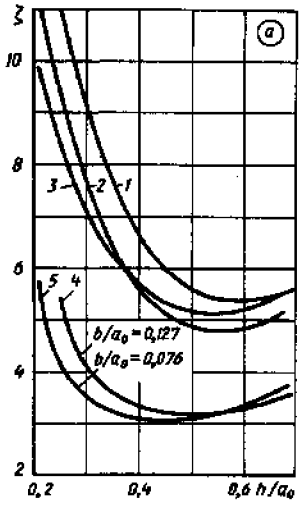
$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2 / 2}$$ см. график *а*;

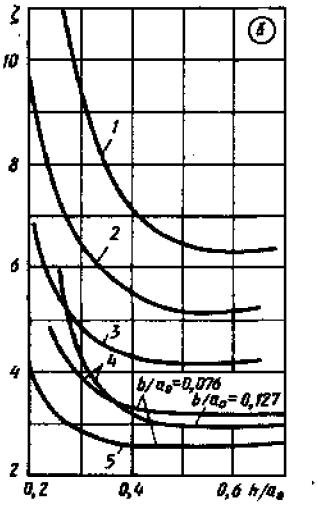
нагнетание:

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2 / 2}$$ см. график *б*

Значения ζ при всасывании

№ варианта	$\frac{h}{a_0}$										
	0,2	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70
1	–	12,0	9,0	7,5	6,5	6,0	5,7	5,5	5,4	5,5	5,6
2	11,5	9,5	7,6	6,3	5,5	5,2	4,9	4,8	4,8	5,0	5,3
3	10,0	8,5	7,0	6,2	5,7	5,4	5,2	5,1	5,2	5,5	5,6
4	–	5,4	4,1	3,6	3,3	3,2	3,2	3,3	3,4	3,5	3,6
5	5,8	4,2	3,5	3,2	3,1	3,1	3,1	3,2	3,4	3,5	3,7





Значения ζ при нагнетании

№ варианта	$\frac{h}{a_0}$										
	0,2	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70
1	–	11,5	9,3	8,0	7,2	6,7	6,5	6,4	6,3	6,4	6,4
2	9,8	7,2	6,5	5,8	5,5	5,3	5,2	5,2	5,2	5,3	5,4
3	7,0	5,5	4,9	4,5	4,3	4,2	4,2	4,2	4,2	4,3	4,4
4	–	4,7	3,9	3,5	3,4	3,3	3,3	3,3	3,3	3,3	3,3
5	4,0	3,3	2,8	2,7	2,6	2,6	2,6	2,6	2,6	2,6	2,6

$$\frac{dv_x}{dt} = -\left(\frac{1}{\rho}\right)\frac{\partial p}{\partial x};$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -\left(\frac{1}{\rho}\right)\frac{\partial p}{\partial y}; \qquad (1.95)$$

$$\frac{dv_z}{dt} = -g - \left(\frac{1}{\rho}\right)\frac{\partial p}{\partial z}.$$

Поскольку движение установившееся, то линии тока и траектории совпадают, и перемещения частиц можно представить в виде:

$$dx = v_x dt,\ dy = v_y dt,\ dz = v_z dt. \qquad (1.96)$$

Умножив правую часть каждого уравнения системы (1.95) на перемещения (1.96), а левую на произведение проекции скорости на время, получим:

$$v_x dt\frac{dv_x}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}dx,$$

$$v_y dt\frac{dv_y}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}dy,$$

$$v_z dt\frac{dv_z}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}dz.$$

Складывая левые и правые части этих равенств, будем иметь:

$$v_x dv_x + v_y dv_y + v_z dv_z = -gdz - \frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial x}dx + \frac{\partial p}{\partial y}dy + \frac{\partial p}{\partial z}dz\right). \qquad (1.97)$$

Так как полная скорость v через ее составляющие может быть представлена в виде $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$, то, продифференцировав выражение

$$d(v^2) = 2\,(v_x dv_x + v_y dv_y + v_z dv_z),$$

замечаем, что левую часть (1.97) можно записать так:

$$v_x dv_x + v_y dv_y + v_z dv_z = \frac{1}{2}\,dv^2 = d\left(\frac{v^2}{2}\right). \qquad (1.98)$$

При установившемся движении множитель в скобках второго слагаемого является полным дифференциалом давления:

$$dp = \frac{\partial p}{\partial x}\,dx + \frac{\partial p}{\partial y}\,dy + \frac{\partial p}{\partial z}\,dz. \qquad (1.99)$$

С учетом (1.98) и (1.99) выражение (1.97) можно записать так:

$$d\,\frac{v^2}{2} + \frac{dp}{\rho} + gdz = 0. \qquad (1.100)$$

Последнее выражение получено с учетом условия (1.96), следовательно, его можно проинтегрировать вдоль линии тока и получить для несжимаемой жидкости (ρ = const) выражение

$$\frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} + gz = c_1. \qquad (1.101)$$

Разделив слагаемые этого выражения на ускорение силы тяжести g и, имея в виду, что $\rho g = \gamma$, получим:

$$z + \frac{p}{\gamma} + \frac{v^2}{2g} = c. \qquad (1.102)$$

Это выражение и есть уравнение энергии для струйки невязкой несжимаемой жидкости. Оно было впервые получено в 1738 г. Д. Бернулли и поэтому его часто называют уравнением Бернулли. Если сравнить это уравнение с основным уравнением гидростатики(1.71), то легко обнаружить, что они разнятся одним слагаемым $\frac{v^2}{2g}$, которое по смыслу уравнений (1.71) и (1.102) является удельной кинетической энергией, т. е. кинетической энергией единицы веса жидкости. В этом легко убедиться, если кинетическую энергию массы жидкости $m\left(\frac{mv^2}{2}\right)$ разделить на ее вес mg:

$$e_{\text{кин}} = \frac{mv^2}{2mg} = \frac{v^2}{2g}.$$

Таким образом, уравнение энергии (1.102) показывает, что в установившемся потоке жидкости вдоль линий тока или вдоль струек сумма удельной потенциальной энергии положения, удельной потенциальной энергии давления и удельной кинетической энергии есть величина постоянная.

Напомним, что слагаемые z и $\frac{p}{\gamma}$ имеют и другие названия: z – геометрическая высота (напор); $\frac{p}{\gamma}$ – пьезометрическая высота (напор); удельная кинетическая энергия $\frac{v^2}{2g}$ также имеет аналогичные названия – скоростная высота (напор). Сумма (1.102) обозначается буквой H и называется полной удельной энергией, или полным напором:

$$H = z + \frac{p}{\gamma} + \frac{v^2}{2g}. \qquad (1.103)$$

Для двух сечений элементарной струйки уравнение энергии записывается следующим образом:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g}. \qquad (1.104)$$

или сокращенно

$$H_1 = H_2, \qquad (1.105)$$

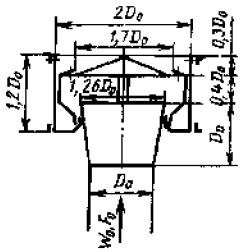
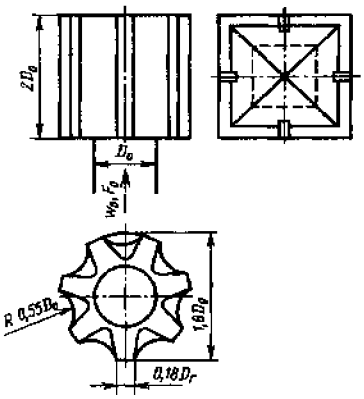
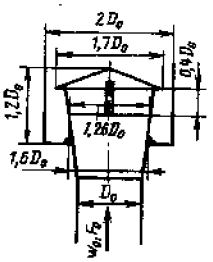
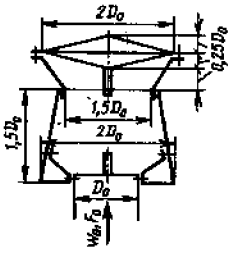
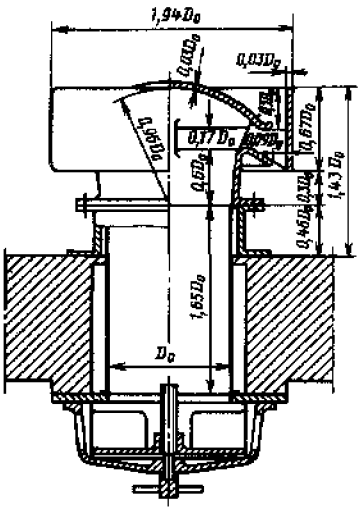
где H_1 – напор (полная удельная энергия) в сечении *I–I*;

H_2 – напор (полная удельная энергия) в сечении *II–II*.

Если величины $\frac{p}{\gamma}$ в виде отрезков, имеющих высоту z над плоскостью сравнения (рис. 1.30), отложить вверх от центров тяжести сечений элементарной струйки, а верхние концы отрезков соединить плавной линией, то эта линия будет характеризовать запас удельной потенциальной энергии струйки $z + \frac{p}{\gamma}$. Она называется **пьезометрической линией**. Если далее от пьезометрической линии вверх отложить в виде отрезков величины $\frac{v^2}{2g}$ и концы отрезков соединить линией, то получится напорная линия. Так как

Продолжение

Дефлекторы [669, 672]	**Диаграмма 1.8.10–35**

Тип дефлектора, схема и коэффициент сопротивления $\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2}$	Тип дефлектора, схема и коэффициент сопротивления $\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2}$
ЦАГИ, круглый, $\zeta = 0{,}64$  	Шанар-Этуаль, $\zeta = 1{,}0$ 
ЦАГИ, квадратный; остроугольный, $\zeta = 0{,}7$ с цилиндрическим кожухом, $\zeta = 0{,}65$  	
Григоровича, $\zeta = 1{,}04$  	ЦАГИ, унифицированный для вагонов с переходным патрубком, $\zeta = 2{,}6$ (с крышкой) 

$z + \frac{p}{\gamma} + \frac{v^2}{g} = C$, то полученная в результате построения напорная линия является горизонтальной. Так можно пояснить геометрический смысл слагаемых уравнения Д. Бернулли.

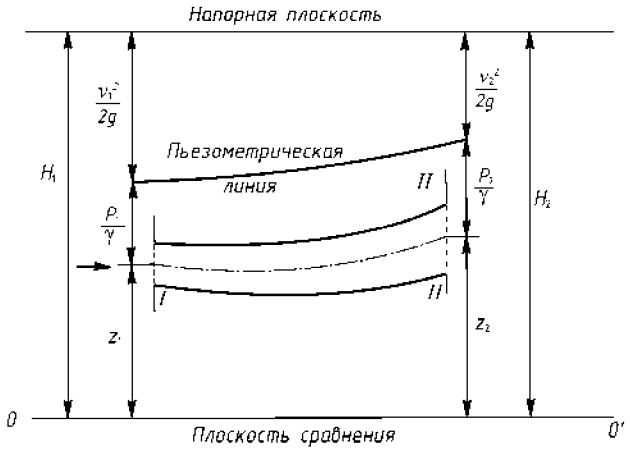


Рис. 1.30. Графическое изображение слагаемых уравнения Бернулли для струйки невязкой жидкости

Уравнение энергии для потока вязкой жидкости

При выводе уравнения энергии для потока вязкой жидкости (рис. 1.31), исходя из уравнения энергии для струйки невязкой жидкости (1.102), необходимо учесть следующее:

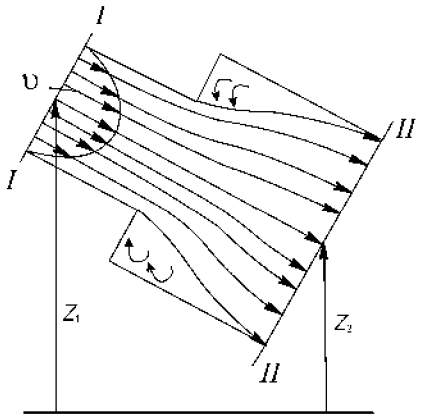


Рис. 1.31. Поток вязкой жидкости

1. При движении реальной жидкости проявляется вязкость в виде сил трения и вихрей, на преодоление и поддержание которых затрачивается энергия, т. е. теряется напор, и равенство (1.105) уже не будет выполняться.

2. Скорость потока по сечению будет переменной (рис. 1.31): на стенке $v = 0$, а на оси трубы $v = v_{max}$.

Действие вязкости учитывается так: мощность, затрачиваемая на преодоление вязких сил $N_{вяз}$, делится на весовой расход γQ и получается величина с линейной размерностью

$$h_w = \frac{N_{вяз}}{\gamma Q},$$

которая называется **потерей напора**. Эта потеря добавляется в правую часть уравнения энергии (1.104). Неравномерность скорости по сечению потока учтем тем, что удельную кинетическую энергию будем вычислять по средней скорости, которая определяется по выражению (1.) и для каждого сечения является величиной постоянной. Получившаяся при этом разница между кинетическими энергиями, вычисленными по средней скорости V и по истинной скорости v, учитывается **коэффициентом кинетической энергии** α (1.91).

Таким образом, удельная кинетическая энергия потока вязкой жидкости

$$e_{кин} = \frac{\alpha V^2}{2g}.$$

Если сечения (1–1, 2–2) выбрать в местах, где поток становится плавноизменяющимся (рис. 1.31), тогда во всех точках этих сечений

$$z + \frac{p}{\gamma} = C,$$

и полная удельная энергия в сечениях потока вязкой жидкости может быть записана в виде

$$H = z + \frac{p}{\gamma} + \frac{\alpha V^2}{2g}. \qquad (1.106)$$

По сравнению с выражением для струйки (1.103) здесь добавился один множитель α, а местная скорость v заменена средней скоростью V. Величина H, как и для струйки, имеет и другое название: полный напор.

Выражение (1.106) позволяет записать уравнение энергии для потока вязкой жидкости. Перечислим условия, при которых справедливы полученные выше соотношения:

– движение установившееся;

– жидкость несжимаема;

– внешний подвод и отвод энергии между сечениями отсутствуют;

– сечения выбираем плавноизменяющиеся.

Согласно закону сохранения энергии для сечений *I–I*, *II–II* (рис. 1.31), запишем:

$$H_1 = H_2 + h_{w1\text{-}2}, \qquad (1.107)$$

где H_1, H_2 – полный напор в сечениях *I–I* и *II–II*, а h_{w1-2} – потеря напора между этими сечениями. С учетом (1.106) уравнение энергии для потока вязкой жидкости в развернутом виде можно записать так:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 V_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 V_2^2}{2g} + h_{w1-2}. \qquad (1.108)$$

Физический и геометрический смысл слагаемых уравнения энергии (1.108) остается таким же, как и для струйки (рис. 1.32). Для реальных потоков коэффициент α меняется в пределах $\alpha = 2 \div 1$.

В гидравлике различают гидравлический i и пьезометрический I уклоны.

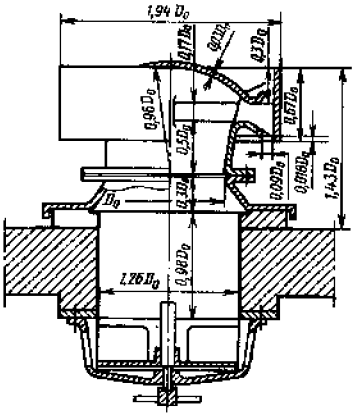
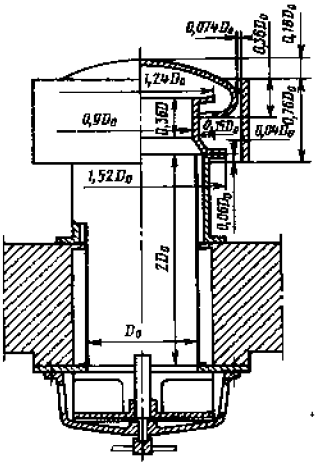
Пусть имеется поток жидкости, показанный на рис. 1.32. Напорная линия по длине всегда опускается, так как часть энергии затрачивается на трение.

Гидравлическим уклоном i называется падение напорной линии на единицу длины. Средний гидравлический уклон для данного потока на участке *I–I* и *II–II* будет

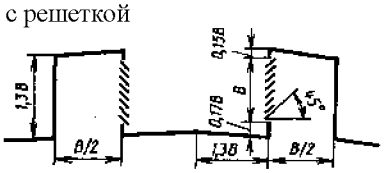
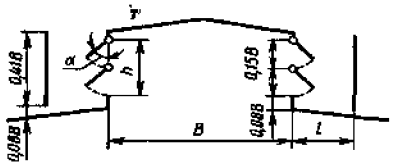
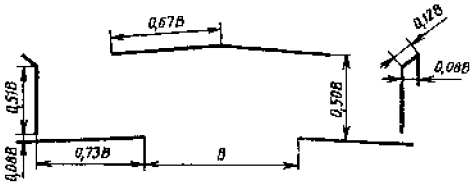
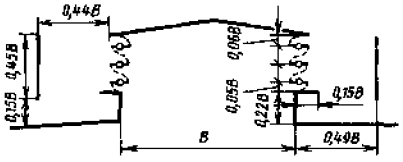
$$i = \frac{h_{w1-2}}{l_{1-2}} = \frac{\left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 V_1^2}{2g}\right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 V_2^2}{2g}\right)}{l_{1-2}}, \qquad (1.109)$$

Продолжение

Дефлекторы [669, 672]	**Диаграмма 1.8.10–35**

Тип дефлектора, схема и коэффициент сопротивления $\zeta \equiv \dfrac{\Delta p}{\rho w_0^2/2}$	Тип дефлектора, схема и коэффициент сопротивления $\zeta \equiv \dfrac{\Delta p}{\rho w_0^2/2}$
ЦАГИ, унифицированный, ζ = 1,4 (без крышки) для вагонов без переходного патрубка, ζ = 3,0 (с крышкой) 	Чеснокова, ζ = 10,6 (без крышки); ζ = 11,6 (с крышкой) 

Фонари (аэрационные) различных типов [593]	**Диаграмма 1.8.10–36**

Тип фонаря и схема	α°	$\dfrac{l}{h}$	$\zeta \equiv \dfrac{\Delta p}{\rho w_0^2/2}$
Батурина-Брандта с решеткой 	45	1,3	6,5
То же со створками 	80	1,3	6,8
ЛД-4 	0	1,46	8,3
ЛЕН ПСП с двумя створками.	80	1,49	3,9
То же с тремя створками 	80	1,49	3,9

где l_{1-2} – длина участка, для которого определяется гидравлический уклон.

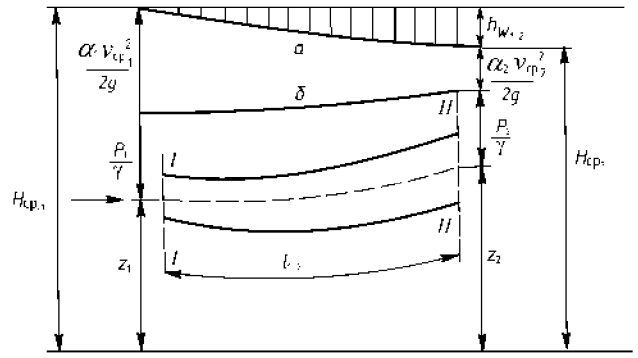


Рис. 1.32. Графическое изображение слагаемых уравнения Д. Бернулли для потока вязкой жидкости (*а* – напорная линия; *б* – пьезометрическая линия)

Падение пьезометрической линии на единицу длины потока называется пьезометрическим уклоном. Средний пьезометрический уклон на участке *I–I* и *II–II* будет

$$I = \frac{\left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma}\right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma}\right)}{l_{1\,2}}. \qquad (1.110)$$

При равномерном движении жидкости гидравлический и пьезометрический уклоны равны между собой, так как при равномерном движении живое сечение и средняя скорость потока постоянны ($V_1 = V_2$).

Изменение геометрических напоров на единице длины называется геометрическим уклоном.

При безнапорном движении жидкости (в руслах, каналах канализационных труб) пьезометрический и геометрический уклоны равны.

Пьезометрический и геометрический уклоны могут быть как положительными, так и отрицательными (рис. 1.32).

Уравнение энергии для потока несжимаемого газа

При малых скоростях для газов, как и для жидкостей, изменением плотности можно пренебречь, тогда уравнения (1.107) и (1.108) будут справедливы и для газового потока. Однако для газов эти уравнения можно упростить. Так, умножив левую и правую части уравнения (1.108) на γ с учетом того, что слагаемое γz для газов мало ($\gamma z \ll p$), получим

$$p_1 + \frac{\rho V_1^2}{2} = p_2 + \frac{\rho V_2^2}{2} + \Delta p_{w1\text{-}2}, \qquad (1.111)$$

где $\Delta p_{w1-2} = \gamma\, h_{w1-2}$ – потеря давления между сечениями 1 и 2.

Без учета потерь уравнение (1.111) принимает вид:

$$p + \frac{\rho V^2}{2} = C. \qquad (1.112)$$

В (1.112) скоростной напор $\frac{\rho V^2}{2}$ имеет размерность давления.

Уравнение энергии для потока сжимаемого газа. Газодинамические функции.

При больших скоростях движения газового потока начинает проявляться сжимаемость газов, при этом использование модели несжимаемого газа и уравнения энергии для несжимаемой среды приводит с существенным погрешностям в определении газодинамических параметров в различных сечениях потока.

Как будет показано, в качестве основного параметра подобия по сжимаемости газовых потоков является число Маха М:

$$\mathrm{M} = \frac{V}{a}, \qquad (1.113)$$

где [см. (1.31)] для воздуха $a \approx 20{,}1\sqrt{T}$.

Параметром подобия по сжимаемости газовых потоков также является относительная (приведенная) скорость λ.

$$\lambda = \frac{V}{a_{\text{кр}}}, \qquad (1.114)$$

где $a_{\text{кр}}$ – скорость течения, равная местной скорости звука, называемая критической скоростью.

$$a_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{2k}{k+1}\cdot\frac{p_0}{\rho_0}} = \sqrt{\frac{2k}{k+1}RT_0}, \qquad (1.115)$$

где p_0 – давление изоэнтропийно заторможенного потока газа (полное давление); ρ_0 – плотность изоэнтропийно заторможенного потока газа; T_0 – температура изоэнтропийно заторможенного потока газа (температура торможения).

Если проинтегрировать уравнение (1.100) с использованием первого закона термодинамики для адиабатических течений газа, можно получить уравнение энергии для потока газа, являющееся выражением закона сохранения энергии для струйки газа:

$$\frac{V^2}{2} + \frac{k}{k-1}\cdot\frac{p}{\rho} = \text{const}. \qquad (1.116)$$

Константу в уравнении (1.116) можно записать для случая, когда скорость потока газа равна скорости звука (критическая скорость), а также для случая, когда газ изоэнтропийно затормозили до нулевой скорости

$$\frac{V^2}{2} + \frac{k}{k-1}\cdot\frac{p}{\rho} = \frac{k+1}{2(k-1)}a_{\text{кр}}^2 = \frac{k}{k-1}RT_0. \qquad (1.117)$$

Тогда из (1.116) с учетом (1.117) и (1.114) можно получить следующее выражение для относительной температуры в зависимости от относительной скорости:

$$\tau(\lambda) = \frac{T}{T_0} = 1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2, \qquad (1.118)$$

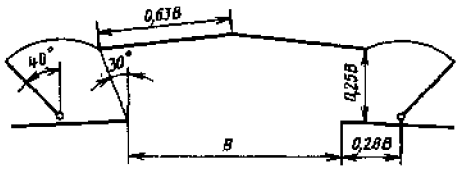
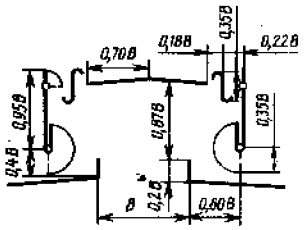
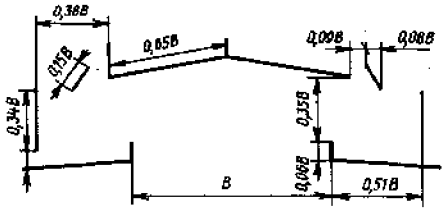
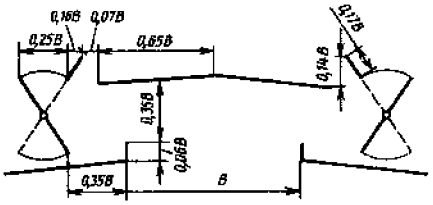
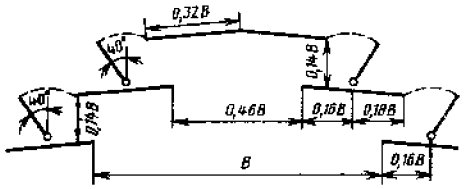
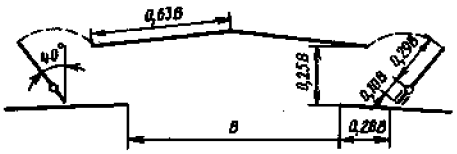
или в зависимости от числа Маха газового потока:

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{k-1}{2}\mathrm{M}^2. \qquad (1.119)$$

Выражения (1.118) и (1.119) показывают зависимость относительной температуры от параметров М и λ.

Продолжение

Фонари (аэрационные) различных типов [593]	**Диаграмма 1.8.10–36**

Тип фонаря и схема	α°	$\frac{l}{h}$	$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2}$
КТИС 	40	1,12	4,3
МИОТ-2	0	0,69	9,0
МИОТ-2а 	0	0,86	5,8
ПСК-1 	0	1,45	5,3
ПСК-2 – при летнем режиме	–	1,0	5,1
ПСК-2 – при зимнем режиме 	–	1,0	8,6
Двухъярусный 	40	1,12	4,2
Гипротиса 	40	1,12	4,6

Из (1.118) и (1.119) следует, что между числами M и λ существует следующая связь:

$$M^2 = \frac{2}{k+1} \cdot \frac{\lambda^2}{1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2},$$

или

$$\lambda^2 = \frac{k+1}{2} \cdot \frac{M^2}{1 + \frac{k-1}{2}M^2}.$$

На основании (1.118) и с учетом того, что процесс торможения газа является изоэнтропийным (1.30), для соотношения плотностей получим:

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{\rho}{\rho_0} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}}, \qquad (1.120)$$

а для соотношения давлений:

$$\pi(\lambda) = \frac{p}{p_0} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2\right)^{\frac{k}{k-1}}. \qquad (1.121)$$

Соотношения (1.118), (1.120) и (1.121) называются газодинамическими функциями. Значения газодинамических функций $\tau(\lambda)$, $\varepsilon(\lambda)$ и $\pi(\lambda)$ в зависимости от $\lambda \in (0 \div 1)$ представлены в таблице 1.31.

Там же приведены функции, характеризующие поток массы:

$$q(\lambda) = \frac{\rho V}{\rho_{кр} a_{кр}} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \lambda \left(1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}}$$

(эта функция называется приведенной плотностью потока массы) и

$$y(\lambda) = \frac{\varpi_{кр} p_0}{\varpi p} = \frac{q(\lambda)}{\pi(\lambda)} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \frac{\lambda}{1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2}.$$

Величина, обратная $y(\lambda)$, характеризует изменение секундного импульса в сечении изоэнтропийного потока в зависимости от скорости.

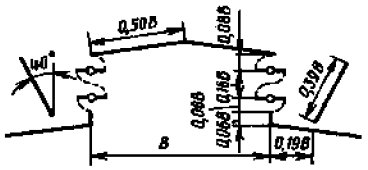
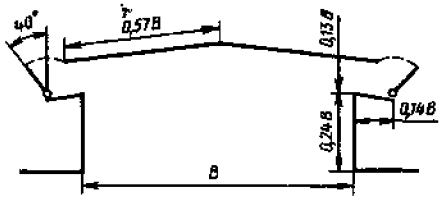
Таблица 1.31

Газодинамические функции для дозвукового потока

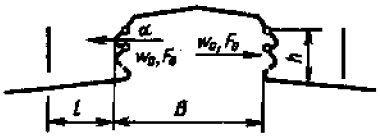
λ	τ	π	ε	q	y	M
0,01	0,99998	0,99994	0,99996	0,01577	0,01577	0,00913
0,02	0,99993	0,99977	0,99983	0,03154	0,03155	0,01836
0,03	0,99985	0,99948	0,99963	0,04731	0,04733	0,02739
0,04	0,99973	0,99907	0,99933	0,06306	0,06311	0,03652
0,05	0,99958	0,99854	0,99896	0,07879	0,07890	0,04565
0,06	0,99940	0,99790	0,99850	0,09450	0,09470	0,05479
0,07	0,99918	0,99714	0,99796	0,11020	0,11051	0,06393
0,08	0,99893	0,99627	0,99734	0,12586	0,12633	0,07307
0,09	0,99865	0,99528	0,99663	0,14149	0,14216	0,08221
0,10	0,99833	0,99418	0,99584	0,15709	0,15801	0,09136
0,11	0,99798	0,99296	0,99497	0,17265	0,17387	0,10052
0,12	0,99760	0,99163	0,99401	0,18816	0,18975	0,10968
0,13	0,99718	0,99018	0,99297	0,20363	0,20565	0,11884
0,14	0,99673	0,98861	0,99185	0,21904	0,22157	0,12801
0,15	0,99625	0,98694	0,99065	0,23440	0,23751	0,13719
0,16	0,99573	0,98515	0,98937	0,24971	0,25347	0,14637
0,17	0,99518	0,98324	0,98300	0,26495	0,26946	0,15556
0,18	0,99460	0,98123	0,98655	0,28012	0,28548	0,16476
0,19	0,99398	0,97910	0,98503	0,29523	0,30153	0,17397
0,20	0,99333	0,97686	0,98342	0,31026	0,31761	0,18319
0,21	0,99265	0,97451	0,98173	0,32521	0,33372	0,19241
0,22	0,99193	0,97205	0,97996	0,34008	0,34986	0,20165
0,23	0,99118	0,96948	0,97810	0,35487	0,36604	0,21089
0,24	0,99040	0,99680	0,97617	0,36957	0,38226	0,22015
0,25	0,98958	0,96401	0,97416	0,38417	0,39851	0,22942
0,26	0,98873	0,96112	0,97207	0,39868	0,41481	0,23869
0,27	0,98785	0,95812	0,96990	0,41309	0,43115	0,24799
0,28	0,98693	0,95501	0,96765	0,42740	0,44753	0,25729

Продолжение

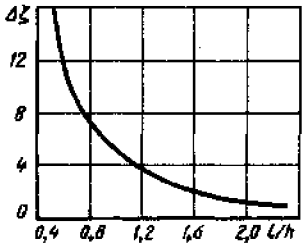
Фонари (аэрационные) различных типов [593]	**Диаграмма 1.8.10–36**

Тип фонаря и схема	α°	$\frac{l}{h}$	$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2}$
Рюкина–Ильинского 	40	0,58	4,3
Фонарь – здание 	40	1,12	3,3

Фонари с панелями (прямоугольные аэрационные) [665]	**Диаграмма 1.8.10–37**



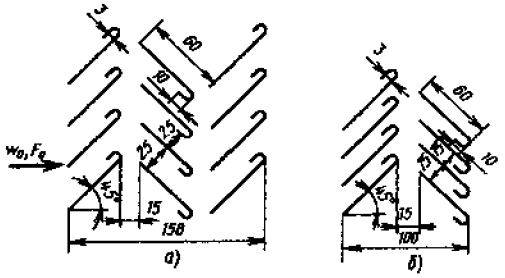
$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = a + \Delta\zeta, \text{ где } a = f(\alpha);\ \Delta\zeta = \frac{3}{\left(\frac{l}{h}\right)^2} + \frac{2}{\frac{l}{h}} = f\left(\frac{l}{h}\right)$$



$\frac{l}{h}$	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	∞
Δζ	16	5,0	2,6	1,8	1,3	0,7

α°	35	45	55
a	8,25	5,25	3,15

Элиминаторы [639]	**Диаграмма 1.8.10–38**



$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2},$$

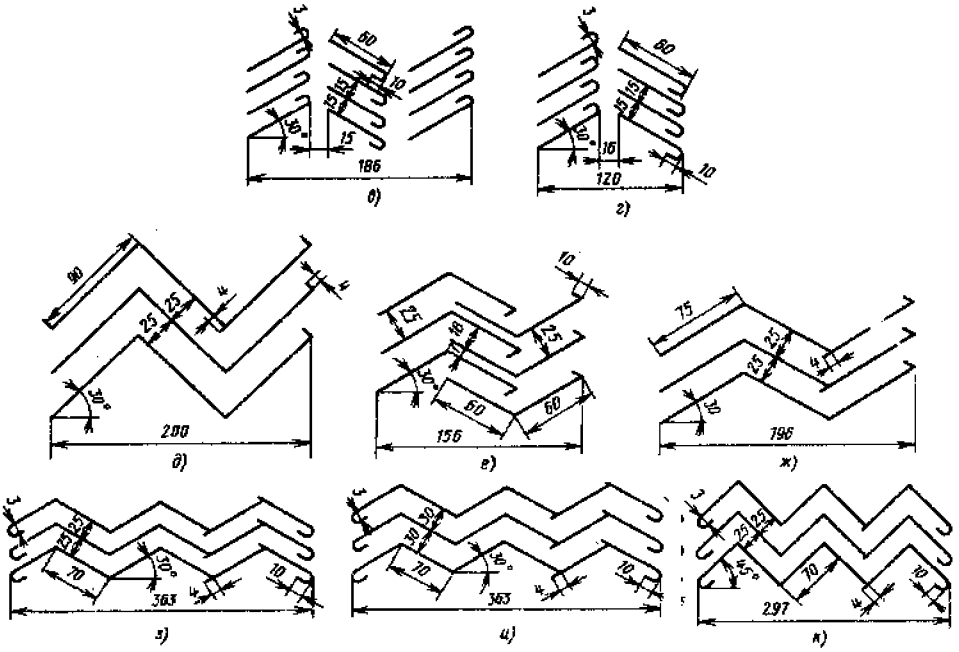
где $w_0 = \frac{Q}{F_0}$, F_0 – живое сечение

Продолжение таблицы 1.31

λ	τ	π	ε	*q*	*y*	M
0,29	0,98598	0,95180	0,96533	0,44160	0,46396	0,26661
0,30	0,98500	0,94848	0,96292	0,45569	0,48044	0,27594
0,31	0,98398	0,94506	0,96044	0,46966	0,49697	0,28528
0,32	0,98293	0,94153	0,95788	0,48352	0,51355	0,29464
0,33	0,98185	0,93790	0,95524	0,49726	0,53018	0,30402
0,34	0,98073	0,93418	0,95253	0,51087	0,54687	0,31341
0,35	0,97958	0,93035	0,94974	0,52435	0,56361	0,32282
0,36	0,97840	0,92642	0,94687	0,53771	0,58042	0,33224
0,37	0,97718	0,92239	0,94393	0,55093	0,59728	0,34168
0,38	0,97593	0,91827	0,94091	0,56401	0,61421	0,35114
0,39	0,97465	0,91405	0,93782	0,57695	0,63120	0,36062
0,40	0,97333	0,90974	0,93466	0,58975	0,64826	0,37012
0,41	0,97198	0,90533	0,93142	0,60240	0,66539	0,37963
0,42	0,97060	0,90083	0,92811	0,61490	0,68259	0,39917
0,43	0,96918	0,89623	0,92473	0,62724	0,69987	0,39873
0,44	0,96773	0,89155	0,92127	0,63943	0,71722	0,40830
0,45	0,96625	0,88677	0,91775	0,65146	0,73464	0,41790
0,46	0,96473	0,88191	0,91415	0,66333	0,75215	0,42753
0,47	0,96318	0,87696	0,91048	0,67503	0,76974	0,43717
0,48	0,96160	0,87193	0,90675	0,68656	0,78741	0,44684
0,49	0,95998	0,86681	0,90294	0,69792	0,80517	0,45653
0,50	0,95833	0,86160	0,89907	0,70911	0,82301	0,46625
0,51	0,95665	0,85632	0,89512	0,72012	0,84095	0,47600
0,52	0,95493	0,85095	0,89111	0,73095	0,85898	0,48576
0,53	0,95318	0,84551	0,88704	0,74160	0,87711	0,49556
0,54	0,95140	0,83998	0,88289	0,75206	0,89533	0,50538
0,55	0,94958	0,83438	0,87868	0,76234	0,91366	0,51524
0,56	0,94773	0,82871	0,87441	0,77243	0,93208	0,52511
0,57	0,94583	0,82296	0,87007	0,78232	0,95062	0,53502
0,58	0,94393	0,81714	0,86567	0,79202	0,96926	0,54496
0,59	0,94198	0,81124	0,86121	0,80152	0,98801	0,55493
0,60	0,94000	0,80528	0,85668	0,81082	1,00688	0,56493
0,61	0,93798	0,79925	0,85209	0,81992	1,02586	0,57497
0,62	0,93593	0,79315	0,84745	0,82881	1,04496	0,58503
0,63	0,93385	0,78699	0,84274	0,83750	1,06418	0,59513
0,64	0,93173	0,78077	0,83797	0,84598	1,08353	0,60526
0,65	0,92958	0,77448	0,83315	0,85425	1,10301	0,61543
0,66	0,92740	0,76813	0,82826	0,86231	1,12261	0,62563
0,67	0,92518	0,76172	0,82332	0,87016	1,14235	0,63537
0,68	0,92293	0,75526	0,81833	0,87778	1,16223	0,64615
0,69	0,92065	0,74874	0,81327	0,88519	1,18225	0,65646
0,70	0,91833	0,74217	0,80817	0,89238	1,20241	0,66682
0,71	0,91598	0,73554	0,80301	0,89935	1,22271	0,67721
0,72	0,91360	0,72886	0,79779	0,90610	1,24317	0,68764
0,73	0,91118	0,72214	0,79253	0,91262	1,26378	0,69812
0,74	0,90?73	0,71536	0,78721	0,91892	1,28454	0,70864
0,75	0,90625	0,70855	0,78184	0,92498	1,30547	0,71919

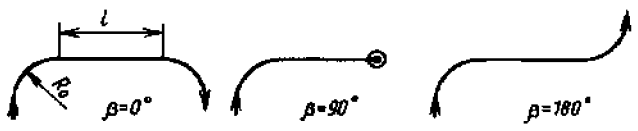
Продолжение

Элиминаторы [639]	**Диаграмма 1.8.10–38**



Тип элиминатора	Место установки элиминатора	ζ
а	После камеры	17,7
б	То же	9,40
	До камеры	7,30
в	После камеры	8,40
г	До камеры	3,40
д	После камеры	13,9
	До камеры	8,90
е	После камеры	10,7
ж	То же	8,00
	До камеры	5,50
з	После камеры	8,80
и	То же	9,60
к	То же	16,9

Взаимное влияние сочетания «отвод – отвод»; $Re > 10^4$ [106, 144, 146, 241, 341, 342, 632]	**Диаграмма 1.8.10–39**



$$\zeta_{\Sigma} \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \psi \sum \zeta = \psi\left(\zeta'_{\text{м}} + \zeta''_{\text{м}}\right),$$

где ζ_{Σ} – суммарный коэффициент сопротивления отводов данной системы (узла) при их совместной работе;

$\zeta'_{\text{м}} \equiv \dfrac{\Delta p}{\rho w_0^2/2}$ и $\zeta''_{\text{м}} \equiv \dfrac{\Delta p}{\rho w_0^2/2}$ – коэффициенты сопротивления соответственно первого и второго отводов, приведенные к одной и той же скорости w_0 и определяемые по данным соответствующих диаграмм п. 1.8.4 для изолированных отводов;

$\psi \equiv \dfrac{\zeta_{\Sigma}}{\zeta_1 + \zeta_2}$ – степень взаимного влияния, см. таблицу:

Продолжение таблицы 1.31

λ	τ	π	ε	*q*	*y*	M
0,76	0,90373	0,70168	0,77643	0,93082	1,32656	0,72980
0,77	0,90118	0,69478	0,77096	0,93643	1,34782	0,74045
0,78	0,89860	0,68783	0,76545	0,94181	1,36925	0,75114
0,79	0,89598	0,68085	0,75989	0,94696	1,39085	0,76188
0,80	0,89333	0,67383	0,75428	0,95187	1,41263	0,77267
0,81	0,89065	0,66677	0,74863	0,95655	1,43460	0,78350
0,82	0,88793	0,65968	0,74294	0,96099	1,45676	0,79439
0,83	0,88518	0,65255	0,73720	0,96519	1,47910	0,80532
0,84	0,88240	0,64540	0,73141	0,96916	1,50164	0,81631
0,85	0,87958	0,63822	0,72559	0,97289	1,52439	0,82735
0,86	0,87673	0,63101	0,71973	0,97638	1,54733	0,83844
0,87	0,87385	0,62378	0,71383	0,97964	1,57049	0,84959
0,88	0,87093	0,61652	0,70788	0,98265	1,59386	0,86079
0,89	0,86798	0,60924	0,70191	0,98542	1,61745	0,87205
0,90	0,86500	0,60194	0,69589	0,98795	1,64127	0,88337
0,91	0,86198	0,59463	0,68984	0,99024	1,66531	0,89475
0,92	0,85893	0,58730	0,68375	0,99229	1,68959	0,90619
0,93	0,85585	0,57995	0,67763	0,99410	1,71411	0,91768
0,94	0,85273	0,57259	0,67148	0,99567	1,73887	0,92925
0,95	0,84958	0,56522	0,66530	0,99699	1,76389	0,94087
0,96	0,84640	0,55785	0,65908	0,99808	1,78916	0,95256
0,97	0,84318	0,55046	0,65284	0,99892	1,81469	0,96432
0,98	0,83993	0,54307	0,64656	0,99952	1,84049	0,97614
0,99	0,83665	0,53568	0,64026	0,99988	1,86657	0,98804
1,00	0,83333	0,52828	0,63394	1,00000	1,89293	1,00000

1.4. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ГАЗОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПОДОБИЯ

Для изучения газогидродинамических явлений, протекающих в агрегатах различных технических систем, широко используются теоретический и экспериментальный методы. Теоретический метод изучения не всегда в состоянии охватить всего многообразия условий физического процесса и, кроме того, часто приводит к неразрешимым математическим уравнениям. Поэтому при изучении газогидродинамических явлений большую роль играют экспериментальные методы, причем весьма часто эксперимент ведется над моделью, исполненной в меньшем масштабе, чем натурный объект, а иногда и в иных условиях, чем те, которые сопровождают действительный процесс (в иной среде или с другими скоростями). При этом в исследованиях устанавливаются функциональные зависимости между различными физическими величинами, оказывающими влияние на исследуемый процесс. Например, при движении жидкости в трубопроводах определяется зависимость потерь напора от диаметра трубы d и ее длины l, плотности ρ и вязкости μ жидкости, степени шероховатости трубы Δ, скорости V и степени турбулентности ε потока и т. д.

$$h_w = f_1(V, \varepsilon, \rho, \mu, d, l, \Delta\ldots). \qquad (1.122)$$

При движении твердых тел в жидкой или газообразной среде (или обтекании этих тел жидкой или газообразной средой) отыскивается зависимость сил взаимодействия жидкостей и твердых тел (силы сопротивления) от тех же параметров:

$$R = f_2(V, \varepsilon, \rho, \mu, S, \Delta\ldots). \qquad (1.123)$$

В этом соотношении S – характерная площадь тела; Δ – шероховатость поверхности тела. Вполне естественно, что возникает вопрос: как будет протекать изучаемое на модели явление в натурных условиях и каким образом полученные в опытах зависимости (1.122 – 1.123) можно обобщить на целую группу однородных явлений, протекающих в других масштабах?

Ответ на этот вопрос дает теория подобия, являющаяся теоретическим фундаментом эксперимента. Прежде чем приступить к описанию основных положений этой теории, представим зависимости (1.122–1.123) в более конкретной форме, получившей название общих формул для газогидродинамической силы и потерь напора.

1.4.1. Общие формулы для газогидродинамической силы и потерь напора

Общая формула для газогидродинамической силы

Запишем (1.123) в виде

$$R = c\rho^x V^y \Omega^z.$$

Продолжение

Взаимное влияние сочетания «отвод – отвод»; Re>10⁴ [106, 144, 146, 241, 341, 342, 632]	**Диаграмма 1.8.10–39**

Значения ψ

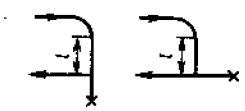
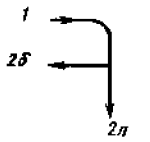
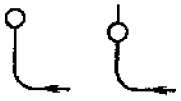
Относительный радиус закругления $\frac{R_0}{D_0}$	Отвод		Угол β° взаимной ориентации	Относительное расстояние $\frac{l}{D_0}$ между отводами			
	первый	второй		0 – 1	Св. 1 до 2	Св. 2 до 6	Св. 6 до 10
	δ_1°	δ_2°					
1,0	90	90	180	0,80	0,80	0,75	0,80
	90	90	90	0,90	0,85	0,80	0,90
	90	90	0	0,60	0,65	0,70	0,80
	90	45	90	0,75	0,75	0,65	0,70
	45	90	90	0,95	0,95	0,80	0,70
	45	45	90	0,55	0,55	0,60	0,65
2,5	90	90	180	0,85	0,80	0,75	0,85
	90	90	90	0,85	0,80	0,75	0,85
	90	90	0	0,60	0,60	0,70	0,80
	60	60	180	0,85	0,85	0,85	0,90
	45	45	180	0,80	0,80	0,75	0,80
	45	90	90	0,95	0,95	0,90	0,85
	90	45	90	0,85	0,80	0,80	0,85

Взаимное влияние сочетаний «отвод – тройник» (отвод δ = 90°, $\frac{R_0}{D_0}$ = 2, 3; тройник α = 90°); $\frac{R_0}{D_0}$ = 2,3; Re>10⁴ [106, 144, 146, 241, 292, 356, 632]	**Диаграмма 1.8.10–40**

$$\zeta_\Sigma \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \psi\left(\zeta_м + \zeta_2'\right),$$

где $\zeta_м \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2}$ – коэффициент сопротивления отвода, определяемый по соответствующей диаграмме параграфа 1.8.4 для изолированного отвода; $\zeta_2' \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \zeta_{2.с}\left(\frac{w_с}{w_0}\right)^2$ – коэффициент сопротивления соответствующего ответвления тройника (прохода или бокового ответвления), приведенный к скорости w_0; $\zeta_{2.с}$ – коэффициент сопротивления соответствующего ответвления тройника, определяемый по соответствующей диаграмме п. 1.8.5 для изолированного тройника ($\zeta_{2.с} = \zeta_{с.б}$ или $\zeta_{2.с} = \zeta_{с.п}$), ψ – см. таблицу; β – угол взаимной ориентации соседних элементов

Значения ψ

β°	Тип сечения и взаимная ориентация		$\frac{l}{D_0}$			
			0 – 2	Св. 2 до 4	Св. 4 до 10	Св. 10 до 20
			0,75	0,80	0,82	0,95
0° 90°		1 – 2б 1 – 2п	0,87 0,20	0,88 0,40	0,90 0,70	0,95 0,95
90°			0,92	0,93	0,97	1,0

Это равенство в явном виде отражает влияние основных параметров – плотности и скорости жидкости и размеров тела, представленных характерной площадью Ω, а влияние остальных параметров, отмеченных в (1.123), учитывается безразмерным коэффициентом c. Сравнивая размерности левой и правой частей

$$[\text{кг} \cdot \text{м/с}^2] = [\text{кг/м}^3]^x [\text{м/с}]^y [\text{м}^2]^z,$$

получим $x = 1$, $y = 2$, $z = 1$. С учетом этого можно записать следующее выражение для газогидродинамической силы:

$$R = c_R \frac{\rho V^2}{2} \Omega, \qquad (1.124)$$

где $c_R = 2c$ и называется коэффициентом газогидродинамической силы.

Общая формула для потерь напора по длине

Запишем уравнение равномерного движения жидкости в трубе круглого сечения постоянного по всей длине диаметра d

$$\frac{\tau}{\gamma} = R_\Gamma i = \frac{R_\Gamma h_l}{l}.$$

Напряжение трения τ есть сила трения, действующая на единицу площади, поэтому его можно записать в соответствии с (1.124) как

$$\tau = c_f \left(\frac{\rho V^2}{2} \right), \qquad (1.125)$$

где коэффициент газогидродинамической силы $c_R \equiv c_f$ называется коэффициентом трения. Тогда из уравнения равномерного движения жидкости с учетом того, что $R_\Gamma = \frac{d}{4}$, а $\gamma = \rho g$, следует

$$h_l = \lambda \frac{l}{d} \frac{V^2}{2g}. \qquad (1.126)$$

Формула (1.126) является общей формулой для определения потерь напора по длине. Здесь безразмерная величина $\lambda = 4c_f$ называется коэффициентом потерь напора по длине. Она учитывает влияние всех параметров зависимости (1.122), не вошедших в явном виде в формулу (1.126).

Общая формула для определения местных потерь напора

Общую формулу для определения потерь напора на местных сопротивлениях можно получить из (1.126), если принять во внимание следующие соображения. У большинства местных сопротивлений их длина l и поперечные размеры d соизмеримы, поэтому, приняв приближенно отношение $\frac{l}{d}$ равным 1, выражение для местных потерь напора можно записать в виде

$$h_\text{м} = \zeta \frac{V^2}{2g}, \qquad (1.127)$$

где ζ – коэффициент местных потерь напора. Этот коэффициент не равен λ в формуле (1.126), т. к. при выводе (1.126) рассматривалось равномерное движение жидкости в трубе постоянного сечения, где потери определялись лишь трением. При прохождении жидкости через местные сопротивления на величину потерь напора, помимо трения, влияют также деформация потока и вихреобразование.

1.4.2. Понятие о подобии газогидродинамических явлений

Из формул (1.124 – 1.127) следует, что задача определения газогидродинамических сил и потерь напора сводится к отысканию безразмерных коэффициентов c_R, c_f, λ, ζ.

Задача определения этих коэффициентов не всегда может быть решена теоретическим путем, тогда на помощь приходит эксперимент в аэрогидродинамических лабораториях на специальных установках, в ходе которого замеряются силы, действующие на модели, или потери напора в моделях гидравлических систем и устройств. Понятно, что эти силы и потери напора даже приближенно нельзя считать равными силам и потерям напора, имеющим место в натурных условиях, и тогда встает вопрос: каким образом от модельных условий можно перейти к реальным, натурным? Ответ на этот вопрос дает теория подобия.

По Л. И. Седову [546] два физических явления одной природы называются подобными, если от величин, характеризующих одно явление, можно перейти к одноименным величинам, характеризующим другое явление, простым пересчетом, эквивалентным изменению единиц измерения (изменению масштаба).

В этом определении уже заключен ответ на поставленный вопрос, а именно: если мы обеспечим подобие явлений в полученном эксперименте и натуре, то определение реальных сил и потерь напора в натурных условиях по полученным в эксперименте не составит особого труда.

Газогидродинамические явления, связанные с взаимодействием движущихся жидкостей или газов с твердыми телами или границами газогидродинамических трактов, характеризуются, во-первых, геометрией тел или трактов, во-вторых, распределением в пространстве скоростей и ускорений всех частиц жидкости или газа и, в-третьих, силовым взаимодействием между жидкостями и соприкасающейся твердой поверхностью. Отсюда становится очевидным, что для выполнения подобия этих явлений необходимо, чтобы модели были геометрически подобны натурным объектам и имели место кинематическое и динамическое подобия этих явлений.

Геометрическое подобие. Модель будет геометрически подобна натурному объекту, если отношение любых сходственных линейных размеров модели l^m и натуры l^n будет одинаковым (рис. 1.33), т. е.

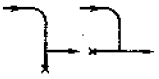
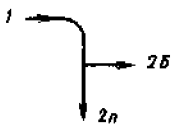
$$\frac{d_1^m}{d_1^n} = \frac{d_2^m}{d_2^n} = \frac{l_1^m}{l_1^n} = \frac{l_2^m}{l_2^n} = \frac{(AB)^m}{(AB)^n} = \frac{l^m}{l^n} = k_l. \qquad (1.128)$$

Величина k_l называется масштабом геометрического подобия. Заметим, что геометрическое подобие явлений предполагает наличие геометрического подобия линий тока.

Кинематическое подобие. Явления в опыте и натуре называются кинематически подобными, если при наличии геометрического подобия картин течения жидкости или газа будет одинаковым отношение промежутков времени, за которые жидкости в опыте и натуре проходят любые сходст-

Продолжение

Взаимное влияние сочетаний «отвод – тройник» (отвод δ = 90°, $\frac{R_0}{D_0}$ = 2, 3; тройник α = 90°); $\frac{R_0}{D_0}$ = 2,3; Re > 10^4 [106, 144, 146, 241, 292, 356, 632]	**Диаграмма 1.8.10–40**

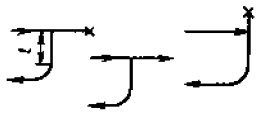
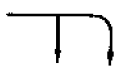
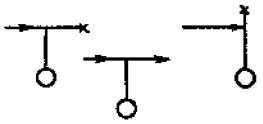
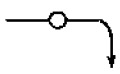
β°	Тип сочетания и взаимная ориентация		$\frac{l}{D_0}$			
			0 – 2	Св. 2 до 4	Св. 4 до 10	Св. 10 до 20
180°			0,97	10,97	0,98	1,0
180°		1 – 2б	0,93	0,93	0,93	0,97
		1 – 2п	0,90	0,90	0,90	1,0
2б; 2п; 1 – 2б; 1– 2п – см. диаграмму 1.8.10–42						

Взаимное влияние сочетания «тройник – отвод» (отвод δ = 90°, $\frac{R_0}{D_0}$ = 2, 3; тройник α = 90°); Re > 10^4 [106, 144, 146, 241, 292, 356, 632]	**Диаграмма 1.8.10–41**

$$\zeta_{\Sigma} \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_c^2/2} = \psi\left(\zeta_{1.c} + \zeta'_{м}\right),$$

где $\zeta_{1.c} \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_c^2/2}$ – коэффициент сопротивления прохода или бокового ответвления тройника, приведенный к скорости w_c и определяемый по соответствующим диаграммам параграфа 1.8.5 для изолированного тройника; $\zeta'_{м} \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_c^2/2}$ – коэффициент сопротивления отвода, приведенный к скорости w_c [$\zeta'_{м} = \zeta_{м}\left(\frac{w_0}{w_c}\right)^2$, где $\zeta_{м} \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2}$ – коэффициент сопротивления отвода, определяемый по соответствующей диаграмме параграфа 1.8.4 для изолированного отвода]; β – угол взаимной ориентации соседних элементов; ψ – см. таблицу

Значения ψ

β°	Тип сочетания и взаимная ориентация	$\frac{l}{D_0}$			
		0 – 2	Св. 2 до 4	Св. 4 до 10	Св. 10 до 20
0°		0,90	0,93	0,95	0,97
		1,40	1,25	1,10	1,0
90°		0,95	0,95	0,95	0,97
		0,97	1,00	1,00	1,00
180°		1,05	1,03	0,97	1,0

венные отрезки пути (например, $(AB)^m$ и $(AB)^n$ на рис. 1.33), т. е.

$$\frac{t_{AB}^m}{t_{AB}^n} = \frac{t^m}{t^n} = k_t. \qquad (1.129)$$

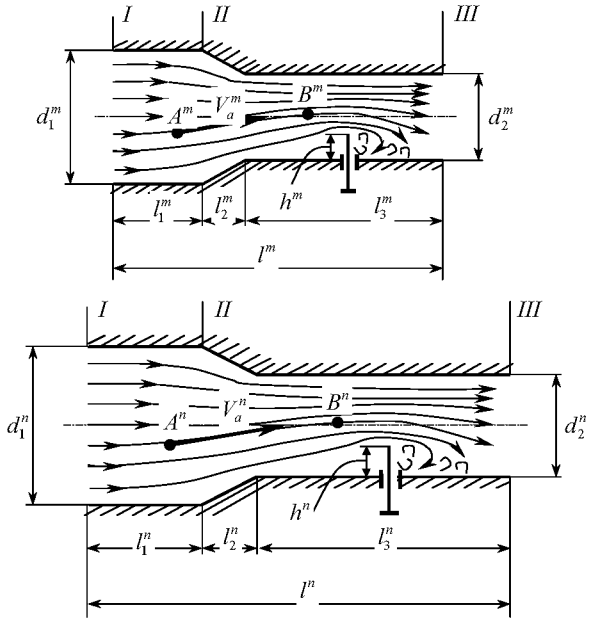


Рис. 1.33. Подобные потоки

Из определения кинематического подобия явлений следует, что в любых сходственных точках в опыте и натуре отношение величин скоростей одинаково.

Действительно, если представить времена, за которые частицы проходят $(AB)^m$ и $(AB)^n$, как

$$t_{AB}^m = \frac{(AB)^m}{v_A^m} \quad \text{и} \quad t_{AB}^n = \frac{(AB)^n}{v_A^n}$$

и подставить их в (1.129), то получим

$$\frac{(AB)^m v_A^n}{v_A^m (AB)^n} = k_t.$$

Так как согласно (1.128) $\dfrac{(AB)^m}{(AB)^n} = k_l$, а $\dfrac{v_A^m}{v_A^n} = k_v$, то получим

$$\frac{v_A^m}{v_A^n} = k_V = \frac{k_l}{k_t}. \qquad (1.130)$$

К аналогичному выводу можно прийти, рассматривая ускорения $\boldsymbol{a}$ в сходственных точках

$$\frac{a_{AB}^m}{a_{AB}^n} = k_a = \frac{k_V^2}{k_l} = \text{const}. \qquad (1.131)$$

Динамическое подобие. Явления в опыте и натуре называются подобными, если силы одной природы (силы тяжести G, трения T, давления p и т. п.), действующие на любые частицы жидкости, находящиеся в сходственных точках, или сходственные точки поверхности обтекаемых твердых тел, а также равнодействующие этих сил R пропорциональны друг другу, т. е. их отношение одинаково. Например, отношение сил, действующих на частицы жидкости, находящиеся в точке A^m и A^n (рис. 1.33)

$$\frac{G_A^m}{G_A^n} = \frac{T_A^m}{T_A^n} = \frac{P_A^m}{P_A^n} = \frac{R_A^m}{R_A^n} = k_R, \qquad (1.132)$$

будет (как и во всех остальных сходственных точках потока) одинаковым. Величины k_R, k_l, k_v, k_t, k_a, входящие в выражения (1.128 – 1.132), называются масштабами подобия. Следует заметить, что при выполнении геометрического подобия картин линий тока вектора скоростей и ускорений в сходственных точках должны быть (согласно определению линий тока) коллинеарными. Следовательно, коллинеарными должны быть и вектора сил.

Выполнение геометрического, кинематического и динамического подобий обеспечивает подобие явлений в целом, как это подразумевается в определении подобных явлений, приведенном в начале параграфа.

1.4.3. Параметры и критерии подобия

При выполнении геометрического и кинематического подобий выражение (1.132) представляет собой условия подобия двух газогидродинамических явлений в целом. Рассмотрим, что представляют собой некоторые из полученных условий. В общем случае (1.132) можно записать как

$$\frac{R^m}{R^n} = \frac{M^m a^m}{M^n a^n} = k_R, \qquad (1.133)$$

где M^m, M^n, a^m, a^n – массы частиц и их ускорения в сходственных точках опыта и натуры (например, точках A^m и A^n на рис. 1.33). Заметим, что с учетом $M = \rho W$ из (1.133) следует, что отношение плотностей в сходственных точках опыта и натуры должно быть одинаковым (W – объем частицы). Из (1.131) следует, что

$$\frac{a^m}{a^n} = \frac{v^{m2} l^n}{v^{n2} l^m}.$$

С учетом последнего из (1.133) следует:

$$\frac{R^m l^m}{M^m v^{m2}} = \frac{R^n l^n}{M^n v^{n2}}, \qquad (1.134)$$

т. е. для любых сходственных точек потоков, удовлетворяющих условиям геометрического, кинематического и динамического подобий, величина $\dfrac{Rl}{Mv^2}$, называемая числом Ньютона и обозначаемая Ne, имеет одно и то же значение, т. е.

$$\text{Ne}_m = \text{Ne}_n. \qquad (1.135)$$

Число Ньютона Ne выражает зависимость между силами, массами, скоростями и характерными линейными размерами в подобных потоках в общем виде. В газогидродинамике, как правило, приходится иметь дело с тремя категориями сил: силами тяжести, трения и давления. В общем случае полного подобия необходимо обеспечить подобие всех трех сил, что не всегда удается из-за несовместимости условий. В то же время на практике в различных явлениях главную роль играет только одна из этих сил. В этих случаях часто оказывается достаточным обеспечить подобие только по этим силам, которые оказывают наиболее существенное влияние в рассматриваемых явлениях.

Из (1.135) можно получить число Фруда (параметр подобия по силам тяжести), числа Эйлера и Маха (подобие по силам давления) и число Рейнольдса (подобие по силам тре-

Продолжение

Взаимное влияние сочетания «тройник – отвод» (отвод δ = 90°, $\frac{R_0}{D_0}$ = 2, 3; тройник α = 90°); Re > 10^4 [106, 144, 146, 241, 292, 356, 632]	**Диаграмма 1.8.10–41**

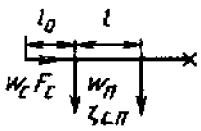
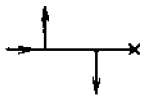
β°	Тип сочетания и взаимная ориентация	$\frac{l}{D_0}$			
		0 – 2	Св. 2 до 4	Св. 4 до 10	Св. 10 до 20
180°		0,60	0,80	0,90	1,0

Взаимное влияние сочетаний «тройник – тройник» (тройники δ = 90°) при $\frac{l_0}{D_c} > 6$; Re > 10^4 [106, 144, 146, 241, 292, 356, 632]	**Диаграмма 1.8.10–42**

$$\zeta_{\Sigma} \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_c^2/2} = \psi\left(\zeta_{с.п} + \zeta'_{2.с}\right),$$

где $\zeta_{с.п} \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_c'^2}$ – коэффициент сопротивления прохода тройника (участок между первым и вторым боковым ответвлением), определяемый по соответствующей диаграмме параграфа 1.8.5 для изолированного тройника; $\zeta'_{2.с} \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_c'^2} = \zeta_{2.с}\left(\frac{w_c}{w'_c}\right)^2$ – коэффициент сопротивления второго тройника, приведенный к скорости w'_c; $\zeta_{2.с} \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_c'^2/2}$ – коэффициент сопротивления соответствующего ответвления (прохода или бокового ответвления) тройника, определяемый по диаграммам параграфа 1.8.5 для изолированного тройника ($\zeta_{2.с} = \zeta_{с.б}$ или $\zeta_{2.с} = \zeta_{с.п}$); β – угол взаимной ориентации соседних элементов; ψ – см. таблицу

Значения ψ

β°	Тип сочетания и взаимная ориентация боковых ответвлений	$\frac{l}{D_0}$				
		0 – 2	Св. 2 до 4	Св. 4 до 6	Св. 6 до 10	Св. 10 до 20
0°	Раздающий коллектор 	1,45	1,3	1,2	1,10	0,95
90°		1,15	1,0	0,97	0,95	0,95
180°		0,70	0,67	0,75	0,85	0,95
0°	Смешанный коллектор	0,80	0,87	0,95	1,0	1,0

ния), подставляя в (1.134) вместо R соответственно силы тяжести, давления и трения.

Число Фруда. Подставляя в (1.134) силу тяжести $G = mg$, действующую на частицы жидкости в сходственных точках, после соответствующих преобразований получим:

$$\frac{v^{m2}}{g^m l^m} = \frac{v^{n2}}{g^n l^n} = \mathrm{Fr}.$$

Отсюда следует, что для обеспечения подобия явлений по силам тяжести необходимо обеспечить равенство чисел Фруда (Fr) в опыте и натурных условиях.

$$\mathrm{Fr}^m = \mathrm{Fr}^n. \qquad (1.136)$$

Числа Эйлера и Маха. Заменяя в (1.134) R на силы давления $p\Omega$, действующие на сходственные площадки (например, Ω – площадь заслонки в трубе, изображенной на рис. 1.33), и имея в виду, что $\mathrm{M} = \rho W$ и, кроме того, в геометрически подобных системах

$$\frac{\Omega^m l^m}{W^m} = \frac{\Omega^n l^n}{W^n},$$

найдем число Эйлера Eu

$$\frac{p^m}{\rho^m v^{m2}} = \frac{p^n}{\rho^n v^{n2}} = \mathrm{Eu}. \qquad (1.137)$$

Из числа Эйлера для сжимаемого газа можно получить число Маха $\mathrm{M} = \frac{v}{a}$, где a – скорость звука в газе. Помножив и разделив в (1.137) на показатель адиабаты k_m и k_n левую и правую части соответственно, с учетом того, что $a^2 = \frac{kp}{\rho}$, получим

$$k^m \mathrm{M}^{m2} = k^n \mathrm{M}^{n2}.$$

Если в эксперименте используется тот же газ, что и в натурном явлении, то для температур газа $T < 600$ K можно считать $k^m = k^n$ и тогда для обеспечения подобия необходимо обеспечить равенство чисел Маха

$$\mathrm{M}^m = \mathrm{M}^n. \qquad (1.138)$$

Поскольку в выражение для числа Маха входит скорость звука, которая является одним из параметров, характеризующих такое свойство газа как сжимаемость, то число Маха часто называют параметром подобия по сжимаемости.

Если в (1.137) знаменатели разделить на 2, а левую и правую части помножить и разделить на величины сходственных площадей, получим

$$\frac{p^m \Omega^m}{\rho^m \left(v^{m2}/2\right)\cdot\Omega^m} = \frac{p^n \Omega^n}{\rho^n \left(v^{n2}/2\right)\cdot\Omega^n}.$$

Учитывая, что в последнем выражении числитель есть не что иное, как сила давления, действующая, например, на заслонку (если Ω – площадь этой заслонки, см. рис. 1.33), и сравнивая его с (1.124), приходим к выводу, что полученное равенство есть не что иное, как равенство коэффициентов газогидродинамической силы

$$c_R^m = c_R^n. \qquad (1.139)$$

Заменяя в (1.137) p на Δp (перепад давления между сечениями *I* и *II* на рис. 1.33, определяющий потери напора по длине), после деления и умножения левой и правой частей на удельные веса γ^m и γ^n, соответственно, получим

$$\frac{\frac{\Delta p^m}{\gamma^m}}{v^{m2}/2g} = \frac{\frac{\Delta p^n}{\gamma^n}}{v^{n2}/2g},$$

что согласно (1.126) с учетом $\frac{l^m}{d^m} = \frac{l^n}{d^n}$ приводит к равенству

$$\lambda^m = \lambda^n. \qquad (1.140)$$

Если проделать те же преобразования для участка *II–III* и считать при этом, что $\frac{l}{d} \approx 1$, то мы придем к равенству коэффициентов местных потерь напора

$$\zeta_m = \zeta_n. \qquad (1.141)$$

Число Рейнольдса. Подставляя в (1.134) вместо R силы трения в опыте и натуре, получим

$$\frac{\mu^m \frac{dv^m}{dn^m}\Omega^m l^m}{\rho^m W^m v^{m2}} = \frac{\mu^n \frac{dv^n}{dn^n}\Omega^n l^n}{\rho^n W^n v^{n2}}.$$

Имея в виду, что в подобных системах $\frac{\Omega^m l^m}{W^m} = \frac{\Omega^n l^n}{W^n}$ и $\frac{dv^m/dn^m}{v^m} \Big/ \frac{dv^n/dn^n}{v^n} = \frac{l^n}{l^m}$, будем иметь равенство чисел Рейнольдса

$$\frac{\rho^m v^m l^m}{\mu^m} = \frac{\rho^n v^n l^n}{\mu^n}, \qquad (1.142)$$

или

$$\mathrm{Re}^m = \mathrm{Re}^n. \qquad (1.143)$$

Число Re можно записать через кинематический коэффициент вязкости $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ в виде

$$\mathrm{Re} = \frac{vl}{\nu}.$$

Выполнение критерия подобия (1.143) играет важную роль в задачах, где определяющими являются силы трения, например, при движении жидкости по трубам. Его физический смысл, как это видно из (1.142), заключается в том, что число Re представляет собой соотношение между инерционными (числитель) и вязкими (знаменатель) свойствами в потоке. Это соотношение, как будет показано в параграфе 1.5, определяет режим движения жидкости, от которого существенным образом зависят потери напора в гидравлических системах. Если в потоке преобладают вязкие свойства (малые числа Re), то режим движения жидкости будет ламинарным (слоистым). В противном случае (большие числа Re) реализуется турбулентный (вихревой) режим движения. Переход от ламинарного к турбулентному режиму происходит при определенном числе Re, которое называется критическим и обозначается $\mathrm{Re}_{кр.}$.

Ниже в таблице 1.32 приводятся значения $\mathrm{Re}_{кр}$ для некоторых каналов и видов гидравлической арматуры.

Таблица 1.32

Значения $Re_{кр}$ для некоторых каналов и видов гидравлической арматуры

Форма канала, вид арматуры	$Re_{кр}$
Круглые гладкие трубы	2000 – 2300
Гибкие (резиновые) шланги	1600 – 2000
Краны распределительные	550 – 750
Окна цилиндрических золотников	260
Плоские и конусные клапаны	20 – 100
Щели (кольцевые, гладкие, конические)	1100
Прямоугольные каналы	1800
В трубопроводе при движении нефтяных эмульсий	3200 – 3500
Змеевики: $\mathrm{Re}_{кр} = \mathrm{Re}^{0}_{кр}\left[1+16{,}46\left(\frac{D_г}{2R_в}\right)^{0{,}68}\right]$, где $\mathrm{Re}^{0}_{кр}$ – значение критического числа Re в прямолинейной трубе; $R_в$ – радиус витка змеевика	

Если в (1.134) вместо R подставить силу поверхностного натяжения, то мы получим **число Вебера** $\mathrm{We} = \frac{V^2 \rho d}{\sigma}$.

Таким образом, полученные числа Fr, Eu, M, Re, We, C_R, λ, ζ являются параметрами подобия, а равенства этих параметров (1.134 – 1.141, 1.143) называются критериями подобия.

Анализируя параметры подобия, можно заметить, что такие из них, как числа Фруда, Эйлера, Маха, Вебера и Рейнольдса составлены из известных величин, характеризующих изучаемое газогидродинамическое явление и определяющих протекающие в нем физические процессы (скорость, плотность, давление, скорость звука, динамический коэффициент вязкости, ускорение силы тяжести и т. д.).

В другие параметры (коэффициент аэродинамической силы C_R, коэффициенты потерь напора по длине λ и на местных сопротивлениях ζ) входят величины, зависимые от определяющих величин и, как правило, неизвестные заранее.

По этому признаку параметры подобия можно разделить на определяющие и зависимые. Отсюда вполне логическим является следующий вывод: **два газогидродинамических явления будут подобными, если обеспечено равенство определяющих параметров подобия,** т. е. если выполняются критерии подобия (1.136), (1.137), (1.138) и (1.143). Равенство зависимых параметров подобия обеспечивается при этом автоматически.

Последнее условие является необходимым и достаточным, что имеет строгое доказательство, которое здесь не приводится.

Таким образом, если в эксперименте определены зависимости вида:

$$c_R = f_1\,(\mathrm{Fr}, \mathrm{M}, \mathrm{Re}, \ldots),$$

$$\lambda = f_2\,(\mathrm{Fr}, \mathrm{M}, \mathrm{Re}, \ldots),$$

$$\zeta = f_3\,(\mathrm{Fr}, \mathrm{M}, \mathrm{Re}, \ldots),$$

то с их помощью легко определяются эти же величины в натурных условиях.

1.5. ДВИЖЕНИЕ ЖИДКОСТИ ПО ТРУБАМ

Одним из важнейших вопросов, связанных с изучением законов движения вязких жидкостей, является определение потерь напора движущейся жидкостью. Многочисленные экспериментальные и теоретические исследования показали, что на величину этих потерь решающее влияние оказывает режим движения жидкости. Существование различных режимов движения жидкостей впервые было подтверждено в 1883 г. опытами О. Рейнольдса. Эти опыты показали, что существуют два режима движения жидкостей: ламинарное и турбулентное течение, о чем уже говорилось в параграфе 1.4. Ниже рассматриваются особенности этих режимов и способы определения потерь напора в трубопроводах при различных режимах движения жидкости в них.

1.5.1. Режимы движения жидкости в трубах

Выше отмечалось, что при движении жидкостей и газов наблюдаются два режима: ламинарный и турбулентный. При ламинарном (слоистом) движении жидкости в трубопроводе частицы перемещаются в направлении основного потока, не имея скоростей в поперечном направлении. Частицы движутся упорядоченно, хотя и имеют местные вращения, так как скорость в сечении потока вязкой жидкости распределяется неравномерно (рис. 1.34). Ламинарным называется такой режим движения, при котором в результате вязкого взаимодействия происходит сдвиг отдельных слоев жидкости, не приводящий к их перемешиванию.

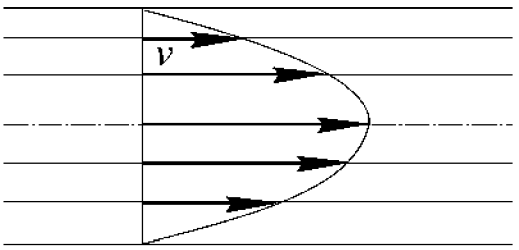


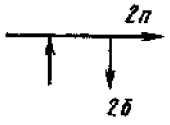
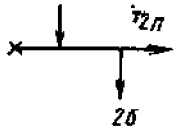
Рис. 1.34. Ламинарное течение

Ламинарный режим движения имеет место при малых числах Рейнольдса, следовательно, при малых скоростях движения жидкости. С увеличением скорости потока возрастают градиенты скоростей вблизи стенки, что ведет к увеличению внутренних напряжений трения и возрастанию тенденции к скручиванию частиц.

Рассмотрим движение жидкости вдоль гладкой стенки, на которой имеется в виде выступа источник возмущений (рис. 1.35). Рис. 1.35*а* соответствует малым числам Re, а рис. 1.35*б* – большим. При малых Re возмущение в виде вихря, вызванное уступом, будет сразу же затухать, так как основную роль в таком потоке играет вязкость, и жидкость дальше будет двигаться, не перемешиваясь, полосами (слоя-

Продолжение

Взаимное влияние сочетаний «тройник–тройник» (тройники δ = 90°) при $\frac{l_0}{D_c} > 6$; Re > 10^4 [106, 144, 146, 241, 292, 356, 632]	**Диаграмма 1.8.10–42**

β°	Тип сочетания и взаимная ориентация боковых ответвлений		$\frac{l}{D_0}$				
			0 – 2	Св. 2 до 4	Св. 4 до 6	Св. 6 до 10	Св. 10 до 20
0°		1 – 2б	1,07	1,03	1,0	1,0	1,0
		1 – 2п	0,50	0,70	0,90	1,0	1,0
90°			1,15	1,07	1,03	1,0	1,0
180°			1,30	1,17	1,05	1,0	1,0
		1 – 2б	1,30	1,17	1,07	1,03	1,0
		1 – 2п	1,45	1,25	1,05	1,0	1,0

2б – боковое ответвление второго тройника; 2п – проход второго тройника; 1 – 2б – участок от первого элемента до второго тройника; 1 – 2п – участок от первого элемента до прохода второго тройника.

Взаимное влияние сочетаний «сборный тройник – коллектор», «отвод – коллектор» (δ = 90°); Re > 10^4 [106, 144, 146, 241, 292, 356, 632]	**Диаграмма 1.8.10–43**

$$\zeta_{\Sigma} \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \psi\left(\zeta_1 + \zeta_{2.\text{п}} + \zeta'_{3.\text{б}}\right),$$

где $\zeta_1 \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2}$ – коэффициент сопротивления первого элемента, приведенный к скорости w_0, определяемый по диаграмме соответствующего раздела для изолированного элемента; $\zeta_{2.\text{п}} \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2}$ – коэффициент сопротивления второго участка прохода, приведенный к скорости w_0 [$\zeta_{2.\text{п}} = \zeta_{\text{с.п}}\left(\frac{w_\text{с}}{w_0}\right)^2$, где $\zeta_{\text{с.п}} \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_\text{с}^2/2}$ – коэффициент сопротивления прохода тройника, определяемый по соответствующей диаграмме параграфа 1.8.5 для изолированного тройника]; $\zeta'_{3.\text{б}} \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2}$ – коэффициент сопротивления второго бокового ответвления тройника (коллектора), приведенный к скорости w_0 [$\zeta'_{3.\text{б}} = \zeta_{\text{с.б}}\left(\frac{w_\text{с}}{w_0}\right)^2$, где $\zeta_{\text{с.б}} \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_\text{с}^2/2}$ – коэффициент сопротивления бокового ответвления, определяемый по соответствующей диаграмме 1.8.5 для изолированного тройника]; β – угол взаимной ориентации соседних элементов; ψ – см. таблицу

ми), откуда следует и название режима – ламинарный (*lamina* – полоса).

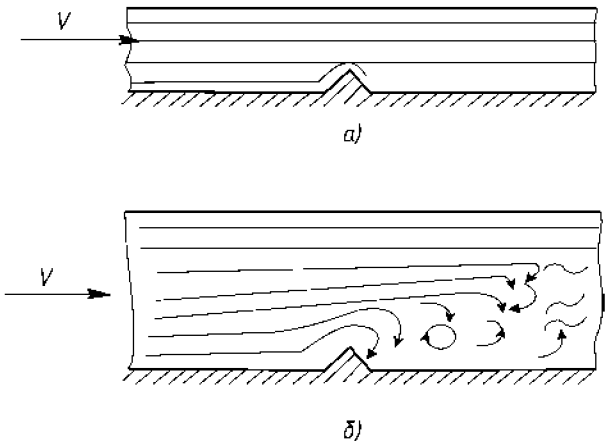


Рис. 1.35. Воздействие возмущения на поток

При больших числах Re, превосходящих $Re_{кр}$, преобладающим окажется влияние инерционных свойств: возникшее возмущение, распространяясь вниз по потоку, уже не затухает. Вращающиеся частицы вовлекают в это движение другие, вследствие чего весь поток становится вихревым, то есть турбулентным (рис. 1.35*б*). Турбулентным называется такой режим движения, при котором имеет место завихренность потока, и все процессы переноса (массы, количества движения и энергии) обусловлены не только межмолекулярным взаимодействием, но и смешением молей различных слоев потока. В турбулентной области потока траектории частиц представляют собой результат сложного вихревого движения (рис. 1.36).

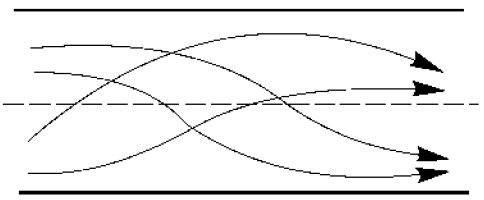


Рис. 1.36. Турбулентное течение

Образовавшиеся в турбулентном потоке жидкости вихри накладываются своими скоростями на скорость основного потока, что вызывает мгновенное изменение скорости в точке. Отклонение мгновенного значения скорости в данной точке потока от ее среднего по времени значения называют пульсацией и обозначают v'. С количественной стороны турбулентный режим отличается от ламинарного частотой пульсаций. На рис. 1.37 показана запись отклонений скорости, сделанная осциллографом, соединенным с насадкой для измерения местной скорости v в ламинарном и турбулентном потоке.

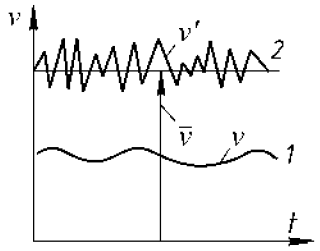


Рис. 1.37. Мгновенные значения скорости

Из графиков видно, что колебания скорости в ламинарном потоке (1) носят более правильный (периодический) характер, обладают малой частотой и амплитудой. В турбулентном потоке (2) пульсации носят беспорядочный характер и обладают высокой частотой.

Мерой турбулентности потока обычно считают среднюю квадратичную величину от мгновенных значений пульсации за период времени T:

$$\overline{v}' = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T (v')^2\,dt},$$

где t – время.

Безразмерная величина

$$\varepsilon = \frac{\overline{v}'}{\overline{v}} 100\,\% \qquad (1.144)$$

называется степенью турбулентности потока. В формуле (1.144) $\overline{v}$ – осредненная по времени скорость в данной точке потока. Степень турбулентности, согласно вышеизложенному, является параметром подобия наравне с числами Re и M.

В параграфе 1.4.3 отмечалось, что коэффициент трения является функцией числа Re. Этот факт не случаен, ибо это число определяет режим движения жидкости, который, в свою очередь, оказывает существенное влияние на величину напряжений трения. Действительно, при ламинарном режиме частицы жидкости, двигаясь вдоль стенки без перемешивания, не участвуют в обмене количеством движения между двумя соседними слоями. Перенос количества движения из одного слоя в другой осуществляется на молекулярном уровне, и скорость в направлении радиуса трубопровода возрастает медленно (рис. 1.34). В случае турбулентного режима перемешивание частиц жидкости приводит к более быстрому возрастанию скорости, так как к молекулярному переносу количества движения добавляется молярный, то есть перенос крупными частицами (молями).

При определении потерь напора очень важно знать режим движения жидкости. В случае турбулентного режима потери напора больше потерь при ламинарном режиме, так как на перемешивание жидкости затрачивается дополнительная энергия потока.

1.5.2. Ламинарный режим движения жидкости в трубах

Профиль скорости

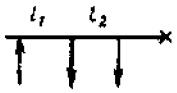
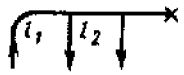
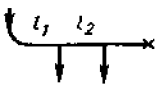
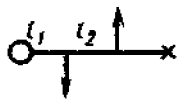
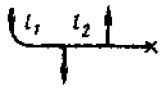
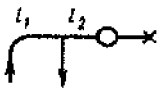
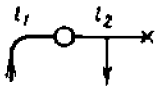
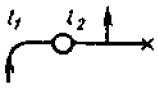
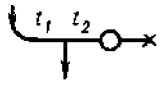
Рассмотрим движение жидкости в горизонтальном трубопроводе постоянного по длине круглого сечения. Ламинарное движение будем считать установившимся, кроме того, примем, что в любом поперечном сечении профиль скоростей один и тот же. Последнее справедливою, если отрезок трубопровода взят достаточно далеко от входа в трубопровод.

На рис. 1.38 показан участок трубопровода длиной l, ограниченный сечениями *1–1* и *2–2*, давления в которых соответственно равны p_1 и p_2. Необходимо определить потери напора на преодоление сопротивления трения при движении жидкости от сечения *1–1* к сечению *2–2*. Для этого рассмотрим условия, которые выполняются при движении жидкости внутри соосного с трубопроводом цилиндра радиусом r и основаниями в сечениях *1–1* и *2–2*.

Продолжение

Взаимное влияние сочетаний «сборный тройник – коллектор», «отвод – коллектор» ($\alpha = 90°$); $Re > 10^4$ [106, 144, 146, 241, 292, 356, 632]	**Диаграмма 1.8.10–43**

Значения ψ

Тип сочетаний и взаимная ориентация элементов			$\frac{l_1}{D_0}$					
β_1°	Схема	β_2°	0 – 2	Св. 2 до 4	Св. 4 до 6	Св. 6 до 8	Св. 8 до 10	Св.10 до 12
0°		0°	0,50	0,70	1,0	1,15	–	–
0°		0°	0,50	0,70	0,95	1,20	1,40	1,55
90°		0°	0,72	0,80	1,0	1,25	1,45	1,60
180°		0°	1,05	1,15	1,25	1,40	1,60	1,70
0°		180°	0,60	0,85	0,93	0,95	1,00	1,07
90°		180°	0,90	0,95	0,95	1,05	1,10	1,15
180°		180°	1,05	0,95	1,00	1,03	1,10	1,20
0°		90°	0,65	0,87	1,07	1,20	1,35	1,45
90°		90°	0,75	0,80	0,90	1,05	1,20	1,30
90°		90°	0,80	0,85	1,00	1,12	1,25	1,35
180°		90°	1,0	0,98	1,11	1,25	1,40	1,5

Изменение расстояния $\frac{l_2}{D_0}$ между боковыми ответвлениями раздающего коллектора в пределах $(1 \div 10)D_c$ практически не влияет на коэффициент ψ.

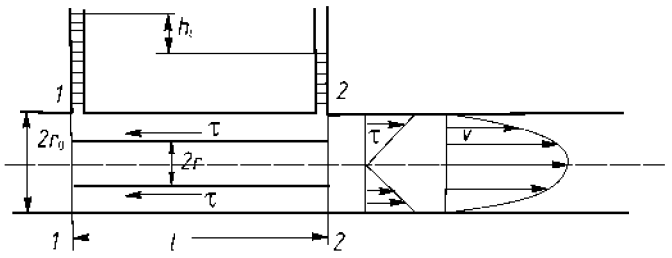


Рис. 1.38. Ламинарное течение в трубопроводе

Со стороны внешнего потока на выделенный цилиндр действуют касательные напряжения τ, создающие силу сопротивления трения $\tau 2\pi rl$, и разность сил давлений на основания цилиндра $(p_1 - p_2)\pi r^2$. Применяя закон сохранения количества движения для элемента потока, ограниченного выделенным цилиндром, получим

$$(p_1 - p_2)\,\pi r^2 - \tau 2\pi rl = 0,$$

откуда следует

$$\tau = \frac{\Delta p_{тр} r}{2l}, \qquad (1.145)$$

где $\Delta p_{тр} = p_1 - p_2$ – разность давлений, которая затрачивается на преодоление сопротивления трения при движении жидкости от сечения *1–1* до сечения *2–2*.

Формула (1.145) показывает, что напряжение трения вдоль радиуса r меняется по линейному закону. На оси цилиндра, где $r = 0$, величина $\tau = 0$, а на стенке трубопровода касательное напряжение τ имеет наибольшее значение, обозначаемое τ_o. Эпюра касательного напряжения показана на рис. 1.38.

Найдем выражение для профиля скорости в поперечном сечении трубопровода. С этой целью воспользуемся формулой Ньютона для касательного напряжения (1.4)

$$\tau = -\mu \frac{dv}{dr},$$

где μ – динамический коэффициент вязкости;

v – местная скорость.

Знак (–) поставлен здесь потому, что при увеличении r величина скорости v уменьшается.

Сравнивая формулу Ньютона с формулой (1.145), получим

$$-\mu \frac{dv}{dr} = \frac{\Delta p_{тр} r}{2l},$$

откуда следует

$$dv = -\frac{\Delta p_{тр}}{2\mu l} r dr.$$

Интегрирование последнего уравнения позволяет найти выражение

$$v = -\frac{\Delta p_{тр} r^2}{4\mu l} + c.$$

Постоянную c можно определить, используя одно из граничных условий. На стенке при $r = r_0$ скорость $u = 0$, поэтому, полагая $u = 0$, из последнего выражения получим

$$c = \frac{\Delta p_{тр}}{4\mu l} r_0^2.$$

Тогда

$$v = \frac{\Delta p_{тр}}{4\mu l}(r_0^2 - r^2). \qquad (1.146)$$

Формула (1.146) показывает, что кривая, являющаяся профилем скоростей в сечении трубопровода, представляет собой параболу второй степени. Эта кривая показана на рис. 1.38. Как видно из рис. 1.38, максимальная величина скорости в сечении имеет место при $r = 0$, т. е. на оси трубопровода. Из уравнения (1.146) найдем

$$v_{max} = \frac{\Delta p_{тр}}{4\mu l} r_0^2. \qquad (1.147)$$

С учетом (1.147) формулу (1.146) можно преобразовать к виду

$$v = v_{max}\left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right). \qquad (1.148)$$

Определим теперь объемный расход через сечение трубопровода, используя соотношение (1.91):

$$Q = \int_w v d\omega,$$

где $d\omega$ – площадь сечения элементарной кольцевой струйки, которая при рассмотрении движения жидкости в круглом трубопроводе берется в виде кольца, ограниченного радиусами r и $r + dr$. В таком случае $d\omega = 2\pi r dr$.

Подставляя скорость v, определяемую по формуле (1.148), и $d\omega$ в выражение для расхода, получаем

$$Q = \int_0^{r_0} v_{max}\left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) 2\pi r dr = \frac{\pi r_0^2 v_{max}}{2}.$$

Воспользовавшись формулой для объемного расхода, определяемого по средней скорости V, $Q = V \pi r_0^2$, можно сделать вывод о том, что

$$V = \frac{v_{max}}{2},$$

т. е. средняя скорость в сечении при ламинарном течении жидкости в трубопроводе равна половине максимальной скорости.

Коэффициент трения

Используя формулу (1.147), для величины расхода можно получить выражение

$$Q = V\pi r_0^2 = \frac{v_{max}}{2}\pi r_0^2 = \frac{\pi r_0^4 \Delta p_{тр}}{8\mu l}, \qquad (1.149)$$

из которого найдем, что потери давления на трение

$$\Delta p_{тр} = 8\mu \frac{lQ}{\pi r_0^4}.$$

Теперь можно найти потери напора по длине, поделив левую и правую части последнего выражения на удельный вес жидкости γ. Тогда получим

$$h_l = \frac{\Delta p_{тр}}{\gamma} = 8\mu \frac{lQ}{\pi r_0^4 \gamma}.$$

Взаимное влияние сочетания «фасонная часть – арматура»; $Re > 10^4$ [106, 144, 146, 241, 292, 356, 632]	Диаграмма 1.8.10–44

$$\zeta_{\Sigma} \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \psi\left(\zeta'_{\text{м}} + \zeta''_{\text{м}}\right),$$

где $\zeta'_{\text{м}} \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2}$ – коэффициент сопротивления фасонной части (тройника, отвода), определяемый по диаграммам соответствующих разделов для изолированных фасонных частей; $\zeta''_{\text{м}} \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2}$ – то же для арматуры, определяемый по соответствующим диаграммам девятого раздела для изолированной арматуры и приведенный к скорости w_0; ψ – степень взаимного влияния, см. таблицы.

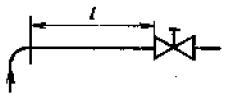
1. Сочетание «отвод – арматура» при всех возможных ориентациях

Значения ψ

Схема	Сочетание	Относительное расстояние между отводами и арматурой $\frac{l}{D_0}$		
		0 – 2	Св. 2 до 6	Св. 6 до 10
	Отвод – клапан проходной	0,90	0,93	0,96
	Отвод – клапан угловой	1,06	1,04	1,02
	Отвод – клинкерная задвижка	1,20	1,10	1,05

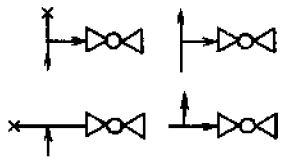
2. Сочетание «арматура – отвод» при всех возможных ориентациях

Значения ψ

Схема	Сочетание	Относительное расстояние между арматурой и отводом $\frac{l}{D_0}$			
		0 – 1	Св. 1 до 2	Св. 2 до 6	Св. 6 до 10
	Клапан проходной – отвод	0,97	0,97	0,98	0,98
	Клапан угловой – отвод	0,95	0,96	0,97	0,98
	Клинкерная задвижка – отвод	1,10	1,08	1,05	1,02

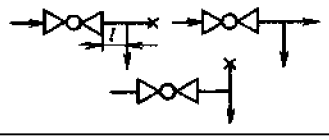
3. Сочетание «тройник – арматура»

Значения ψ

Тип сочетания	Относительное расстояние между арматурой и пересечением осей тройника $\frac{l}{D_0}$		
	0 – 2	Св. 2 до 6	Св. 6 до 10
	0,94	0,96	0,98

4. Сочетание «клапан – тройник»

Значения ψ

Тип сочетания	Относительное расстояние между арматурой и пересечением осей тройника $\frac{l}{D_0}$		
	0 – 2	Св. 2 до 6	Св. 6 до 7
	0,98	0,99	1,0

Учитывая, что $\mu = \nu\rho$, $\gamma = g\rho$, $2r_0 = d$, где d – диаметр трубопровода, будем иметь

$$h_l = \frac{128\nu l Q}{\pi g d^4} \qquad (1.150)$$

Формула (1.150) находит широкое применение при расчете потерь напора по длине в трубопроводах при ламинарном течении жидкости. Из этой формулы видно, что потери напора по длине (потери напора на трение) при ламинарном режиме пропорциональны вязкости, длине трубопровода и расходу в первой степени и обратно пропорциональны диаметру в четвертой степени.

Из формулы (1.150) можно получить выражение для коэффициента потерь напора по длине, если воспользоваться соотношением (1.126). Это соотношение в рассматриваемом случае имеет вид

$$h_l = \lambda \frac{l}{d}\frac{V^2}{2g},$$

где λ – коэффициент потерь напора по длине при ламинарном течении жидкости в трубопроводе. Подставив в формулу (1.150) выражение для расхода

$$Q = V\frac{\pi d^2}{4},$$

после сокращения получим

$$h_l = \frac{64}{\mathrm{Re}}\frac{l}{d}\frac{V^2}{2g},$$

откуда следует, что

$$\lambda = \frac{64}{\mathrm{Re}}, \qquad (1.151)$$

где $\mathrm{Re} = \frac{Vd}{\nu}$ – число Рейнольдса.

Эта формула выражает закон Гагена–Пуазейля для ламинарного трения. [836]

Следует отметить, что хотя средняя по сечению скорость и входит в формулу для определения h_l в квадрате, на самом деле потери напора по длине пропорциональны скорости в первой степени, т. к. для заданного трубопровода величина λ обратно пропорциональна величине V. Пропорциональность потерь напора по длине средней скорости (расходу) – характерная особенность ламинарного движения жидкости.

Коэффициенты кинетической энергии и количества движения

Найдем величину коэффициента кинетической энергии при ламинарном движении жидкости. Подставив в формулу (1.85) вместо скорости v выражение (1.148) с учетом того, что $V = \frac{1}{2}v_{max}$, получим

$$\alpha = \frac{\int_0^{r_0} v_{\max}\left(1-\frac{r^2}{r_0^2}\right)^3 2\pi r dr}{V^3\pi r_0^2} = 16\int_0^{r_0}\left(1-\frac{r^2}{r_0^2}\right)^3\frac{r}{r_0^2}dr.$$

Используя новую переменную

$$z = 1 - \frac{r^2}{r_0^2},$$

можно получить

$$\alpha = 8\int_1^0 z^3 dz = 2.$$

Это означает, что действительная кинетическая энергия при ламинарном режиме движения в два раза больше кинетической энергии, найденной по средней скорости в сечении.

При рассмотрении количества движения, которое имеет жидкость, протекающая через поперечное сечение трубопровода за единицу времени, вводят понятие коэффициента количества движения β, под которым понимают отношение истинного количества движения к количеству движения, вычисленному по средней скорости (см. формулу 1.86). Можно показать, что для ламинарного движения жидкости величина этого коэффициента равна $\frac{4}{3}$.

Следует помнить, что все соотношения, которые были получены в этом подразделе, могут быть применены только на достаточном удалении от входа в трубопровод вне начального участка, на котором имеет место формирование параболического профиля скоростей.

1.5.3. Турбулентный режим движения жидкости в трубах

Профиль скорости

При турбулентном движении, как отмечалось в 1.5.1, жидкость перемешивается, вследствие чего турбулентный поток является, по существу, неустановившимся. Однако, если в какой-либо точке усреднить скорость и другие параметры по времени, то осредненные величины при условии постоянства расхода будут постоянными для данного места потока.

Если сравнить профили скоростей при ламинарном и турбулентном движении в одном и том же трубопроводе, то можно обнаружить большую разницу между ними. На рис. 1.39 показаны профили скоростей в сечении ламинарного и турбулентного потока, причем скорость v отнесена к величине средней в сечении скорости v (для турбулентного потока скорости осредненные).

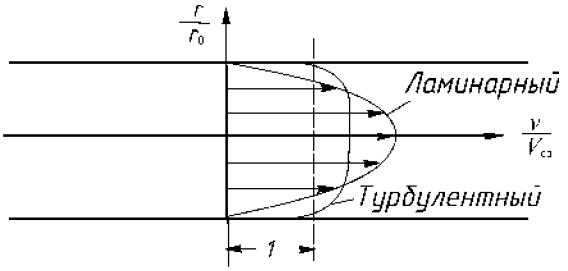


Рис. 1.39. Профили скорости в ламинарном и турбулентном потоках

Из рис. 1.39 видно, что профиль скоростей при турбулентном режиме сильно отличается от параболического профиля скоростей при ламинарном режиме. Отметим две особенности:

а) распределение скоростей в сечении турбулентного потока жидкости в целом более равномерное, чем в ламинарном, турбулентный профиль скоростей менее вытянут;

б) нарастание скорости около стенки, характеризуемое величиной градиента скорости по нормали к ней $\frac{dv}{dr}$, в турбулентном потоке более интенсивное, чем в ламинарном потоке.

Основные условные обозначения к п. 1.9

Наименование величины	Обозначение	Размерность величины в системе СИ
Высота ребра	$h_р$	м
Гидравлический диаметр развитой поверхности теплообмена $\left(D_г = 4 f_c \cdot L / S_0\right)$	$D_г = 4R_г = 4r_г$	м
Гидравлический радиус	$R_г, r_г$	м
Диаметр круглого ребра наружный	d_0	м
Диаметр стержня в решетчатой насадочной поверхности	d	м
Длина поперечного шага в трубном пучке	σ_1	м
Длина поперечного шага в трубном пучке (трубы с круглыми ребрами)	s_1	м
Длина продольного (в направлении движения) шага в трубном пучке	σ_2	м
Длина продольного шага в трубном пучке (трубы с круглыми ребрами)	S_2	м
Длина ребра (размер в направлении движения жидкости)	$l_р$	м
Значение среднего коэффициента гидравлического сопротивления (фактора трения) по длине поверхности	$f = \frac{\zeta}{4}$	–
Коэффициент теплоотдачи	α	Дж/м^2 · с · К
Коэффициент теплопроводности теплоносителя (жидкости, газа)	λ	Дж/м · с · К
Относительная погрешность определения параметра подобия	$\varepsilon(\varepsilon_{Re}, \varepsilon_f, \varepsilon_{st}, \varepsilon_{pr}, \ldots)$	–
Относительный поперечный шаг для решетчатой насадочной поверхности	x_t	–
Отношение минимальной площади свободного сечения к полному (фронтальному) сечению теплообменника $f_c / f_{фр}$	σ	–
Отношение поверхности теплообмена на одной стороне пластинчато-ребристого теплообменника к объему между пластинами на этой же стороне	β	м^2/м^3
Отношение полной поверхности теплообмена на одной стороне теплообменника к общему объему этого теплообменника; для насадочных поверхностей $\psi = S_0 / \left(f_{фр} \cdot l\right)$ для каждой из сторон или обеих сторон	ψ	м^2/м^3
Отношение площади поверхности ребер к площади внутренней поверхности стенок канала	γ_s	–

Более равномерное распределение скоростей в сечении турбулентного потока обусловливает меньшее значение коэффициента кинетической энергии α. В случае турбулентного режима движения величина α изменяется незначительно: от α = 1,13 при Re = $Re_{кр}$ до α = 1,025 при Re ≥ $3 \cdot 10^6$. Поэтому при выполнении практических расчетов величину α принимают равной единице, что обеспечивает достаточную точность полученных результатов, величину β также принимают 1.

Многочисленными опытами установлено, что турбулентный поток в трубопроводе состоит из двух частей: прилегающего к стенке тонкого слоя, движение в котором имеет ламинарный характер (ламинарного подслоя), и самого турбулентного потока, где скорости почти не меняются (турбулентного ядра).

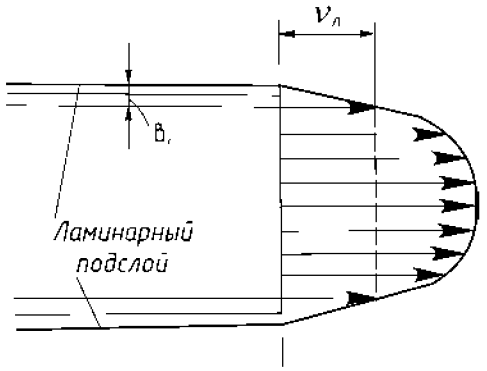


Рис. 1.40. Профиль скорости в турбулентном потоке

На рис. 1.40 показаны ламинарный подслой и турбулентное ядро потока в трубопроводе.

Скорость в ламинарном подслое возрастает по линейному закону от нуля на стенке до величины $v_л$ на границе подслоя, толщину которого обозначим $\delta_л$. Исследования показали, что

$$\frac{v_л \delta_л}{\nu} = \text{const},$$

причем эта постоянная является универсальной. При увеличении средней по сечению скорости в трубопроводе, т. е. при возрастании числа Re, местные скорости также будут расти, увеличится и $v_л$. Это вызывает уменьшение толщины ламинарного подслоя. Изменение последней при изменении числа Re в ряде случаев оказывает существенное влияние на величину коэффициента трения шероховатых труб.

Так как формула Ньютона для напряжения трения не может быть применена к турбулентному потоку, то теоретическое изучение турбулентного движения становится затруднительным. Поэтому для практических расчетов пользуются эмпирическими и полуэмпирическими формулами, полученными в результате обработки опытных данных с использованием критериев подобия. В результате исследований распределения скоростей были предложены различные эмпирические формулы. Широкое распространение получила степенная зависимость

$$v = v_{max}\left(1 - \frac{r}{r_0}\right)^n, \qquad (1.152)$$

где v – осредненная скорость на расстоянии r от оси трубопровода;

v_{max} – максимальная скорость на оси трубопровода;

r_0 – радиус трубопровода;

n – показатель степени, зависящий от числа Рейнольдса и шероховатости стенки трубопровода. Обычно принимают $n = \frac{1}{10} \div \frac{1}{7}$.

Коэффициент трения

Для определения потерь напора по длине при турбулентном движении жидкости используют общую формулу (1.126),

$$h_l = \lambda \frac{l}{d}\frac{V^2}{2g},$$

где V – средняя по сечению осредненная скорость.

Заменив скорость V расходом Q, эту формулу можно записать следующим образом:

$$h_l = \lambda \frac{l}{d}\frac{8}{g\pi^2} d^4 Q^2. \qquad (1.153)$$

Коэффициент потерь напора по длине λ зависит от параметров подобия: в первую очередь от числа Рейнольдса $\text{Re} = \frac{Vd}{\nu}$, от величины $\frac{k}{d} = \overline{k}$ – характерной высоты бугорков шероховатости внутренней стенки трубопровода, параметров ε_i – безразмерных чисел, характеризующих форму бугорков шероховатости и плотность их расположения вдоль трубы. Параметры ε_i представляют собой отношения линейных размеров, с помощью которых можно охарактеризовать шероховатость, к величине k. При турбулентном режиме коэффициент трения λ сложным образом выражается через определяющие параметры: Re, $\overline{k}$, ε_i.

Поэтому целесообразно турбулентные режимы движения разделить на три области.

Первая область – область гидравлически гладких труб. Ей соответствуют числа Рейнольдса в диапазоне $3 \cdot 10^3 \le \text{Re} \le 10^5$ [162].

В этой области коэффициент трения является функцией только числа Re и может быть рассчитан по формуле Блазиуса:

$$\lambda_т = \frac{0{,}3164}{\sqrt[4]{\text{Re}}}. \qquad (1.154)$$

Широкое распространение получила также формула П. К. Конакова [348]:

$$\lambda_т = \frac{1}{(1{,}81\ \lg\text{Re} - 1{,}5)^2}. \qquad (1.155)$$

Формулы (1.154) и (1.155) при сравнении с зависимостью (1.151) показывают, что коэффициент трения λ при турбулентном режиме с изменением числа Re меняется значительно слабее, чем при ламинарном. Поэтому в практических расчетах, если диапазон изменения чисел Re небольшой, величину λ определяют по среднему значению Re и считают постоянной в этом диапазоне Re.

На рис. 1.41 показаны кривые зависимости коэффициента трения от числа Re для ламинарного и турбулентного режимов движения в гладких трубах.

Вторая область – переходная. Числа Рейнольдса, соответствующие этой области, находятся в диапазоне $10^4 \le \text{Re} \le 10^6$. Коэффициент трения в таких условиях является функцией не только числа Re, но и относительной высоты бугорков ше-

Наименование величины	Обозначение	Размерность величины в системе СИ
Отношение площади поверхности ребер к площади полной поверхности теплообмена (теплоотдачи)	χ	–
Площадь минимального свободного сечения	f_c	м^2
Площадь поверхности стенки канала, на которую приходится одно ребро	$S^1_{с.кн}$	м^2
Площадь полного поперечного сечения теплообменника	$f_{фр}$	м^2
Площадь полной поверхности теплопередачи одной стороны теплообменника	S_0	м^2
Полная рабочая длина поверхности теплообмена	L, l	м
Пористость насадочного материала	ε'	–
Расстояние между разделительными пластинами пластинчато-ребристых поверхностей	b	м
Расстояние между ребрами в поперечном ряду	b	м
Расстояние между ребрами в продольном ряду	Δl_x	м
Расстояние между стенками плоского канала	h	м
Расход теплоносителя (жидкости, газа) массовый	m	кг/с
Толщина ребра	$\delta, \delta_р$	м
Число Прандтля	Pr	–
Число продольных и поперечных рядов ребер соответственно	θ_x, θ_ζ	–
Число ребер	$\theta_р$	–
Число ребер, приходящихся на 1 м ширины пакета	$\theta^1_р$	1/м
Число Стантона (безразмерный коэффициент теплоотдачи)	St	–

Условные обозначения развитых поверхностей теплообмена:

ВР – пластинчато-ребристые поверхности, образованные волнистыми ребрами;
ГлР – пластинчато-ребристые поверхности, образованные гладкими ребрами;
ЖР – пластинчато-ребристые поверхности, образованные жалюзийными ребрами;
К – коридорное расположение труб в пучке;
ККР – пучок оребренных труб, круглые трубы, круглые ребра;
КСР – пучок оребренных труб, круглые трубы, сплошные ребра;
ПлПжТ – трубы, пережатые на отдельных участках;
ПлР — пластинчато-ребристые поверхности, образованные короткими пластинчатыми ребрами;
ПлСР – пучок оребренных труб, плоские трубы, сплошные ребра;
ПлТ – плоские овальные трубы;
ПТ – прямые трубы;
ПфР – пластинчато-ребристые поверхности, образованные перфорированными ребрами;
РешК – решетчатые насадочные поверхности с «коридорным» расположением стержней;
СтР – поверхности, образованные стерженьковыми ребрами;
Сф – насадочные поверхности со сферической насадкой;
Ш – шахматное расположение труб в пучке.

роховатости $\bar{k} = \frac{k}{d}$, $\lambda = f(\mathrm{Re}, k)$. Величину коэффициента λ в данной области рассчитывают по эмпирическим формулам. Например, по формуле А. Д. Альтшуля [17]

$$\lambda_т = 0{,}11\left(\frac{k_э}{d} + \frac{68}{\mathrm{Re}}\right)^{0{,}25}, \qquad (1.156)$$

где $k_э$ – некоторый размер, характеризующий абсолютную эквивалентную шероховатость, значения которого для труб из различного материала приведены в таблице 1.33;

d – диаметр трубы.

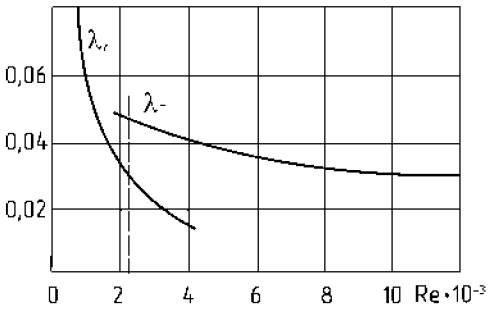


Рис. 1.41. Графики зависимости коэффициента трения от числа Рейнольдса

Как показывают опыты и результаты расчетов по формуле (1.156), шероховатость внутренней поверхности трубопроводов в ряде случаев может очень сильно влиять на величину коэффициента трения.

Таблица 1.33

Значения абсолютной шероховатости $k_э$ для труб из различных материалов [162]

Материал трубопровода	$k_э \cdot 10^3$
Стекло	0,001
Тянутые трубы из латуни, свинца, меди	0,020
Бесшовные стальные трубы тщательного изготовления	0,6–2,0
Стальные трубы	3–10
Чугунные асфальтированные трубы	10–25
Чугунные трубы	25–50

Более полные данные приведены в таблице 1.41 в разделе 1.7.

Третья область – область квадратичного сопротивления. Для нее характерными являются $\mathrm{Re} > 5 \cdot 10^5$. Коэффициент трения в этой области турбулентных режимов движения не зависит от числа Re, а является функцией только относительной высоты бугорков шероховатости $\lambda = f(\bar{k})$. Для расчета коэффициента трения в этих условиях применяется формула

$$\lambda_т = 0{,}11\left(\frac{k_э}{d}\right)^{0{,}25}, \qquad (1.157)$$

которая получается из (1.156) при $\mathrm{Re} \to \infty$. Область квадратичного сопротивления получила такое название потому, что при соответствующем ей турбулентном движении потеря напора в трубопроводе пропорциональна квадрату расхода, а следовательно, и квадрату скорости жидкости. Это видно из формул (1.153).

Поскольку коэффициент трения λ в области квадратичного сопротивления не зависит от числа Re, то режим движения в этом случае называют автомодельным по числу Рейнольдса.

Учитывая особенности структуры турбулентного потока в трубопроводах, рассмотрим влияние равномерно распределенной по внутренней поверхности стенки шероховатости на величину коэффициента трения. Для этого воспользуемся рис 1.42, где показаны зависимости величины log (100λ) от log Re для различных значений относительной высоты бугорков шероховатости $\bar{k} = \frac{k}{r_0}$. На этом рисунке приведены также графики зависимостей коэффициентов трения $\lambda_л$ и $\lambda_т$ от числа Re для гладких труб (прямые A и B) рис. 1.42.

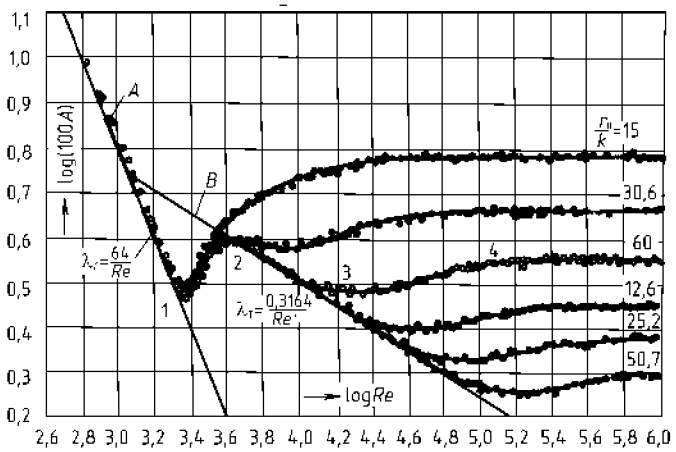


Рис. 1.42. Зависимость коэффициента трения от числа Рейнольдса и шероховатости

Выберем для определенности величину $\frac{1}{k} = \frac{r_0}{k} = 60$ и проследим за изменением коэффициента трения λ при увеличении числа Re.

При малых числах Re, когда $\mathrm{Re} < \mathrm{Re}_{кр}$, шероховатость практически не изменяет величину λ, которую можно находить и для шероховатых труб по формуле (1.151) для ламинарного режима движения. Это объясняется тем, что отрыва потока на бугорках шероховатости при малой скорости жидкости не происходит. Опыт показывает, что и на величину $\mathrm{Re}_{кр}$ шероховатость влияния не оказывает.

Точка 1 на прямой A соответствует началу перехода, а участок кривой 1–2 характеризует всю область перехода от ламинарного к турбулентному движению.

При числах $\mathrm{Re} > \mathrm{Re}_{кр}$ на участке 2–3 и правее имеет место турбулентное движение жидкости. Коэффициент трения на участке 2–3, который соответствует области гидравлически гладких труб, не зависит от шероховатости. Его можно определить по формуле (1.154) или (1.155).

1.9. ДВИЖЕНИЕ ЖИДКОСТИ И ГАЗА ЧЕРЕЗ РАЗВИТЫЕ ПОВЕРХНОСТИ ТЕПЛООБМЕНА

1.9.1. Представление данных о гидравлическом сопротивлении

В течение многих лет точные данные, характеризующие гидравлическое сопротивление и теплопередачу, приемлемые для расчета теплообменников, были известны лишь для случая течения через пучки круглых труб и для внешнего обтекания пучков таких труб. Необходимость в малогабаритных и легких теплообменниках для самых разнообразных средств передвижения – от автомобиля до летательного аппарата, а также для других разнообразных областей применения привела к разработке множества поверхностей теплообмена, которые отличаются значительно большей компактностью, чем любые практически возможные теплообменники с круглыми трубками.

Кроме того, характеристики многих таких поверхностей отличаются в лучшую сторону от характеристик поверхностей, образованных трубами круглого сечения. Однако отсутствие основных данных для расчета гидравлического сопротивления и теплопередачи, а также отсутствие точных представлений о механизме протекающих процессов в течение длительного периода ограничивали использование таких поверхностей в теплообменниках.

В задачу расчета теплообменника входит определение, помимо других параметров, мощности источника механической энергии, расходуемой на преодоление сопротивления движению жидкости через теплообменную поверхность.

Для теплообменников, работающих на жидкостях большой плотности, затраты энергии на преодоление сил трения обычно малы по сравнению с тепловыми нагрузками поверхности, вследствие чего влияние затрат мощности на преодоление трения редко является определяющим. Однако в теплообменниках, работающих на газах, затраты механической энергии на преодоление сопротивления трения и вихревого сопротивления легко могут достигнуть величины, близкой к количеству энергии, передаваемой в виде тепла.

В связи с этим следует отметить, что в большинстве тепловых систем механическая энергия стоит в 4–10 раз дороже, чем эквивалентное ей количество тепла.

Известно, что для большинства геометрических форм каналов, которые могут быть использованы при компоновке поверхности теплообменника, тепловая нагрузка на единицу поверхности может быть увеличена путем увеличения скорости жидкости и что изменение этой нагрузки пропорционально изменению скорости в степени несколько меньшей, чем единица [437].

Затраты энергии на преодоление сопротивления движению жидкости также возрастают с увеличением скорости потока, но они изменяются пропорционально кубу или по крайней мере квадрату скорости, но никак не меньше [306]. Это и есть та характерная особенность взаимной зависимости параметров, которая позволяет принимать в расчет именно эти два показателя – тепловую нагрузку и потерю напора на преодоление сопротивления движению.

Если в каком-то конкретном случае есть основание считать, что затраты энергии на преодоление сопротивления окажутся большими, то можно уменьшить скорость потока. Это повлечет за собой уменьшение тепловой нагрузки, но, в соответствии с приведенными выше соображениями, падение тепловой нагрузки будет значительно меньше, чем снижение сопротивления движению. Падение тепловой нагрузки может быть затем компенсировано увеличением поверхности теплообмена (например, увеличением длины трубок), что в свою очередь также приведет к увеличению затрат энергии на преодоление сил сопротивления движению, но только в той пропорции, в какой увеличена поверхность теплообмена.

В газовых теплообменниках ограничения, связанные с затратами энергии на преодоление сопротивления, обычно вынуждают выбирать сравнительно низкие скорости газа, что вместе с плохой теплопроводностью газов (малой по сравнению с теплопроводностью большинства жидкостей) приводит к низким тепловым нагрузкам на единицу поверхности.

Таким образом, большие поверхности теплообмена являются типичной характеристикой газовых теплообменников.

Для газо-газовых теплообменников могут потребоваться в десятки раз большие поверхности теплообмена по сравнению с конденсаторами, испарителями или теплообменниками типа «жидкость – жидкость» при сравнимых общих тепловых нагрузках и затратах энергии на перемещение теплоносителей. Например, регенератор газотурбинной установки, если он достаточно эффективен, требует в несколько раз большей поверхности теплообмена по сравнению с суммарной поверхностью котла и конденсатора в паротурбинной установке такой же мощности.

Поэтому разработаны развитые теплообменные поверхности для газовых теплообменников, характеризующихся большим отношением площади к объему. Такие поверхности и называются компактными поверхностями теплообмена. На рис. 1.204 представлено несколько типичных конструкций компактных теплообменных поверхностей.

Простейшей и наиболее распространенной конструкцией поверхности для теплообменника с двумя теплоносителями является пучок круглых трубок, показанный на рис. 1.204*а*.

Эта конструкция уже давно применялась и для жидкостей большой плотности и для газов, однако имеется лишь единственный способ увеличения компактности, заключающийся в уменьшении диаметра трубок. Трудности изготовления и высокая стоимость накладывают серьезные ограничения на такое решение, и поэтому крупные теплообменники с трубками диаметром менее 6,3 мм встречаются редко.

Эффективный способ увеличения компактности состоит в использовании вторичных поверхностей, или ребер, со стороны одной или обеих жидкостей. На рис. 1.204*б* показана поверхность из оребренных труб, которая образована с помощью круглых ребер, укрепленных на наружной поверхности круглых труб.

Такая поверхность часто используется в теплообменниках «газ–жидкость», в которых при оптимальной конструкции поверхность со стороны газа должна быть максимальной.

На участке 3–4 величина коэффициента λ возрастает, приближаясь с ростом числа Re к некоторому постоянному значению. Этому участку соответствует переходная область турбулентных режимов движения, где $\lambda = \lambda_т$, рассчитывается по формуле (1.156).

При числах Re, больших Re в точке 4, коэффициент трения, оставаясь постоянным, не зависит от числа Re. Однако величина λ зависит при этом от относительной шероховатости. Названная область является областью квадратичного сопротивления, где λ определяется по формуле (1.157).

Объяснить характер изменения коэффициента $\lambda_т = f\left(\mathrm{Re}, \frac{k}{r_0}\right)$ можно, рассматривая поведение ламинарного подслоя с увеличением числа Рейнольдса. В области 2–3 при сравнительно малых числах Re толщина ламинарного подслоя больше высоты бугорков шероховатости. Последние утоплены в ламинарном подслое и плавно без отрыва обтекаются жидкостью (рис. 1.43). Такое же безотрывное обтекание бугорков шероховатости будет и при ламинарном течении жидкости во всей трубе (прямая *А*). При обтекании бугорков шероховатости ламинарным потоком шероховатость не влияет на величину коэффициента сопротивления трения.

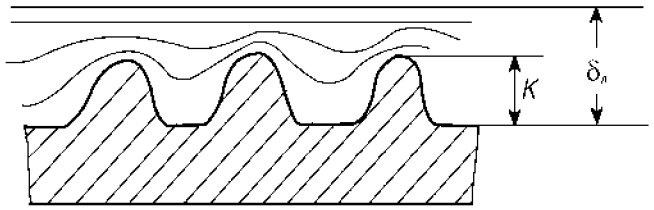


Рис. 1.43. Течение у стенки при $k < \delta_л$

В области 3–4 бугорки шероховатости начинают выступать из ламинарного подслоя. В этом случае они частично обтекаются основным турбулентным потоком (рис. 1.44). При этом обтекание носит срывной характер, в результате которого бугорки шероховатости будут иметь сопротивление и начнут влиять на величину коэффициента трения λ. При увеличении числа Re в области 3–4 бугорки все больше и больше выступают из ламинарного подслоя, так как последний при этом становится тоньше.

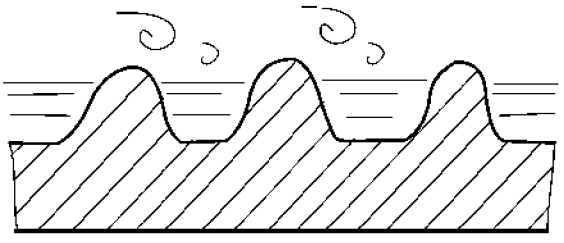


Рис. 1.44. Течение у стенки при $k \approx \delta_л$

Можно считать, что в точке 4 ламинарный подслой практически исчезает, а бугорки полностью обтекаются основным турбулентным потоком (рис. 1.45). Интенсивное вихреобразование за бугорками в этом случае и приводит к квадратичному закону сопротивления, т. е. к независимости λ от числа Re.



Рис. 1.45. Течение у стенки при $k > \delta_л$

Однако, как величина числа Re, начиная с которой коэффициент потерь напора по длине перестает меняться, так и его величина зависят от относительной шероховатости.

Следует иметь в виду, что реальные трубы, применяемые в технике, имеют неоднородную шероховатость. Результаты опытов по определению λ для таких труб приводятся ниже в п. 1.7.

1.5.4. Местные потери напора

Причины местной потери напора

Выше были даны рекомендации для расчета коэффициента λ, а, следовательно, и потерь напора по длине для гладких и шероховатых трубопроводов. Однако, чтобы определить величину полных гидравлических потерь, необходимо научиться находить еще и местные потери напора ($h_м$), которые образуются в местных сопротивлениях.

Местными гидравлическими сопротивлениями называются короткие участки трубопроводов, на которых скорость потока резко изменяется по величине или направлению в результате изменения размеров или форм сечений трубопровода, а также направления его продольной оси.

Потери механической энергии, возникающие при движении жидкости в местных сопротивлениях, относят к единице ее веса.

Потери напора в местных сопротивлениях обусловлены трением, деформацией потока и вихреобразованием.

Потери на трение вызываются торможением потока стенками, которое приводит к неравномерному распределению скоростей по сечениям потока и к появлению напряжений трения между струйками жидкости.

Местные деформации потока сопровождаются изменением неравномерностей распределения скоростей в его сечениях (рис. 1.46), вызывающим возрастание потерь на трение.

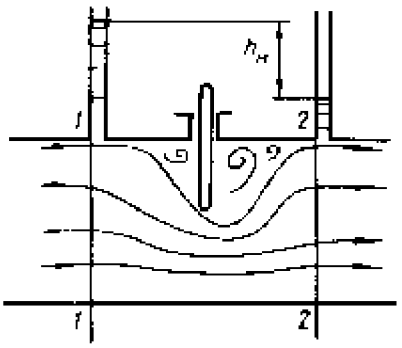


Рис. 1.46. Течение жидкости через местное сопротивление

Потери на вихреобразование связаны с отрывами потока от стенок, которые происходят в местах изменений конфи-

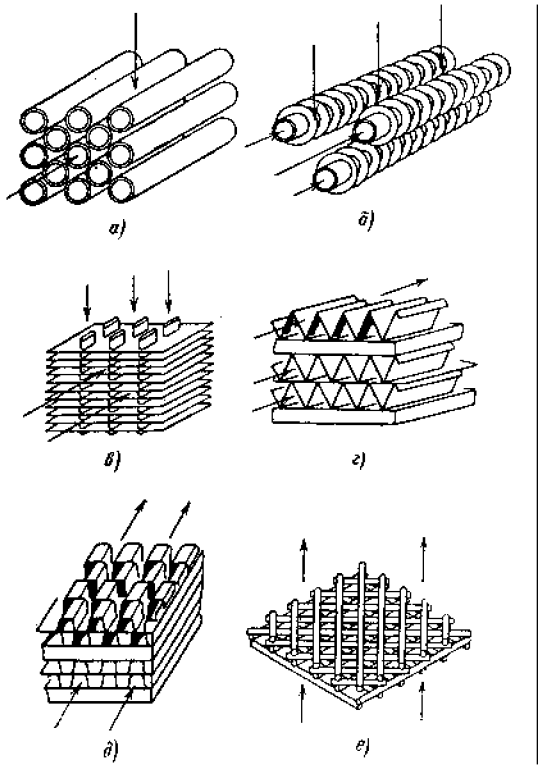


Рис. 1.204. Некоторые характерные примеры компактных поверхностей теплообмена

Другой широко известный вариант конструкции с оребренными трубками (пучок трубок со сплошными ребрами) показан на рис. 1.204*в*.

В компактных теплообменниках «газ–газ» необходимо иметь сильно развитую поверхность со стороны обоих теплоносителей. Способ достижения этой цели проиллюстрирован на примере пластинчато-ребристых конструкций на рис. 1.204*г,д*. Теплообменник напоминает пакет из плоских пластин, между которыми находятся соединяющие их ребра. Оба теплоносителя движутся между чередующимися парами пластин, причем течение теплоносителей может быть противоточным или перекрестным, что расширяет возможности применения данной конструкции.

На рис. 1.204*д* показан вариант теплообменной поверхности, у которой ребра могут быть прерывистыми, а не сплошными, что изменяет их основные гидравлические и тепловые характеристики.

В теплообменниках периодического действия энергия передается конвекцией и аккумулируется в насадке, от которой затем передается другой жидкости. На рис. 1.204*е* показана одна из таких компактных насадок, которая может быть изготовлена из рядов сплошных стержней или проволочных сеток и образует насадочную поверхность теплообмена.

Следует подчеркнуть, что выбор конфигурации поверхности для конкретного теплообменника не является простым, так как приходится учитывать много дополнительных соображений. При прочих равных условиях теплообменники, спроектированные для идентичных тепловых характеристик и потерь напора, могут иметь совершенно различные объемы и массу. Однако меньшая по размеру и наиболее легкая конструкция может иметь значительно большее полное поперечное сечение (фронтальное), что не всегда желательно.

Поверхность, основной характеристикой которой является высокое отношение теплового потока к затрате энергии на преодоление сопротивления движению жидкости, называется высокоэффективной поверхностью.

Следует отметить, что компактность сама по себе является залогом высокой эффективности теплообменной поверхности. Сечения каналов компактной поверхности малы, а коэффициент теплоотдачи α изменяется пропорционально гидравлическому диаметру канала в отрицательной степени [437]. Таким образом, в самой природе компактных поверхностей заложены свойства, обусловливающие высокий коэффициент теплоотдачи. Компактная поверхность остается эффективной, несмотря на то, что малый гидравлический диаметр отрицательно влияет на величину затрат энергии на преодоление сопротивления движению.

На высокую эффективность теплообменной поверхности влияет не только малый диаметр каналов, но и любая модификация геометрии поверхности, ведущая к более высокому коэффициенту теплоотдачи для данной скорости потока.

Один из наиболее широко используемых способов увеличения коэффициента теплоотдачи состоит в применении прерывистых поверхностей с таким расчетом, чтобы уменьшить толщину пограничного слоя у этих поверхностей (рис. 1.204*д*). Прерывистые поверхности особенно удобны для обработки. Придание поверхности прерывистости увеличивает фактор трения, однако небольшое увеличение интенсивности теплоотдачи может возместить значительное увеличение фактора трения, поскольку скорость потока может быть при этом уменьшена, а потери энергии на преодоление трения изменятся пропорционально кубу скорости [306].

Другие методы достижения высокой эффективности с помощью изменения геометрии канала включают использование криволинейных или волнистых (рифленых) поверхностей, на которых происходит отрыв пограничного слоя. Пучок труб, в котором поток жидкости перпендикулярен оси трубы, является высокоэффективной поверхностью, так как на каждой отдельной трубе образуется новый пограничный слой, и коэффициент теплоотдачи в этом случае намного выше, чем при течении жидкости с той же скоростью внутри труб. Для увеличения теплоотдачи часто применяют различные типы вставок (турбулизаторов), но такой метод не является столь эффективным, как разрыв и уменьшение толщины пограничного слоя непосредственно на поверхности теплообмена.

Компактные высокоэффективные поверхности теплообмена могут иметь множество разнообразных геометрических форм, и во многих случаях наиболее приемлемыми являются те, которые имеют очень сложную геометрическую форму. Только для поверхности с простой геометрической формой можно произвести полный аналитический расчет с целью выявления основных ее характеристик. Для остальных поверхностей эти характеристики могут быть получены только экспериментальным путем с использованием законов моделирования для определения диапазона применимости полученных результатов.

Здесь представлены результаты большого числа таких исследований на основе единого метода обработки и интерпретации данных, взятые из работы [320], которая в настоящее время стала библиографической редкостью. Эти экспериментальные данные приведены в таблицах и на 95

гурации каналов. Затраты механической энергии на создание вихрей (с последующим переходом кинетической энергии их вращения в тепловую энергию под действием сил внутреннего трения) обусловливают значительную часть местной потери напора. На рис. 1.46 видно, что давление за местным сопротивлением меньше, чем перед ним. Это связано с местной потерей напора, причины которой названы выше.

Так как длина местного сопротивления обычно не превосходит нескольких диаметров трубопровода, то потерями на трение и их изменением из-за деформации потока при турбулентном течении можно пренебречь. Следовательно, основной причиной местной потери напора в этих условиях является вихреобразование. При малых числах Рейнольдса, т. е. при ламинарном режиме движения, определяющими являются потери на трение.

По конструктивному признаку местные сопротивления условно подразделяются на следующие виды (рис. 1.47):

внезапное (плавное) расширение и внезапное (плавное) сужение трубопровода;

устройства, в которых происходит изменение направления движения жидкости (плавный поворот, резкий поворот);

устройство для деления и слияния потоков (отводы, тройники, крестовины);

арматура различного назначения (вентили, фильтры и т. п.).

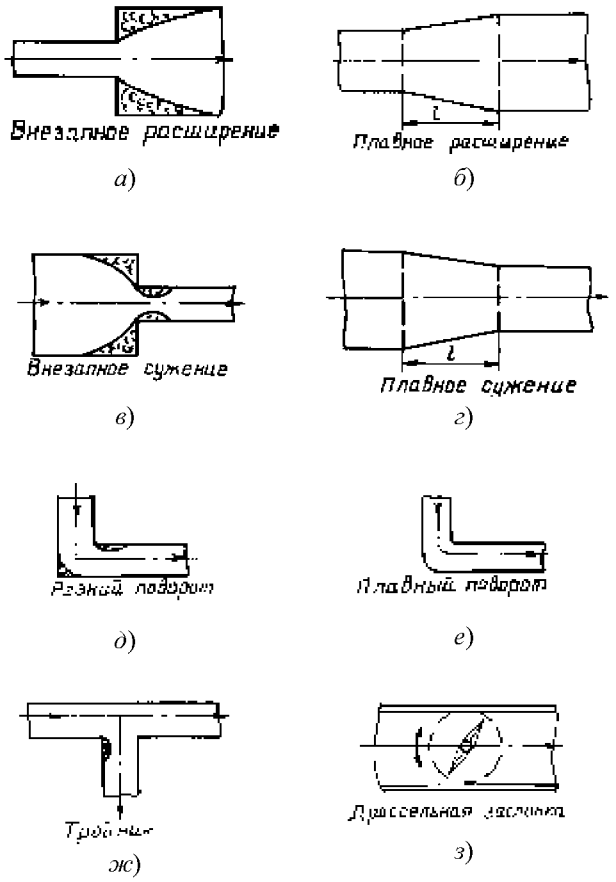


Рис. 1.47. Местные гидравлические сопротивления

Потеря напора в местном гидравлическом сопротивлении определяется по формуле (1.127):

$$h_м = \zeta \frac{v^2}{2g},$$

где ζ – коэффициент местной потери напора (коэффициент местного сопротивления).

Определение этого коэффициента при движении жидкости через местное сопротивление является основной задачей при расчете местной потери напора. Из теории подобия известно, что коэффициент ζ зависит от вида сопротивления, числа Рейнольдса и шероховатости внутренних поверхностей.

Типичный график зависимости коэффициента местной потери напора ζ от Re показан на рис. 1.48. Из графика видно, что при ламинарном режиме движения ζ сильно зависит от числа Re, тогда как при турбулентном режиме эта зависимость значительно слабее. При числах $Re > 10^5$ ζ с увеличением числа Рейнольдса почти не меняется.

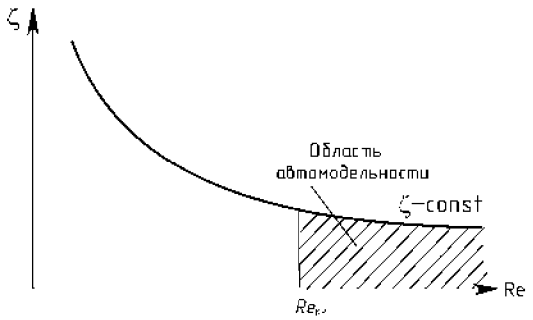


Рис. 1.48. График зависимости коэффициента местного сопротивления от числа Рейнольдса

В дальнейшем будем рассматривать движение жидкости через местные сопротивления при турбулентном режиме, который на практике встречается чаще. В этом случае важнейшим фактором, влияющим на величину ζ, является форма местного сопротивления.

Заметим, что коэффициент местной потери напора обычно находят по опытным данным. Только в одном случае – внезапном расширении трубопровода – коэффициент ζ удается определить теоретически.

Расчет потери напора при внезапном расширении трубопровода.

На рис. 1.49 показан трубопровод с внезапным расширением, расположенный горизонтально. Как показывают опыты, поток жидкости в сечении *1–1* не расширяется мгновенно, а постепенно увеличивает сечение, приближаясь к стенкам трубопровода бóльшего диаметра.

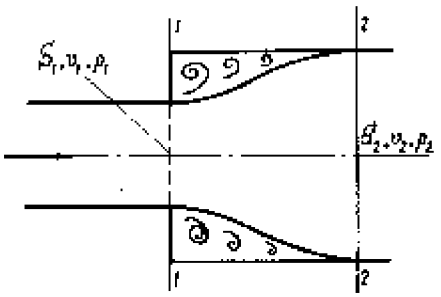


Рис. 1.49. Внезапное расширение потока

Обозначим параметры потока в сечении *1–1*, площадь которого до внезапного расширения равна ω_1, через V_1, p_1, а

графиках. Они охватывают широкий диапазон геометрических конфигураций и позволяют методом интерполяции приближенно определять характеристики многих поверхностей других типов.

Все представленные данные получены на основании опытов с использованием в качестве теплоносителя воздуха (число Прандтля $\mathrm{Pr} = 0{,}7$), так как компактные теплообменники представляют наибольший интерес в тех случаях, когда осуществляется теплообмен между газами.

Приведены основные экспериментальные данные о гидравлическом сопротивлении и теплоотдаче для всех рассмотренных поверхностей. Принята следующая система их представления.

Данные о гидравлическом сопротивлении для каждой поверхности представлены как в табличной, так и в графической форме в виде зависимостей

$$f = f_1(\mathrm{Re}), \qquad (1.340)$$

где f – среднее значение коэффициента гидравлического сопротивления (фактора трения) по длине поверхности;
Re – число Рейнольдса, рассчитываемое по формуле

$$\mathrm{Re} = \frac{w\rho 4R_{\text{г}}}{\mu}. \qquad (1.341)$$

Здесь: w – скорость потока;
ρ – плотность газа (жидкости);
$R_{\text{г}}$ – гидравлический радиус поверхности;
μ – динамический коэффициент вязкости.

В тех же таблицах и на графиках приведены также данные о теплоотдаче развитых поверхностей в виде зависимостей

$$\mathrm{St}\cdot\mathrm{Pr}^{\frac{2}{3}} = f_2(\mathrm{Re}), \qquad (1.342)$$

где St – число Стантона – безразмерный коэффициент теплоотдачи, определяемый по формуле

$$\mathrm{St} = \frac{\alpha}{\rho w c_p}, \qquad (1.343)$$

Pr – число Прандтля, рассчитываемое по формуле

$$\mathrm{Pr} = \frac{c_p\mu}{\lambda}. \qquad (1.344)$$

В выражениях (1.343), (1.344) приняты следующие обозначения:
α – коэффициент теплоотдачи;
c_p – теплоемкость газа при постоянном давлении;
λ – коэффициент теплопроводности теплоносителя.

Число Прандтля в опытах не изменялось, но было сочтено целесообразным ввести степень $\frac{2}{3}$ при этом числе, что позволяет приближенно распространить полученные результаты на сравнительно узкую область значений числа Прандтля, характерную для газов. Вопрос о применимости данных по теплоотдаче к жидкостям, для которых число Pr выходит за пределы, характерные для газов, является открытым, и решение его зависит от конкретной геометрической формы поверхности теплообмена и от влияния, которое оказывает число Pr.

Значительное количество рассмотренных поверхностей состоит из множества прерывистых ребер с ламинарным пограничным слоем на большей части поверхности. Аналитические решения для теплопередачи при наличии ламинарного пограничного слоя указывают, что в диапазоне чисел Прандтля 0,5÷15 оно входит в уравнение вида (1.342) приблизительно в степени $\frac{2}{3}$. Известные аналитические решения для турбулентного движения газа внутри трубы позволяют считать, что показатель степени при числе Pr целесообразнее принимать равным $\frac{1}{2}$. Тем не менее, для единообразия обработки результатов значение степени $\frac{2}{3}$ сохранено, что могло привести лишь к небольшим ошибкам при значениях числа $\mathrm{Pr} = 0{,}5\div 1{,}0$.

Для ламинарного движения в очень длинных трубах показатель степени при числе Pr приближается к 1,0, но при длине труб, обычно встречающихся в теплообменниках, показатель степени близок к $\frac{2}{3}$. Таким образом, значение показателя степени $\frac{2}{3}$ для числа Pr является компромиссным и позволяет представить полные характеристики поверхности на одном графике, где область чисел Рейнольдса охватывает как ламинарное, так и турбулентное течения.

За исключением насадочных поверхностей массовая скорость потока $\rho\cdot w$ в выражениях чисел Стантона и Рейнольдса во всех случаях определена в минимальном свободном сечении независимо от того, где оно располагается в теплообменнике. В случае насадочных поверхностей массовая скорость может быть определена из выражения

$$\dot{m} = \rho w \varepsilon' f_{\text{фр}}, \qquad (1.345)$$

где $\dot{m}$ – массовый расход теплоносителя;
ε' – пористость насадочного материала;
$f_{\text{фр}}$ – площадь полного поперечного сечения теплообменника.

В этом выражении пористость ε' и площадь полного поперечного сечения $f_{\text{фр}}$ объединяются для получения «эффективного» живого сечения $\varepsilon'\cdot f_{\text{фр}}$.

Число Рейнольдса рассчитано по гидравлическому диаметру, который определяется следующим образом:

$$D_{\text{г}} = 4R_{\text{г}} = 4r_{\text{г}} = 4l\frac{f_{\text{с}}}{S_0}, \qquad (1.346)$$

где l – рабочая длина поверхности теплообмена;
$f_{\text{с}}$ – площадь минимального свободного сечения;
S_0 – площадь полной поверхности теплопередачи.

При поперечном обтекании трубных пучков l соответствует длине, измеренной от лобовой образующей трубок в первом ряду до такой же образующей трубок в первом ряду следующего пучка.

Приведенное определение гидравлического диаметра может быть применено к любому типу поверхности в условиях внутренней задачи при соблюдении геометрического подобия.

Коэффициент сопротивления f определяется по величине эквивалентной силы трения. Сила трения, приходящаяся на единицу площади теплопередающей поверхности (поверхности трения), действует вдоль линии, параллельной направлению движения жидкости. Для большинства рассмотренных поверхностей полное сопротивления слагается из сопротивления трения и сопротивления формы, однако при выполнении расчетов нет необходимости в оценке их относительного значения. При таком подходе к определению коэффициента

после расширения в сечении *2–2*, где расширившийся поток уже заполняет все сечение, площадь которого равна ω_2, через V_2, p_2.

Выражение для местной потери напора при внезапном расширении трубопровода в соответствии с формулой (1.127) будет иметь вид

$$h_{вр} = \zeta_{вр} \frac{V_1^2}{2g}, \qquad (1.158)$$

где $\zeta_{в.р.}$ – коэффициент местной потери напора при внезапном расширении трубопровода.

Для определения потери напора $h_{в.р.}$ теоретически применим два уравнения: уравнение энергии (1.108) и уравнение, выражающее закон сохранения количества движения. Уравнение энергии для сечения *1–1*, взятого в конце узкого трубопровода, и сечения *2–2* (рис. 1.49) с учетом того, что $z_1 = z_2$, запишется следующим образом:

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{V_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{V_2^2}{2g} + h_{в.р.}$$

или

$$\frac{p_1 - p_2}{\gamma} = \frac{V_2^2 - V_1^2}{2g} + h_{в.р.}, \qquad (1.159)$$

где коэффициент энергии α принят равным единице.

Закон сохранения количества движения применим к жидкости на участке широкого трубопровода от сечения *1–1* до сечения *2–2* (сечение *1–1* в этом случае выбирается несколько правее места стыка трубопроводов различного диаметра). Так как на участке *1–2* к стенкам трубопровода непосредственно примыкает застойная зона, в которой наблюдается интенсивное вихреобразование с возвратным течением, величину касательного напряжения трения τ_0 на стенке принимают равной нулю. Поэтому секундный импульс внешних сил, действующих на выделенный объем жидкости, будет равен

$$(p_1 - p_2)\omega_2.$$

При этом было принято, что давление p_1 передается с границы струи на стенку в сечении 1 без изменения.

Изменение количества движения, т. е. разность выносимого из выделенного объема и вносимого в него секундного количества движения, будет равно

$$\frac{Q\gamma}{g}(V_2 - V_1).$$

Приравняв импульс сил изменению количества движения, получим

$$(p_1 - p_2)\,\omega_2 = \frac{Q\gamma}{g}(V_2 - V_1).$$

Преобразуем последнее выражение, поделив обе его части на $\gamma\,\omega_2$, имея в виду, что $Q = V_2\,\omega_2$.

В результате найдем

$$\frac{p_1 - p_2}{\gamma} = \frac{V_2}{g}(V_2 - V_1) = \frac{2V_2^2}{2g} - \frac{2V_1V_2}{2g}.$$

Если к правой части этого соотношения прибавить $\frac{V_1^2}{2g}$ и отнять ту же величину, то получим

$$\frac{p_1 - p_2}{\gamma} = \frac{V_2^2 - V_1^2}{2g} + \frac{V_2^2}{2g} - \frac{2V_1V_2}{2g} + \frac{V_1^2}{2g}$$

или

$$\frac{p_1 - p_2}{\gamma} = \frac{V_2^2 - V_1^2}{2g} + \frac{(V_1 - V_2)^2}{2g}.$$

Сравнивая последнее выражение с уравнением энергии (1.116), можно заключить, что величина потери напора при внезапном расширении трубопровода

$$h_{в.р.} = \frac{(V_1 - V_2)^2}{2g}, \qquad (1.160)$$

т. е. потеря напора при внезапном расширении трубопровода равна скоростному напору, рассчитанному по потерянной скорости.

Последний результат известен как формула Борда–Карно. Скорость V_2 по величине меньше V_1, так как $\omega_2 > \omega_1$.

Формуле (1.160) можно придать другой вид, если величину V_1 вынести за скобки и воспользоваться уравнением постоянства расхода, согласно которому $V_1\omega_1 = V_2\omega_2$. Тогда

$$h_{в.р.} = \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2 \frac{V_1^2}{2g}.$$

Сравнивая последнее выражение с (1.158), заключаем, что коэффициент местной потери напора, отнесенный к скоростному напору в сечении *1–1* при внезапном расширении трубопровода, можно определить по формуле

$$\zeta_{в.р.} = \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2. \qquad (1.161)$$

Формула (1.161) хорошо подтверждается опытом. Ее можно применять и для расчета коэффициента местной потери напора в случае, когда жидкость, движущаяся по трубопроводу, вливается в резервуар большого размера, т. е. $\omega_2 = \infty$. Тогда

$$\zeta_{в.р.} = 1.$$

В последнем случае на непрерывное поддержание вихревого движения при входе в резервуар затрачивается вся кинетическая энергия жидкости.

Расчет потери напора при внезапном сужении трубопровода

Сужение трубопровода используется для увеличения скорости движения и, следовательно, уменьшения давления. Как будет показано ниже, потеря напора при сужении имеет меньшую величину по сравнению с потерей напора при внезапном расширении трубопровода.

Внезапное сужение трубопровода показано на рис. 1.50. Поток жидкости из трубопровода большого диаметра не может безотрывно перейти в трубопровод меньшего диаметра. Это вызвано тем, что вязкая жидкость не может плавно, безотрывно обтекать входной угол. Образовавшиеся при этом застойные зоны заполняются вихрями, на поддержание вращательного движения в которых затрачивается механическая энергия потока.

Как видно из рис. 1.50, потерю напора при внезапном сужении трубопровода можно представить в виде суммы двух составляющих: потери напора при входе в узкий трубопровод до сечения *c–c* и потери напора при расширении потока за сечением *c–c*, которая аналогична потере напора

при внезапном расширении трубопровода. Поэтому потери напора при внезапном сужении можно выразить следующим образом:

$$h_{вс} = \frac{\zeta_0 V_c^2}{2g} + \frac{(V_c - V_2)^2}{2g} = \frac{\zeta_{вс} V_2^2}{2g},$$

где ζ_0 – коэффициент местной потери напора при входе в узкий трубопровод;

$\zeta_{в.с.}$ – коэффициент местной потери напора при внезапном сужении;

V_c – скорость в наиболее узком месте потока жидкости.

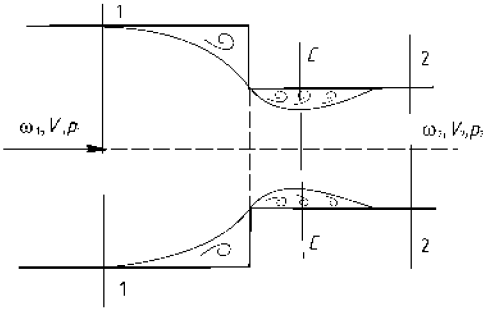


Рис. 1.50. Внезапное сужение потока

Для коэффициента местной потери напора при внезапном сужении И. Е. Идельчиком была предложена следующая эмпирическая формула:

$$\zeta_{в.с.} = 0{,}5\left(1 - \frac{\omega_2}{\omega_1}\right). \qquad (1.162)$$

Если применить формулу (1.162) при $\omega_1 = \infty$, т.е. при $\frac{\omega_2}{\omega_1} = 0$, что имеет место при выходе трубопровода из резервуара большого размера, то для коэффициента местной потери напора получим

$$\zeta_{в.с.} = 0{,}5.$$

Сравнивая полученный результат с величиной $\zeta_{в.р.}$ при входе трубопровода в резервуар большого размера, видим, что коэффициент местной потери напора при входе жидкости в резервуар (внезапное расширение) по величине в два раза больше коэффициента местной потери напора при выходе жидкости из резервуара в трубопровод (внезапное сужение).

Заметим, что при закруглении входной кромки при внезапном сужении или расширении трубопровода потери напора уменьшаются, так как вихреобразование становится менее интенсивным.

Потери напора в отводах (поворотах)

Рассмотрим простейшее местное сопротивление – поворот трубопровода. На рис. 1.51 показан внезапный поворот трубопровода, который называют часто коленом без закругления. В местах резкого поворота потока в колене образуются застойные зоны, вихреобразование в которых приводит к потерям механической энергии. Как показывают опыты, угол поворота δ оказывает существенное влияние на величину коэффициента местной потери напора $\zeta_{кол}$ (рис. 1.52).

Потери напора в колене без закругления определяются по формуле (1.127):

$$h_{кол} = \zeta_{кол} \frac{V^2}{2g}.$$

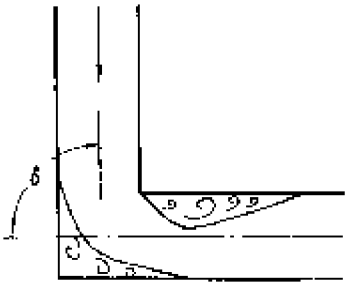


Рис. 1.51. Внезапный поворот потока

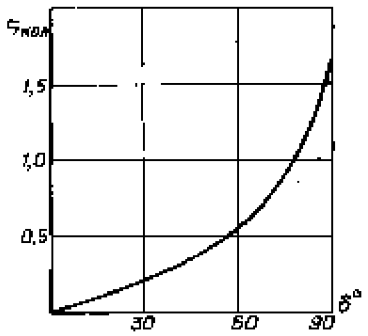


Рис. 1.52. Зависимость $\zeta_{кол}$ от угла (колено) поворота потока

Чтобы уменьшить потери напора при повороте трубопровода, применяют плавный поворот (закругленное колено), называемый отводом (рис. 1.53). Потерю напора в отводе находят по формуле

$$h_{отв} = \zeta_{отв} \frac{V^2}{2g}.$$

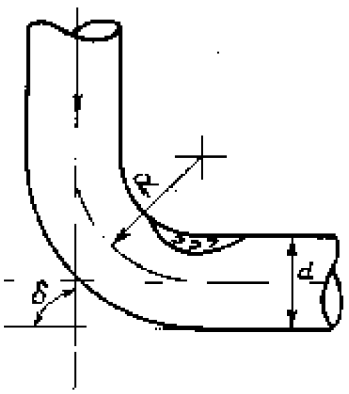


Рис. 1.53. Плавный поворот потока

Коэффициент $\zeta_{отв}$ зависит от отношения $\frac{R}{d}$, где R – радиус кривизны отвода. При достаточно большой величине относительного радиуса кривизны застойная зона на внутренней стенке отвода исчезает, и потери на вихреобразование в застойной зоне будут отсутствовать. Однако и в этом случае останутся потери напора на создание и поддержание в месте поворота пары вихрей. Образование пары вихрей в месте поворота можно легко представить, если иметь в виду, что скорость в сечении распределена неравномерно – на стенке скорость равна нулю, а на оси – наибольшая. Поэтому центробежные силы, действующие на все частицы при повороте потока, распределяются также неравномерно. На оси трубо-

сопротивления возможна унифицированная обработка данных о сопротивлении для всех типов поверхностей.

При течении в цилиндрических трубках коэффициент сопротивления f совпадает с известным определением фактора трения в уравнении для потери давления (уравнение Фаннинга)

$$\Delta p = f \frac{l}{R_г} \cdot \frac{\rho w^2}{2}. \qquad (1.347)$$

Этот коэффициент идентичен коэффициенту трения при движении вдоль плоских поверхностей.

В отечественной литературе принято пользоваться коэффициентом гидравлического сопротивления (коэффициент потери напора) ζ, который связан с коэффициентом f соотношением

$$\zeta = 4f \qquad (1.348)$$

и входит в уравнение

$$\Delta p = \zeta \frac{l}{D_г} \cdot \frac{\rho w^2}{2}. \qquad (1.349)$$

При использовании для расчета потерь напора на развитых поверхностях уравнения (1.349) необходимо значение f увеличивать в 4 раза.

Свойства теплоносителя при обработке всех опытных данных о сопротивлении и теплоотдаче определялись по его средней температуре.

1.9.2. Методика экспериментальных исследований

Все исследования гидравлического сопротивления и теплоотдачи развитых поверхностей осуществлялись при нагревании потока воздуха, создаваемого аэродинамической трубой, конденсирующимся водяным паром, за исключением пучков круглых труб, единичных оребренных пластин и насадочных поверхностей [320].

Основным элементом опытной установки была аэродинамическая труба прямоугольного сечения, в которой помещался исследуемый элемент развитой поверхности теплообмена. Расход воздуха измерялся стандартными диафрагмами, установленными в трубе за исследуемым элементом. Диафрагмы выполнены и установлены в соответствии с существующими правилами.

Разность давлений и абсолютное давление воздуха на рабочем участке и диафрагме измерялись с помощью пьезометрических колец с присоединенными к ним тягомерами, имеющими наклонную трубку, и вертикальными однотрубными манометрами.

Данные, полученные при измерении параметров воздуха на входе в исследуемый объект и выходе из него, расхода воздуха, потери напора потоком воздуха при движении через элемент поверхности, оценка потери напора на входе и выходе и других параметров позволили достаточно точно определить значения коэффициента сопротивления f, числа Стантона St. Вместе с числом Рейнольдса, установленным на основании указанных измерений, они полностью определяют безразмерные характеристики гидравлического сопротивления и теплопередачи исследованных поверхностей.

Во всех опытах было обеспечено однородное распределение скорости воздуха по сечению исследуемого элемента. Были приняты все меры к поддержанию и контролю стационарного режима работы установки. Проводились многократные контрольные измерения, подтвердившие точность измерительных систем.

При анализе погрешностей учитывались следующие вероятные источники ошибок:

1) погрешности, связанные с неточностями при расчете и определении параметров экспериментальной установки;

2) погрешности измерительных приборов;

3) погрешности, связанные с установлением значений параметров – характеристик физических свойств газа: вязкости и теплопроводности, которые определяют перенос количества движения и тепла;

4) ошибки в определении размеров испытываемой модели.

Точность конечных результатов колеблется в зависимости от типа испытываемой модели и диапазона скоростей движения воздуха. Можно считать, что относительные погрешности ε определения значений перечисленных выше величин не превышают [536]:

$$\varepsilon_f \sim 5{,}0\ \%;$$

$$\varepsilon_{Re} \sim 2{,}0\ \%;$$

$$\varepsilon_{St} \sim 3{,}5\ \%;$$

$$\varepsilon_{Pr} \sim 5{,}0\ \%;$$

$$\varepsilon_{St\cdot Pr} \sim 6{,}0\ \%.$$

1.9.3. Геометрия поверхностей теплообмена

Данные о геометрических характеристиках развитых поверхностей теплообмена содержатся в табл. 1.74 – 1.78, эскизы этих поверхностей представлены на рис. 1.205 – 1.220.

Таблица 1.74

Геометрические характеристики поверхности. Поток внутри круглых и плоских трубок

Обозначение поверхности	Тип трубки	Гидравлический диаметр $4r_г$, мм	Геометрический параметр модели $L/4r_г$	Минимальное свободное сечение на одну трубку, м^2
ПТ-1	Круглая прямая	5,9	79,2	$0{,}27\cdot 10^{-4}$
ПлТ-1	Плоская	4,4	–	$0{,}204\cdot 10^{-4}$
ПлПжТ-1	Плоская пережатая	3,4	–	$0{,}157\cdot 10^{-4}$

провода они значительно больше, чем у стенок. Вследствие этого частицы из центральной части потока будут двигаться по радиусу кривизны отвода к внешней стенке. Затем, растекаясь по боковым стенкам, жидкость поступает к внутренней стенке и оттуда – вновь в центральную часть трубопровода. В результате такого двойного циркуляционного движения образуется пара вихрей (рис. 1.54), требующая непрерывной затраты энергии на свое существование.

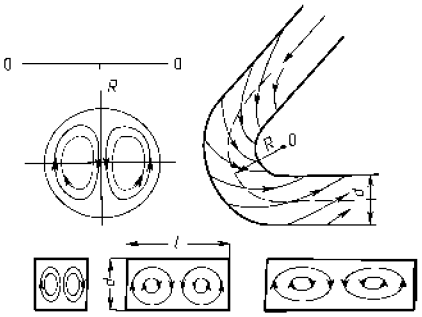


Рис. 1.54. Образование пары вихрей при повороте потока

Г. Н. Абрамовичем предложена следующая эмпирическая формула для коэффициента местной потери напора отвода

$$\zeta_{отв} = 0{,}73\,ABC, \qquad (1.163)$$

где величина $A = f_1\left(\frac{R}{d}\right)$ (график соответствующей зависимости приведен на рис. 1.55); $B = f_2(\delta)$ (см. рис. 1.56); величина $C = f_3\left(\frac{e}{d}\right)$ определяется формой поперечного сечения трубопровода (для круглого и квадратного сечений C = 1, на рис 1.57 приведен график этой зависимости). Минимум величины C при $\frac{e}{d} \approx 2.5$ обусловлен тем, что в этом случае парные вихри имеют вид круглых шнуров, тогда как при других $\frac{e}{d}$ вихри получаются сплющенными (см. рис. 1.54). Частицы в сплющенном вихре при движении вокруг ядра вынуждены то увеличивать, то уменьшать свою скорость, так как она обратно пропорциональна расстоянию от оси вращения ядра. Это вызывает большие потери напора по сравнению с потерями при движении частиц вокруг ядра вихря с постоянной скоростью. Поэтому для уменьшения потерь в отводе применяют наивыгоднейшую форму сечения трубопровода в виде прямоугольника при $\frac{e}{d}$ = 2,5. Причем сторона e должна быть параллельна оси кривизны отвода.

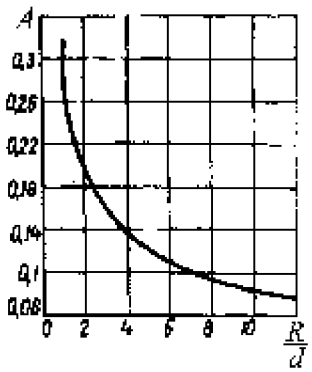


Рис. 1.55. Влияние радиуса поворота на потерю напора

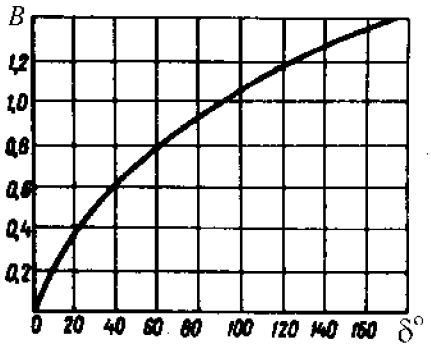


Рис. 1.56. Влияние угла поворота потока на потерю напора

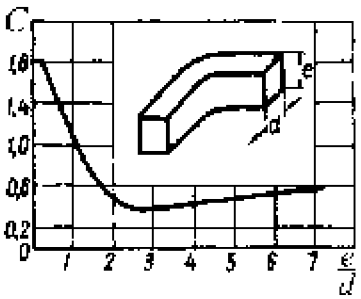


Рис. 1.57. Влияние формы сечения колена на потерю напора

Заметим, что при гидравлическом расчете трубопроводов с отводами к потерям напора $h_{отв}$ надо добавить еще потери напора на трение. В практических расчетах обычно считают, что потери на трение в отводе равны потерям на трение в прямой трубе той же длины.

В этом параграфе изложены основные закономерности движения жидкостей по трубам и через местные гидравлические сопротивления, а также получены формулы для определения потерь напора в системах, состоящих из труб круглого сечения и включающих местные сопротивления. Эти формулы позволяют производить гидравлические расчеты таких систем в случае установившегося стабилизированного течения жидкости в них. Необходимые для расчета более сложных систем сведения и формулы приводятся в параграфах 1.7 и 1.8, составленных на основании [272].

1.6. ОСОБЫЕ СЛУЧАИ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ

Здесь рассматриваются случаи, когда в движущейся жидкости происходят явления, отсутствующие в обычных условиях. К таким явлениям можно отнести нестационарность, изменение агрегатного состояния жидкости, проявление свойств, которыми в обычных условиях пренебрегают. Так, например, кавитация, возникающая при сильном понижении давления в движущейся жидкости, приводит к разрывам сплошности, а последующее повышение давления – к возникновению микрогидроударов, вызывающих кавитационную эрозию материалов гидросистем. При внезапном торможении жидкости в трубопроводах протекают резко выраженные волновые процессы, связанные с существенным повышением и понижением давления (гидравлический удар). На характер этих процессов оказывает большое влияние сжимаемость жидкости и деформируемость стенок трубопровода. В моменты понижения давления при гидроударе

Таблица 1.75

Геометрические характеристики поверхности. Поперечное обтекание пучков гладких труб

Обозначение поверхности	Расположение труб в пучке	Режим испытания	Диаметр труб, мм	Поперечный шаг, мм	Продольный шаг, мм	Гидравлический диаметр, мм	Отношение свободного сечения к полному сечению	Отношение поверхности теплообмена к полному объему, $м^2/м^3$
Ш-1,50-1,25	Шахматное	Стационарный режим	6,35	9,53	7,94	5,03	0,333	263,45
Ш-1,50-1,25*а*	«	Нестационарный режим	9,53	14,29	11,90	7,57	0,333	175,19
Ш-1,25-1,25	«	То же	9,53	11,9	11,90	3,81	0,200	211,28
Ш-1,50-1,00	«	« «	9,53	14,29	9,53	5,90	0,333	220,14
Ш-1,50-1,50	«	« «	9,53	14,29	14,29	9,09	0,333	146,98
Ш-2,00-1,00	«	« «	9,53	19,05	9,53	9,96	0,414	165,02
Ш-2,50-0,75	«	« «	9,53	23,80	7,15	8,26	0,366	175,85
К-1,50 - 1,25*а*	Коридорное	Стационарный режим	6,35	9,53	7,94	5,06	0,338	263,78
К-1,50-1,25	«	Нестационарный режим	9,53	14,29	11,90	7,57	0,333	175,85
К-1,25-1,25	«	То же	9,53	11,90	11,90	3,77	0,200	211,28
ПлТ-2	Шахматное	Стационарный режим	См. эскизы поверхности			4,37	0,386	354,1
ПлПжТ-2	«	То же	То же			4,88	0,423	354,1

Таблица 1.76

Геометрические характеристики пластинчато-ребристых поверхностей

а) Гладкие ребра

Обозначение поверхности	Расстояние между пластинами b, мм	Количество ребер на 1 м ширины пакета, шт.	Гидравлический диаметр $4r_г$, мм	Толщина ребра δ, мм	Длина ребра в направлении потока, мм	Отношение поверхности теплообмена к объему между пластинами β, $м^2/м^3$	Отношение поверхности ребер к полной поверхности
ГлР-1	19,05	79,0	14,45	0,813	30,5	250,0	0,606
ГлР-2	19,05	118,2	10,85	0,813	30,5	321,5	0,706
ГлР-3	19,05	156,0	8,50	0,813	30,5	391,5	0,776
ГлР-4	4,57	См. эскизы поверхности	4,57	См. эскизы поверхности	457,2	См. эскизы поверхности	0,500
ГлР-5	11,94	208,7	6,15	0,152	63,25	616,79	0,719
ГлР-6	10,30	244,1	5,54	0,254	30,48	669,28	0,728
ГлР-7	20,90	355,5	4,64	0,203	30,23	800,50	0,888
ГлР-8	6,35	437,0	3,08	0,152	63,50	1204,05	0,756
ГлР-9	12,20	437,4	3,52	0,203	203,20	1023,60	0,854
ГлР-10	8,38	581,5	2,59	0,152	63,75	1378,00	0,844
ГлР-11	10,60	593,7	2,67	0,152	173,74	1358,25	0,870
ГлР-12	6,35	781,9	1,875	0,152	63,75	1840,53	0,849
ГлР-13	13,82	408,5	3,84	0,254	127,2	950,0	0,863
ГлР-14	6,34	470,0	2,87	0,152	127,2	1290,0	0,769
ГлР-15	6,37	472,5	2,87	0,152	63,5	1288,0	0,773
ГлР-16	6,52	667,0	1,72	0,152	127,2	1990,0	0,861
ГлР-17	5,18	1014,5	1,15	0,152	63,5	2810,0	0,884
ГлР-18	8,77	1195,0	1,22	0,102	63,5	2660,0	0,928
ГлР-19	2,54	1825,0	0,805	0,051	66,8	4360,0	0,837

могут возникать кавитационные явления. Эти же явления при определенных условиях становятся причиной изменения режима истечения жидкости через насадки и т. д.

1.6.1. Гидравлический удар в трубопроводах

Гидравлический удар – явление, возникающее в движущейся по трубопроводу жидкости при резком (внезапном) изменении скорости в одном из сечений. Это явление характеризуется возникновением волны повышенного или пониженного давления, которое распространяется от места изменения скорости и вызывает в каждом сечении колебания давления и деформации стенок трубопровода. Так, например, при резком уменьшении скорости движения воды в стальном трубопроводе на каждое уменьшение скорости на 1 м/с давление в трубопроводе возрастает приблизительно на 1–1,2 МПа, т. е. на 10–12 ат. Вследствие этого могут возникать осложнения в нормальной работе трубопровода вплоть до разрыва его стенок и аварии оборудования насосных станций.

При гидроударе возможно также и резкое падение давления вплоть до давления насыщенных паров жидкости при данной температуре. При этом возможно появление разрывов сплошности жидкости, что приводит к падению подачи жидкости к объектам.

Вместе с тем в некоторых случаях явление гидравлического удара может использоваться для решения ряда практических задач, например, для определения места утечки жидкости в гидросистемах или для подачи жидкости (гидравлический таран). Первые исследования гидравлического удара были выполнены Н. Е. Жуковским в 1897 году.

К возникновению гидравлического удара могут приводить различные причины: быстрое закрывание или открывание запорных или регулирующих устройств, внезапная остановка насоса, выпуск воздуха через гидранты на оросительной сети при заполнении трубопроводов водой, пуск насоса при открытом затворе на нагнетательной линии, внезапном перекрытии гидротурбины при сбросе нагрузки гидростанции и т.д.

Физическая картина гидравлического удара

Для выяснения природы гидравлического удара рассмотрим движение невязкой сжимаемой жидкости по трубопроводу длиной l, диаметром $d = 2r_0$ со средней скоростью V и давлением p из резервуара (рис. 1.58).

Пусть в некоторый момент времени трубопровод мгновенно перекрывается клапаном. Слой жидкости, находящийся непосредственно перед клапаном, также мгновенно останавливается, затем полностью тормозится следующий слой и т. д. С течением времени количество заторможенной жидкости возрастает. Граница, отделяющая полностью заторможенную жидкость от жидкости, продолжающей двигаться со скоростью V, будет перемещаться к резервуару со скоростью a, называемой скоростью распространения гидроудара. Сама движущаяся граница называется волной возмущения, которая может быть как волной сжатия, так и волной разрежения. На рис. 1.58*а* – скорость перед волной сжатия V, давление p, а за волной скорость жидкости равна нулю, а давление $p + \Delta p_{уд}$.

Стенки трубопровода считаем упругими, поэтому повышение давления на участке заторможенной жидкости вызывает деформацию (растяжение) стенок трубопровода, в результате чего его диаметр увеличится. Сложность явления гидроудара обусловлена тем, что при переходе через волну возмущения потенциальная энергия сил давления увеличивается не только за счет торможения жидкости (за счет кинетической энергии), но и вследствие ее сжимаемости и упругой деформации стенок трубопровода.

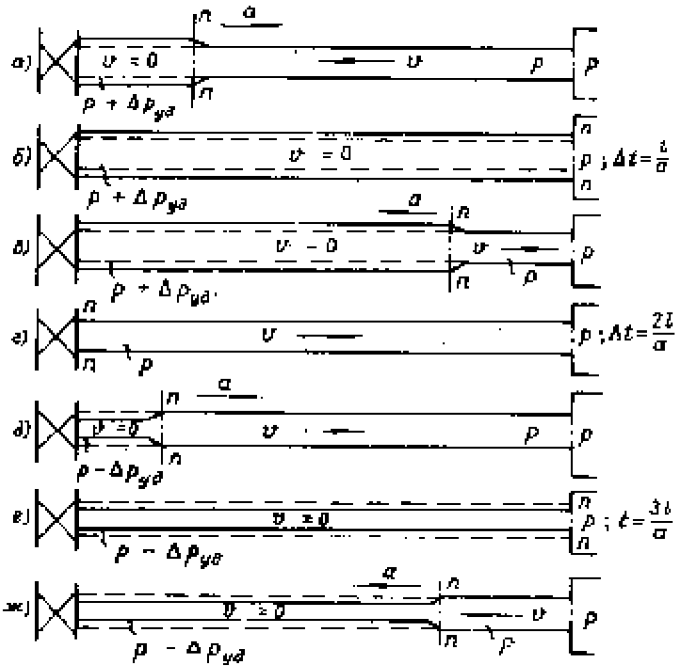


Рис. 1.58. Гидравлический удар в трубопроводе

Проследим за дальнейшим движением волны сжатия. Когда она дойдет до резервуара, то весь трубопровод будет деформирован (расширен) и заполнен полностью заторможенной жидкостью (рис. 1.58*б*). Так как давление $p + \Delta p_{уд}$ больше давления в резервуаре, то начнется движение жидкости из трубопровода в резервуар (рис. 1.58*в*). Предположим, что жидкость и стенки трубы совершенно упругие. Тогда они возвращаются к первоначальному состоянию, а потенциальная энергия, накопленная вследствие деформации, переходит в кинетическую. Величина скорости движения жидкости по направлению к резервуару будет поэтому V, а давление уменьшится до первоначальной величины p. Теперь уже к клапану от резервуара пойдет волна «разрежения». Когда она дойдет до клапана, то вся жидкость в трубопроводе будет иметь скорость V, направленную к резервуару, а давление станет равным p (рис. 1.58*г*).

Если считать, что жидкость не отрывается от клапана, а полностью тормозится вначале непосредственно у клапана, а затем, растягиваясь, во всем трубопроводе, то в сторону резервуара будет двигаться волна разрежения. При этом давление будет уменьшаться до величины $p - \Delta p_{уд}$, а диаметр трубопровода станет меньше начального (рис. 1.58*д*).

Когда волна разрежения будет снова у резервуара, то весь трубопровод со сжавшимися стенками будет заполнен неподвижной жидкостью с давлением $p - \Delta p_{уд}$, которое меньше давления в резервуаре (рис. 1.58*е*). Поэтому от ре-

зервуара к клапану пойдет волна сжатия, давление за которой равно p, а скорость V. Диаметр трубопровода при этом будет принимать первоначальную величину (рис. 1.58*ж*). Когда волна сжатия дойдет до клапана, то первый цикл гидроудара закончится и начнется второй.

В соответствии со схемой протекания гидравлического удара (рис. 1.58) давление у крана будет изменяться во времени так, как показано на рис. 1.59*а*, а давление в середине трубопровода – как на рис. 1.59*б*. Длительность одного цикла гидроудара равна $\frac{4l}{a}$, а время, за которое волна сжатия пройдет от клапана до резервуара и в виде волны разрежения от резервуара до клапана $\tau = \frac{2l}{a}$, называется фазой гидроудара.

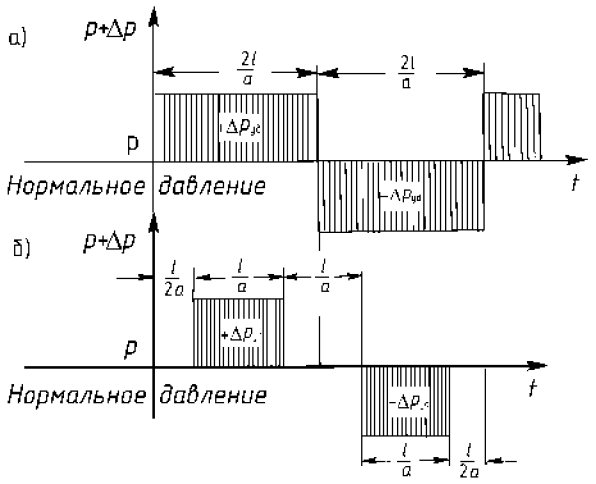


Рис. 1.59. Теоретические ударные диаграммы при прямом гидроударе:
а – у клапана; *б* – в середине задвижки

В действительности вследствие вязкости жидкости и диссипации энергии в стенках трубопровода величина $\Delta p_{уд}$ в каждом цикле будет уменьшаться, и произойдет постепенное затухание гидроудара.

Если волна разрежения приходит от резервуара к уже закрытому клапану, то гидроудар называется прямым (время закрытия клапана $t_{зк}$ меньше фазы τ), а если клапан еще закрылся не полностью ($t_{зк} > \tau$), то реализуется непрямой гидроудар и $\Delta p_{уд.н.} < \Delta p_{уд.п.}$ (см. рис. 1.60).

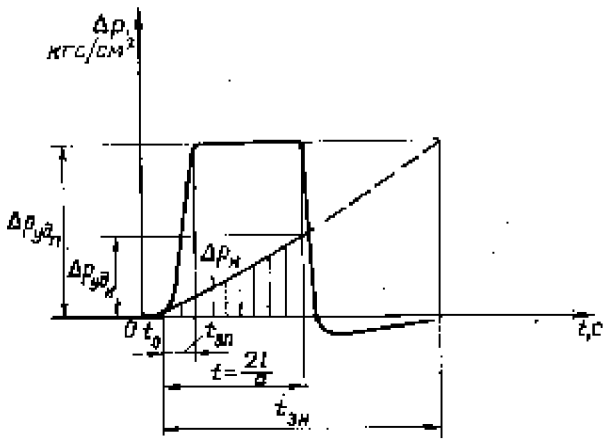


Рис. 1.60. Реальные ударные диаграммы для прямого и непрямого гидроударов

Формулы Н. Е. Жуковского для ударного давления и скорости распространения гидроудара

Н. Е. Жуковским были получены следующие формулы для ударного повышения давления $\Delta p_{уд}$ и скорости распространения гидроудара, которые приводятся здесь без вывода.

$$\Delta p_{уд} = \rho V a, \qquad (1.164)$$

где:

ρ – плотность жидкости;

V – средняя скорость движения жидкости в трубопроводе;

a – скорость распространения гидроудара

$$a = \frac{\sqrt{\frac{K}{\rho}}}{\sqrt{1 + Kd/E\delta}}, \qquad (1.165)$$

где:

K – модуль объемного сжатия (расширения) жидкости;

E – модуль упругости материала стенок трубопровода;

d – диаметр трубопровода;

δ – толщина стенок трубопровода.

Если $E\delta \gg Kd$ (абсолютно твердая стенка), то скорость распространения гидроудара, как видно из формулы, совпадает со скоростью звука в жидкости (см. 1.19).

График зависимости скорости распространения гидроудара от величины $\frac{Kd}{E\delta}$ приведен на рис. 1.61 [724]. В таблице 1.34 приведены отношения $\frac{K}{E}$ для воды и некоторых материалов труб.

Таблица 1.34

Значение $\frac{K}{E}$ для различных материалов труб

Материал труб	$\frac{K}{E}$
Сталь	0,01
Чугун	0,02
Железобетон	0,065 – 0,09
Бетон	~0,1
Асбоцемент	0,11
Оргстекло	0,5 – 0,8
Полиэтилен	1 – 1,5
Резина	120 – 350

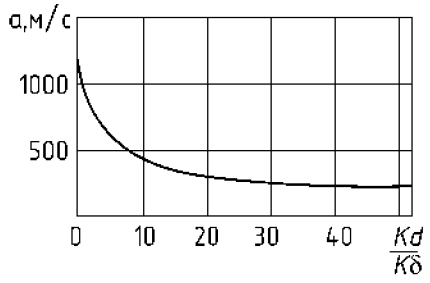


Рис. 1.61. Скорость распространения гидроудара в зависимости от величины $\frac{Kd}{E\delta}$

Продолжение таблицы 1.76

б) Жалюзийные ребра

Обозначение поверхности	Расстояние между пластинами b, мм	Количество ребер на 1 м ширины пакета, шт.	Гидравлический диаметр $4r_г$, мм	Толщина ребра δ, мм	Длина отогнутого ребра, мм	Величина отгиба, мм	Отношение поверхн. теплообмена к объему между пластинами β, $м^2/м^3$	Отношение поверхности ребер к полной поверхности
ЖР-1	6,35	238,6	4,45	0,152	9,53	1,40	839,88	0,640
ЖР-2	6,35	238,6	4,45	0,152	9,53	3,30	839,88	0,640
ЖР-3	6,35	238,6	4,45	0,152	12,7	1,40	839,88	0,640
ЖР-4	6,35	238,6	4,45	0,152	12,7	3,30	839,88	0,640
ЖР-5	6,35	342,5	3,65	0,152	9,53	1,39	1007,20	0,705
ЖР-6	6,35	342,5	3,65	0,152	9,53	2,03	1007,20	0,705
ЖР-7	6,35	437,0	3,08	0,152	4,77	1,40	1204,00	0,756
ЖР-8	6,35	437,0	3,08	0,152	6,35	0,89	1204,00	0,756
ЖР-9	6,35	437,0	3,08	0,152	6,35	1,40	1204,00	0,756
ЖР-10	6,35	437,0	3,08	0,152	9,53	1,40	1204,00	0,756
ЖР-11	6,35	437,0	3,08	0,152	9,53	1,40	1204,00	0,756
ЖР-12	6,35	437,0	3,08	0,152	12,70	1,40	1204,00	0,756
ЖР-13	6,35	437,0	3,08	0,152	19,05	1,01	1204,00	0,756
ЖР-14	6,35	437,0	3,08	0,152	19,05	1,01	1204,00	0,756

в) Короткие пластинчатые ребра

Обозначение поверхности	Расстояние между пластинами, мм	Количество ребер на 1 м ширины пакета, шт.	Гидравлический диаметр $4r_г$, мм	Толщина ребра δ, мм	Длина ребра в направлении потока, мм	Отношение поверхн. теплообмена к объему между пластинами β, $м^2/м^3$	Отношение поверхности ребер к полной поверхности
ПлР-1	6,35	437,0	3,08	0,152	6,35	1204,0	0,756
ПлР-2	12,30	480,3	3,41	0,102	2,38	1115,5	0,862
ПлР-3	10,50	598,4	2,65	0,152	3,18	1382,0	0,873
ПлР-4	9,52	549,0	2,68	0,254	3,17	1250,0	0,840
ПлР-5	6,02	470,0	2,26	0,152	12,70	1510,0	0,796
ПлР-6	5,23	606,0	1,61	0,152	6,35	2105,0	0,816
ПлР-7	8,97	478,0	2,64	0,101	4,52	1385,0	0,847
ПлР-8	7,72	620,0	2,07	0,101	3,62	1605,0	0,859
ПлР-9	5,12	788,5	1,49	0,101	3,17	2288,0	0,843
ПлР -10	5,21	780,0	1,54	0,101	3,17	2225,0	0,841
ПлР -11	5,23	634,0	1,55	0,152	3,17	2160,0	0,823
ПлР -12	6,48	629,0	1,87	0,152	3,17	1798,0	0,845
ПлР -13	7,98	634,0	1,57	0,152	3,17	2130,0	0,882

г) Волнистые ребра

Обозначение поверхности	Расстояние между пластинами b, мм	Количество ребер на 1 м ширины пакета, шт.	Гидравлический диаметр $4r_г$, мм	Толщина ребра δ, мм	Длина волны, мм	Амплитуда, мм	Отношение поверхн. теплообмена к объему между пластинами β, $м^2/м^3$	Отношение поверхности ребер к полной поверхности
ВР-1	10,50	450,4	3,23	0,152	9,53	1,97	1151,6	0,847
ВР-2	9,52	451	3,03	0,254	9,52	1,980	1130,0	0,822
ВР-3	10,50	700,8	2,12	0,152	9,53	1,97	1686,3	0,892

Скорости распространения гидроудара могут быть значительно меньше, чем найденные по формуле (1.165) (могут составлять 50% и ниже расчетной).

Такое расхождение можно объяснить в первую очередь наличием в жидкости нерастворенного газа (воздуха), а также твердых частиц. Воздух и твердые частицы в воде изменяют ее модуль объемного сжатия K. Влияние воздуха и твердых частиц на a в трехфазном потоке можно учесть по формуле В. М. Алышева.

$$a = \frac{\sqrt{\frac{K}{\rho}}}{\sqrt{\left(1-\varepsilon_{нг}-\varepsilon_{вг}-\varepsilon_{тв}\right)+\frac{Kd}{E\delta}+\varepsilon_{нг}\frac{K}{kp}+\frac{a_1 K p_{ат} p_2}{p^2}+\varepsilon_{тв}\frac{K}{E}+\varepsilon_{тв}\frac{Kd}{E\delta}\left(\frac{\rho_{тв}}{\rho}-1\right)}},$$

где $\varepsilon_{нг}$ – объемное содержание нерастворенного газа (при давлении p);

$\varepsilon_{вг}$ – объемное содержание газа, выделившегося из жидкой фазы;

$\varepsilon_{тв}$ – объемное содержание твердой фазы;

k – показатель степени политропы;

$p_{ат}$ – атмосферное давление;

p_2 – давление, при котором происходит растворение газа в жидкости;

a_1 – коэффициент, зависящий от объема растворенного воздуха;

$E_{тв}$ – модуль упругости твердой фазы;

$\rho_{тв}$ – плотность твердой фазы.

Формула справедлива при $\varepsilon_{нг} \le 0{,}02 \div 0{,}03$. Величины $\varepsilon_{вг}$ и $\frac{a_1 K p_{ат} p_2}{p^2}$ в этой формуле учитывают процесс выделения растворенного газа, который происходит при $p \le p_2$. При $p > p_2$ эти величины не учитываются.

Способы смягчения и локализации гидравлического удара

Как отмечалось выше, при медленном закрывании клапана отраженная от резервуара волна возмущения успевает вернуться от него к еще не полностью закрытому клапану, и гидроудар будет значительно ослаблен (непрямой гидроудар).

При непрямом гидроударе повышение давления приближенно можно определять по формуле

$$\Delta p_{удн} = \Delta p_{удп}\frac{\tau}{t_{закр}}.$$

При $t_{закр.} \gg \tau$ повышения давления не будет ($\Delta p_{уд} \to 0$). Из сказанного следует, что запорные приспособления должны быть медленнодействующими. На практике обычно используются следующие способы смягчения гидроудара:

– установка воздушных колпаков *1* (с мембраной или без нее) перед задвижкой *2* (рис. 1.62) позволяет быстро погасить ударное давление, т. к. его энергия будет расходоваться на сжатие воздуха, находящегося в колпаке;

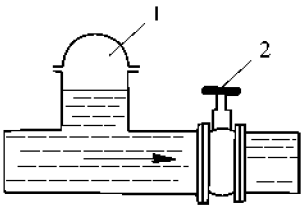


Рис. 1.62. Схема воздушного колпака

– установка противоударных клапанов, которые открываются при повышении давления в трубопроводе и сбрасывают часть жидкости.

Использование гидравлического удара [744]

Практически гидравлический удар используется для подъема воды с помощью гидравлического тарана (рис. 1.63). Вода по питающему трубопроводу 5 под малым напором h поступает в таран в количестве Q и через клапан 4 частично сливается наружу. При достижении некоторой скорости клапан захватывается током воды и захлопывается, течение резко останавливается, и возникает ударное повышение давления. Под воздействием этого давления открывается клапан 6, и вода поступает в воздушный колпак 3, сжимая имеющийся там воздух. Повышенное давление воздуха обеспечивает непрерывное течение воды в бачок 2 по напорному трубопроводу 1 в количестве q. Когда наступает фаза понижения давления, клапан 6 закрывается, а клапан 4 вновь открывает сброс воды, и все явление повторяется. Частота ударов клапана 4 обычно около 100 в минуту.

КПД тарана η не более 0,35–0,5, но ввиду использования фактически даровой энергии тараны выгодны. КПД тарана

$$\eta = \frac{qH}{Qh}.$$

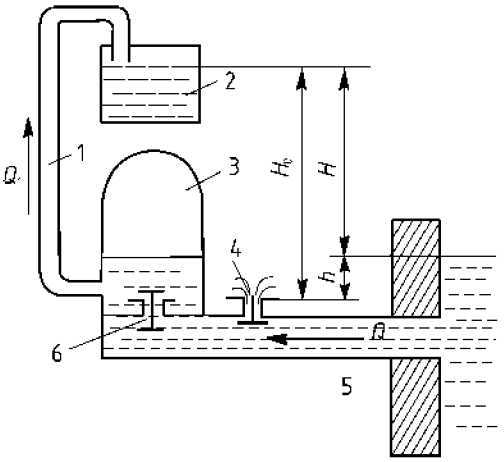


Рис. 1.63. Схема гидравлического тарана

1.6.2. Истечение жидкости через отверстия и насадки [663]

Истечение жидкости через отверстие с острыми кромками

Истечением называют движение жидкости через отверстия или короткие трубопроводы в пространство, заполненное газом или жидкостью. Знание законов истечения необходимо при расчете топливных форсунок и жиклеров, при определении времени опорожнения емкостей, при расчете элементов гидро- и пневмоавтоматики. Во всех этих задачах главным является определение скорости истечения и расхода жидкости.

На величину скорости и расхода существенное влияние оказывает форма отверстия, и порой небольшое изменение формы отверстия значительно влияет на скорость и расход.

Продолжение таблицы 1.76

д) Стерженьковые ребра

Обозначение поверхности	Расстояние между пластинами b, мм	Расположение стержней	Гидравлический диаметр $4r_г$, мм	Диаметр стержня d, мм	Поперечный шаг s_1, мм	Продольный шаг s_2, мм	Отношение поверхн. теплообмена к объему между пластинами β, $м^2/м^3$	Отношение поверхности ребер к полной поверхности
СтР-1	6,10	Коридорное	4,40	1,018	3,175	3,175	616,8	0,512
СтР-2	10,11	«	3,57	1,018	3,048	2,438	669,3	0,686
СтР-3	19,00	«	1,64	0,787	1,570	1,570	1112,2	0,843
СтР-4	12,70	Шахматное	5,66	1,650	5,055	3,175	459,3	0,704
СтР-5	12,95	Коридорное	9,04	1,650	6,045	4,978	315,6	0,546
СтР-6	12,75	«	4,35	–	–	–	702,0	0,693

е) Перфорированные ребра

Обозначение поверхности	Расстояние между пластинами b, мм	Количество ребер на 1 м ширины пакета, шт.	Гидравлический диаметр $4r_г$, мм	Толщина ребра δ, мм	Диаметр отверстий, мм	Количество отверстий на 1 $см^2$, шт.	Отношение поверхн. теплообмена к объему между пластинами β, $м^2/м^3$	Отношение поверхности ребер к полной поверхности
ПфР	5,08	509	2,51	0,305	2	4,9	1250	0,705

Таблица1.77

Геометрические характеристики поверхности. Поперечное обтекание пучков оребренных труб

а) Круглые трубы, круглые ребра

Обозначение поверхности	Расположение труб	Диаметр трубы d, мм	Наружный диаметр ребра d_0, мм	Поперечный шаг s_1, мм	Продольный шаг s_2, мм	Количество ребер на 1 м длины, шт.	Гидравлический диаметр $4r_г$, мм	Толщина ребра δ, мм	Отношение площадей живого и фронтального сечений σ	Отношение поверхности теплообмена к полному объему ψ, $м^2/м^3$	Отношение поверхности ребер к полной поверхности
ККР-1	Шахматное	9,65	23,40	24,77	20,38	289,0	4,75	0,457	0,538	459,3	0,892
ККР-2	«	9,65	23,40	24,77	20,38	343,3	3,93	0,457	0,524	534,8	0,910
ККР-3	«	10,67	21,90	24,77	20,38	343,3	4,42	0,483	0,494	446,9	0,876
ККР-4	«	9,65	23,40	24,77	20,38	451,1	2,98	0,406	0,510	685,7	0,931
ККР-5	«	16,40	28,50	31,29	34,40	275,6	6,68	0,254	0,449	269,0	0,830
ККР-6	«	16,40	28,50	31,29	34,40	342,5	5,49	0,254	0,443	323,8	0,862
ККР-7	«	16,40	28,50	46,93	34,40	342,5	11,68	0,254	0,628	215,5	0,862
ККР-8	«	19,70	37,20	39,60	44,50	356,3	5,13	0,305	0,455	354,3	0,835
ККР-9	«	19,70	37,20	50,34	44,50	356,3	8,18	0,305	0,572	279,2	0,835
ККР-10	«	19,70	37,20	69,21	44,50	356,3	13,59	0,305	0,688	203,0	0,835
ККР-11	«	19,70	37,20	69,21	20,38	356,3	4,85	0,305	0,537	442,9	0,835
ККР-12	«	19,70	37,20	50,34	34,93	356,3	6,43	0,305	0,572	354,3	0,835
ККР-13	«	26,0	44,00	49,76	52,40	346,5	5,89	0,305	0,439	299,2	0,825
ККР-14	«	26,0	44,00	78,21	52,40	346,5	13,21	0,305	0,643	190,6	0,825

При этом, как бывает иногда, увеличение скорости при изменении формы отверстия может привести к уменьшению расхода. На первый взгляд это может оказаться парадоксальным, однако, как мы увидим, в этом ничего удивительного нет. Одной из особенностей явлений истечения является то, что площадь сечения вытекающей струи не всегда равна площади сечения отверстия. Происходит, как говорят, сжатие струи. Об этом всегда надо помнить, когда рассчитывается подобное отверстие.

При исследовании вопросов, связанных с истечением жидкостей из отверстий, исходят из уравнения Бернулли для реальной жидкости. Рассмотрим истечение жидкости из резервуара *A* (рис. 1.64) при постоянной высоте уровня, равной *H*, через отверстие, сделанное в тонком дне.

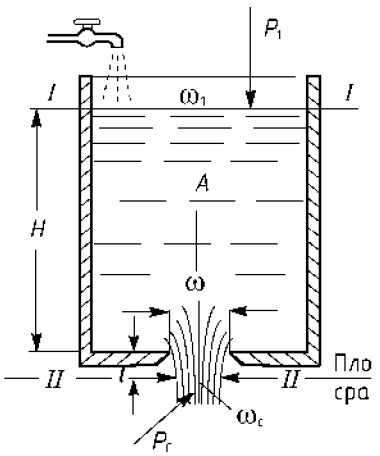


Рис. 1.64. Истечение из резервуара через отверстие в тонком дне

Благодаря влиянию формы сосуда и отверстия частицы жидкости в сечении отверстия движутся по непараллельным траекториям, вследствие чего непараллельны между собой и скорости частиц, находящихся в данном сечении. Это обусловливает уменьшение площади поперечного сечения струи по выходе из отверстия. На некотором (небольшом) расстоянии *l* от выходного отверстия происходит выправление траекторий движущихся частиц, и за указанным сечением частицы начинают двигаться почти параллельно. Площадь поперечного сечения сжатой струи ω_c в этом сечении может быть определена по формуле

$$\omega_c = \varepsilon\omega, \qquad (1.166)$$

где: ω – площадь поперечного сечения отверстия;

ε – коэффициент сжатия (сужения) струи, определяемый опытным путем.

Величина коэффициента сжатия зависит от характера сжатия, которое бывает полным и неполным, совершенным и несовершенным. Сжатие называется **совершенным**, если оно наблюдается при истечении через отверстия в тонком плоском дне, при котором боковые стенки сосуда влияния на сжатие не оказывают. Последнее имеет место, если стенки расположены на расстоянии *c* от отверстия, не меньшем утроенной длины соответствующей стороны отверстия (рис. 1.65, I).

Сжатие называется **несовершенным**, если сказывается влияние стенок (рис. 1.65, II).

Сжатие называется **неполным**, если около отверстия имеются с одной или нескольких, но не со всех, сторон направляющие стенки (рис. 1.65, III). Из этого следует, что неполное сжатие не может быть совершенным, т. е. что оно всегда несовершенное. Сжатие будет также несовершенным, если у отверстия снята фаска со стороны подхода жидкости. Благодаря этому отверстие уже нельзя считать как отверстие в тонком дне.

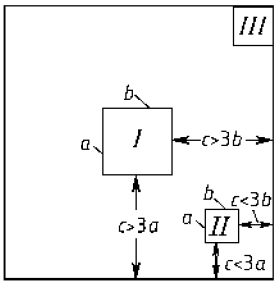


Рис. 1.65. К определению видов сжатия струи

Определим скорость истечения; для этого напишем уравнение Бернулли для двух сечений, в которых скорости движения частиц параллельны между собой.

За эти сечения примем (рис. 1.64) поверхность жидкости в резервуаре и сжатое сечение струи на расстоянии *l* от отверстия по выходе. За плоскость сравнения примем горизонтальную плоскость, проходящую через сжатое сечение струи. Итак,

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 V_1^2}{2g} = z_c + \frac{p_c}{\gamma} + \frac{\alpha_c V_c^2}{2g} + h_w,$$

где член h_w учитывает потерю напора при перемещении жидкости от сечения *I–I* до сечения *II – II*, основную часть которого составляют местные потери напора в самом сливном устройстве. В данном случае скорость на поверхности жидкости в резервуаре примем равной нулю $V_1 = 0$,

$$z_1 = H + l;\ z_c = 0;\ h_w = \frac{\zeta V_c^2}{2g},$$

где ζ – коэффициент местных потерь в сливном устройстве, учитывающий потерю энергии вследствие различных гидравлических сопротивлений. Подставляя и пренебрегая *l*, которая намного меньше H, получим

$$V_c = \frac{1}{\sqrt{\alpha_c + \zeta}} \cdot \sqrt{2g\left(H + \frac{p_1 - p_c}{\gamma}\right)},$$

в котором

$$\frac{1}{\sqrt{\alpha_c + \zeta}} = \varphi \qquad (1.167)$$

называется **коэффициентом скорости**. Вводя обозначение φ, получим

$$V_c = \varphi\sqrt{2g\left(H + \frac{p_1 - p_c}{\gamma}\right)}. \qquad (1.168)$$

Назовем напором истечения (действующим напором)

$$H_0 = H + \frac{p_1 - p_c}{\gamma}. \qquad (1.169)$$

Если не считаться с неравномерностью распределения скоростей в сечении сжатой струи, и, кроме того, пренебречь сопротивлением (т. е. $\alpha_c = 1$ и $\zeta = 0$), то $\varphi = 1$ и мы получаем теоретическое значение скорости истечения

$$V_{tc} = \sqrt{2gH_0}\,. \qquad (1.170)$$

Таким образом, коэффициент скорости учитывает влияние степени неравномерности распределения скоростей и гидравлического сопротивления в сжатом сечении струи на величину скорости истечения.

Как показывают опыты, величина коэффициента скорости для случаев истечения из отверстия в тонком дне в атмосферу колеблется в пределах от $\varphi = 0{,}994$ до $\varphi = 0{,}959$ (среднее значение 0,97).

Из этого, следует, что гидравлическими сопротивлениями, можно было бы пренебречь, т. е. принять $\zeta = 0$, а учитывать только степень неравномерности распределения скоростей.

Такой вывод можно сделать на следующем основании: если положить $\zeta = 0$, то из (1.167) имеем $\varphi = \dfrac{1}{\sqrt{\alpha_c}}$.

Как видно из этого уравнения, достаточно сравнительно небольшой неравномерности, определяющейся значением $\alpha_c = 1{,}012$ и $\alpha_c = 1{,}087$, чтобы получить указанные выше значения коэффициента скорости ($\varphi = 0{,}994$ и $\varphi = 0{,}959$).

Для определения расхода следует воспользоваться формулой

$$Q = \omega_c V_c.$$

Подставляя в нее $\omega_c = \varepsilon\,\omega$, $V_c = \varphi V_{tc}$, получим

$$Q = \varepsilon\,\varphi\,\omega V_{tc}.$$

Называя произведение коэффициента сжатия ε на коэффициент скорости φ **коэффициентом расхода** и обозначая его через μ

$$\mu = \varepsilon\varphi, \qquad (1.171)$$

получим

$$Q = \mu\omega V_t = \mu\omega\sqrt{2g\left(H + \frac{p_1 - p_c}{\gamma}\right)} = \mu Q_t, \qquad (1.172)$$

т. е. расход при истечении равен произведению коэффициента расхода на площадь поперечного сечения отверстия и теоретическую скорость, или произведению коэффициента расхода на теоретический расход

$$Q_t = \omega\sqrt{2g\left(H + \frac{p_1 - p_c}{\gamma}\right)}\,.$$

В частном случае, когда давление на поверхности жидкости в резервуаре равно атмосферному и истечение происходит в атмосферу, т. е. когда давление p_1 и p_c можно принять равными, выражения для скорости и расхода на основании (1.168) и (1.172) примут следующий вид:

$$V_c = \varphi\sqrt{2gH}\;; \qquad (1.173)$$

$$Q = \mu\omega\sqrt{2gH}\;. \qquad (1.174)$$

Формулы (1.168) и (1.172) являются основными расчетными формулами при решении задач истечения.

Коэффициенты сжатия струи ε, скорости φ и расхода μ называются коэффициентами истечения.

В условиях совершенного сжатия процесс истечения происходит под действием сил тяжести, вязкости и поверхностного натяжения, которые учитываются (см. п. 1.4.3) соответственно (для круглого отверстия диаметром d):

числом Фруда $\mathrm{Fr} = \dfrac{V^2}{gd}$;

числом Рейнольдса $\mathrm{Re} = \dfrac{Vd}{\nu}$;

числом Вебера $\mathrm{We} = \dfrac{V^2\rho d}{\sigma}$.

Влияние поверхностного натяжения наглядно демонстрируют опыты, в которых вблизи вытекающей в атмосферу струи воды устанавливали открытый сосуд с эфиром. Эфир испарялся, поверхностное натяжение на поверхности струи уменьшалось, коэффициент сжатия струи заметно увеличивался. Соответственно расход также увеличивался.

А. Д. Альтшулем предложены следующие выражения для чисел Fr, Re, We:

$$\mathrm{Fr}_H = \frac{V^2}{gd} = \frac{2gH}{gd} = \frac{2H}{d};$$

$$\mathrm{Re}_H = \sqrt{2gH}\,\frac{d}{\nu}\;;$$

$$\mathrm{We}_H = \frac{2gH\rho d}{\sigma},$$

т. е. в (1.173) принято $\varphi = 1$ и, следовательно, $V = V_t = \sqrt{2gH}$.

Такой вид выражений для Fr_H, Re_H и We_H удобнее, так как в них входят только известные величины и не входит расход Q, неизвестный до выполнения расчетов (в числа Fr, Re и We не входит $V = \dfrac{Q}{\omega}$). Коэффициенты расхода, скорости и сжатия в общем случае для отверстия с острой кромкой являются функциями чисел Рейнольдса, Фруда и Вебера.

Многочисленные экспериментальные исследования истечения через отверстия различных жидкостей позволили А. Д. Альтшулю установить, что коэффициенты расхода μ при истечении через незатопленные круглые малые отверстия практически не зависят от влияния сил тяжести и поверхностного натяжения (т. е. наступает область, практически автомодельная относительно чисел Fr и We) при соблюдении условий

$$\mathrm{Fr}_H = \frac{2H}{d} > 10,$$

т. е. при $\dfrac{H}{d} > 5$, и

$$\mathrm{We}_H = \frac{2gH\rho d}{\sigma} > 2500.$$

Полученные зависимости ε, φ и μ при совершенном сжатии от Re_H представлены на рис. 1.66.

Как видно, с увеличением Re_H до 10^5 коэффициент скорости φ растет; при дальнейшем увеличении Re_H значения φ могут считаться постоянными и равными $\varphi = 0{,}97$.

Коэффициент сжатия ε с ростом Re_H уменьшается, а при $\mathrm{Re}_H > 10^5$ коэффициент ε также может считаться постоянным и приниматься равным для совершенного сжатия $0{,}61 \div 0{,}64$.

Продолжение таблицы 1.77

б) Круглые трубы, сплошные ребра

Обозначение поверхности	Расположение труб	Диаметр трубы, мм	Тип ребра	Количество ребер на 1 м длины, шт.	Гидравлический диаметр $4r_г$, мм	Толщина ребра δ, мм	Отношение площадей живого и фронтального сечений σ	Отношение поверхности теплообмена к полному объему ψ, $м^2/м^3$	Отношение поверхности ребер к полной поверхности
КСР-1	Шахматное	10,21	Гладкое	315,0	3,63	0,330	0,534	587,3	0,913
КСР-2	«	17,17	«	305,1	3,43	0,406	0,481	554	0,950

в) Плоские трубы, сплошные ребра

Обозначение поверхности	Расположение труб	Тип ребра	Длина сечения трубы вдоль направления движения, мм	Ширина сечения трубы перпендикулярно направлению движения, мм	Количество ребер на 1 м длины, шт.	Гидравлический диаметр $4r_г$, мм	Толщина ребра δ, мм	Отношение площадей свободного и фронтального сечений σ	Отношение поверхности теплообмена к полному объему ψ, $м^2/м^3$	Отношение поверхности ребер к полной поверхности
ПлСР-1	Коридорное	Гладкое	22,10	3,05	381,1	3,60	0,1016	0,697	751,3	0,795
ПлСР-2	Шахматное	«	18,72	2,54	358,3	4,21	0,1016	0,788	734,9	0,813
ПлСР-3	Коридорное	Рифленое	22,10	3,05	381,1	3,60	0,1016	0,697	751,3	0,795
ПлСР-4	Шахматное	«	18,72	2,54	365,7	4,12	0,1016	0,788	748,0	0,814
ПлСР-5	«	«	18,72	2,54	445,7	3,51	0,1016	0,780	885,8	0,845

Таблица 1.78

Геометрические характеристики поверхности.
Течение через решетчатые насадочные поверхности

№ насадки	Пористость ε′	Диаметр стержня d, мм	Поперечный шаг x_t	Гидравлический радиус $r_г$, мм	Отношение полного живого и фронтального сечений σ	Отношение поверхности теплообмена к полному объему ψ, $м^2/м^3$
I	0,832	9,55	4,675	11,80	0,618	70,5
II	0,817	9,55	4,292	10,65	0,588	76,8
III	0,766	9,55	3,356	7,82	0,493	98,4
IV	0,725	9,55	2,856	6,28	0,422	115,5
V	0,675	9,55	2,417	4,94	0,344	136,5
VI	0,602	9,55	1,974	3,61	0,243	167,0
VII	0,500	9,55	1,571	2,38	0,132	210,0

Они объединены в следующие группы.

1. Трубчатые поверхности (рис. 1.205 – 1.206):

а) движение потока внутри круглых и плоских (сплющенных) труб;

б) поперечное обтекание пучков гладких труб.

2. Пластинчато-ребристые поверхности (рис. 1.207 – 1.213):

а) гладкие ребра;

б) жалюзийные ребра;

в) короткие пластинчатые ребра;

г) волнистые ребра;

д) стерженьковые ребра;

е) перфорированные ребра.

3. Поперечное обтекание пучков оребренных труб (рис. 1.214 – 1.217):

а) круглые ребра и трубы;

б) круглые трубы, сплошные ребра;

в) плоские трубы, сплошные ребра.

4. Насадочные поверхности (рис. 1.218 – 1.220).

Зависимость μ от Re_H более сложная. Вначале при небольших значениях Re_H коэффициент μ растет, достигает максимума, а затем уменьшается, приближаясь при больших Re_H к постоянному значению, приблизительно равному 0,6.

При $Re_H > 10^5$ можно считать, что для круглого отверстия μ не зависит от числа Re_H (наступает автомодельный режим относительно Re_H). Точнее, μ перестает зависеть от Re_H при $Re_H > 3\ 10^5$. В этих условиях μ = 0,6 ÷ 0,62.

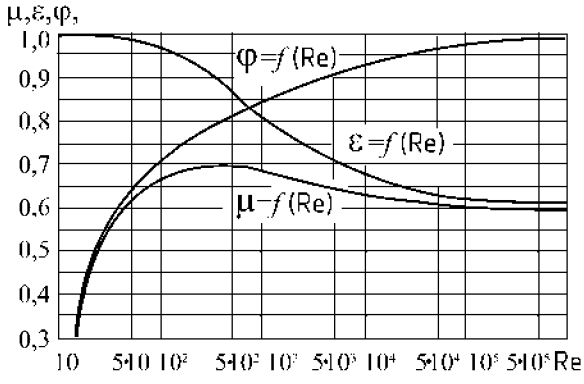


Рис. 1.66. Зависимость коэффициентов истечения от числа Re_H

Коэффициенты расхода для малых квадратных и прямоугольных отверстий несколько отличаются от μ для круглых отверстий.

Коэффициенты расхода квадратных отверстий при $Re_R > 2{,}5\cdot10^3$ могут быть найдены по формуле Ю. А. Скобельцына, полученной в результате обработки опытных данных

$$\mu_{кв} = \frac{1}{1{,}666 - 450/\mathrm{Re}_R}.$$

При $Re_R > 4\cdot10^4$ коэффициент $\mu_{кв}$ практически не зависит от Re_R и равен 0,6.

Коэффициенты расхода прямоугольных отверстий при $Re_R > 5\cdot10^3$ определяются также по эмпирической формуле Ю. А. Скобельцына

$$\mu_{пр} = \frac{1}{1{,}62 - 630/\mathrm{Re}_R}.$$

При $Re_R > 2\cdot10^5$ наступает автомодельность и $\mu_{пр}$ перестает зависеть от Re_R, в этих условиях $\mu_{пр}$ = 0,62.

Следует обратить внимание на то, что в приведенных формулах число Рейнольдса определено по гидравлическому радиусу отверстия $Re_R = \sqrt{2gH}\,\frac{R_г}{\nu}$.

Неполное и несовершенное сжатие. При неполном сжатии коэффициент расхода $\mu_{неп}$ больше, чем μ при полном сжатии. Это увеличение отражено в эмпирической формуле, по которой определяется $\mu_{неп}$ при больших значениях Re:

$$\mu_{неп} = \mu\left(1 + k\frac{p'}{p}\right),$$

где μ – коэффициент расхода при полном сжатии; p – периметр всего отверстия; p' – длина той части периметра, на которой сжатие отсутствует; k – коэффициент, равный 0,13 для круглых и 0,15 для прямоугольных отверстий.

При полном, но несовершенном сжатии коэффициент расхода $\mu_{нес}$ также больше, чем коэффициент расхода при совершенном сжатии μ, и определяется по эмпирической формуле

$$\mu_{нес} = \mu\left[1 + 0{,}64\left(\frac{\omega}{\Omega}\right)^2\right],$$

где ω и Ω – площади соответственно отверстия и стенки, в которой выполнено отверстие.

Истечение при постоянном уровне из затопленного отверстия

Для определения скорости и расхода при истечении из затопленного отверстия (рис. 1.67) можно пользоваться уравнением (1.168) в следующем его виде:

$$V = \varphi\sqrt{2g\left(H_1 + \frac{p_1 - p_0}{\gamma}\right)} \qquad (1.175)$$

и уравнением (1.172) в виде

$$Q = \mu\omega\sqrt{2g\left(H_1 + \frac{p_1 - p_0}{\gamma}\right)}, \qquad (1.176)$$

где φ – коэффициент скорости;

μ – коэффициент расхода;

H_1 – глубина погружения центра тяжести отверстия под поверхностью жидкости в расходном резервуаре;

p_1 – давление на поверхности жидкости в расходном резервуаре;

$p_0 = p_2 + \gamma H_2$ – давление на уровне центра тяжести отверстия (при этом полагается, что скорость жидкости после прохода отверстия практически уменьшается до нуля, и давление в заполняемом резервуаре определяется по законам гидростатики);

p_2 – давление на свободной поверхности в заполняемом резервуаре;

H_2 – глубина погружения центра тяжести отверстия под поверхностью жидкости в заполняемом резервуаре.

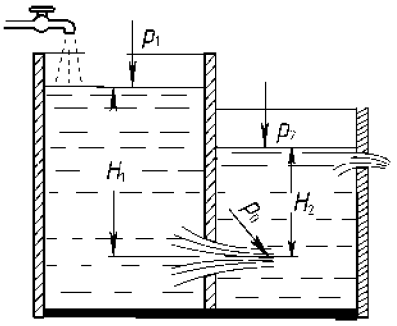


Рис. 1.67. Истечение из затопленного отверстия при постоянных уровнях жидкости в резервуарах

Истечение через незатопленные короткие трубки (насадки)

Насадками называются присоединенные к отверстию короткие трубки определенной длины. При истечении в газовую среду насадок будет называться **незатопленным**.

Внешним цилиндрическим насадком (насадком Вентури) называется прямая цилиндрическая трубка длиной $l = (3 \div 4)d$, присоединенная под прямым углом с внешней

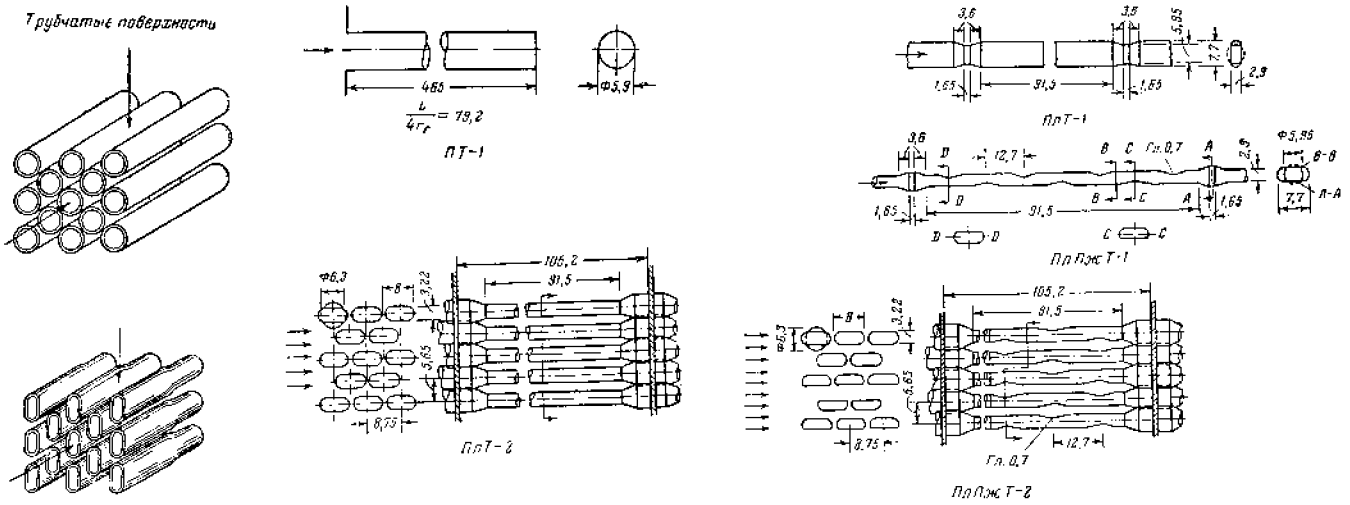


Рис. 1.205. Трубчатые поверхности

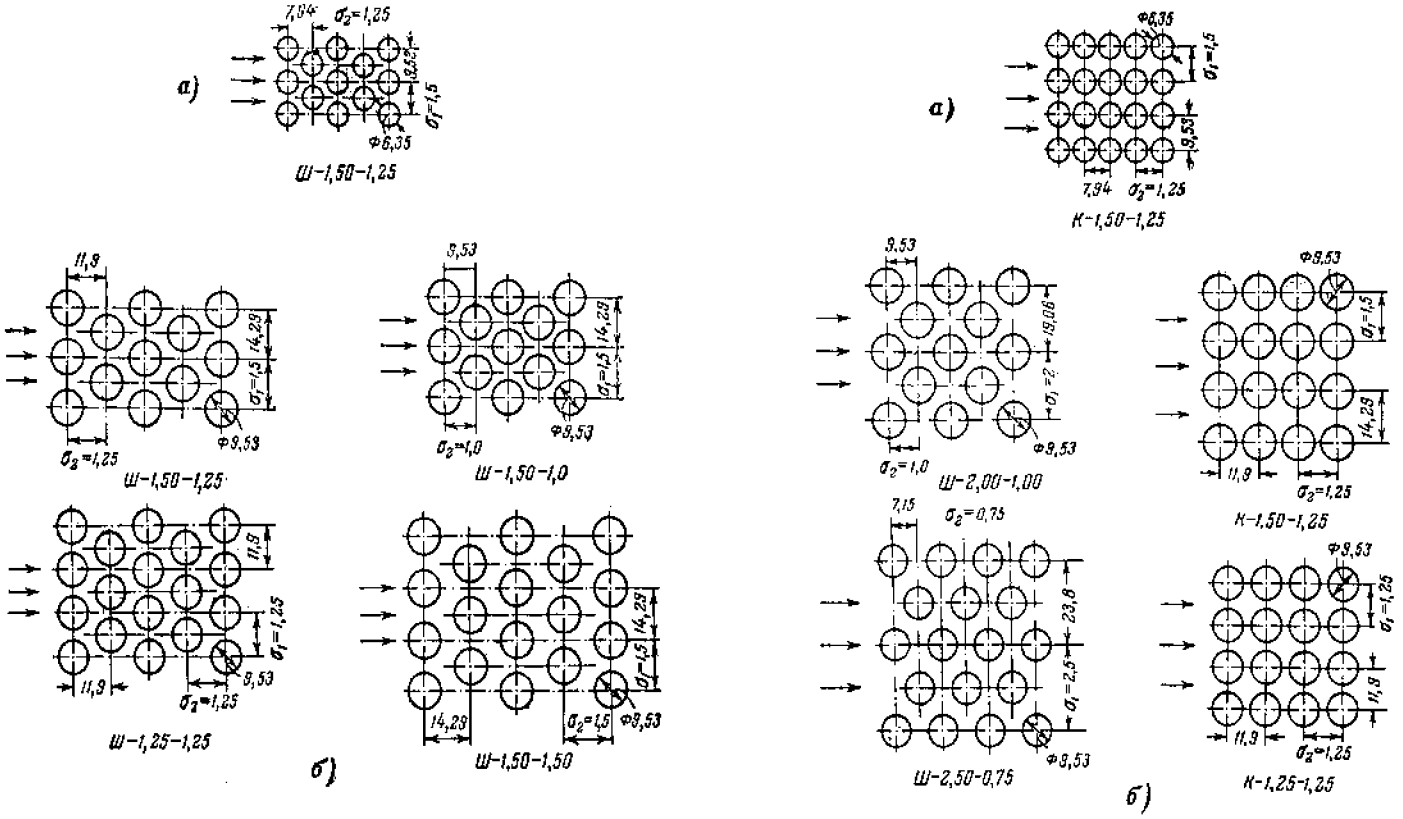


Рис. 1.206. Трубчатые поверхности:
а – исследования выполнялись в стационарном режиме;
б – исследования выполнялись в нестационарном режиме

стороны резервуара к отверстию того же диаметра (рис. 1.68).

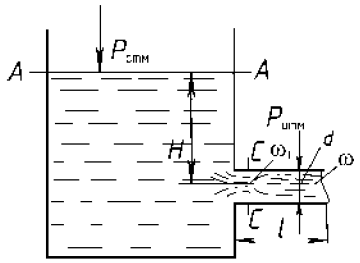


Рис. 1.68. Истечение жидкости через внешний цилиндрический насадок

При входе в такую короткую трубку кривизна линий тока (траекторий) значительна, благодаря чему во входной части трубки происходит сжатие потока. Площадь сжатого сечения равна ω_c. За сжатым сечением следует расширение потока до заполнения всего поперечного сечения насадка. Между транзитной струей и стенкой насадка образуется кольцевая вихревая водоворотная зона.

Содержащийся в воде воздух и выделившиеся из жидкости пары, зажатые в водоворотной зоне, довольно быстро уносятся транзитным (поступательно движущимся) потоком. В этой зоне понижается давление, создается вакуум. Значение вакуума, как будет показано ниже, зависит от скорости движения жидкости или, в конечном счете, от напора.

Значение вакуума по длине водоворотной зоны изменяется: увеличиваясь от входа, достигает максимума в сжатом сечении, а затем уменьшается до нуля примерно в конце водоворотной зоны.

Если в створе сжатого сечения к насадку присоединить жидкостный вакуумметр (рис. 1.69), то вакуумметрическая высота, определяемая по высоте поднятия жидкости в трубке прибора, будет равна $h_{вак} = \frac{p_{ат} - p_c}{\gamma}$.

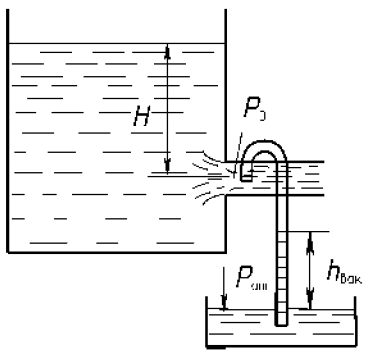


Рис. 1.69. Схема измерения вакуума в насадке жидкостным вакуумметром

В связи с наличием вакуума действующий напор увеличивается на значение вакуума в сжатом сечении. Скорость в сжатом сечении увеличивается по сравнению с истечением через отверстие с острой кромкой. Насадок как бы «подсасывает» жидкость.

В то же время в насадке происходят и дополнительные по сравнению с отверстием с острой кромкой потери напора, связанные с внезапным расширением струи за сжатым сечением. Соотношение влияния «подсасывания» и указанных дополнительных потерь напора на пропускную способность и определяет степень изменения расхода через насадок по сравнению с отверстием.

Из уравнения Бернулли (1.108), записанного для сечений на поверхности жидкости *A–A* и в струе на выходе из насадка (рис. 1.68), считая $z_A = H$, давления в сечении *A–A* и на выходе из насадка одинаковыми и равными атмосферному, коэффициенты кинетической энергии $\alpha_A = \alpha = 1$ и пренебрегая скоростным напором в сечении *A–A*, равным $\alpha_A \frac{V_A^2}{2g}$, получим

$$H = (1 + \Sigma\zeta)\frac{V^2}{2g},$$

где V – скорость в выходном сечении насадка.

В рассматриваемом случае сопротивление e движению жидкости состоит из сопротивления при сужении, аналогичном сопротивлению в отверстии с острой кромкой в стенке резервуара, и сопротивления при внезапном расширении струи от площади сжатого сечения ω_c до площади на выходе из насадка ω.

Обозначим коэффициент сопротивлений при истечении через отверстие с острой кромкой через ζ_0, тогда

$$\zeta_{цн} = \Sigma\zeta = \zeta_0 + \zeta_{в.р} = \zeta_{вх};$$

при этом целесообразно все коэффициенты сопротивлений отнести к скорости V в выходном сечении насадка.

Подсчитаем численные значения коэффициентов сопротивлений при достаточно больших значениях числа Re. Коэффициент ζ_0, отнесенный к скорости в сжатом сечении V_c, равен 0,06. С учетом $\frac{V}{V_c} = \frac{\omega_c}{\omega} = 0{,}61 \div 0{,}64$, если отнести, как указывалось, ζ_0 к V, получим

$$\zeta_0 = 0{,}06\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 = 0{,}16 \div 0{,}146.$$

При внезапном расширении струи в насадке от ω_c до ω, приняв $\frac{\omega_c}{\omega} = \varepsilon = 0{,}61 \div 0{,}64$, получим из (1.161)

$$\zeta_{в.р} = \left(\frac{\omega}{\omega_c} - 1\right)^2 = 0{,}40 \div 0{,}32.$$

Коэффициентом сопротивления при входе в насадок является сумма коэффициентов сопротивлений на сужение и на расширение струи внутри насадка, равная при средних значениях

$$\zeta_{цн} = \zeta_0 + \zeta_{в.р} \approx 0{,}5.$$

Тогда

$$V_{ц.н} = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_{цн}}}\sqrt{2gH} = \varphi_{цн}\sqrt{2gH}.$$

При $\zeta_{ц.н} = 0{,}5$ коэффициент скорости $\varphi_{ц.н} = 0{,}82$.

Для внешнего цилиндрического насадка

$$\mu_{ц.н} = \varepsilon\varphi_{ц.н} = \varphi_{ц.н},$$

так как сжатия потока на выходе из насадка нет, т. е. $\varepsilon = 1$.

Опыты показали, что максимальные значения коэффициента расхода соответствуют длине насадка $l = (3 \div 4)d$, когда потерями по длине можно пренебречь.

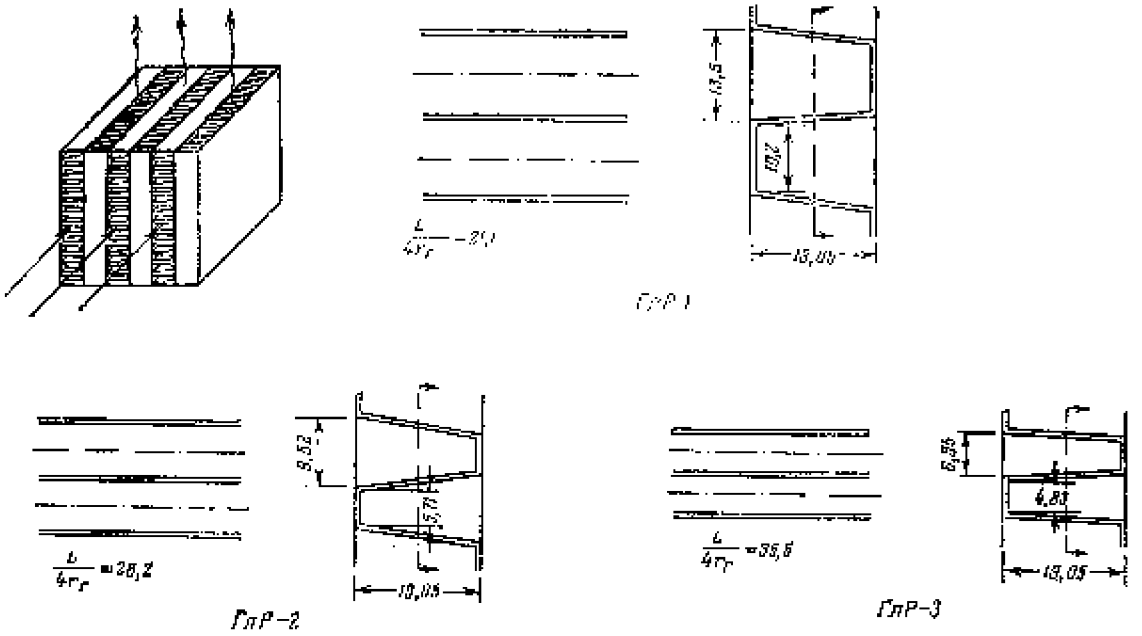


Рис. 1.207. Пластинчато-ребристые поверхности, гладкие ребра

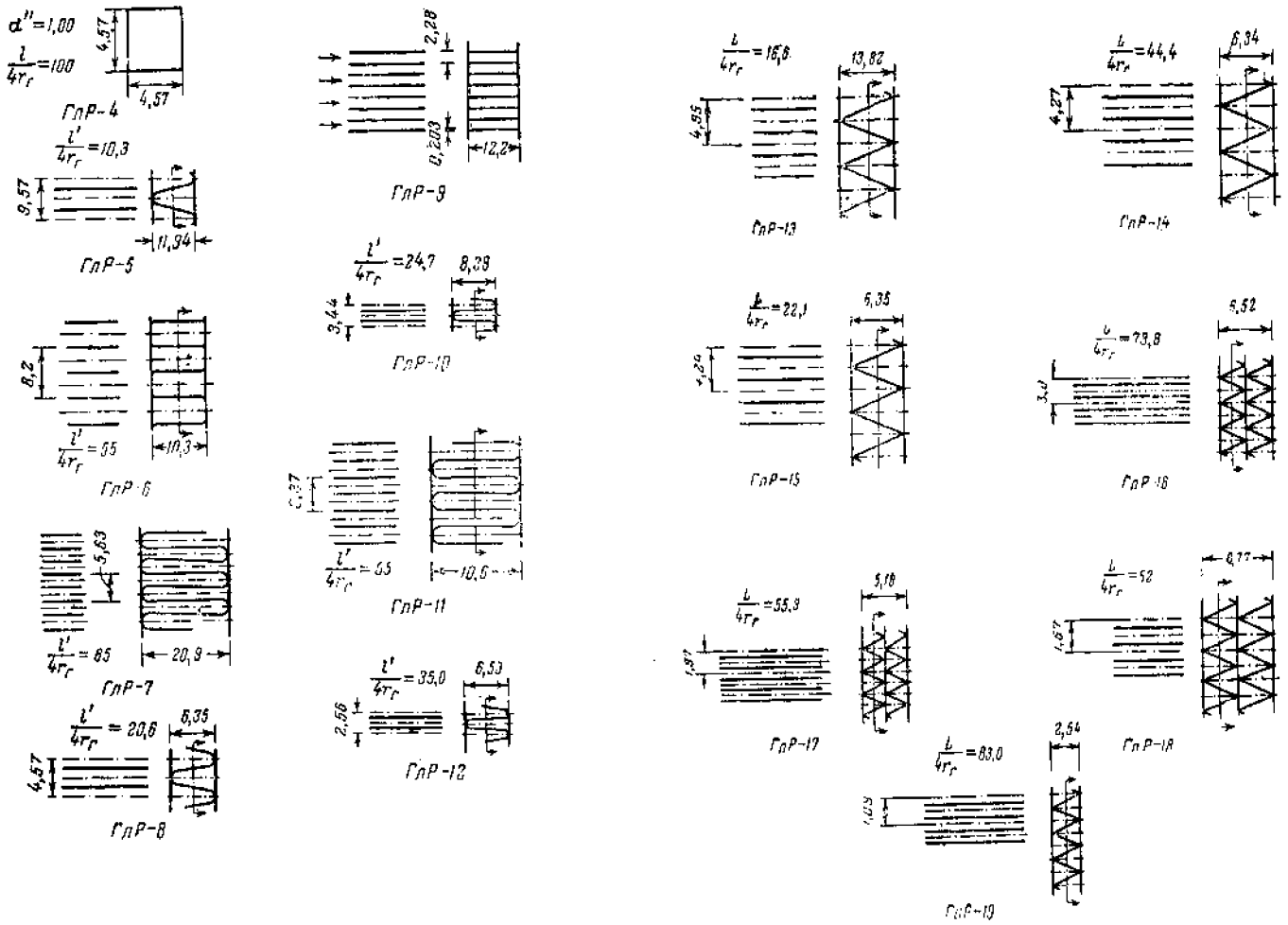


Рис. 1.208. Пластинчато-ребристые поверхности, гладкие ребра

При увеличении длины короткой трубки по сравнению с $l = (3 \div 4)d$ следует учитывать наряду с другими рассмотренными видами потерь и потери по длине, т. е.

$$\Sigma\zeta = \zeta_0 + \zeta_{в.р} + \zeta_{дл} = \zeta_{вх} + \frac{\lambda l}{d},$$

где λ – коэффициент Дарси (коэффициент трения).

Естественно, коэффициент расхода $\mu = \dfrac{1}{\sqrt{1+\zeta_{вх}+\lambda\dfrac{l}{d}}}$ уменьшается.

При некоторой относительной длине трубки $\frac{l}{d}$ коэффициент расхода при истечении через нее равен коэффициенту расхода при истечении через малое отверстие с острой кромкой μ_0. Эта длина составляет

$$\frac{l}{d} = \frac{\dfrac{1}{\mu_0^2} - 1 - \zeta_{вх}}{\lambda}.$$

При $\mu_o = 0{,}6$ и $\lambda = 0{,}02$ получим $\frac{l}{d} \approx 60$, при том же значении μ_0 и $\lambda = 0{,}05$ получим $\frac{l}{d} \approx 25$.

Коэффициенты расхода внешнего цилиндрического насадка $\mu_{ц.н}$ в общем случае зависят от числа Рейнольдса, Фруда, Вебера, относительной длины, конструктивных особенностей и относительной шероховатости проточной части насадка. Влиянием сил поверхностного натяжения и сил тяжести на коэффициенты расхода рассматриваемых насадков можно пренебречь при $We_н > 200$ и $Fr_н > 10$.

Для насадка с острыми входными кромками и $l = (3 \div 4)d$ получены следующие опытные данные: при $Re_н$ равным 10^3; $5 \cdot 10^3$; $\geq 10^4$ соответственно $\mu_{ц.н}$ равняется 0,73; 0,8; 0,82.

Итак, при истечении через внешний цилиндрический насадок коэффициент расхода $\mu_{ц.н}$ на 32% больше, чем μ_0 (отверстие с острой кромкой), при достаточно больших Re и прочих равных условиях.

При необходимости увеличить расход через отверстие достаточно присоединить к внешней стенке резервуара цилиндрический насадок.

Если внешний цилиндрический насадок присоединен к стенке резервуара не под прямым углом (рис. 1.70), то коэффициент сопротивления на входе для такого насадка определяется по формуле $\zeta_{вх} = 0{,}5 + 0{,}303\ sin\theta + 0{,}226 sin^2\theta$.

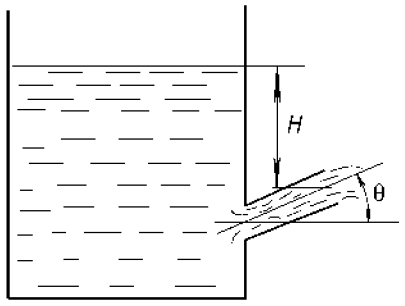


Рис. 1.70. Истечение через насадок, присоединенный под углом к стенке

Все приведенные выше данные относятся к совершенному сжатию на входе в насадок. Для внешних цилиндрических насадков коэффициент расхода при несовершенном сжатии, так же как и для отверстий, больше, чем при совершенном сжатии.

В ряде случаев вход в цилиндрический насадок выполняют или в виде скругленных кромок, или в форме усеченного конуса (конусный вход). При этом тот и другой вид входа занимает лишь часть длины насадка. Создание таких комбинированных насадков приводит к увеличению коэффициентов расхода в связи с лучшими условиями движения на входе и с соответственным уменьшением $\zeta_{вх.}$.

Вакуум во внешнем цилиндрическом насадке

Найдем выражение для вакуума в сжатом сечении при истечении через внешний цилиндрический насадок в атмосферу. Составив уравнение Бернулли для сечения *A–A* и *C–C* (рис. 1.68), получим, пренебрегая $\alpha_A \frac{V_A^2}{2g}$,

$$H + \frac{p_{ат}}{\gamma} = \frac{p_c}{\gamma} + \alpha_c \frac{V_c^2}{2g} + h_{вх}.$$

Заменим

$$V_c^2 = \frac{V^2}{\varepsilon_0^2};\ h_{вх} = \zeta_0 \frac{V_c^2}{2g} = \frac{\zeta_0}{\varepsilon_0^2} \cdot \frac{V^2}{2g},$$

где $V = V_{ц.н}$ – скорость в выходном сечении внешнего цилиндрического насадка. Тогда

$$\frac{p_{ат} - p_c}{\gamma} = \frac{V^2}{2g}\left(\frac{\alpha_c}{\varepsilon_0^2} + \frac{\zeta_0}{\varepsilon_0^2}\right) - H.$$

Учитывая, что из (1.173) $\frac{V^2}{2g} = \varphi_{цн}^2 H$, запишем

$$\frac{p_{ат} - p_c}{\gamma} = h_{вак} = \left(\varphi_{цн}^2 \frac{\alpha_c + \zeta_0}{\varepsilon_0^2} - 1\right) H.$$

Приняв $\alpha_c = 1$ и подставив известные уже значения $\varphi_{ц.н} = 0{,}82$, $\zeta_0 = 0{,}06$ и $\varepsilon_0 = 0{,}64$ (для сжатого сечения), получим значение вакуума во внешнем цилиндрическом насадке при истечении жидкости в атмосферу

$$h_{вак} = \frac{p_{ат} - p_c}{\gamma} \approx 0{,}75\ H. \qquad (1.177)$$

Предельное (из физических соотношений) значение вакуума ограничено возможным наименьшим давлением в сжатом сечении, которое при условии отсутствия разрыва сплошности жидкости не должно быть меньше давления насыщенных паров жидкости $p_{н.п}$ (или упругости паров жидкости) при температуре в условиях истечения (табл. 1.23). Поэтому для воды $t = 20$ °С можно получить предельное значение вакуумметрической высоты, соответствующей максимально возможному вакуумметрическому давлению,

$$h_{вак} = \frac{p_{ат} - p_{н.п}}{\gamma} = 9{,}7\ м,$$

а с учетом (1.177) – критическое значение напора для внешнего цилиндрического насадка

$$H_{кр} \approx 1{,}3 \cdot \frac{p_{ат} - p_{н.п}}{\gamma} \approx 13\ м.$$

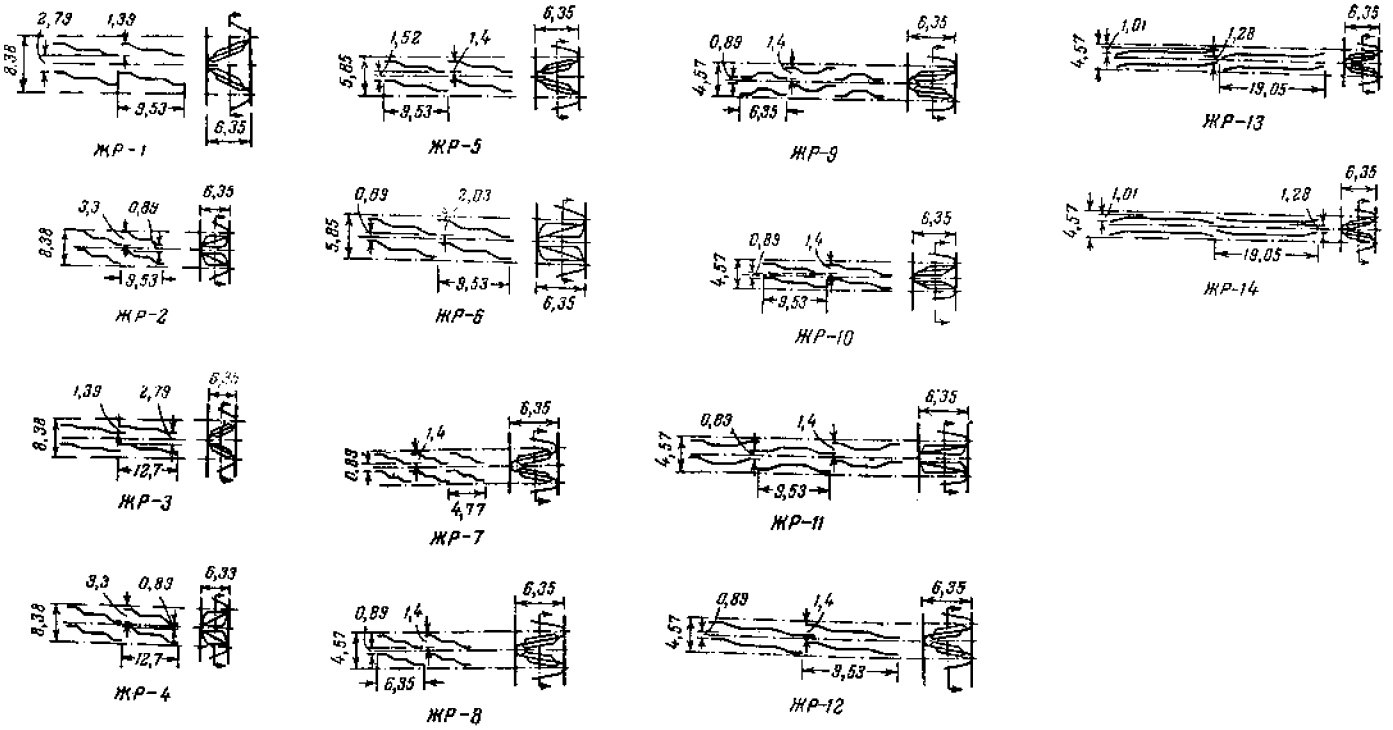


Рис. 1.209. Пластинчато-ребристые поверхности, жалюзийные ребра

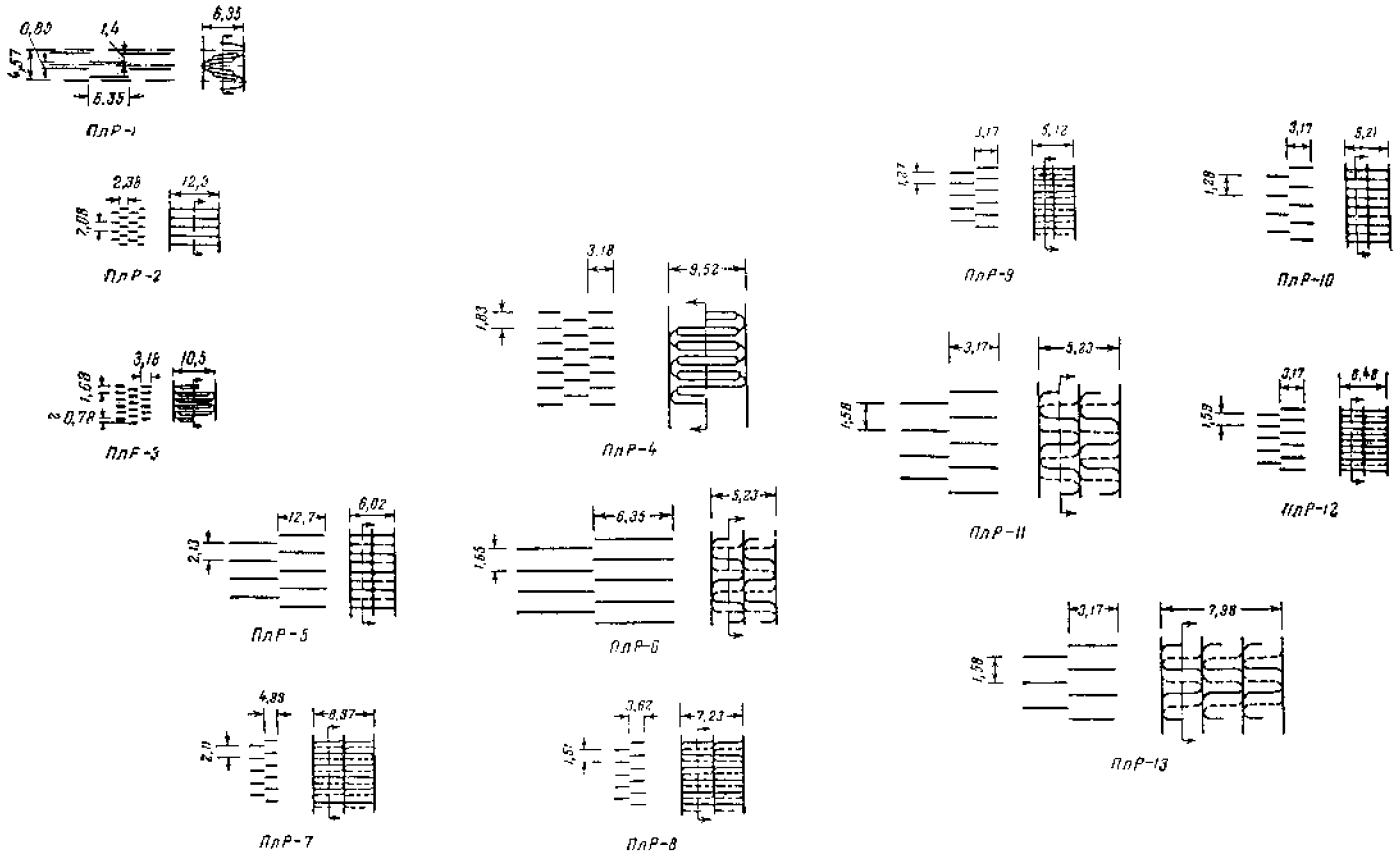


Рис. 1.210. Пластинчато-ребристые поверхности, короткие пластинчатые ребра

При напорах, близких к $H_{кр}$, возможно появление кавитации и нарушение сплошности потока.

Практически при истечении воды в атмосферу и $h_{вак} \approx 8{,}0$ м начинается поступление воздуха через выходное сечение, жидкость частично или полностью отрывается от стенок, т. е. происходит срыв вакуума и переход к истечению из отверстия. Соответственно коэффициент расхода уменьшается и насадок теряет свои преимущества в пропускной способности по сравнению с отверстием в тонкой стенке.

Исходя из описанного явления, считают, что допустимое значение вакуума в рассматриваемом насадке соответствует вакуумметрической высоте $h_{вак.доп} = 8$ м.

Практически принимаемое значение предельного напора, при котором $h_{вак}$ не превысит $h_{вак.доп} = 8$ м, т. е. насадок будет устойчиво работать с полностью заполненным сечением, равно

$$H_{пр.доп} = \frac{h_{вак.\,доп}}{0{,}75} \cong 10{,}7 \text{ м}.$$

Таким образом, при проектировании гидротехнических сооружений и устройств, работающих по типу внешних цилиндрических насадков, следует предусматривать максимальные напоры не более 10,7 м. На практике иногда в водоворотную область по специальным воздухопроводам подают воздух, находящийся под атмосферным давлением, для обеспечения устойчивой работы и для уменьшения возможной вибрации конструкций. Естественно, коэффициент расхода при этом уменьшается, но надежность работы сооружения повышается.

Истечение через внешний затопленный цилиндрический насадок

Для случая истечения через внешний затопленный цилиндрический насадок (рис. 1.71) применим уравнение Бернулли к сечениям *A–A* и *B–B*. Сечение *B–B* нормально к направлению вытекающего потока, горизонтальная плоскость сравнения проходит по оси насадка. Пренебрегая скоростными напорами в сечениях, получим

$$z_1 = z_2 + \Sigma\zeta \frac{V^2}{2g}.$$

Отсюда

$$V = \varphi\sqrt{2gz}, \qquad (1.178)$$

где $z = H = z_1 - z_2$.

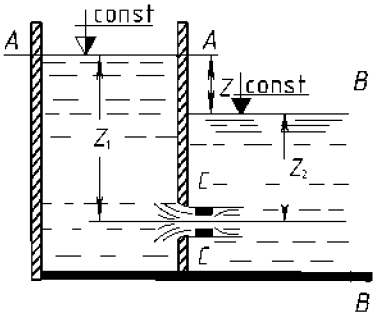


Рис. 1.71. Истечение через внешний затопленный цилиндрический насадок

Расход определяется по (1.174). Значения коэффициентов расхода при истечении через затопленный и незатопленный насадки принимаются равными. Найдем выражение для значения вакуума в сжатом сечении затопленного внешнего цилиндрического насадка, используя уравнение Бернулли. Выберем сечения *A–A* и *C–C*, горизонтальная плоскость сравнения проходит по оси насадка. Имеем

$$z_2 + z + \frac{p_{ат}}{\gamma} = \frac{p_c}{\gamma} + \frac{\alpha_c V_c^2}{2g} + h_{вх.}$$

Заменим

$$V_c^2 = \frac{V^2}{\varepsilon_0^2};\ h_{вх} = \zeta_0 \frac{V_c^2}{2g} = \frac{\zeta_0}{\varepsilon_0^2} \cdot \frac{V^2}{2g},$$

тогда

$$\frac{p_{ат} - p_c}{\gamma} = \frac{V^2}{2g}\left(\frac{\alpha_c}{\varepsilon_0^2} + \frac{\zeta_0}{\varepsilon_0^2}\right) - z - z_2.$$

Учитывая, что из (1.178) $\frac{V^2}{2g} = \varphi^2 z$, получаем

$$\frac{p_{ат} - p_c}{\gamma} = \left(\varphi^2 \frac{\alpha_c + \zeta_0}{\varepsilon^2} - 1\right) z - z_2.$$

Подставив $\alpha_c = 1$; $\varphi = \varphi_{ц.н} = 0{,}82$; $\zeta_0 = 0{,}06$ и $\varepsilon_0 = 0{,}64$, получим значение вакуума в затопленном внешнем цилиндрическом насадке

$$h_{вак} \approx 0{,}75z - z_2. \qquad (1.179)$$

Истечение через внутренний цилиндрический насадок

Цилиндрический насадок, установленный внутри резервуара, называется внутренним цилиндрическим насадком или насадком Борда. При $l < 3d$ (обозначения прежние) струя вытекает через насадок, не касаясь его стенок (рис. 1.72*а*). При этом коэффициенты расхода, скорости, сжатия и сопротивлений имеют следующие значения (для $\mathrm{Re} > 10^4$): $\mu = 0{,}51$; $\varphi = 0{,}97$; $\varepsilon = 0{,}53$; $\zeta = 0{,}06$.

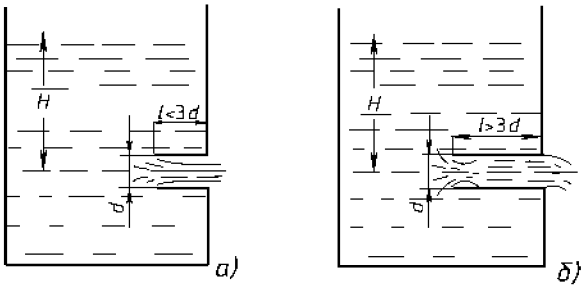


Рис. 1.72. Истечение через внутренний цилиндрический насадок

По сравнению с истечением через отверстие в тонкой стенке здесь происходит более заметное сжатие и коэффициент расхода получается меньшим.

Работающий полным сечением (заполненный) внутренний насадок [$l > 3d$ (рис. 1.72*б*)] характеризуется при $\mathrm{Re} > 10^4$ следующими коэффициентами: $\mu = \varphi = 0{,}71$; $\zeta = 1$; на выходе из насадка $\varepsilon = 1$.

Для обоих случаев приведенные данные соответствуют совершенному сжатию при входе в насадок. Кроме того, значения μ несколько зависят от относительной толщины стенки насадка $\frac{\delta}{d}$.

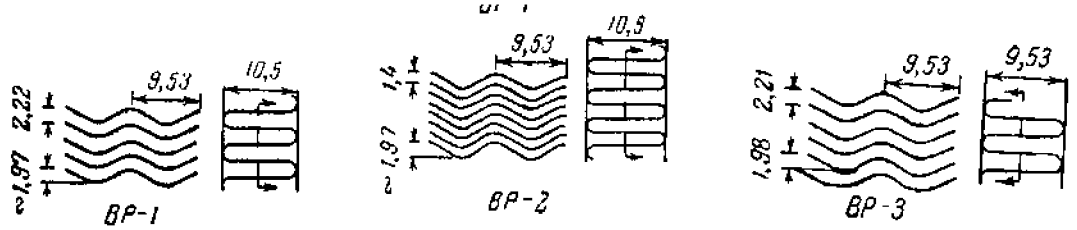


Рис. 1.211. Пластинчато-ребристые поверхности, волнистые ребра

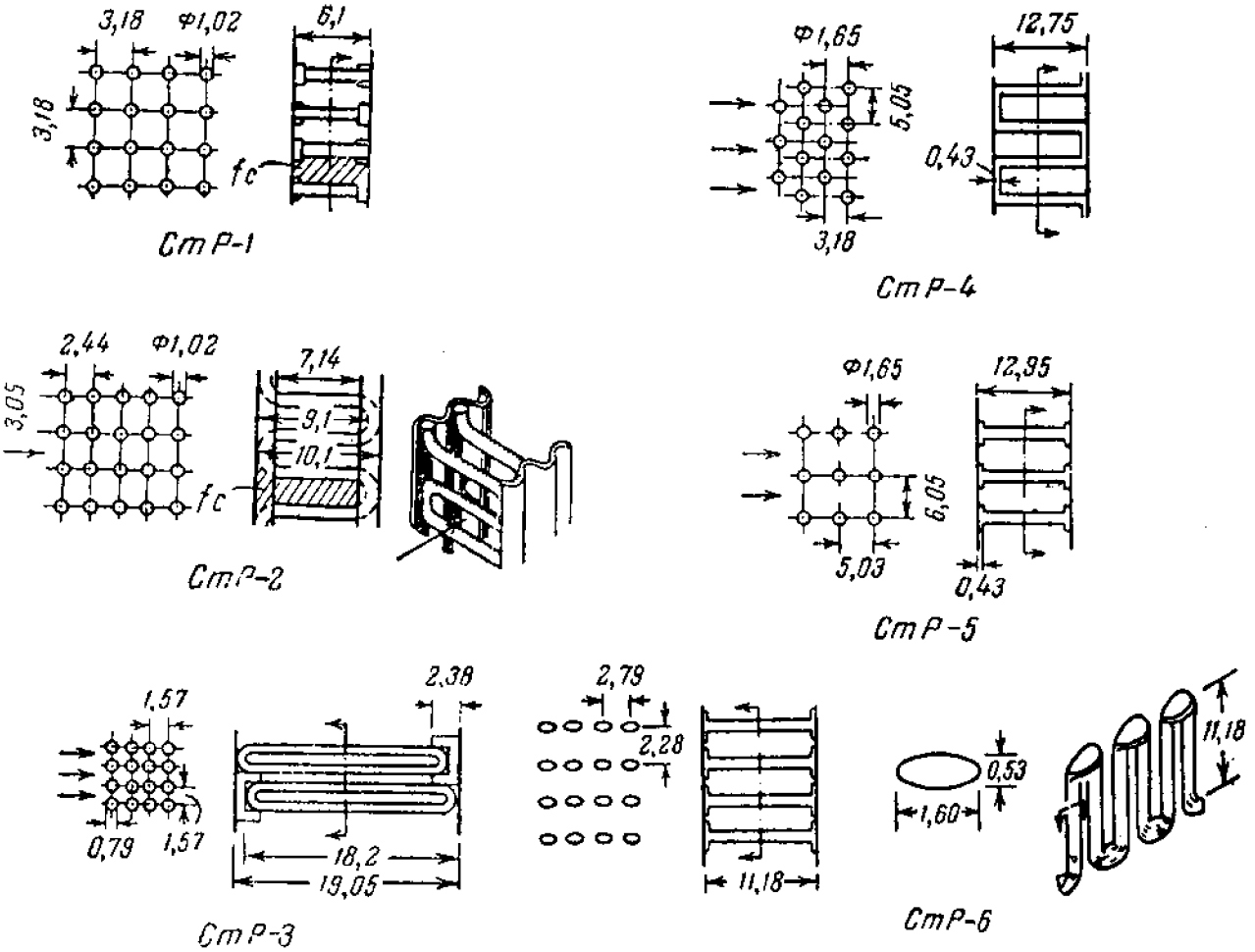


Рис. 1.212. Пластинчато-ребристые поверхности, стерженьковые ребра

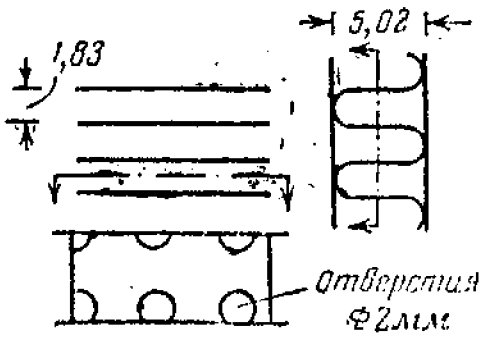


Рис. 1.213. Пластинчато-ребристые поверхности, перфорированные ребра.

Истечение через нецилиндрические насадки

Сходящиеся насадки. Насадок, имеющий форму усеченного конуса, сходящегося по направлению к выходному отверстию, называется **коническим** (круглого сечения) **сходящимся насадком** (рис. 1.73*а*). В водомерных устройствах на каналах мелиоративных систем применяются также сходящиеся насадки с квадратным и прямоугольным поперечным сечениями.

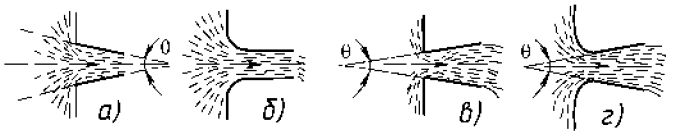


Рис. 1.73. Нецилиндрические насадки

Опытные данные показывают, что при изменении угла конусности θ изменяются и коэффициенты μ, φ и ε (рис. 1.74).

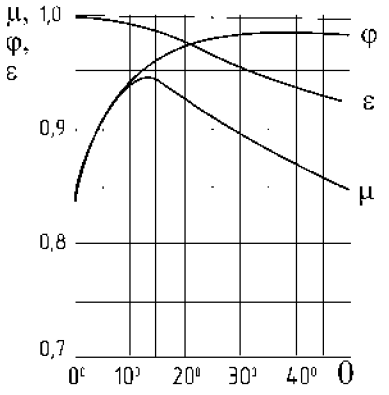


Рис. 1.74. Зависимость коэффициентов истечения от угла конусности насадка

Но если коэффициент μ достигает максимального значения, равного 0,946 при θ = 13,4°, а затем уменьшается, то коэффициент скорости φ непрерывно растет и при θ = 49° равен 0,984. Сжатие струи, происходящее при выходе из насадка, оценивается коэффициентом ε = 0,98 при θ = 13,4°.

Увеличение угла конусности приводит к уменьшению потерь на расширение струи после сжатия в пределах насадка. При углах θ = 13÷14° эти потери практически ничтожны, так как в этом случае ω_c примерно равна площади ω на выходе из насадка.

Соответственно коэффициент μ достигает максимума при θ = 13,4°. При дальнейшем увеличении θ сжатие на выходе из насадка увеличивается, коэффициент ε уменьшается. В таких условиях μ уменьшается.

Выходящая из конического насадка струя характеризуется большой кинетической энергией, в связи с чем эти насадки применяются в соплах турбин, в гидромониторах и пожарных брандспойтах.

Сходящиеся водомерные насадки устанавливаются на мелиоративных каналах (рис. 1.75). Поперечное сечение насадков может быть круглым, квадратным или прямоугольным. Истечение происходит через затопленный насадок. Длина круглого и квадратного насадков составляет 2*d* или 2*a*, прямоугольного насадка – 3*a*, где *d* и *a* – диаметр и сторона (для прямоугольника – его высота) выходного сечения соответственно.

Для насадка с круглым поперечным сечением μ = 0,95; для квадатного и прямоугольного насадков μ = 0,925 при θ = 26°.

Коноидальные насадки (рис. 1.73*б*) имеют сложную форму. Вход выполняется в форме вытекающей через отверстие струи, а выходной участок – цилиндрическим. За счет этого сжатие струи на выходе из насадка отсутствует, ε = 1. Коэффициенты μ = φ = 0,97÷0,98 при достаточно больших числах Re.

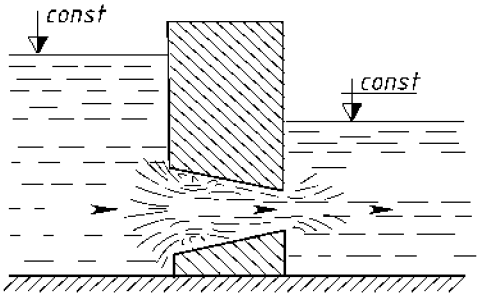


Рис. 1.75. Сходящиеся водомерные насадки

Расходящиеся насадки (рис. 1.73*в*, *г*). Расходящаяся форма насадка способствует отрыву потока от стенок насадка. Вакуум в сжатом сечении расходящегося насадка больше, чем в сжатом сечении внешнего цилиндрического насадка. С увеличением угла конусности θ растет и вакуум. По этим соображениям принимают θ = 5÷7°, а предельный напор меньшим, чем у внешнего цилиндрического насадка, чтобы обеспечить работу расходящегося насадка без срыва вакуума, т. е. полным сечением.

Сжатия струи в выходном сечении нет, ε = 1, поэтому μ = φ.

При θ = 5÷7° и острой кромке входного отверстия применительно к формуле

$$Q = \mu\omega_{вых}\sqrt{2gH}$$ рекомендуется μ = φ ≈ 0,45.

Если к отверстию в тонкой стенке присоединить внешний цилиндрический или расходящийся насадки, то во втором случае при прочих одинаковых условиях расход будет значительно больше. При этом за расходящимся насадком скорость и кинетическая энергия струи будут меньше.

Такие насадки применяются при необходимости пропустить относительно большой расход при малых скоростях на выходе или в устройствах, когда необходимо достичь значительного вакуума (водоструйные насосы, гидроэлеваторы и т. п.). Как правило, отсасывающие трубы гидравлических турбин также представляют собой расходящиеся насадки.

При соединении выходной части, выполненной по форме струи с расходящимся коническим насадком, можно получить наиболее возможное увеличение расхода.

Сравнение гидравлических характеристик отверстий и насадков

При проектировании конструкций, в которых происходит истечение через отверстия и насадки, необходимо сравнивать различные водопропускные устройства по проходящему через них расходу и кинетической энергии, соответствующей этому расходу.

Известно, что при незатопленных отверстиях и насадке

$$Q = \mu\omega\sqrt{2gH}$$ и $$V = \varphi\sqrt{2gH}$$.

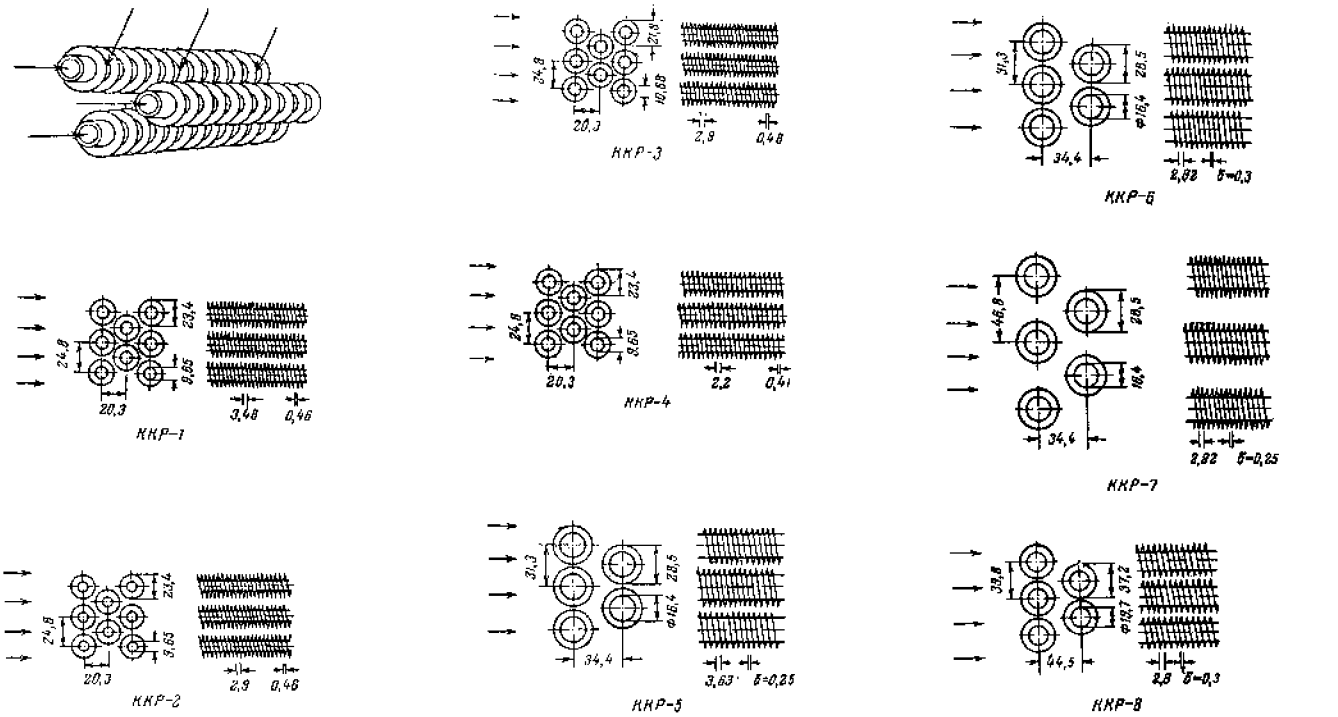


Рис. 1.214. Оребренные трубчатые поверхности, круглые трубы, круглые ребра

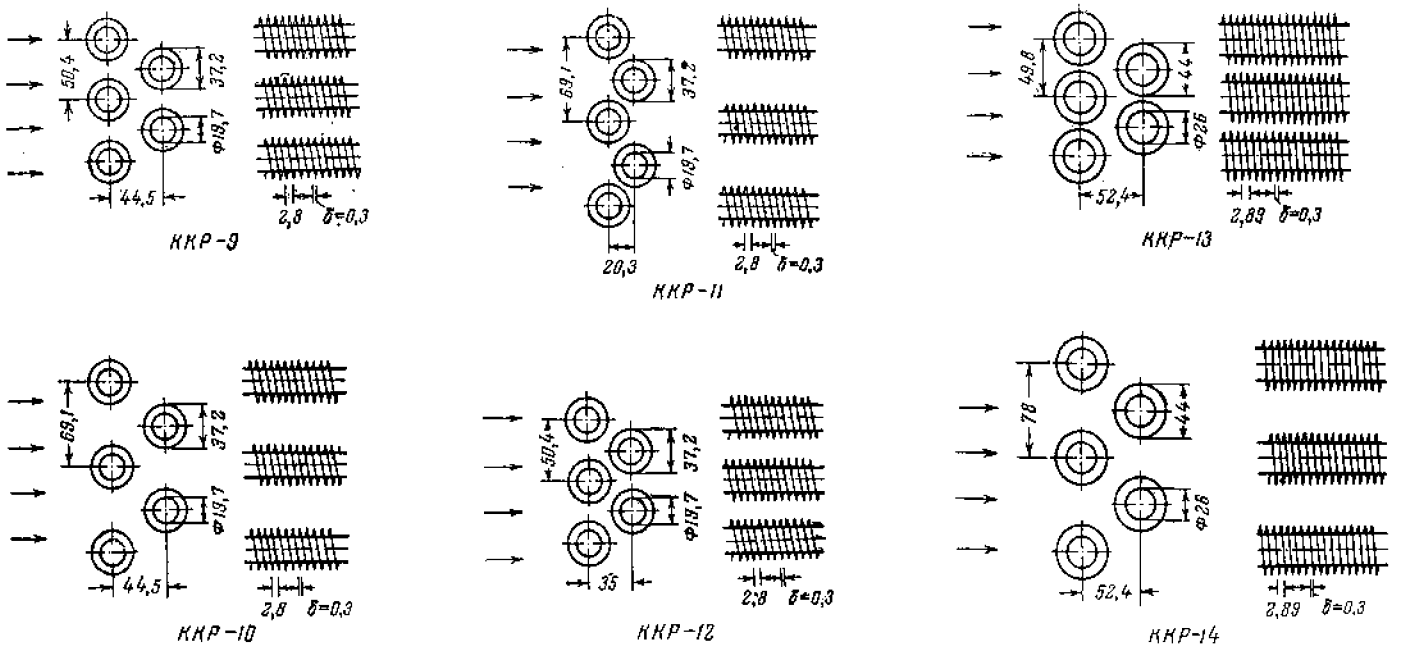


Рис. 1.215. Оребренные трубчатые поверхности, круглые трубы, круглые ребра

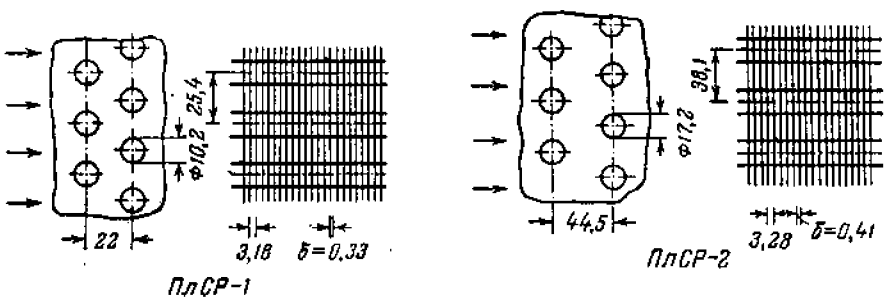


Рис. 1.216 . Оребренные трубчатые поверхности, круглые трубы, сплошные ребра

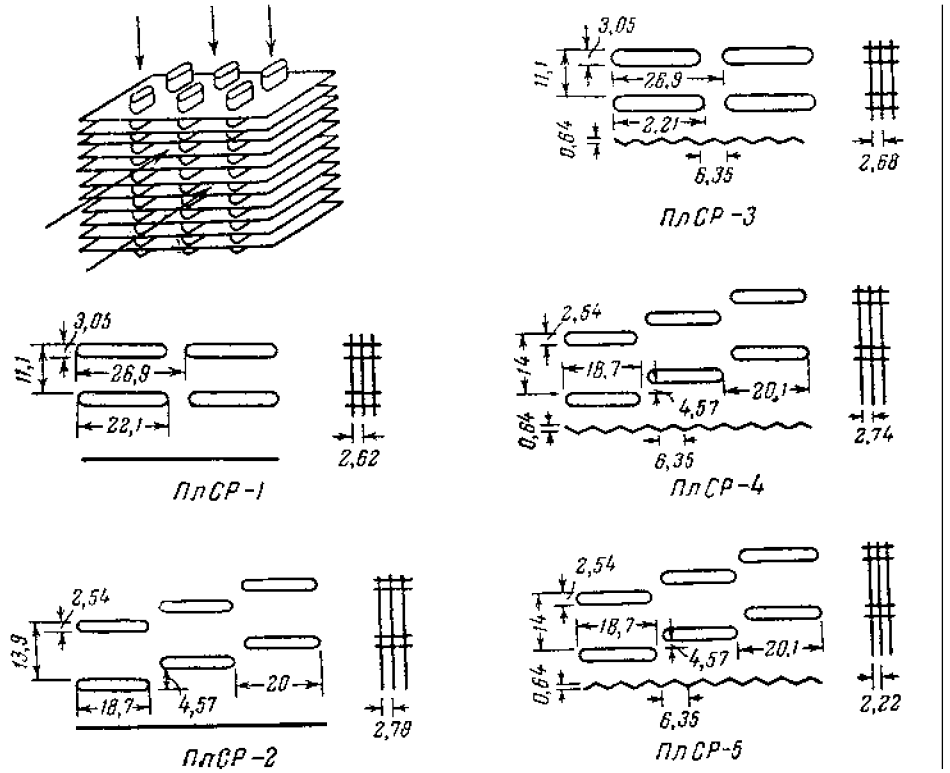


Рис. 1.217. Оребренные трубчатые поверхности, плоские трубы, сплошные ребра

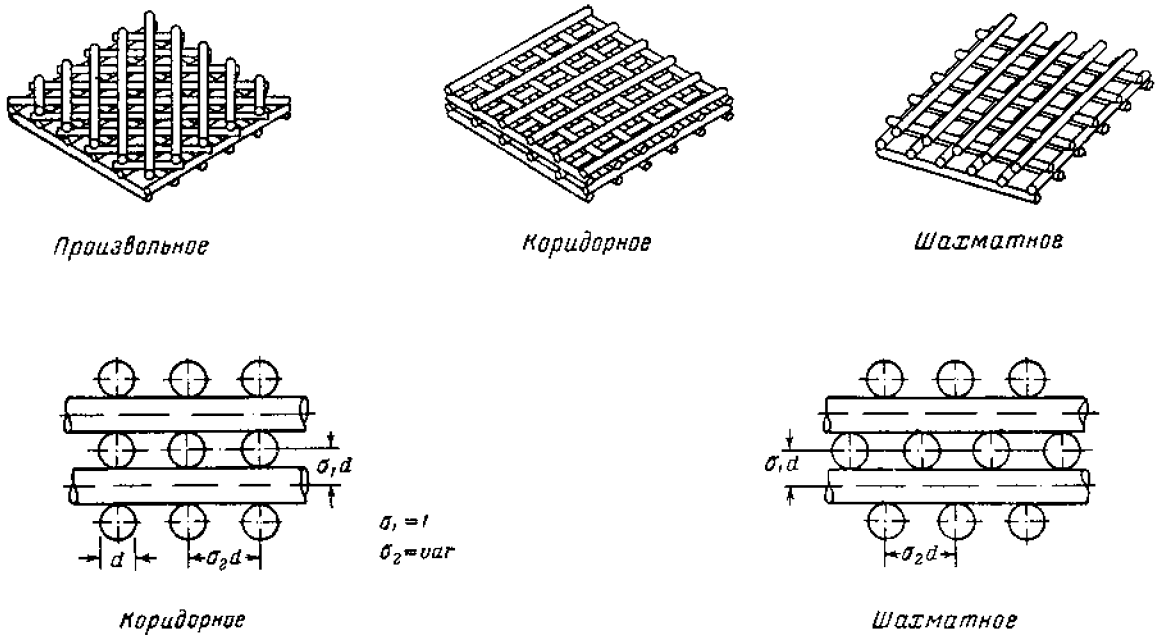


Рис. 1.218. Насадочные поверхности, решетчатая насадка

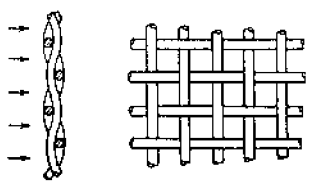


Рис. 1.219. Насадочные поверхности, сетчатая плетеная насадка. Кривые характеристик для такой поверхности приведены на рис. 1.313 и 1.314

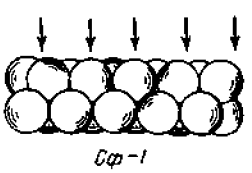


Рис. 1.220. Насадочные поверхности, сферическая насадка. Кривые характеристик приведены на рис. 1.315

Кинетическая энергия проходящего в единицу времени количества жидкости

$$\frac{\dot{m}V^2}{2} = \frac{\rho Q V^2}{2} = \rho g \mu \varphi^2 \omega H \sqrt{2gH} .$$

Тогда при равенстве площадей ω и напоров H расход зависит от μ, а кинетическая энергия от $\mu\varphi^2$, что и учитывают при сравнении водопропускных элементов. Усредненные данные этих параметров для больших чисел Re сведены в табл. 1.35.

Таблица 1.35

Сравнение гидравлических характеристик отверстий и насадков [663]

Отверстие и насадок	φ	μ	$\mu\varphi^2$	$\zeta = \frac{1}{\varphi^2} - 1$
Отверстие в тонкой стенке	0,97	0,62	0,583	0,06
Внешний цилиндрический насадок	0,82	0,82	0,551	0,49
Конический сходящийся насадок (θ = 13°)	0,97	0,95	0,894	0,06
Коноидальный насадок	0,97	0,97	0,913	0,06
Конический расходящийся насадок (данные отнесены к выходному сечению)	0,45	0,45	0,091	3,94

Проведем сравнение при равенстве ω и H во всех случаях. Наибольшая скорость истечения, как видно из табл. 1.35, обеспечивается при истечении через отверстие в тонкой стенке, через сходящийся и коноидальный насадки. Максимальная пропускная способность наблюдается при истечении через расходящийся и коноидальный насадки.

Расход при истечении через внешний цилиндрический насадок больше, чем через отверстие в тонкой стенке, но вытекающая через отверстие струя обладает большей кинетической энергией, чем при истечении через внешний цилиндрический насадок.

Из всех сравниваемых устройств коноидальный насадок характеризуется максимальной кинетической энергией струи.

Расходящиеся насадки обеспечивают минимальные значения скорости и кинетической энергии струи.

Наибольшее значение ζ – у конического расходящегося насадка.

Расчет времени слива жидкости из емкости

При сливе жидкости из емкости истечение будет происходить при переменном напоре, и движение жидкости будет неустановившимся. Однако, если площадь сливного отверстия невелика по сравнению с площадью свободной поверхности $\omega \ll \Omega$ (рис. 1.76), то уровень жидкости в емкости будет меняться медленно, движение жидкости в каждый момент времени можно считать установившимся и использовать полученные выше формулы для истечения при постоянном напоре.

По закону сохранения массы для промежутка времени dt имеем

$$Q dt = -\Omega(z) dz, \qquad (1.180)$$

где Q – расход в тот момент, когда площадь свободной поверхности жидкости равна $\Omega(z)$. Знак минус поставлен потому, что при $dt > 0$ приращение $dz < 0$.

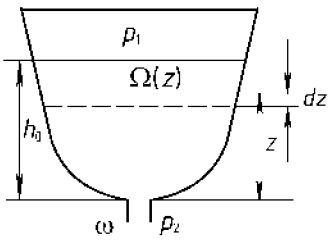


Рис. 1.76. Схема для расчета слива жидкости из емкости

Из (1.180) получим

$$t = -\int_{h_0}^{h} \frac{\Omega(z) dz}{Q}, \qquad (1.181)$$

где: h_0 –начальный уровень жидкости в емкости;

h – уровень жидкости, до которого сливается жидкость за время t.

Как было сказано выше, расход Q можно определять, считая, что истечение происходит при постоянном напоре, равном напору в рассматриваемый момент времени

$$Q = \mu\omega \sqrt{2g\left(z + \frac{p_1 - p_2}{\gamma}\right)}.$$

Подставив это выражение в (1.181) и положив $h = 0$, получим формулу для определения времени слива жидкости из емкости

$$t = \frac{1}{\mu\omega\sqrt{2g}} \frac{\int_0^{h_0} \Omega(z) dz}{\sqrt{z + \frac{p_1 - p_2}{\gamma}}}. \qquad (1.182)$$

Приведем пример использования формулы (1.182) для случая, когда емкость представляет собой цилиндр, ось которого расположена вертикально, а давления p_1 и p_2 равны. В этом случае Ω не зависит от z и из (1.182) имеем

$$t = \frac{\Omega \int_0^{h_0} \frac{dz}{\sqrt{z}}}{\mu\omega\sqrt{2g}}.$$

Умножив числитель и знаменатель на $\sqrt{h_0}$, получим выражение

$$t = \frac{2\Omega h_0}{\mu\omega\sqrt{2gh_0}},$$

из которого видно, что в данном случае из-за переменности напора время опорожнения емкости возрастает в два раза ($2\Omega h_0 = 2W$ – двойной объем емкости) по сравнению с истечением при постоянном напоре ($\mu\omega\sqrt{2gh_0}$ – расход при постоянном напоре h_0, т. е. расход в начальный момент времени $Q_{нач}$). Запишем последнюю формулу в виде

$$t = \frac{2W}{Q_{нач}}.$$

Трубчатые поверхности (см. рис. 1.205, 1.206) являются простейшей формой компактной поверхности теплообмена. Представлены опытные данные как для случая движения внутри труб, так и для поперечного их обтекания в пучках, причем были использованы круглые трубы и трубы, сплющенные до овальной формы. Модификацией плоских труб являются трубы, сплющенные на отдельных участках. Такая форма приводит к разрушению пограничного слоя и интенсификации теплоотдачи без увеличения скорости теплоносителя.

Принята следующая система условных обозначений поверхностей: ПТ обозначает течение в прямых трубах; ПлТ – в плоских (овальных) трубах; ПлПжТ – в трубах, пережатых на отдельных участках.

Для случаев поперечного обтекания пучков круглых труб в обозначение входит указание на порядок расположения труб в пучке (К – коридорное, Ш – шахматное) и значения относительных поперечного и продольного шагов. Так, например, поверхность, имеющая обозначение Ш-1,50-1,00, представляет собой пучок труб с шахматным расположением, в котором поперечный шаг σ_1 равняется полутора диаметрам трубки ($1{,}5\,d$), а продольный (в направлении движения) шаг σ_2 равен диаметру трубки ($1{,}0\,d$).

Часть пучков из гладких труб исследована в стационарном режиме при нагревании воздуха паром, а все остальные пучки исследовались в нестационарном режиме. Режим исследования указан на рис. 1.206, а также в пояснениях к характеристикам гидравлического сопротивления и теплоотдачи на соответствующих графиках .

Геометрические характеристики трубчатых поверхностей, приведенные в табл. 1.74–1.75, включают гидравлический диаметр, отношение свободного сечения к полному (фронтальному) и поверхность теплообмена в единице объема ψ .

Поскольку основные характеристики гидравлического сопротивления и теплоотдачи поверхностей представлены на графиках в критериальной форме, они могут быть использованы для поверхностей с другими размерами, которые геометрически подобны исследованным, в частности для труб различных диаметров. Это справедливо и в отношении всех других поверхностей теплообмена, данные по которым представлены. При этом должно соблюдаться подобие и других геометрических параметров, например, высоты элементов шероховатости. Поэтому в тех случаях, когда размеры элементов поверхности сильно отличаются от размеров исследованной поверхности, нельзя ожидать большой точности в получаемых результатах.

На рис. 1.207 – 1.213 показаны разнообразные пластинчато-ребристые поверхности. Их применение особенно целесообразно, когда осуществляется теплообмен между двумя газовыми потоками, так как в этом случае развитая поверхность может быть эффективно использована на обеих сторонах теплообменного аппарата. Они позволяют сосредоточить в единице объема большую поверхность теплообмена. При конструировании таких аппаратов имеются широкие возможности комбинирования форм поверхности с учетом специфических свойств теплоносителей, для каждого из которых может быть выбрана наиболее подходящая развитая поверхность. Такой свободы в выборе типа поверхности нет в пучках труб, где оба теплоносителя движутся во взаимно перпендикулярных направлениях, причем поверхности теплообмена на обеих сторонах почти одинаковы.

Пластинчато-ребристые поверхности в зависимости от типа ребра подразделяются на поверхности с гладкими, жалюзийными, пластинчатыми и волнистыми, а также со стерженьковыми и перфорированными ребрами.

Поверхности с гладкими ребрами отличаются длинными каналами с гладкими стенками с характеристиками, близкими к полученным для движения внутри длинных круглых труб. Поскольку в этом случае проявляется влияние длины канала на гидравлическое сопротивление и теплоотдачу, то на приведенных графиках указано отношение длины к гидравлическому диаметру $\dfrac{l'}{4R_г}$. Под l' необходимо понимать не полную длину теплообменника в направлении потока, а длину гладкого ребра, поскольку на полной длине могут располагаться несколько гладких ребер, помещенных торец к торцу. В случае, если не осуществлена совершенная подгонка ребер друг к другу в местах их соприкосновения, поверхности будут вести себя так, как будто они самостоятельны и имеют свои собственные участки стабилизации гидродинамических и тепловых параметров. В выпускаемых промышленностью теплообменниках, как правило, не стремятся к совершенному сопряжению ребер.

Пластинчато-ребристые поверхности теплообмена могут иметь каналы прямоугольного и треугольного сечений и каналы со скругленными углами как в поперечном сечении, так и на входе. Некоторые из поверхностей с каналами треугольного сечения представляют собой комбинацию двух систем с различными размерами ребер, что позволяет добиться нужного соотношения поверхностей на горячей и холодной сторонах.

В таблицах с геометрическими характеристиками пластинчато-ребристых поверхностей приводятся данные о количестве ребер на единицу длины в направлении, перпендикулярном потоку. Так, например, поверхность ГлР–10 имеет 581,5 ребра на 1 м ширины пакета (табл. 1.76а).

Жалюзийные ребра выполняются путем прорезания пластины и отгибания полоски материала в поток газа (жидкости) через определенные интервалы. Этим достигается разрушение пограничного слоя и повышение интенсивности теплоотдачи по сравнению с наблюдающейся на поверхностях с гладкими ребрами при тех же условиях течения. Как правило, чем чаще происходит искусственное возмущение пограничного слоя, тем выше коэффициент теплоотдачи, хотя одновременно возрастает и коэффициент сопротивления. Геометрические характеристики пластинчато-ребристых поверхностей с жалюзийными ребрами приведены в табл. 1.76б.

Поверхности с короткими пластинчатыми ребрами аналогичны поверхностям с жалюзийными ребрами, отличаясь только тем, что короткая сторона сечения ребра располагается в направлении потока. Используя такую поверхность, можно делать ребра короткими в направлении потока, достигая очень высоких значений коэффициента теплоотдачи.

Трудность интерпретации и определения пределов применимости экспериментальных данных для поверхностей с короткими пластинчатыми ребрами больше, чем для любых других поверхностей, поскольку на характеристики гидравлического сопротивления существенно влияет толщина ребра и геометрия его передней кромки.

В заголовках на графиках, где представлены кривые, построенные по опытным данным для поверхностей с короткими пластинчатыми ребрами, указывается материал испытанных поверхностей, поскольку можно ожидать, что ребра из мягкого материала (алюминия) будут иметь кромки, до некоторой степени отличающиеся от кромок ребер из твердого материала (нержавеющей стали).

Большинство испытанных поверхностей имело алюминиевые ребра, что не позволяет полностью использовать

Аналогичные формулы для времени опорожнения можно получить из (1.182) для других емкостей, выполняя интегрирование, если известен закон изменения $\Omega(z)$. Приведем без вывода окончательные выражения для определения времени полного слива жидкости из

– цилиндрической емкости, расположенной горизонтально,

$$t = \frac{1{,}7W}{Q_{\text{нач}}}$$

– и шаровой емкости

$$t = \frac{1{,}6W}{Q_{\text{нач}}}$$

Истечение сжимаемого газа

При истечении в атмосферу газа (пара, …, воздуха) под высоким давлением происходит резкое изменение объема этого газа. В этом случае необходимо учесть его сжимаемость. Пренебрегая потерями в насадке, из которого происходит истечение совершенного газа, и влиянием веса газа, можно определить скорость адиабатического истечения по формуле Сен-Венана–Венцеля:

$$V = \sqrt{2g\frac{k}{k-1}\frac{p_0}{\gamma_0}\left[1-\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}\ \text{[м/с]} \qquad (1.183)$$

или

$$V = \sqrt{2\frac{k}{k-1}RT_0\left[1-\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}\ \text{[м/с]}, \qquad (1.184)$$

где V – скорость потока газа в самом узком сечении насадка, м/сек;

p_0 и p_1 –давление, под действием которого происходит истечение (до узкого сечения насадка), и давление среды, куда происходит истечение (например, атмосферы), соответственно, Па;

T_0 – абсолютная температура газа перед узким сечением насадка, K;

γ_0 – удельный вес газа при давлении p_0 и температуре T_0, Н/м^3;

R – газовая постоянная, Дж/кг;

$k = \frac{c_p}{c_v}$ – показатель адиабаты (значения k см. табл. (1.36));

c_p, c_v – средняя теплоемкость газов при постоянном давлении и постоянном объеме соответственно, Дж/(кг · K).

При уменьшении p_1 скорость истечения возрастает до тех пор, пока это давление становится равным критическому давлению

$$p_{\text{крит}} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} p_0.$$

Когда давление p_1 становится равным $p_{\text{крит}}$, скорость в узком сечении ω_1 насадка получается равной скорости распространения звука в данной среде.

Таблица 1.36

Удельный вес сухого газа при 0 °С и 1 *ата* и теплоемкость 1 *кг* сухого газа при 20 °С [272]

Наименование газов	Химическая формула	Удельный вес γ, кГ/м^3	Относительный вес (удельный вес воздуха равен 1,0)	C_p	C_v	k
Азот	N_2	1,2507	0,9672	0,250	0,178	1,40
Аммиак	NH_3	0,7710	0,5962	0,530	0,400	1,29
Аргон	Ar	1,7820	1,3781	0,127	0,077	1,66
Ацетилен	C_2H_2	1,1710	0,9056	0,402	0,323	1,25
Бензол	C_6H_6	3,4840	2,6950	0,299	0,272	1,10
Бутан (нормальный)	C_4H_{10}	2,6730	2,0672	0,458	0,414	1,11
Изобутан	C_4H_{10}	2,6680	2,0633	0,390	–	–
Воздух		1,2930	1,0000	0,241	0,172	1,40
Водород	H_2	0,0899	0,6450	3,410	2,420	1,41
Водяной пар	H_2O	0,8040	0,6218	–	–	–
Гелий	He	0,1785	0,1380	1,260	0,760	1,66
Гемиоксид азота	N_2O	1,9780	1,5297	0,210	0,164	1,28
Кислород	O_2	1,4290	1,1051	0,218	0,156	1,4*U*
Криптон	Kr	3,7080	2,8677	0,060	0,036	1,67
Ксенон	Xe	5,8510	4,5252	0,038	0,023	1,70

Продолжение таблицы 1.36

Наименование газов	Химическая формула	Удельный вес γ, кг/м³	Относительный вес (удельный вес воздуха равен 1,0)	C_p	C_v	k
Метан	CH_4	0,7170	0,5545	0,531	0,405	1,31
Неон	Ne	0,9002	0,6962	0,248	0,148	1,68
Озон	O_3	2,2200	1,7169	–	–	1,29
Оксид азота	NO	1,3400	1,0363	0,233	0,166	1,38
Оксид углерода	CO	1,2500	0,9667	0,250	0,180	1,40
Пропан	C_3H_8	2,0200	1,5622	0,445	0,394	1,13
Пропилен	C_3H_6	1,9140	1,4802	0,390	0,343	1,17
Сероводород	H_2S	1,5390	1,1902	0,253	0,192	1,3Э
Сероокись углерода	COS	2,7210	2,1044	–	–	–
Диоксид серы	SO_2	2,9270	2,2637	0,151	0,120	1,25
Диоксид углерода	CO_2	1,9760	1,5282	0,200	0,156	1,30
Хлор	Cl	3,2170	2,4880	0,115	0,085	1,36
Хлористый метил	CH_3Cl	2,3080	1,7772	0,177	0,139	1,28
Этан	C_2H_6	1,3570	1,0486	0,413	0,345	1,20
Этилен	C_2H_4	1,2610	0,9752	0,365	0,292	1,25

При дальнейшем понижении давления p_1 скорость в указанном сечении остается равной скорости звука, а струя на выходе начинает расширяться. Таким образом, при понижении давления ниже критического весовой расход газа не увеличивается, а остается равным

$$G = \gamma_1 \omega_1 V_1 = \omega_1 \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{\frac{2k}{k+1} g \gamma_0 p_0}\,. \qquad (1.185)$$

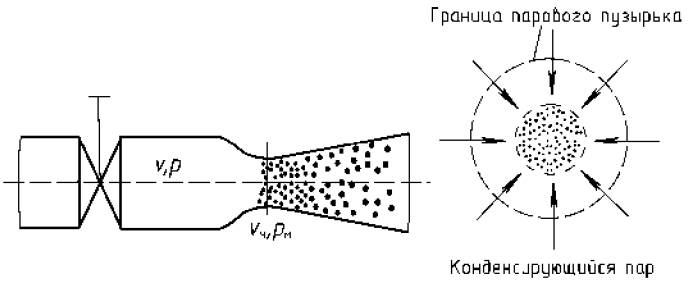
Поэтому формула (1.183) или (1.184) может быть применена для вычисления скорости и соответственно расхода лишь при $p_1 \geq p_{крит}$. При $p_1 < p_{крит}$ следует пользоваться формулой (1.185).

1.6.3. Кавитация

Кавитацией называется явление образования в жидкости полостей, заполненных паром или паром и газом, в области потока с пониженным давлением с последующей конденсацией паров в области повышенного давления.

При кавитации нарушается неразрывность жидкой среды и возникает ряд весьма нежелательных явлений. Прежде всего, имеет место ухудшение характеристик элементов гидравлических систем, выражающееся в увеличении потерь напора. Это ухудшает характеристики гидравлической системы в целом: снижается расход в системе и, следовательно, увеличивается время заполнения бака и т. д. Кроме того, при кавитации возможно разрушение элементов системы, находящихся в области конденсации паров.

Для выяснения причин возникновения кавитации рассмотрим движение жидкости по трубопроводу, который вначале плавно сужается, а затем расширяется. В лабораторных условиях для наглядности применяют трубопровод такой же формы, изготовленный из прозрачного материала. К регулировочному крану, установленному перед трубопроводом, подводят жидкость под достаточно большим давлением (рис. 1.77*а*). Постепенно открывая кран, увеличивают расход жидкости, движущейся по трубопроводу. При этом в месте сужения потока увеличивается скорость $V_м$ и уменьшается абсолютное давление $p_м$. Когда давление $p_м$ становится равным $p_{нп}$ – давлению насыщенных паров при данной температуре, наблюдается местное кипение жидкости с образованием пузырьков, наполненных паром или паром и газом. При дальнейшем открытии крана еще больше повышается скорость, понижается давление в области сужения потока, зона кавитации расширяется.



а) кавитационная трубка

б) конденсация паровых пузырей (местный гидравлический удар)

Рис. 1.77. Явление кавитации

полученные значения характеристик теплоотдачи для стальных ребер и ребер из других материалов при расчете теплообменного аппарата в целом.

Поверхности с короткими пластинчатыми ребрами имеют обозначение ПлР-0.

Поверхности с волнистыми ребрами также высокоэффективны и по своим характеристикам приближаются к поверхностям с жалюзийными и короткими пластинчатыми ребрами. Изменения направления потока, вызванные ребрами, приводят к отрыву пограничного слоя, т.е. к тому же результату, что и жалюзийные ребра. Геометрические характеристики поверхностей с волнистыми ребрами приведены в табл. 1.76г.

Пластинчато-стерженьковые поверхности являются примером развитой поверхности, в которой высокие значения коэффициента теплоотдачи обусловлены тонким пограничным слоем на ребрах. При изготовлении ребер из тонкой проволоки эффективная длина ребра равна половине окружности и потому мала. Пластинчато-стерженьковые поверхности характеризуются весьма высокими значениями коэффициента сопротивления, обусловленными главным образом отрывом пограничного слоя при поперечном обтекании стержней. Однако высокие значения коэффициента теплоотдачи дают во многих случаях выигрыш по сравнению с потерями, связанными с высоким значением коэффициента сопротивления, что и определяет целесообразность применения таких поверхностей. Условное обозначение этих поверхностей показано на рис. 1.212.

Приведены также характеристики одной поверхности с перфорированными ребрами (табл. 1.76е). Отверстия, вырезанные в ребрах, и в этом случае служат для разрушения пограничного слоя. Коэффициент трения для этой поверхности очень мал. Опытных данных для таких поверхностей еще недостаточно для того, чтобы можно было сделать более определенные заключения о ее характеристиках.

Геометрические характеристики пластинчато-ребристых поверхностей, приведенные в табл. 1.76, необходимы для их расчета наряду с данными о гидравлическом сопротивлении и теплоотдаче. Следует отметить, что величина поверхности теплообмена, заключенная в единице объема и обозначенная β, соответствует объему с одной стороны потока, ограниченному двумя пластинами, между которыми находятся ребра данного типа. Эту поверхность нельзя относить к полному объему теплообменника, так как в каналах для второго теплоносителя может быть использована развитая поверхность другого типа.

Экстраполяция данных, характеризующих приведенные пластинчато-ребристые поверхности, на поверхности, геометрически подобные им, но имеющие другой гидравлический диаметр, не связана с большими погрешностями при умеренных отклонениях в значениях этого параметра. В то же время для различных поверхностей с разрезными ребрами погрешности значительно больше, что связано с сильным влиянием таких факторов, как чистота кромки ребра и его поверхности, а также технология соединения ребер. Большие поверхности обладают более стабильными гидравлическими характеристиками, чем малые.

Если используют поверхности первоначального размера, но с ребрами другой толщины, то это мало влияет на безразмерные характеристики пластинчатых поверхностей с гладкими ребрами, но становится существенным для поверхностей с жалюзийными и короткими пластинчатыми ребрами.

Необходимо учитывать, что изменение толщины ребра для некоторых поверхностей влияет на площадь свободного сечения и гидравлический диаметр. Поэтому геометрические характеристики в таблицах должны быть соответственно изменены.

На рис. 1.214 – 1.217 показаны эскизы 21 оребренной трубчатой поверхности. Как правило, эти поверхности используют в тех случаях, когда один из теплоносителей – газ, а другой – капельная жидкость. Газы имеют более низкий коэффициент теплоотдачи по сравнению с жидкостями, и, следовательно, для стороны газа в теплообменнике требуется большая поверхность теплоотдачи. Оребренные трубы удовлетворяют этому требованию.

Приведены характеристики трех основных типов оребренных трубчатых поверхностей:

1) круглые трубы с накатанными по спирали круглыми ребрами;

2) круглые трубы со сплошными ребрами;

3) плоские оребренные трубы.

Геометрические характеристики оребренных трубчатых поверхностей содержатся в табл. 1.77. Так как основные характеристики гидравлического сопротивления и теплоотдачи для них представлены в критериальной форме, то они применимы к поверхностям с другими размерами, геометрически подобными исследованным.

Все рассмотренные оребренные трубы имеют непрерывные ребра, выполненные по винтовой линии. Можно полагать, что приведенные характеристики применимы и к трубам с круглыми ребрами – шайбами.

На рис. 1.218-1.220 показаны три типа насадочных (матричных) поверхностей. Из всех этих поверхностей наиболее четко определена решетчатая поверхность, образованная рядами стержней, размещенных в определенном порядке (рис. 1.218).

Приведены параметры решетчатых насадок с шахматным, коридорным и беспорядочным расположением стрежней при совершенном прилегании стержней соседних рядов (каждый ряд касался другого). Геометрические характеристики семи исследованных образцов собраны в табл. 1.78.

Эскизы плетеных сетчатых насадок с произвольной ориентацией отдельных сеток показаны на рис. 1.219.

Другим типом является насадочная поверхность, образованная большим числом беспорядочно расположенных шариков (рис. 1.220).

Насадочные поверхности обладают высокой компактностью, если в них используются тонкие стержни, проволока и шарики небольшого диаметра. Типичными примерами использования таких поверхностей является применение их в регенеративных теплообменниках периодического действия, в качестве топливных элементов – в ядерных реакторах и в качестве тепловых аккумуляторов – в системах воздухоподогревателей, где тепло отбирается от выхлопных газов.

1.9.4. Краткое описание таблиц и графиков

Обобщенные опытные данные для 126 компактных поверхностей приведены на рис. 1.221 – 1.315 и в табл. 1.79 – 1.88. Они представлены в том же порядке, что и эскизы поверхностей на рис. 1.205 – 1.220. Кроме того, эскизы поверхностей даны на каждом из графиков, характеризующих гидравлическое сопротивление и теплоотдачу. Сведения о геометрии поверхностей, помимо табл. 1.74–1.78, приведены также в тексте, относящемся к графику.

Образовавшиеся в области пониженного давления паровые пузыри, попадая при движении в потоке в зону повышенного давления, исчезают вследствие конденсации пара. Конденсация пара происходит с большой скоростью, поэтому образовавшееся на месте парового пузыря пустое пространство со всех сторон заполняется жидкостью, частицы которой при этом получают большую скорость. Однако в центре полости жидкость резко тормозится, что приводит к образованию так называемого местного гидравлического удара. На рис. 1.77*б* показана схема возникновения местного гидравлического удара в центральной части полости при конденсации пара. Местные гидроудары при конденсации пара в пузырях в области повышенного давления в потоке являются источниками шума, вибраций, а иногда и разрушения материала элементов гидросистемы под воздействием резкого местного повышения давления.

Кавитация возникает в тех местах потока, где абсолютное давление минимальное. Такими являются места, где струйки потока сужаются с последующим расширением. В этих местах растет скорость и удельная кинетическая энергия за счет энергии давления. Струйки потока сужаются при движении жидкости через некоторые местные сопротивления, например, задвижки, краны (рис. 1.77*а*), диафрагмы, а также при обтекании потоком вращающихся лопастей насоса, турбины.

Заметим, что для возникновения кавитации сужение трубопровода не является обязательным условием. Кавитация может возникнуть и в трубах постоянного сечения при большом понижении давления вследствие потерь напора. Например, в трубопроводе перед насосом. Кавитация в этом случае нарушает нормальную работу насоса и приводит к разрушению материала его элементов.

На возникновение и развитие кавитации оказывают влияние наличие растворенного в жидкости газа, степень шероховатости поверхности трубопровода, протяженность области пониженного давления в потоке. Рассмотрим влияние различных факторов на кавитацию.

Чем больше растворенного в жидкости газа, тем раньше начнется кавитация. Это обусловлено тем, что при понижении давления в потоке образовавшиеся пузыри газа могут явиться источниками, способствующими началу местного кипения жидкости. В этом случае при кавитации образуются пузыри, содержащие пар и газ. Вредные последствия кавитации будут меньшими по сравнению с последствиями, когда пузыри заполнены только паром, так как местные гидроудары при исчезновении паровых пузырей будут «амортизироваться» газом, находящимся в них.

Чтобы понять влияние шероховатости на кавитацию, надо вспомнить, что элементы шероховатости, выступающие из ламинарного подслоя при турбулентном течении жидкости, вызывают вихреобразование с понижением давления в месте образования вихрей. Поэтому увеличение шероховатости поверхности трубопровода приводит к более раннему возникновению кавитации.

На кавитацию влияет и протяженность области пониженного давления в потоке. Чем она больше, тем больше время прохождения частиц жидкости через зону пониженного давления, тем больше паровых пузырей образуется, тем крупнее они будут. Это означает, что интенсивнее будет проходить кавитация, больше окажется ее вредных последствий.

Определение величины местного давления в местных сопротивлениях, где имеется сужение потока (краны, задвижки, клапаны, отводы и др.), представляет собой очень сложную задачу. Поэтому использовать в качестве условия начала кавитации условие $p_м = p_d$ не всегда представляется возможным из-за незнания $p_м$. Иногда в качестве критерия кавитации используют число кавитации σ, которое определяется по формуле

$$\sigma = \frac{p - p_d}{\rho V^2 / 2}, \qquad (1.186)$$

где p и V – давление и скорость жидкости (средняя) перед местным сопротивлением.

Критическим числом кавитации $\sigma_{кр}$ называют такое его значение, при котором возникает кавитация. Для каждого вида местного сопротивления критическое число кавитации определяется опытным путем. Если фактическое число кавитации $\sigma > \sigma_{кр}$, кавитация отсутствует, и коэффициент потери напора ζ не зависит от числа кавитации σ. При $\sigma < \sigma_{кр}$ внутри местного сопротивления возникает кавитация. В случае дальнейшего уменьшения σ коэффициент ζ возрастает.

Из изложенного о кавитации следует, что для предотвращения кавитации при проектировании и эксплуатации гидравлических систем важно не допускать чрезмерного понижения абсолютного давления во всех элементах системы.

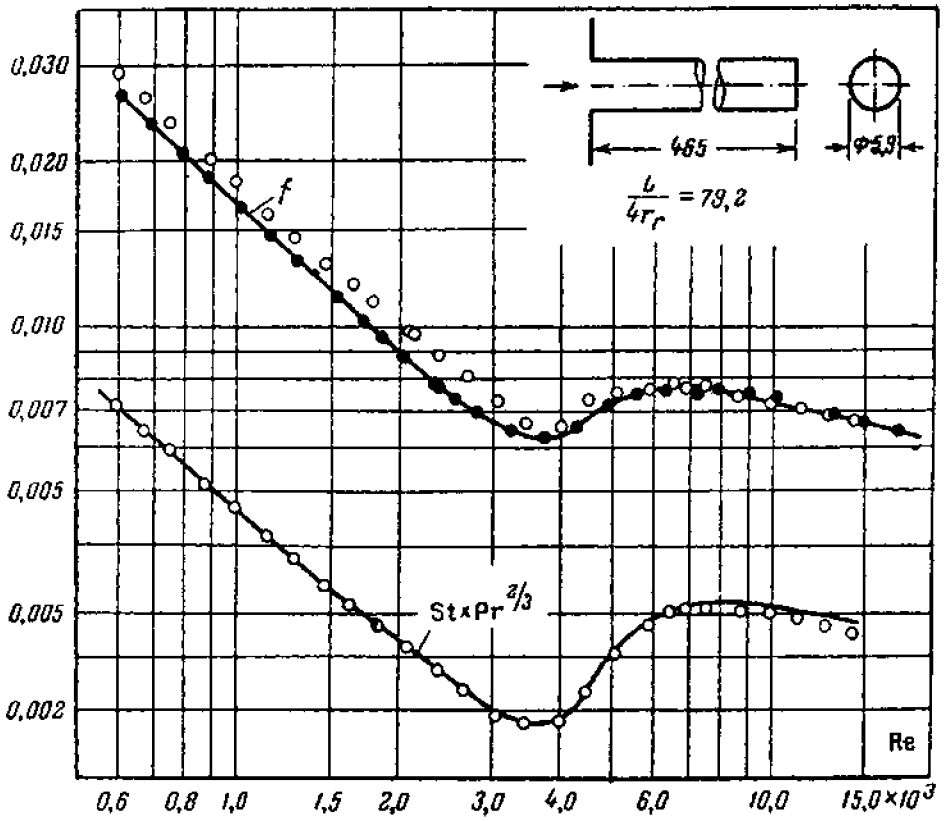


Рис. 1.221. Поток в круглых трубах. Поверхность ПТ-1.
Гидравлический диаметр 5,9 мм.
Площадь свободного сечения одной трубы $0{,}27 \cdot 10^{-4}$ м^2

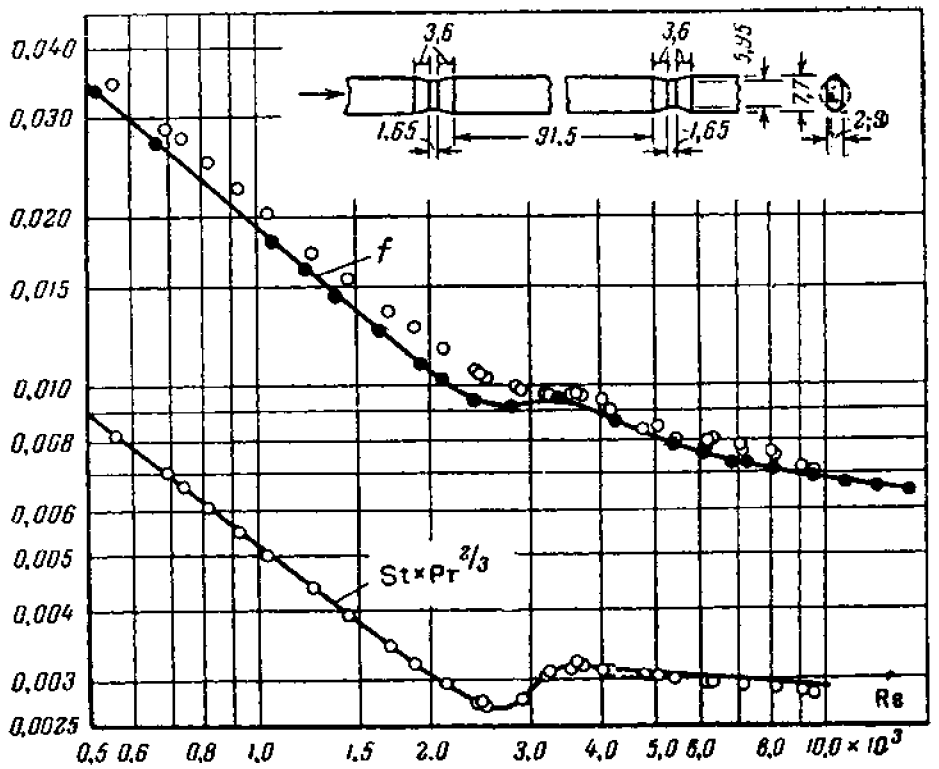


Рис. 1.222. Поток в плоской трубе. Поверхность ПлТ-1.
Гидравлический диаметр канала $4r_г = 4{,}4$ мм.
Минимальное свободное сечение одной трубы $f_с = 0{,}204 \cdot 10^{-4}$ м^2

Основные условные обозначения к пп. 1.7 и 1.8

Наименование величины	Обозначение	Размерность величины в системе СИ
Высота выступов шероховатости стенок средняя (абсолютная шероховатость)	Δ_0	м
Высота стыка	$\delta_{ст}$	м
Давление избыточное	$p_н$	Па
Давление полное или давление торможения потока	p^*	Па
Длина свободной струи	$S_с$	м
Запыленность	z	г/м^3
Количество элементов	$n_э$	–
Концентрация частиц, взвешенных в потоке массовая	$\mu_к$	–
Коэффициент гидравлического сопротивления	$\zeta = \dfrac{\Delta p}{\rho w^2/2}$	–
Коэффициент живого сечения (просвет) решетки, диафрагмы, слоя и т. п.	$\overline{f} = \dfrac{F_{отв}}{F_р}$	–
Коэффициент заполнения сечения (коэффициент сжатия)	$\varepsilon = \dfrac{F_{сж}}{F_0}$	–
Коэффициент местного гидравлического сопротивления	$\zeta_м$	–
Коэффициент очистки	$\eta_п$	–
Коэффициент расхода	μ	–
Коэффициент сопротивления трения участка длиной	$\zeta_{тр}$	–
Мощность	$N_м$	Вт
Объем удельный	$v_у$	м^3/кг
Отношение площадей сечений (степень расширения или сужения сечения)	$n_п$	–
Плотность газа при критической скорости	$\rho_{кр}$	кг/м^3
Плотность заторможенного потока газа	ρ^*	кг/м^3
Площади поперечного сечения	F, f	м^2
Площадь поверхности	S_0	м^2
Площадь (миделева) тела в потоке	$S_м$	м^2
Показатель политропы	n	–
Показатель степени	m	–
Пористость (доля свободного объема)	ε'	–
Потеря полного давления	Δp	Па
Пылеемкость	$z_п$	кг/м^2
Радиусы поперечного сечения круглой трубы или закруглений	R_0, r	м

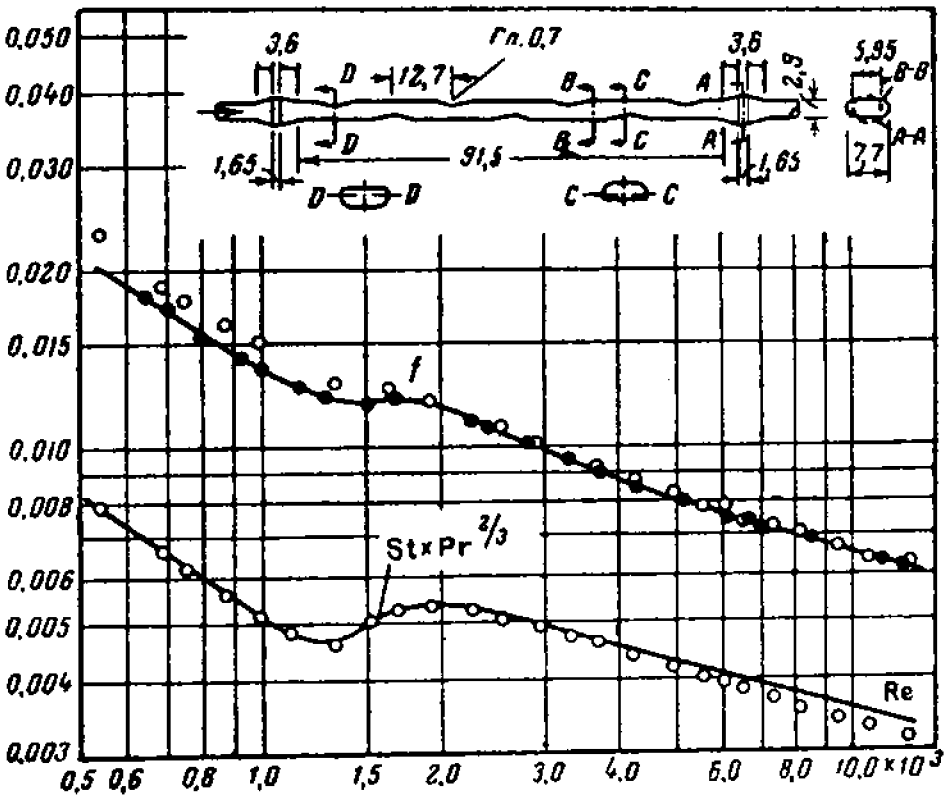


Рис. 1.223. Поток в плоской пережатой трубе. Поверхность ПлПжТ-1.
Глубина вмятины 0,76 мм. Гидравлический диаметр канала $4r_г = 3{,}4$ мм.
Минимальное свободное сечение одной трубы $f_c = 0{,}157 \cdot 10^{-4}$ м^2

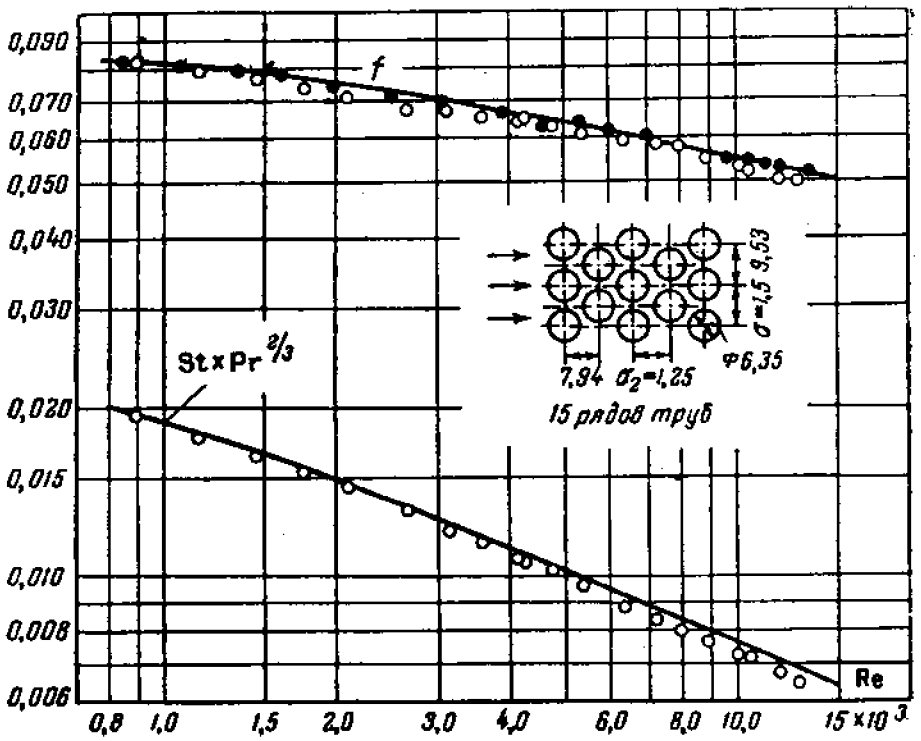


Рис. 1.224. Поперечное обтекание шахматного пучка труб.
Поверхность Ш-1,50–1,25 (стационарный режим).
Минимальное свободное сечение перпендикулярно потоку.

Гидравлический диаметр $4r_г = 5{,}03$ мм; $\sigma = \dfrac{f_c}{f_{фр}} = 0{,}333$; $\psi = \dfrac{S_0}{f_{фр}L} = 263{,}45$ м^2/м^3

Наименование величины	Обозначение	Размерность величины в системе СИ
Расход жидкости (газа) объемный	Q	$м^3/с$
Расход массовый жидкости (газа)	G	кг/с
Сила лобового сопротивления	$P_д$	Н
Скорость бокового оттока (притока)	v	м/с
Скорость звука в заторможенном потоке	a^*	м/с
Скорость потока	w	м/с
Скорость потока продольная пульсационная	w'	м/с
Степень орошения	m_0	$м^3/м^3$
Степень турбулентности	$\varepsilon_т = \frac{\sqrt{\overline{w'^2}}}{w_0}$	–
Температура торможения потока термодинамическая	T^*	К
Толщина стенки, пограничного слоя или пристеночного слоя	$\delta_т$	м
Угол расширения или сужения центральный; угол ответвления тройника; угол набегания потока на тело	α	°
Шаг (расстояние между стержнями в пучке труб, между отверстиями решетки и т. д.)	S, s	м
Шероховатость стенок относительная	$\overline{\Delta} = \frac{\Delta}{D_г}$; $\overline{\Delta}_0 = \frac{\Delta_0}{D_г}$	–
Шероховатость стенок эквивалентная равномерно-зернистая	Δ	м

ИНДЕКСЫ

Индексы при *F, f, D, d,* П, *a, b, w, p, Q,* ρ показывают, что они относятся к следующим сечениям или участкам:

0 – к определяющему сечению (наиболее узкому);

1 – к широкому сечению при расширении или сужении участка;

к – к промежуточному сечению изогнутого канала (колена, отвода) или к рабочей камере аппарата;

сж – к сжатому сечению струи при истечении из отверстия (насадка);

отв – к отверстию диафрагмы или единичному отверстию решетки, сетки;

р – к фронту решетки, сетки, диафрагмы;

б, п, с, – соответственно к боковому ответвлению, прямому проходу и сборному рукаву тройника

вых – к выходному сечению;

∞ – к скорости в бесконечности.

Индексы 0, 1, к и д при *l* относятся соответственно к прямому входному, прямому выходному, промежуточному (для изогнутого канала) и диффузорному участкам.

Индексы при Δр и ζ указывают на следующие виды гидравлического сопротивления:

м – местное;

тр – трения; сумм – суммарное;

д – общее сопротивление диффузора, помещенного внутри сети;

п – полное сопротивление диффузора или отвода, помещенного на входе из сети;

вн – внутреннее сопротивление диффузора;

расш – сопротивление расширению потока в диффузоре;

уд – сопротивление удара при внезапном расширении;

б и п – сопротивления соответственно бокового ответвления и прямого прохода тройника (для коэффициентов сопротивления, приведенных к скорости в соответствующих ответвлениях);

с.б, с.п – коэффициенты сопротивления бокового ответвления и прямого прохода тройника, приведенные к скорости в сборном рукаве тройника.

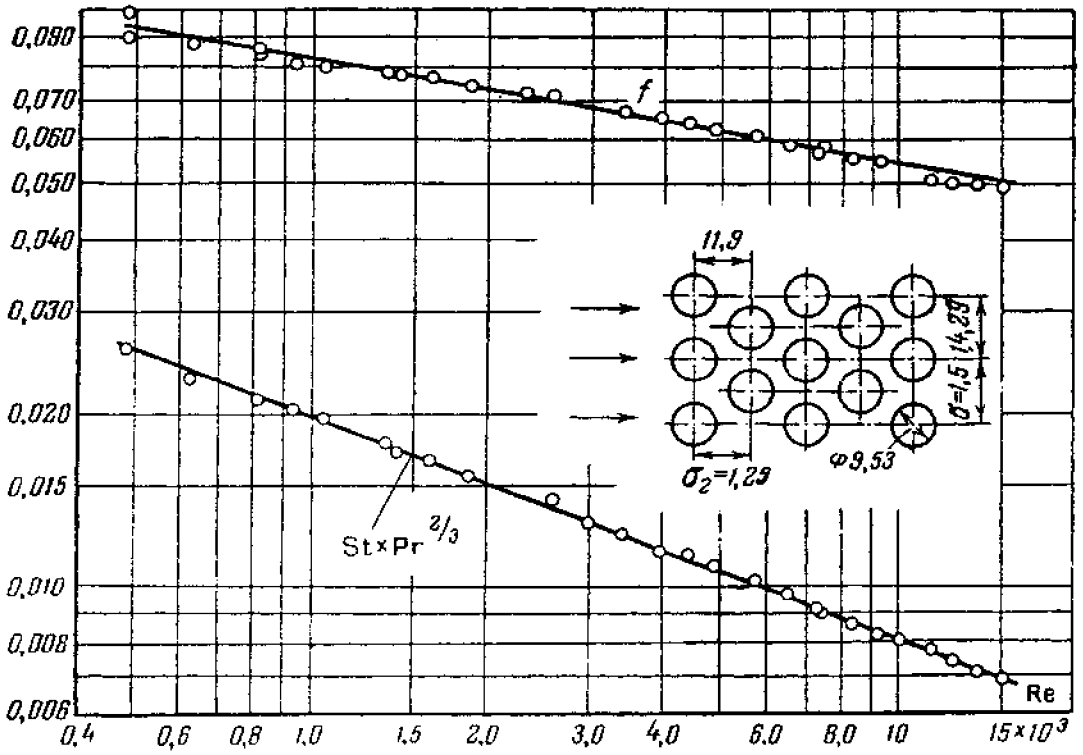


Рис. 1.225. Поперечное обтекание шахматного пучка труб.
Поверхность Ш-1,50-1,25а (нестационарный режим).
Минимальное свободное сечение перпендикулярно потоку.
Гидравлический диаметр $4r_г$ = 7,57 мм; σ = 0,333; ψ = 175,19 м^2/м^3

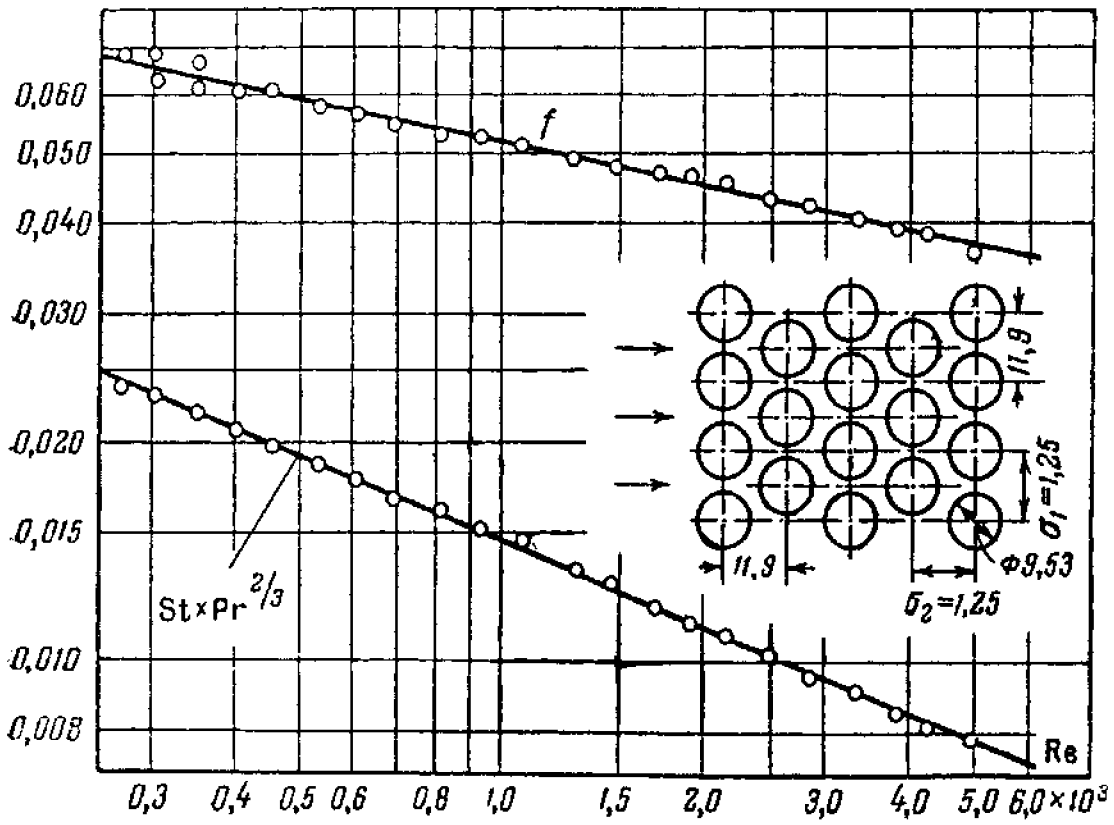


Рис. 1.226. Поперечное обтекание шахматного пучка труб.
Поверхность Ш-1,25-1,25 (нестационарный режим).
Минимальное свободное сечение перпендикулярно потоку.
Гидравлический диаметр $4r_г$=3,81 мм; σ = 0,200; ψ = 211,28 м^2/м^3

1.7. СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРИ ТЕЧЕНИИ ПО ПРЯМЫМ ТРУБАМ И КАНАЛАМ (КОЭФФИЦИЕНТЫ СОПРОТИВЛЕНИЯ ТРЕНИЯ И ПАРАМЕТРЫ ШЕРОХОВАТОСТИ)

1.7.1. Пояснения и практические рекомендации

1. Потери давления по длине прямой трубы (канала) постоянного поперечного сечения (линейные потери, или потери на трение) вычисляются по формуле Дарси–Вейсбаха:

$$h_l = \frac{\lambda}{4}\cdot\frac{S_0}{F_0}\cdot\frac{w_0^2}{2g} = \lambda\cdot\frac{\Pi_0 l}{4F_0}\cdot\frac{w_0^2}{2g} = \lambda\frac{l}{D_г}\cdot\frac{w_0^2}{2g} \qquad (1.187)$$

или

$$\Delta p_{тр} = \lambda\frac{l}{D_ц}\cdot\frac{\rho w_0^2}{2} = \zeta\frac{\rho w_0^2}{2}, \qquad (1.188)$$

где Π_0 – периметр; $R_г$ –гидравлический радиус; S_0 – площадь поверхности трения.

2. Использование гидравлического (эквивалентного) диаметра $D_г$ в качестве характерного размера в формулах сопротивления (1.187) и (1.188) допустимо только в тех случаях, когда по всему или почти по всему периметру сечения толщина δ_0 пристеночного слоя (в пределах которого скорость изменяется от нуля до значения, близкого к максимуму) очень мала по сравнению с размером поперечного сечения канала $\delta_0 \ll D_г$ [471].

3. В случае турбулентного течения при больших числах $\mathrm{Re} = \frac{w_0 D_0}{\nu}$ скорость в основном изменяется в пределах тонкого пристеночного слоя. Поэтому, если использовать $D_г$ в качестве характерного размера, то закон сопротивления для труб различной формы поперечного сечения оказывается приблизительно одинаковым. Однако и при турбулентном течении для отдельных геометрических форм коэффициент сопротивления трения имеет различные значения.

4. Для расчета гидравлического сопротивления трубы (канала) при стабилизированном ламинарном течении использовать $D_г$ нельзя. При этом режиме его применение допустимо только для входной части начального участка трубы, когда толщина δ_0 еще очень мала [251]. Для определения сопротивления по (1.187) и (1.188) вводят соответствующие поправки, учитывающие влияние формы поперечного сечения труб (каналов).

5. Сопротивление движению жидкости или газа при ламинарном режиме обусловлено силами внутреннего трения (вязкостью), появляющимися при перемещении одного слоя жидкости (газа) относительно другого. Силы вязкости пропорциональны первой степени скорости потока.

6. Благодаря преобладанию при ламинарном режиме сил вязкости даже обтекание выступов шероховатой поверхности происходит плавно. Поэтому шероховатость стенок, если она не очень велика, не влияет на сопротивление, и коэффициент сопротивления трения при этом режиме всегда зависит только от числа Рейнольдса.

7. При увеличении числа Re начинают преобладать силы инерции, пропорциональные квадрату скорости. При этом возникает турбулентное движение, характеризующееся появлением поперечных составляющих скорости, вызывающих перемешивание жидкости (газа) во всем потоке и обмен количеством движения беспорядочно движущихся масс жидкости. Все это приводит к резкому возрастанию сопротивления движению при турбулентном режиме по сравнению с ламинарным [1].

При шероховатой поверхности стенок обтекание выступов происходит с отрывом струи, и коэффициент сопротивления в этом случае зависит не только от числа Re, но и от относительной шероховатости

$$\bar{\Delta}_0 = \frac{\Delta_0}{D_0} \quad \left(\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_г}\right).$$

8. Трубы и каналы могут быть как гладкими, так и шероховатыми. При этом шероховатость может быть равномерной (равномерно-зернистой) и неравномерной. Оба вида шероховатости различают по форме выступов, их размерам, промежуткам между ними и т. д. Большинство технических труб характеризуется неравномерной шероховатостью.

9. Среднюю высоту Δ_0 выступов шероховатости, выраженную в единицах длины, называют абсолютной шероховатостью. Отношение средней высоты выступов к гидравлическому диаметру трубы, т. е.

$$\bar{\Delta}_0 = \frac{\Delta_0}{D_0} \text{ или } \bar{\Delta}_0 = \frac{\Delta_0}{D_г} \quad \left(\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_г}\right).$$

называют относительной шероховатостью. Ввиду того, что геометрические характеристики абсолютной шероховатости не могут в достаточной степени определять сопротивление трубы, введено понятие о гидравлически эквивалентной равномерно-зернистой шероховатости Δ, которая определяется путем измерения сопротивления.

10. Несмотря на то, что для гладких труб с возрастанием числа Re коэффициент сопротивления должен уменьшаться, в шероховатых трубах при увеличении этого числа обнаруживается увеличение коэффициента λ при неизменной геометрической шероховатости. Объясняется это влиянием вязкого подслоя. Если толщина вязкого подслоя больше выступов ($\delta_т > \Delta$, рис. 1.78*а*), то они целиком покрываются этим слоем. При малых скоростях, характерных для вязкого подслоя, поток плавно обтекает неровности, и они не оказывают никакого влияния на характер потока. В этом случае λ с увеличением Re уменьшается.

11. С возрастанием числа Рейнольдса толщина вязкого подслоя уменьшается, и при достижении определенного значения Re она может стать меньше высоты выступов ($\delta_т < \Delta$, рис. 1.78*б*). При этом выступы усиливают вихреобразование, и следовательно, повышают потери давления, что выражается в увеличении λ с увеличением числа Re.

Таким образом, трубы можно считать гладкими, пока высота шероховатых выступов меньше толщины вязкого подслоя.

12. Эквивалентная шероховатость Δ зависит:

а) от материала и способа производства труб (например, чугунные трубы, изготовленные центробежным литьем, более гладкие, чем сварные); при этом трубы, изготовленные

[1] Вместе с тем, поскольку коэффициент сопротивления λ определяется как отношение потерь полного давления к динамическому давлению $\left[\lambda = \Delta p_{тр} \Big/ \left(\frac{l}{D_г}\cdot\frac{\rho w_0^2}{2}\right)\right]$, с уменьшением Re он всегда возрастает.

одним и тем же способом, как правило, имеют одну и ту же эквивалентную шероховатость независимо от диаметра;

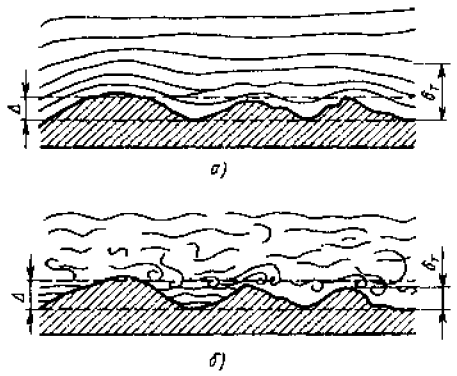


Рис. 1.78. Схема обтекания шероховатых выступов при различных режимах течения: *а* – $\delta_т > \Delta$; *б* – $\delta_т < \Delta$

б) от свойства жидкости (газа), протекающей по трубе; влияние жидкости на внутреннюю поверхность трубы может проявляться в виде коррозии стенок, образования наростов и выпадения осадка;

в) от продолжительности эксплуатации труб.

13. Зависимость коэффициента сопротивления трения λ от Re и $\bar{\Delta}_0$, установленная опытами Никурадзе [470] для стабилизированного течения (см. параграф 1.5) в трубах с равномерно-зернистой шероховатостью[1] (рис. 1.79), указывает на существование трех основных режимов (областей) протекания потока.

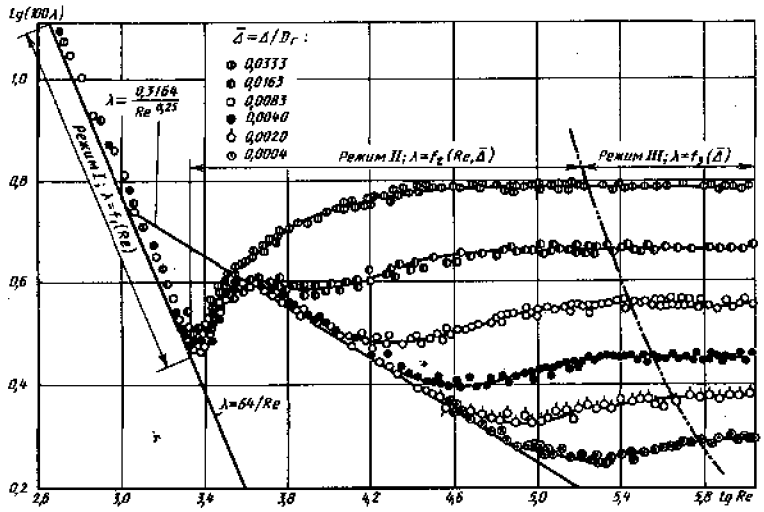


Рис. 1.79. Зависимость коэффициента сопротивления λ от числа Рейнольдса для труб с равномерно-зернистой шероховатостью [933]

14. Первый режим, называемый ламинарным, относится к малым значениям чисел Re (до Re = 2000) и характеризуется тем, что шероховатость не оказывает никакого влияния на величину λ. По закону Гагена – Пуазейля [836]

$$\lambda = \frac{64}{\mathrm{Re}}. \qquad (1.189)$$

15. Второй режим, называемый переходным, содержит три участка кривых сопротивления для труб с равномерно-зернистой шероховатостью.

1). Участок, относящийся к переходной (критической) области между ламинарным и турбулентным течениями (примерно в пределах Re = 2000 ÷ 4000). В этой области коэффициент сопротивления λ возрастает с увеличением числа Re. Вместе с тем этот коэффициент продолжает оставаться одинаковым для различных значений относительной шероховатости.

2). Участок, для которого кривые сопротивления труб с различной шероховатостью совпадают с кривой Блазиуса для гладких труб

$$\lambda = \frac{0,3164}{\mathrm{Re}^{0,25}}. \qquad (1.190)$$

Закон сопротивления по последней формуле справедлив в тем меньшем интервале чисел Re, чем больше относительная шероховатость.

3). Участок, для которого кривые сопротивления труб с различной шероховатостью расходятся, отходя от прямой, получаемой по (1.190). При этом коэффициенты сопротивления в определенных интервалах чисел Re[2] тем больше, чем значительнее относительная шероховатость.

16. Третий режим, называемый квадратичным, или режимом вполне шероховатых стенок, а также режимом турбулентной автомодельности, характеризуется тем, что коэффициенты сопротивления для каждого значения относительной шероховатости становятся постоянными, не зависящими от числа Re.

17. Из формул сопротивления Никурадзе [470] для шероховатых труб [см. (1.191)] и формулы сопротивления Филоненко–Альтшуля [17, 655] для гладких труб [см. (1.194)] следует, что трубы с равномерно-зернистой шероховатостью могут считаться гидравлически гладкими, если

$$\bar{\Delta} \le \bar{\Delta}_{\text{пред}},$$

где

$$\bar{\Delta}_{\text{пред}} = \left(\frac{\Delta}{D_г}\right)_{\text{пред}} = \frac{18\lg\mathrm{Re} - 16,4}{\mathrm{Re}}.$$

Для значения Re до 10^5, используя формулу Блазиуса, получим:

$$\bar{\Delta}_{\text{пред}} \approx 17,85\,\mathrm{Re}^{-0,875}.$$

Отсюда граничные (предельные) числа Рейнольдса, при которых начинается влияние шероховатости,

$$\mathrm{Re}'_{\text{пред}} = \frac{26,9}{\bar{\Delta}^{1,143}}.$$

18. Для труб с равномерно-зернистой шероховатостью предельное значение числа Рейнольдса, при котором начинает действовать квадратичный закон сопротивления,

$$\mathrm{Re}''_{\text{пред}} = \frac{217 - 382\lg\bar{\Delta}}{\bar{\Delta}};$$

[1] Имеется в виду искусственная песчаная равномерно-зернистая шероховатость в том виде, в каком она была получена Никурадзе. Характер кривых при других видах искусственной шероховатости может получиться несколько иным [709].

[2] В этих интервалах значений Re возрастание λ прекращается.

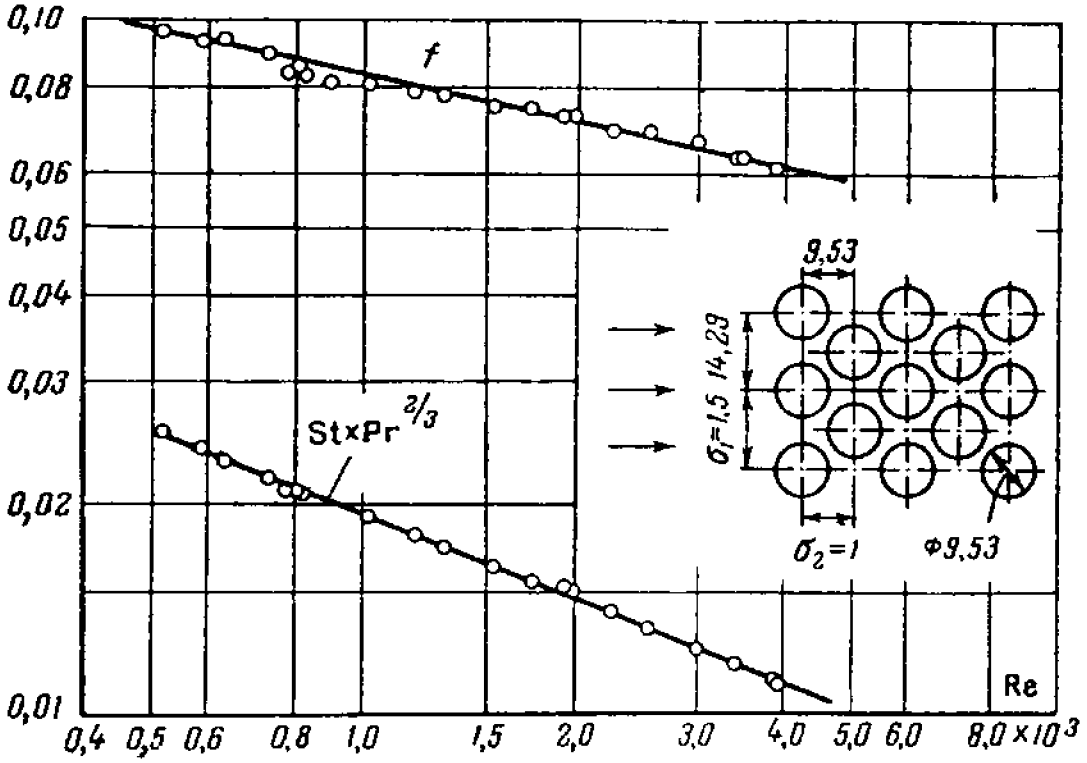


Рис. 1.227. Поперечное обтекание шахматного пучка труб.
Поверхность Ш-1,50-1,00 (нестационарный режим).
Минимальное свободное сечение перпендикулярно потоку.
Гидравлический диаметр $4r_г$ = 5,90 мм; σ = 0,333; ψ = 220,14 м^2/м^3

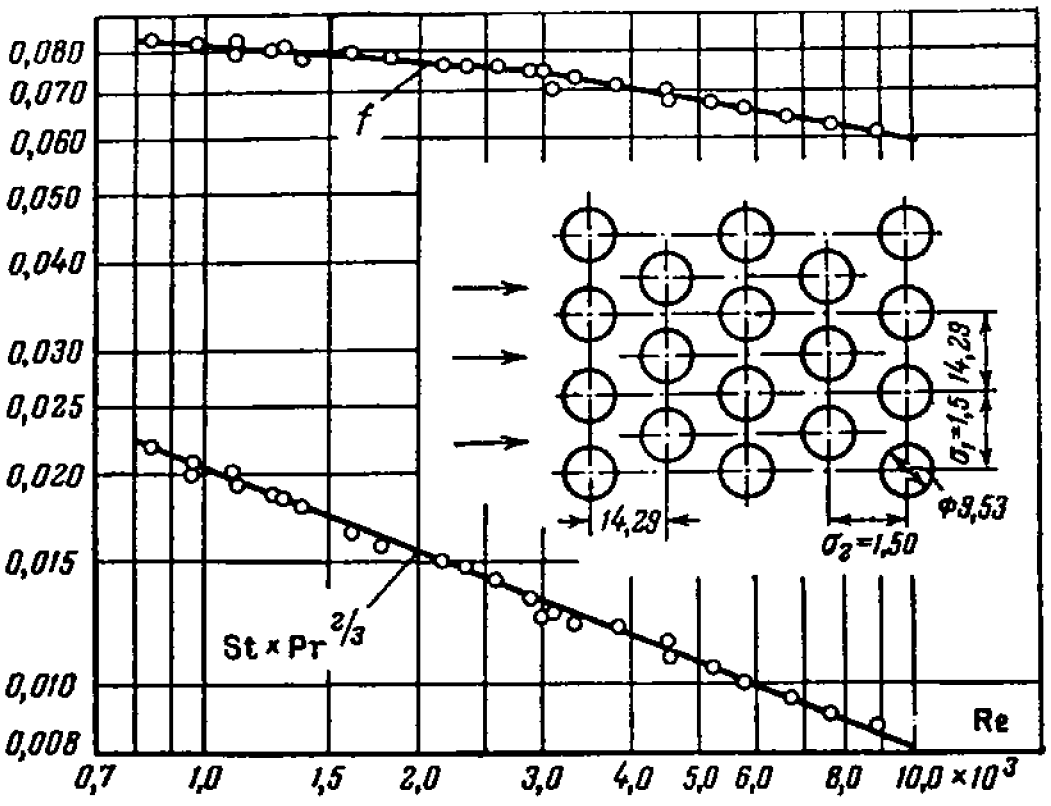


Рис. 1.228. Поперечное обтекание шахматного пучка труб.
Поверхность Ш-1,50-1,50 (нестационарный режим).
Минимальное свободное сечение перпендикулярно потоку.
Гидравлический диаметр $4r_г$ = 9,09 мм; σ = 0,333; ψ = 146,98 м^2/м^3

это следует из формулы Никурадзе [470] для стабилизированного течения в переходной и квадратичной областях, т. е. в пределах

$$\frac{26,9}{\overline{\Delta}^{1,143}} \le \mathrm{Re} \le \frac{217 - 382 \lg \overline{\Delta}}{\overline{\Delta}}$$

Эта формула имеет следующий вид:

$$\lambda = \frac{1}{\left[a_1 + b_1 \lg(\mathrm{Re}\sqrt{\lambda}) + c_1 \lg \overline{\Delta}\right]^2}, \qquad (1.191)$$

где

при $3,6 \le \overline{\Delta}\mathrm{Re}\sqrt{\lambda} \le 10$

$a_1 = -0,8$; $b_1 = +2,0$; $c_1 = 0$ (гладкие стенки);

при $10 \le \overline{\Delta}\mathrm{Re}\sqrt{\lambda} \le 20$

$a_1 = +0,068$; $b_1 = +1,13$; $c_1 = -0,87$

при $20 \le \overline{\Delta}\mathrm{Re}\sqrt{\lambda} \le 40$

$a_1 = +1,538$; $b_1 = 0$; $c_1 = -2,0$;

при $40 \le \overline{\Delta}\mathrm{Re}\sqrt{\lambda} \le 191,2$

$a_1 = +2,471$; $b_1 = -0,588$; $c_1 = -2,588$;

при $\overline{\Delta}\mathrm{Re}\sqrt{\lambda} > 191,2$

$a_1 = +1,138$; $b_1 = 0$; $c_1 = -2,0$ – квадратичный закон, при котором[1]

$$\lambda = \frac{1}{\left(2 \lg \frac{3,7}{\overline{\Delta}}\right)^2}. \qquad (1.192)$$

19. Исходя из предположения одновременности существования ламинарного и турбулентного течений и используя нормальный закон распределения для определения вероятности появления соответствующих режимов, А. М. Керенский предложил [321] для зоны смены режимов стабилизированного течения единую формулу расчета коэффициента сопротивления трения труб с равномерно-зернистой шероховатостью[2]:

$$\lambda = \lambda_л p_л + \lambda_{гл} p_{гл} + \lambda_ш p_ш, \qquad (1.193)$$

где $\lambda_л$, $\lambda_{гл}$, $\lambda_ш$ – коэффициенты сопротивления трения соответственно при ламинарном течении (1.189), турбулентном течении в гладких (1.190) и шероховатых трубах (1.192); $p_л = 1 - p_т$; $p_{гл} = (1 - p_{ш.т.})p_т$; $p_ш = p_{ш.т.}\, p_т$ – соответственно вероятности появления при данном числе Рейнольдса режимов ламинарного и турбулентного течений в гладких и шероховатых трубах; при этом

$$p_{ш\,т} = 2\Phi(U), \text{ где } U = \frac{\mathrm{Re}}{\sigma_ш};\ \ \sigma_ш = \frac{275}{\overline{\Delta}};$$

$$p_г = \frac{1}{2} + \Phi(U), \text{ где } U = \frac{\mathrm{Re} - \mathrm{Re}_m}{\sigma_г} = \frac{\mathrm{Re} - 2850}{600};$$

$\Phi(U) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^v \exp\left(\frac{-t^2}{2}\right) dt$ – нормированная функция Лапласа (интеграл вероятностей; см. [354] табл. 18.8, 18.9).

20. Кривые сопротивления $\lambda = f(\mathrm{Re}, \overline{\Delta})$, для стабилизированного течения в трубах с неравномерной шероховатостью (технические трубы) подтверждают, что в этом случае также существуют три основных режима течения: ламинарный, переходный и квадратичный (рис. 1.80). Однако в отличие от случая течения в трубах с равномерно-зернистой шероховатостью при этом следует учитывать две особенности:

а) на участке, относящемся к переходной области между ламинарным и турбулентным течениями (критическая зона или зона смены режимов), коэффициент сопротивления трения зависит от относительной шероховатости и числа Рейнольдса; потери давления в этой зоне пропорциональны скорости в степени выше двух [513];

б) на переходном участке чисто турбулентного режима нет впадины, характерной для кривых λ при течении в трубах с равномерно-зернистой шероховатостью (см. рис. 1.79); в данном случае кривые сопротивления постепенно и плавно понижаются с увеличением Re, достигая наинизшего положения при квадратичном режиме [459, 799].

21. Кривые коэффициентов сопротивления трения технических труб с относительной эквивалентной шероховатостью $\overline{\Delta} > 0,007$ при некотором значении Re отклоняются от закона Гагена–Пуазейля в сторону увеличения λ, и чем больше относительная шероховатость, тем раньше наступает это отклонение (см. рис. 1.80). Число Рейнольдса, соответствующее началу отклонения, можно определить по формуле, предложенной Л. А. Самойленко [542]:

$$\mathrm{Re}_0 = 754 \exp\left(\frac{0,0065}{\overline{\Delta}}\right).$$

22. В зоне смены режимов движения от Re_1 до Re_2 каждому значению $\overline{\Delta}$ соответствует переходная кривая, имеющая свои границы Re_1 и Re_2 (см. рис. 1.80). Для труб с $\overline{\Delta} > 0,007$, по данным [542],

$$\mathrm{Re}_1 = 1160\left(\frac{1}{\overline{\Delta}}\right)^{0,11},$$

т. е. величина Re_1 уменьшается с увеличением относительной шероховатости $\overline{\Delta}$.

Число Рейнольдса, определяющее границу Re_2 для труб с любой шероховатостью,

$$\mathrm{Re}_2 = 2090\left(\frac{1}{\overline{\Delta}}\right)^{0,0635}.$$

---

[1] А. В. Теплов [614] на основе более правильной обработки опытов Никурадзе [470] показал, что для квадратичной области точнее формула

$$\lambda = \frac{1}{\left(1,81 \lg 8,3/\overline{\Delta}\right)^2}.$$

Близка к последней и формула, предложенная А. Д. Альтшулем [17]:

$$\lambda = \frac{1}{\left(1,81 \lg 10/\overline{\Delta}\right)^2}.$$

Учитывая, однако, что по (1.192) наблюдается отклонение от опытных данных не более 5%, и то в сторону увеличения, она может быть использована при расчетах трубопроводов, в том числе и для необлицованных напорных туннелей [25].

[2] Рассмотрение турбулентных течений в пристеночном слое и трубах, основанных на принципе суперпозиции молекулярной и турбулентной вязкости, позволило М. Д. Миллионщикову [443, 444] также найти общую формулу для сопротивления трения, пригодную для всех режимов течения. Примерно такой же подход использован в работах Г. Э. Свирского и В. П. Платона [544], а также в работе Г. А. Адамова [10].

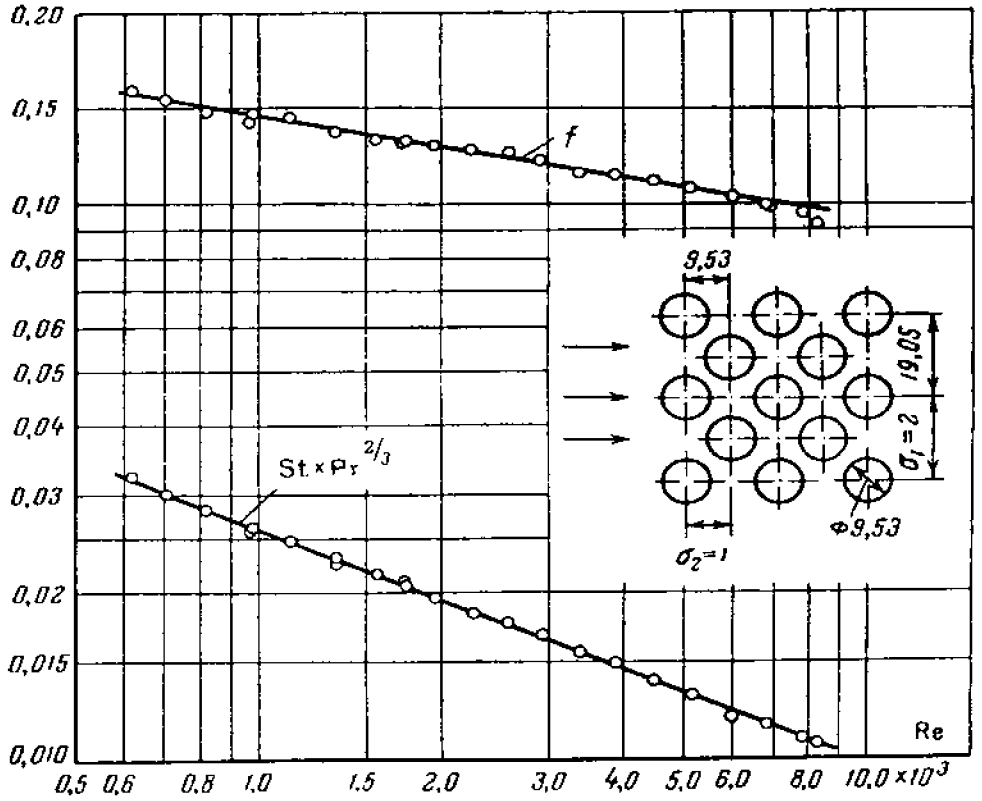


Рис. 1.229. Поперечное обтекание шахматного пучка труб.
Поверхность Ш-2,0-1,0 (нестационарный режим).
Минимальное свободное сечение лежит в диагональной плоскости.
Гидравлический диаметр $4r_г = 9{,}96$ мм; $\sigma = 0{,}414$; $\psi = 165{,}02$ м^2/м^3

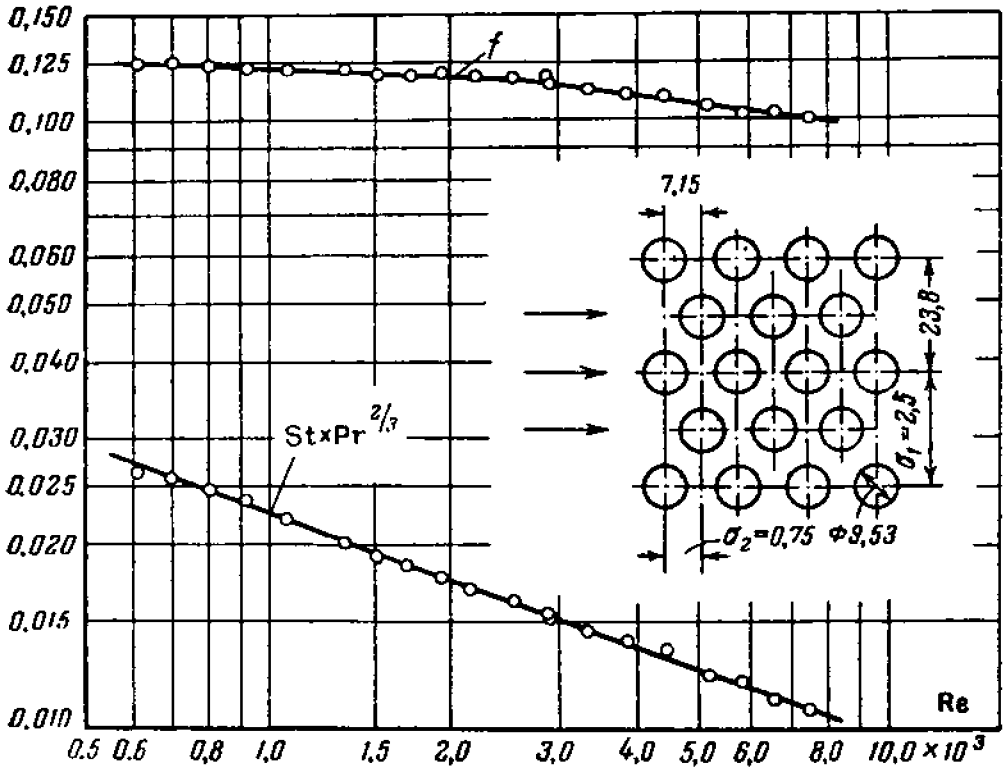


Рис. 1.230. Поперечное обтекание шахматного пучка труб.
Поверхность Ш-2,50-0,75 (нестационарный режим).
Минимальное свободное сечение лежит в диагональной плоскости.
Гидравлический диаметр $4r_г = 8{,}26$ мм; $\sigma = 0{,}366$; $\psi = 175{,}85$ м^2/м^3

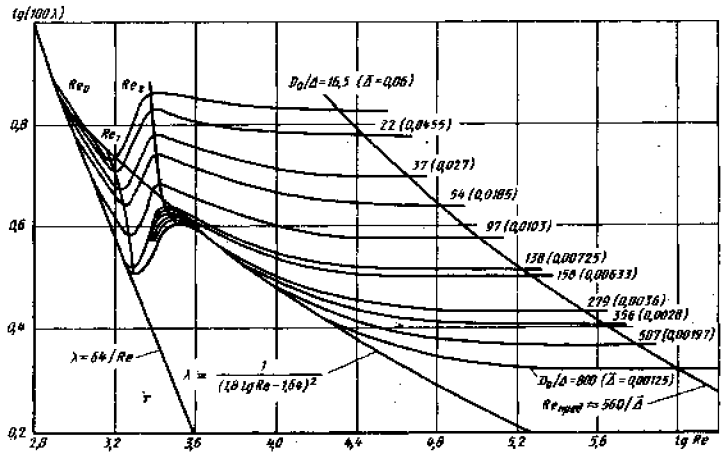


Рис. 1.80. Зависимость коэффициента сопротивления λ от числа Рейнольдса и относительной шероховатости $\overline{\Delta}$ при неравномерной шероховатости [513, 542]

23. Трубы с неравномерной шероховатостью (технические трубы) в области $Re > Re_2$ могут считаться гидравлически гладкими, если (с точностью до 3–4%)

$$\overline{\Delta} < \overline{\Delta}_{\text{пред}} \approx \frac{15}{\text{Re}}.$$

Отсюда предельное число Рейнольдса, при котором технические трубы перестают быть гидравлически гладкими

$$\text{Re}'_{\text{пред}} \approx \frac{15}{\overline{\Delta}}.$$

24. Для неравномерной шероховатости предельное значение числа Рейнольдса, при котором начинает действовать квадратичный закон сопротивления, можно с точностью до 3–4% принять (см. диаграмму 1.7–4)

$$\text{Re}''_{\text{пред}} \approx \frac{560}{\overline{\Delta}}.$$

25. При стабилизированном ламинарном течении (до $\text{Re} \approx 2000$) коэффициент сопротивления λ труб круглого сечения, не зависящий от относительной шероховатости стенок, определяется по (1.189) или по диаграмме 1.7–1*а*.

26. Для критической области стабилизированного течения ($\text{Re} = 2000 \div 4000$) коэффициент сопротивления трения λ, труб круглого сечения с гидравлически (технически) гладкими стенками находят по диаграмме 1.7–1*б*.

27. Для области чисто турбулентного стабилизированного течения ($\text{Re} > 4000$) коэффициент сопротивления трения λ труб круглого сечения с гидравлически (технически) гладкими стенками определяют по диаграмме 1.7–1*в* или вычисляют по формуле Филоненко – Альтшуля[1] [17, 655]:

$$\lambda = \frac{1}{\left(1{,}8\ \lg\text{Re} - 1{,}64\right)^2}. \qquad (1.194)$$

28. Коэффициент сопротивления трения технических труб при стабилизированном течении в зоне смены режимов находят по диаграмме 1.7–3 (графики $\lambda = f(\text{Re}, \overline{\Delta})$,) или по формулам, предложенным Л. А. Самойленко [542]: при $\text{Re}_0 < \text{Re} < \text{Re}_1$ и $\overline{\Delta} \ge 0{,}007$

$$\lambda = 4{,}4\,\text{Re}^{-0{,}595} \exp\left(-\frac{-0{,}00275}{\overline{\Delta}}\right);$$

при $\text{Re}_1 < \text{Re} < \text{Re}_2$

$$\lambda = \left(\lambda_2 - \lambda^*\right)\exp\left\{-\left[0{,}0017\left(\text{Re}_2 - \text{Re}\right)\right]^2\right\} + \lambda^*,$$

где при $\overline{\Delta} \le 0{,}007$ $\lambda^* = \lambda_1$;

при $\overline{\Delta} \ge 0{,}007$ $\lambda^* = \lambda_1 - 0{,}0017$.

Коэффициенты λ_1 и λ_2, соответствующие границам Re_1 и Re_2:

при $\overline{\Delta} \le 0{,}007$ $\lambda_1 \approx 0{,}032$;

при $\overline{\Delta} > 0{,}007$ $\lambda_1 = 0{,}0775 - \frac{0{,}0109}{\overline{\Delta}^{0{,}286}}$;

при $\overline{\Delta} \le 0{,}007$ $\lambda_2 = 7{,}244(\text{Re}_2)^{-0{,}643}$;

при $\overline{\Delta} > 0{,}007$

$$\lambda_2 = \frac{0{,}145}{\overline{\Delta}^{\,0{,}244}};\quad \text{Re}_0 = 754\exp\left(\frac{0{,}0065}{\overline{\Delta}}\right);$$

$$\text{Re}_1 = 1160\left(\frac{1}{\overline{\Delta}}\right)^{0{,}11};\quad \text{Re}_2 = 2090\left(\frac{1}{\overline{\Delta}}\right)^{0{,}0635}$$

29. Коэффициенты сопротивления трения λ всех технических труб[2] (с неравномерной шероховатостью стенок) круглого сечения, кроме специальных, для которых значения λ даны отдельно, при стабилизированном течении и на участке чисто турбулентного режима ($\text{Re} > \text{Re}_2$) можно определить по диаграмме 1.7–4, построенной на основании формулы Кольбрука–Уайта[3] [799]:

$$\lambda = \frac{1}{\left[2\lg\left(\frac{2{,}51}{\text{Re}\sqrt{\lambda}} + \frac{\overline{\Delta}}{3{,}7}\right)\right]^2} \qquad (1.195)$$

или для инженерных расчетов по приближенной формуле, предложенной А. Д. Альтшулем [17][4]:

$$\lambda = 0{,}11\left(\overline{\Delta} + \frac{68}{\text{Re}}\right)^{0{,}25} \qquad (1.196)$$

---

[1] С этой формулой очень близко совпадают формулы В. К. Конакова [348], Г. А. Мурина [459] и А. К. Якимова.

[2] Включая стальные, бетонные и железобетонные напорные водоводы [25].

[3] Кривые Кольбрука–Уайта расположены немного выше (на 2÷4%) аналогичных кривых Г. А. Мурина [459], а следовательно, дают некоторый запас в расчетах. Аналогичные формулы получены Г. А. Адамовым [9], Г. К. Филоненко [655], Н. З. Френкелем [663].

Интерполяционная формула Кольбрука получила теоретическое обоснование [17].

[4] Формула, близкая к (1.196), получена также Г. А. Адамовым [10]; при $68/\text{Re} \ll \overline{\Delta}$ она совпадает с формулой Б. Л. Шифринсона [721]:

$$\lambda = 0{,}11\left(\overline{\Delta}\right)^{0{,}25}$$

Простой и удобной (в пределах $\overline{\Delta}$ = 0,0001 – 0,01) является также формула, предложенная Б. Н. Лобаевым:

$$\lambda = \frac{1{,}42}{\left(\lg\text{Re}/\overline{\Delta}\right)^2}$$

30. Для области смены режимов стабилизированного течения в технических трубах может быть также применена единая формула расчета коэффициента сопротивления трения (как это предложено Л. А. Адамовичем), а именно

$$\lambda = \lambda_{л}(1-p)+\lambda_{т}p,$$

где $\lambda_{л}$ принимается по (1.189), $\lambda_{т}$ – по (1.195) или (1.196), а

$$p = \frac{1}{2}\left[erf\left(\frac{\mathrm{Re}-\mathrm{Re}_0}{\sqrt{2\sigma}}\right)+erf\left(\frac{\mathrm{Re}_0}{\sqrt{2\sigma}}\right)\right],$$

в которой $\mathrm{Re}_0 = 1530(\overline{\Delta})^{-0,08}$ и $\sigma = 540$. При этом используют табулированную функцию ошибок вида

$$erf(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^z \exp(-t^2)dt$$

(см. [354] табл. 18.8–18.10).

31. Единая формула расчета коэффициента сопротивления трения в зоне смены режимов предложена также П. М. Слисским [557]:

$$\lambda = \lambda_{л}(1-\gamma)+\lambda_{т}\gamma,$$

где γ – коэффициент перемежаемости;

$$\gamma = \sin^{\frac{3}{2}}\left(\frac{\pi}{2}\cdot\frac{\mathrm{Re}-\mathrm{Re}_{н}}{\mathrm{Re}_{в}-\mathrm{Re}_{н}}\right);$$

$$\mathrm{Re}_{н} = 1000\exp\left(\frac{0,00465}{\overline{\Delta}}\right);$$

$$\mathrm{Re}_{в} = 1600(\overline{\Delta})^{-0,16};$$

здесь $\mathrm{Re}_{н}$ и $\mathrm{Re}_{в}$ – нижняя и верхняя границы переходной зоны.

Коэффициенты $\lambda_{л}$ и $\lambda_{т}$ вычисляют соответственно по (1.189) и по формуле А. В. Теплова [614]:

$$\lambda = \left(1,8\lg\frac{8,25}{56/\mathrm{Re}+\overline{\Delta}}\right)^{-2}.$$

32. Коэффициент сопротивления трения λ труб круглого сечения, кроме специальных, для которых значения λ даны отдельно, с любым видом шероховатости (как равномерной, так и неравномерной) при стабилизированном течении в квадратичой области, т. е. практически при $\mathrm{Re} > \frac{560}{\overline{\Delta}}$, находят по диаграмме 1.7–5, построенной по (1.192).

Особенностью движения потока в каналах сложной формы поперечного сечения является наличие конвективного переноса поперек потока, вызванного движением крупномасштабных вихрей и вторичными течениями (рис. 1.81)[1]. Это обстоятельство, а также переменная шероховатость стенок канала приводят к неравномерному распределению напряжения трения на границах потока. Поэтому наиболее точный расчет коэффициентов сопротивления трения может быть получен при переходе от характеристик потока, усредненных по сечению канала (средней скорости, числа Рейнольдса, средней относительной шероховатости, среднего касательного напряжения), к локальным характеристикам (местным относительным шероховатостям, местным числам Рейнольдса, местным коэффициентам гидравлического трения, местным напряжениям трения) [554]. В качестве местных определяющих параметров потока рекомендуется местный характерный размер потока, усредненная на этом размере скорость потока и местная шероховатость стенок. Другие местные характеристики потока выражаются через эти определяющие величины.

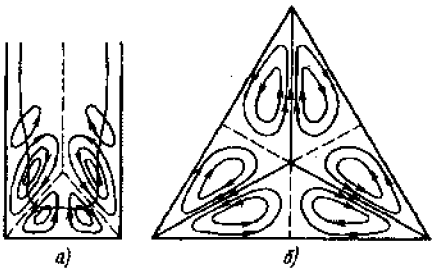


Рис. 1.81. Схемы вторичных течений:
а – в прямоугольной трубе;
б – в равносторонней треугольное трубе

33. Местное напряжение трения $\tau_{ст}$ в точке смоченного периметра выражается через местную усредненную по нормали к стенке скорость $w_{ст}$:

$$\tau_{ст} = \lambda_{м}\frac{\rho w_{ст}^2}{2},$$

где $\lambda_{м}$–местный коэффициент сопротивления трения, зависящий от местного числа Рейнольдса и местной относительной шероховатости:

$$\lambda_{м} = f\left(\frac{w_{ст}^2 l}{\nu}, \frac{\Delta}{l}\right),$$

l – характерный местный размер потока, зависящий от формы поперечного сечения канала (например, для канала квадратного сечения l – расстояние от стенки до биссектрисы угла).

34. Для частного случая каналов прямоугольного сечения и в предположении, что напряжения трения различны на короткой и длинной сторонах канала, но их распределение по стенкам равномерно, Г. П. Скребковым [553–555] получена формула, которая связывает коэффициент сопротивления трения канала с его формой и шероховатостью:

$$\lambda = 4\frac{b/h}{1+b/h}\left(1+\frac{\lambda_{к}}{\lambda_{д}}\frac{h}{b}\right)\lambda_{д},$$

где $\lambda_{к}$, $\lambda_{д}$ –коэффициенты сопротивления трения соответственно на короткой и длинной стенках канала; b и h – соответственно половина ширины и высоты канала.

Коэффициенты $\lambda_{к}$ и $\lambda_{д}$ вычисляют по законам сопротивления плоской стенки ($\lambda_{пл}$) в зависимости от характерных чисел Рейнольдса и шероховатости стенок [553 – 555]:

$$(\lambda_{пл})_{к} = f\left[(\mathrm{Re}_{пл})_{в}, \overline{\Delta}_{к}\right]; \quad (\lambda_{пл})_{д} = f\left[(\mathrm{Re}_{пл})h, \overline{\Delta}_{д}\right],$$

где $(\mathrm{Re}_{пл})_{в} = \frac{\mathrm{Re}}{4}\left(1+\frac{b}{h}\right)$, $(\mathrm{Re}_{пл})_{в} = \frac{\mathrm{Re}}{4}\frac{1+b/h}{b/h}$;

$$\mathrm{Re} = \frac{w_0 D_{г}}{\nu}.$$

[1] Необходимо различать вторичные токи, наблюдаемые в прямолинейных каналах сложного поперечного сечения, и возникающие в криволинейных каналах по иным причинам.

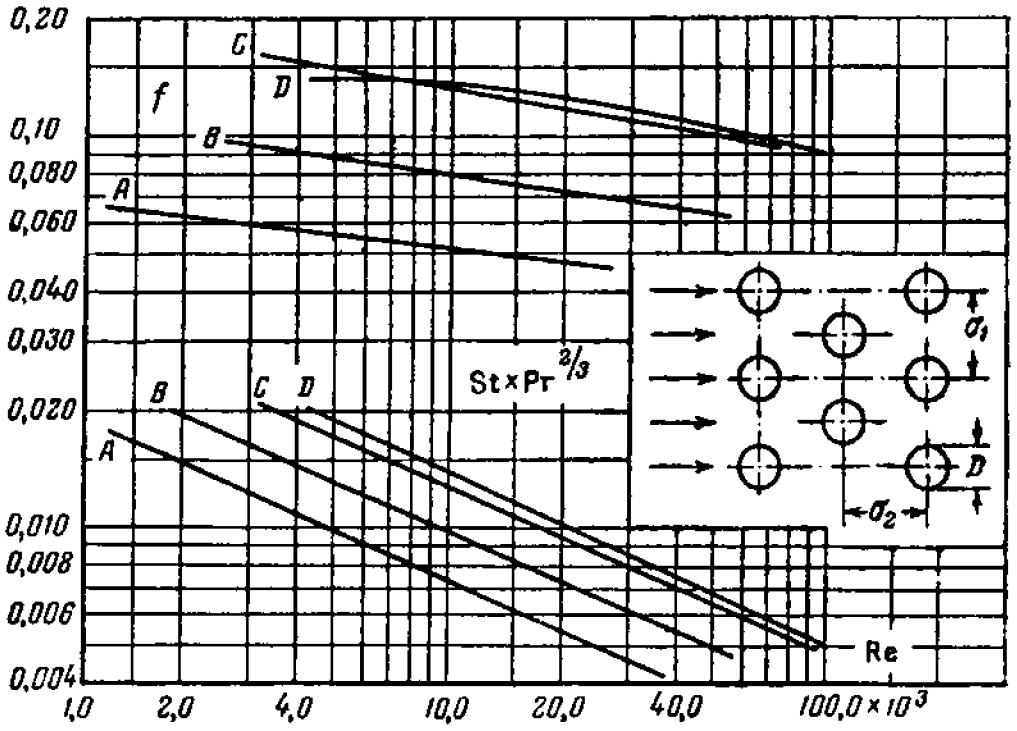


Рис. 1.231. Поперечное обтекание шахматного пучка труб.
Данные Гримисона

	σ_1	σ_2
A	1,25	2,0
B	1,50	2,0
C	2,00	1,5
D	2,00	2,0

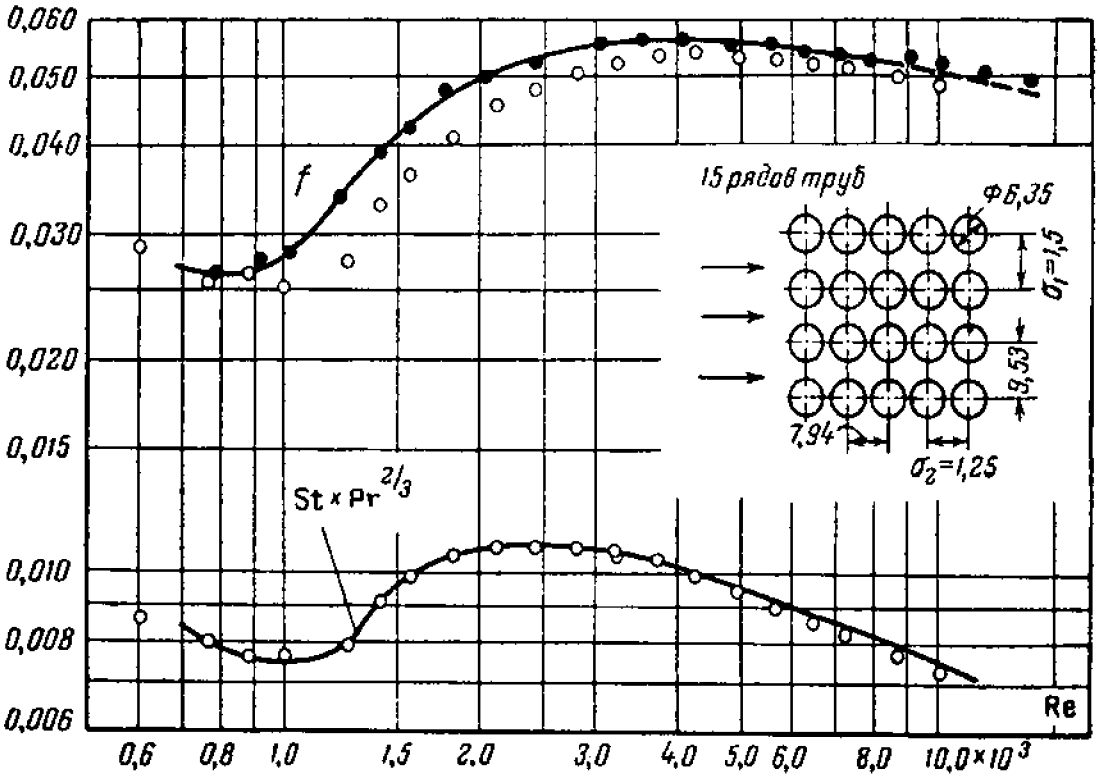


Рис. 1.232. Поперечное обтекание коридорного пучка труб.
Поверхность К-1,50-1,25а. Глубина пучка – 15 рядов труб (стационарный режим).
Гидравлический диаметр $4r_г$= 5,06 мм; σ = 0,338; ψ = 263,78 м^2/м^3

Для гладких стенок

$$\lambda_{пл} = \frac{1}{\left(3,6\lg \mathrm{Re}_{пл} - 2\right)^2};$$

для технических стенок

$$\lambda_{пл} = 0,024\left(\frac{54}{\mathrm{Re}_{пл}} + \frac{\Delta}{l}\right)^{0,25};$$

для шероховатых стенок

$$\lambda_{пл} = \frac{1}{\left(4\lg\frac{l}{\Delta} + 3,48\right)^2}.$$

35. Во многих случаях коэффициент сопротивления трения труб некруглого сечения проще определять введением в формулы для труб круглого сечения соответствующих поправочных коэффициентов $\lambda_н = k_н\lambda$, где λ – коэффициент сопротивления трения труб круглого сечения при том же числе $\mathrm{Re} = \frac{w_0 D_г}{\nu} = \frac{w_0 D_0}{\nu}$; $\lambda_н$ – то же для труб некруглого сечения; $k_н$ – поправочный коэффициент, учитывающий влияние формы поперечного сечения труб[1].

36. Для труб с формами поперечных сечений, близкими к круглой (например, круг с одной или двумя выемками, звездообразная форма – см. диаграмму 1.7–6), согласно данным Никурадзе [471] и Шиллера [719], для всех режимов течения можно принять $k_н = 1,0$.

Для труб прямоугольного сечения поправочный коэффициент, зависящий от отношения сторон $\frac{a_0}{b_0}$, при ламинарном течении ($\mathrm{Re} < 2000$) $k_н = k_{нр} = 0,89 \div 1,50$. При этом в случае $\frac{a_0}{b_0} = 1,0$ (квадрат) $k_{нр} = k_{кв} = 0,89$ или

$$\lambda_{кв} = \frac{57}{\mathrm{Re}},$$

а в случае $\frac{a_0}{b_0} \to 0$ (плоская щель) $k_{нр} = k_{пл} = 1,50$ или

$$\lambda_{пл} = \frac{96}{\mathrm{Re}}.$$

При турбулентном течении ($\mathrm{Re} > 2000$) $k_{нр} = 1,0 \div 1,1$. Если $\frac{a_0}{b_0} = 1,0$, то $k_{кв} = 1,0$, а если $\frac{a_0}{b_0} \to 0$, то $k_{пл} \approx 1,1$ [242, 889].

37. Поправочный коэффициент для труб эллиптического сечения, зависящий от отношения осей эллипса (см. Б. С. Петухов [498]), при ламинарном течении ($\mathrm{Re} \le 2000$)

$$k_н \equiv k_{эл} = \frac{1}{8}\left(\frac{D_г}{b_0}\right)^2\left[1 + \left(\frac{b_0}{a_0}\right)^2\right],$$

где a_0 и b_0 – большая и малая полуоси эллипса. При турбулентном течении с некоторым приближением можно принять $k_{эл} \approx 1,0$.

38. Для круглой кольцевой трубы (труба в трубе) поправочный коэффициент, зависящий от отношения диаметров $\frac{d}{D_0}$ (см. Л. С. Лейбензон [399] и Б. С. Петухов [498]), при ламинарном течении ($\mathrm{Re} \ge 2000$)

$$k_н \equiv k_{кол} = \frac{\left(1 - \frac{d}{D_0}\right)^2}{1 + \left(\frac{d}{D_0}\right)^2 + \frac{1 - \left(d/D_0\right)^2}{\ln\left(d/D_0\right)}},$$

где d и D_0 – диаметры внутреннего и наружного цилиндров кольцевой трубы.

При турбулентном течении $k_{кол}$ слабо зависит от $\frac{d}{D_0}$ и находится в пределах 1,0÷1,07 [139]. Коэффициент сопротивления $\lambda_{кол}$ такой трубы может быть также вычислен по формуле [232]

$$\lambda_{кол} = \left(0,02\frac{d}{D_0} + 0,98\right)\left(\frac{1}{\lambda} - 0,27\frac{d}{D_0} + 0,1\right).$$

39. Для центрирования внутреннего цилиндра в кольцевой трубе используют продольные или спиральные ребра (см. диаграмму 1.7–7). Узкая кольцевая труба $\left(\frac{d}{D_0} \approx 0,9\right)$ с тремя продольными ребрами приближенно эквивалентна прямоугольному каналу с отношением сторон $\frac{a_0}{b_0} \approx 0,06$, для которого при ламинарном течении поправочный коэффициент (на основании опытов В. И. Субботина и др. [583]) $k_{кол} = k_{пр} \approx 1,36$.

При турбулентном течении поправочный коэффициент можно принять таким же, как и при отсутствии ребер (по п. 38).

40. Для кольцевой трубы со спиральными ребрами поправочный коэффициент, зависящий от относительного шага навивки ребер $\frac{T}{d}$ (см. диаграмму 1.7–7), для всех режимов течения приближенно [584]

$$k''_{кол} = \left(1 + \frac{20}{\left(T/d\right)^2}\right)k'_{кол},$$

где $k'_{кол}$ – поправочный коэффициент для кольцевой трубы с продольными ребрами.

41. Для эксцентрической кольцевой трубы (см. диаграмму 1.7–7) коэффициент сопротивления трения как при ламинарном, так и при турбулентном режиме течения зависит от эксцентриситета и относительной ширины кольцевой щели.

42. При ламинарном течении поправочный коэффициент вычисляют по приближенной формуле, предложенной Е. А. Гостевым и И.С. Риманом [158]:

$$k_н \equiv k_э = \frac{1}{\left(1 + B_1\bar{e}\right)^2}k_{кол},$$

где

$\bar{e} = \frac{2e}{D_0 - d}$ – эксцентриситет (e – расстояние между центрами внутреннего и наружного цилиндров); B_1 – коэффициент,

[1] А. Г. Темкин [609, 610] предлагает поправочный коэффициент $k_н$ называть критерием Л. С. Лейбензона (Le), внесшего большой вклад в гидравлику трубопроводов. В указанных работах А. Г. Темкин приводит соответствующие формулы расчета критерия Le.

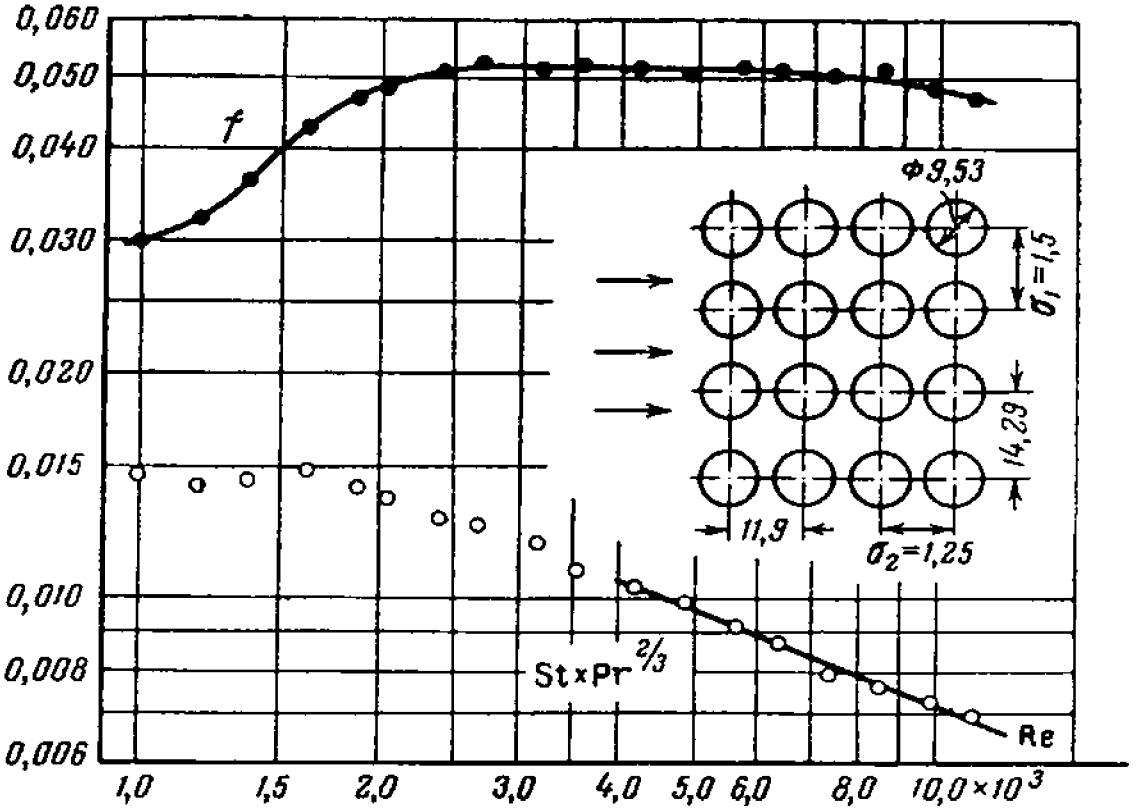


Рис. 1.233. Поперечное обтекание коридорного пучка труб.
Поверхность К-1,50-1,25 (нестационарный режим).
Гидравлический диаметр $4r_г$ =7,57 мм; σ = 0,333; ψ = 175,85 м^2/м^3

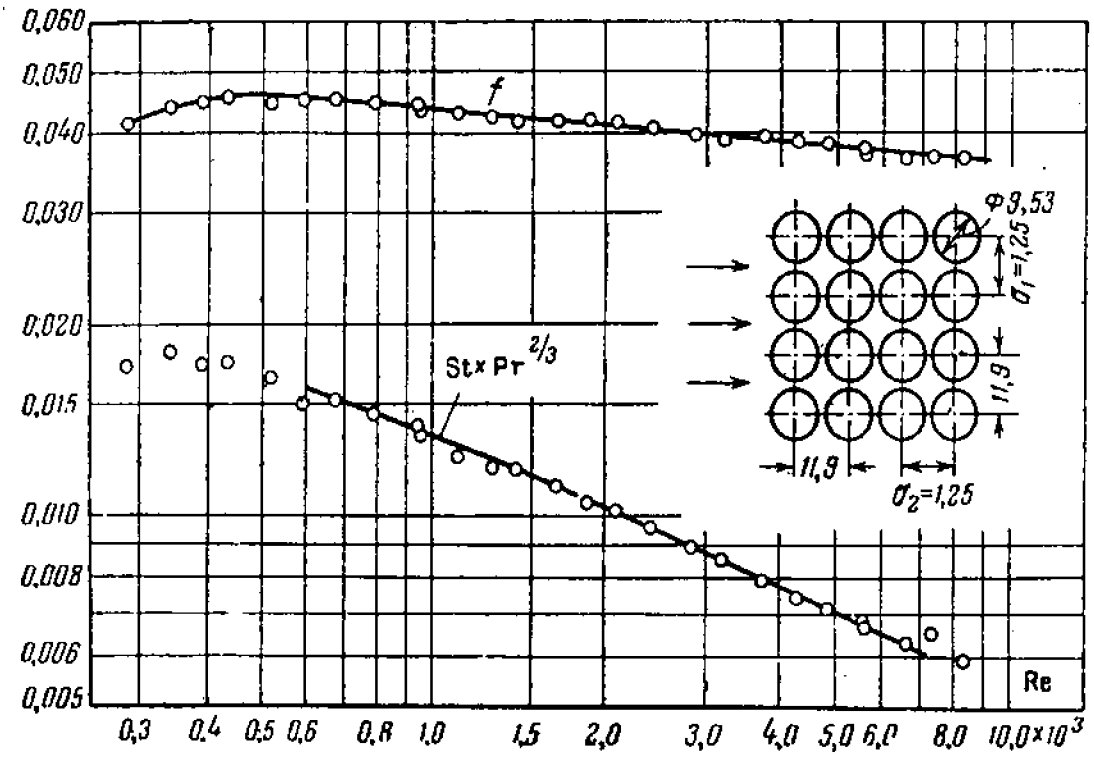


Рис. 1.234. Поперечное обтекание коридорного пучка труб.
Поверхность К-1,25-1,25 (нестационарный режим).
Гидравлический диаметр $4r_г$ = 3,77 мм; σ = 0,200; ψ = 211,28 м^2/м^3

зависящий от отношений $\frac{d}{D_0}$, полученный на основании данных З. Джонстона и Е. Спорроу [865] см. диаграмму 1.7–7, график *в*); $k_{кол}$ – поправочный коэффициент для концентрического кольца.

43. При турбулентном течении поправочный коэффициент

$$k_э = k'_э k_{кол},$$

где $k'_э = \frac{\lambda}{\lambda_{кол}}$ – отношение коэффициента сопротивления эксцентрической кольцевой трубы к коэффициенту сопротивления концентрической кольцевой трубы.

Коэффициент $k'_э$ для узких кольцевых каналов $\left(\frac{d}{D_0} \geq 0{,}7\right)$ почти не зависит от отношения $\left(\frac{d}{D_0}\right)$ и зависит только от эксцентриситета (см. диаграмму 1.7.–7, график *г*, для $\frac{d}{D_0} = 0{,}5$ и $\frac{d}{D_0} \geq 0{,}7$).

При $\frac{d}{D_0} \geq 0{,}7$ поправочный коэффициент может быть определен по формуле, полученной А. В. Колесниковым [96]:

$$k'_э = 1 - 0{,}9\left(1 - 2/3\bar{e}\right)\bar{e}^2.$$

44. Поправочный коэффициент $k_н$ для труб с сечением в виде равнобедренного треугольника при ламинарном течении (см. В. К. Мигай [433])

$$k_н = k_{тр} = \frac{3}{4} \cdot \frac{\left(1 - \mathrm{tg}^2\beta\right)\left(B + 2\right)}{\left(B - 2\right)\left(\mathrm{tg}\beta + \sqrt{1 + \mathrm{tg}^2\beta}\right)^2},$$

где $B = \sqrt{4 + \frac{5}{2}\left(\frac{1}{\mathrm{tg}^2\beta} - 1\right)}$ – параметр; β – половина угла при вершине равнобедренного треугольника.

Для равностороннего треугольника (β = 30°) $k'_{тр} = 0{,}833$;

для прямоугольного треугольника

$$k''_{тр} = \frac{3}{2} \cdot \frac{\left(1 - 3\mathrm{tg}^2\beta\right)\left(B + 2\right)}{\left(3/B - 4\right)\left(\mathrm{tg}\beta + \sqrt{1 + \mathrm{tg}^2\beta}\right)^2};$$

для равнобедренного прямоугольного треугольника (β = = 45°) (см. диаграмму 1.7–8) $k''_{тр} = 0{,}825$.

45. При турбулентном течении поправочный коэффициент $k_н$ для равнобедренного треугольника меняется в пределах $k_н = k_{тр} = 0{,}75 \div 1{,}0$ в зависимости от угла β [498]; чем больше этот угол, тем больше $k_{тр}$ [787]. Для равностороннего треугольника можно принять $k_{тр} = 0{,}95$ [498].

46. Для трубы с сечением в виде сектора круга при ламинарном течении $k_н = k_с = 0{,}75 \div 1{,}0$ в зависимости от угла β [498]; при турбулентном течении $k_с$ можно принять таким же, как для равнобедренного треугольника (см. п. 45) (см. диаграмму 1.7–8).

47. Сопротивление начальных участков труб (помещенных непосредственно за плавным входным коллектором), характеризующихся тем, что течение в них нестабилизировано, получается больше, чем на участках стабилизированного течения. Чем ближе к входному коллектору, тем больше коэффициент сопротивления трения $\lambda_{нест}$ участка нестабилизированного течения. При плавном входе толщина пограничного слоя в первоначальных сечениях значительно меньше, чем в последующих, а следовательно, напряжения сил трения у стенок в этих сечениях больше. Это относится как к нестабилизированному ламинарному, так и нестабилизированному турбулентному течению, если поток полностью турбулизирован уже на входе в трубу.

48. При очень плавном входе, когда при $Re > Re_{кр}$ создается «смешанный» режим течения, коэффициент $\lambda_{нест}$ коротких труб (длина которых намного меньше начального участка) при определенных значениях числа Re значительно меньше λ для стабилизированного турбулентного течения, что объясняется влиянием ламинарности пограничного слоя во входном участке трубы. При $Re = 2 \cdot 10^5$ средний коэффициент сопротивления трения для короткой трубы длиной $\frac{l_н}{D_0} = 2{,}0$ меньше λ для стабилизированного течения в 7–8 раз (рис. 1.82), см. также работу Г. В. Филиппова [651].

49. Создание условий, при которых поток становится турбулентным также в пограничном слое на входе в трубу, приводит к повышению коэффициента $\lambda_{нест}$ и для коротких участков (см. рис. 1.82). Поэтому для коротких труб реальных установок (в которых, как правило, поток на входе зна-

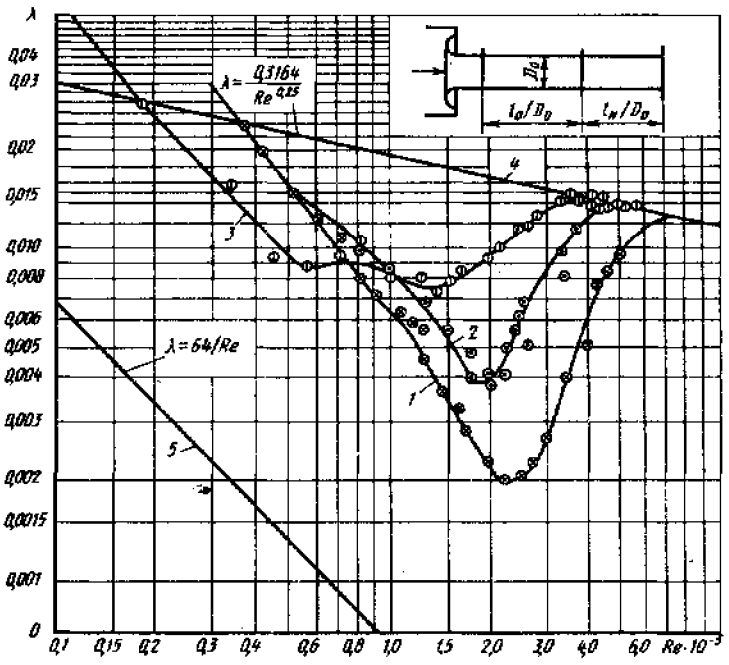


Рис. 1.82. Зависимость коэффициента сопротивления трения λ от числа Рейнольдса для короткого начального участка $\left(\frac{l_н}{D_0} = 2\right)$ с гладкими стенками: *1* – испытуемый участок расположен непосредственно за плавным коллектором $\left(\frac{l_0}{D_0} = 0\right)$; *2* – между коллектором и испытуемым участком расположен прямой подводящий участок длиной $\left(\frac{l_0}{D_0} = 0{,}4\right)$; *3* – относительная длина подводящего участка $\left(\frac{l_0}{D_0} = 3{,}4\right)$; *4* – кривая сопротивления по Блазиусу; *5* – кривая Гагена–Пуазейля

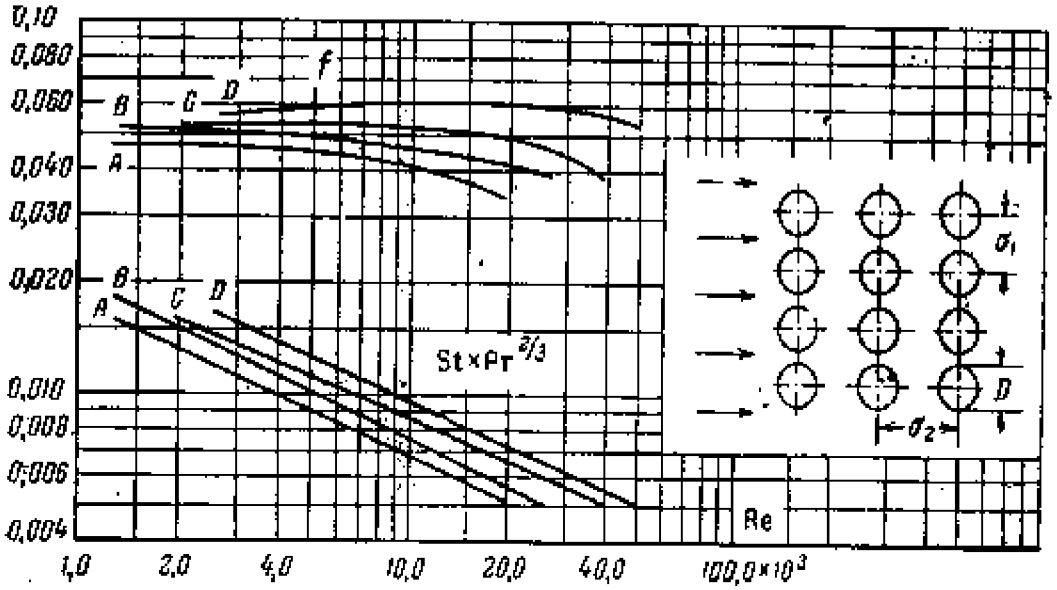


Рис. 1.235. Поперечное обтекание коридорных пучков труб.
Данные Гримисона; № 1

	σ_1	σ_2
A	1,25	1,50
B	1,25	2,0
C	1,50	1,50
D	1,50	2,0

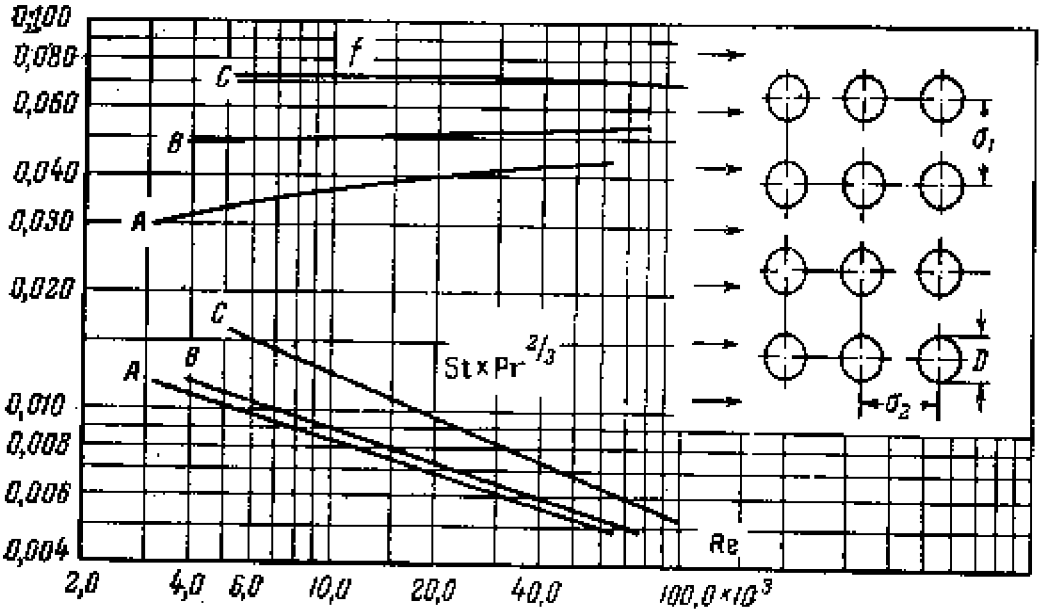


Рис. 1.236. Поперечное обтекание коридорных пучков труб.
Данные Гримисона; № 2

	σ_1	σ_2
A	2,00	1,25
B	2,0	1,50
C	2,0	2,0

чительно возмущен) локальное (местное) значение коэффициента сопротивления трения $\lambda'_{\text{нест}}$ следует определять, например, по формуле, полученной А. С. Сукомелом, В. И. Величко и Ю. Г. Абросимовым [586] для условий турбулентного течения в пограничном слое:

$$\lambda'_{\text{нест}} \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2 / 2 \cdot \Delta x / D_0} = \frac{0,344}{\left(\text{Re} \cdot x / D_0\right)^{0,2}} = k'_{\text{нест}} \lambda, \quad (1.197)$$

где

$$k'_{\text{нест}} \approx 1,09 \frac{\text{Re}^{0,05}}{\left(x / D_0\right)^{0,2}}; \quad (1.198)$$

λ –коэффициент сопротивления трения при стабилизированном течении; $\Delta x = x_1 - x_2$ – малый участок длины трубы от x_1 до x_2.

Среднее значение коэффициента сопротивления трения $\lambda''_{\text{нест}}$ по всей заданной длине l начального участка трубы для условий турбулентного течения в пограничном слое может быть вычислено по другой формуле тех же авторов:

$$\lambda''_{\text{нест}} \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2 / 2 \cdot x / D_0} = \frac{0,43}{\left(\text{Re} \cdot x / D_0\right)^{0,2}} = k'_{\text{нест}} \lambda, \quad (1.199)$$

где

$$k''_{\text{нест}} \approx 1,36 \frac{\text{Re}^{0,05}}{\left(x / D_0\right)^{0,2}}. \quad (1.200)$$

Формулы (1.197) – (1.200) верны, по крайней мере, в пределах $1,7 \cdot 10^4 \le \text{Re} \le 10^6$. Для практических расчетов эти формулы можно применять и при расчете каналов некруглого сечения; кроме того, верхний предел Re может быть увеличен. Значения $\lambda'_{\text{нест}}$ и $\lambda''_{\text{нест}}$ приведены в табл. 1 диаграммы 1.7–21.

50. При больших дозвуковых и сверхзвуковых скоростях газового потока, т. е. при сжимаемом газе, как в условиях охлаждения, так и при адиабатическом течении, коэффициент сопротивления трения для условий турбулентного течения в пограничном слое [586]

$$\lambda'_{\text{сж}} = \lambda'_{\text{нест}} \left[\tau\left(\lambda_{\text{с}}\right)\right]^{0,4}$$

и соответственно

$$\lambda''_{\text{сж}} = \lambda''_{\text{нест}} \left[\tau\left(\lambda_{\text{с}}\right)\right]^{0,4},$$

где $\tau(\lambda_{\text{с}})$ – газодинамическая функция (1.118); $\lambda'_{\text{нест}}$ и $\lambda''_{\text{нест}}$ принимают соответственно по (1.197) и (1.199).

51. При нестабилизированном ламинарном течении коэффициент сопротивления трения начального участка вычисляют по формуле, аналогичной (1.198), в которой $k_{\text{нест}}$, являющийся функцией параметра $\frac{x}{D_{\text{г}} \text{Re}}$, определяется по табл. 2 диаграммы 1.7–21, полученной на основании данных Френкеля [663].

52. Проточные каналы цилиндрических труб или стержней, широко применяемых во многих теплообменных системах (например, тепловыделяющие элементы – твэлы – атомных реакторов или обычные теплообменники), имеют форму поперечного сечения, отличную от круглой. Обычно стержни в пучке располагают или по углам равностороннего треугольника, или по углам квадрата (рис. 1.83). Поправочный коэффициент для формы сечения продольного пучка зависит как от относительного шага цилиндров $\frac{s}{d}$ (s – расстояние между осями цилиндров), так и от формы упаковки цилиндров и их числа.

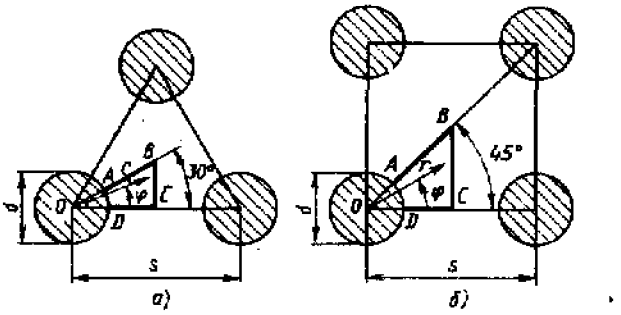


Рис. 1.83. Схемы расположения цилиндрических труб или стержней по углам:
а – равностороннего треугольника; *б* – квадрата

53. В случае ламинарного течения жидкости вдоль пучка без обечаек (в неограниченном пространстве) поправочный коэффициент [399]

$$k_{\text{н}} = k_{\text{п}} = \frac{\left(\bar{d}^2 - 1\right)^3}{4\bar{d}^4 \ln \bar{d} - 3\bar{d}^4 + \bar{d}^2 - 1},$$

где $\bar{d} = \frac{d_*}{d}$;

а) при расположении цилиндров по углам равностороннего треугольника (треугольная упаковка)

$$d_* = \left(\frac{2\sqrt{3}}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} s;$$

$D_{\text{г}} = d\left[\frac{6}{\pi\sqrt{3}}\left(\frac{s}{d}\right)^2 - 1\right]$, в этом случае при $1,0 \le \frac{s}{d} \le 1,5$ поправочный коэффициент

$$k_{\text{п}} \approx 0,89 \frac{s}{d} + 0,63;$$

б) при расположении цилиндров по углам квадрата со стороной s

$$d_* = \frac{2s}{\sqrt{\pi}};$$

$$D_{\text{г}} = \frac{4s^2}{\pi d} - d$$

и

$$k_{\text{п}} \approx 0,96 \frac{s}{d} + 0,64.$$

54. В случае турбулентного течения жидкости через пучок со свободным (без обечайки) расположением цилиндров при треугольной или квадратной упаковке с $\frac{s}{d} = 1,0$ поправочный коэффициент $k_{\text{н}} = 0,64$ (см. М. Х. Ибрагимов и др. [243]).

При упаковке малого числа цилиндров в обечайке поправочный коэффициент возрастает и может быть больше единицы.

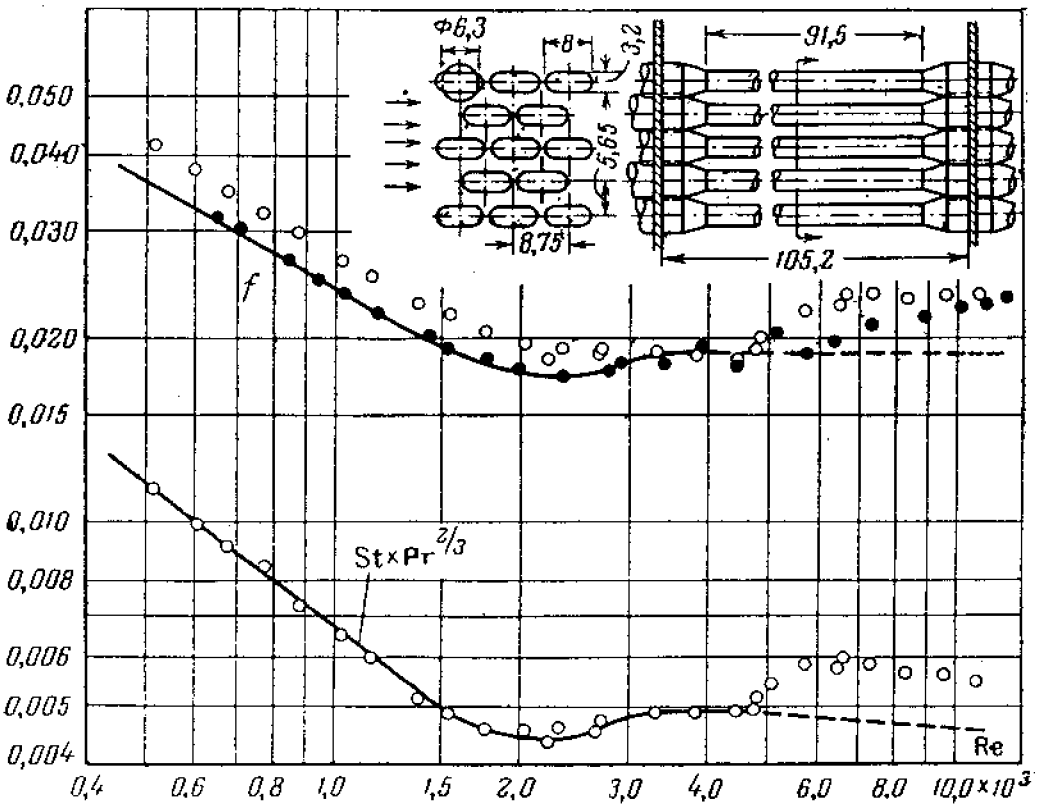


Рис. 1.237. Поперечное обтекание шахматного пучка плоских труб.
Поверхность ПлТ-2.
Гидравлический диаметр $4r_г = 4{,}37$ мм; $\sigma = 0{,}386$; $\psi = 354{,}1$ м^2/м^3

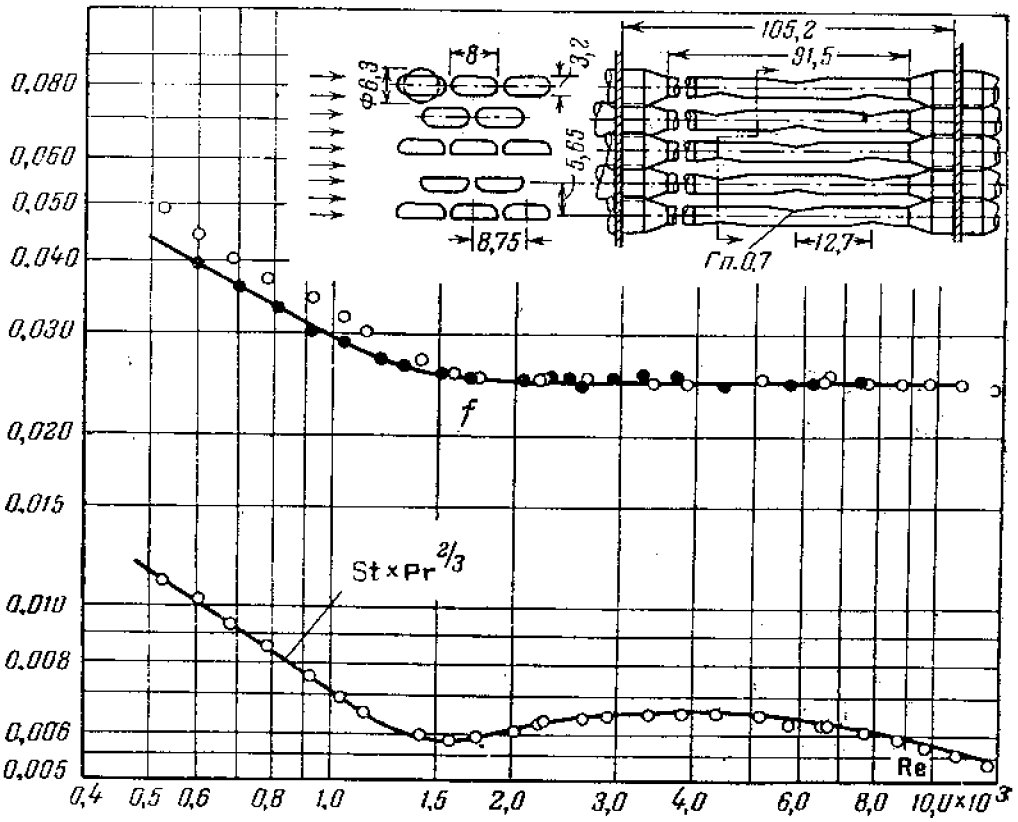


Рис. 1.238. Поперечное обтекание шахматного пучка плоских пережатых труб.
Поверхность ПлПжТ-2.
Гидравлический диаметр $4r_г = 4{,}88$ мм; $\sigma = 0{,}423$; $\psi = 354{,}1$ м^2/м^3

Относительный шаг цилиндров $\frac{s}{d}$ влияет на коэффициент сопротивления по-разному – в зависимости от формы упаковки (см. диаграмму 1.7–9).

При оребрении цилиндров в пучке с обечайкой и $\frac{s}{d} = 1{,}05$ поправочный коэффициент можно принять таким же, как и для кольцевых труб с оребрением (см. пп. 39 и 40).

55. Форма (округленность) поперечного сечения плоскосворачиваемых труб (из металлических лент) зависит от их раздутия под влиянием внутреннего давления и характеризуется отношением полуосей сечения $\frac{a_0}{b_0}$.

Коэффициент сопротивления трения плоскосворачиваемых алюминиевых и стальных труб (см. В. И. Марон и Г. А. Роев [427]):

при $4\cdot10^3 < \mathrm{Re} < 4\cdot10^4$

$$\lambda = \frac{A_1}{\mathrm{Re}^{0,25}},$$

а при $4\cdot10^4 < \mathrm{Re} < 2\cdot10^5$

$$\lambda = \frac{A_2}{\mathrm{Re}^{0,12}},$$

где коэффициенты A_1 и A_2 зависят от отношения полуосей трубы $\frac{a_0}{b_0}$ и определяются по диаграмме 1.7–10.

56. Сопротивление стальных труб со сварными стыками, при которых образуются наплывы металла (грат), больше сопротивления сплошных труб. Дополнительное сопротивление сварных труб при расположении стыков один от другого на относительном расстоянии $\overline{l} = \frac{l_{ст}}{\delta_{ст}}$ можно принять постоянным, не зависящим от $\overline{l}$.

При $\overline{l} \le 50$ влияние стыка снижается с уменьшением относительного расстояния между ними, так что

$$\zeta_{ст} = k_4 \zeta^0_{ст},$$

где $\zeta_{ст}$ и $\zeta^0_{ст}$ – коэффициенты сопротивления одного стыка соответственно на любом расстоянии $\overline{l}$ и на расстоянии $\overline{l} \ge 50$; k_4 – поправка, учитывающая взаимное влияние стыков. Эта поправка может быть приближенно определена на основании зависимости коэффициента сопротивления продольного ряда цилиндров, помещенных в трубе, от относительного расстояния $\overline{l} = \frac{l_ц}{d} = \frac{l_{ст}}{d}$ между цилиндрами – в виде [84]:

$$\zeta_ц = n_{ст}\left[2\lg\overline{l} + 1\right]\cdot\left(\frac{d}{D_0}\right)^{1,4}, \qquad (1.201)$$

где $n_{ст}$ – число цилиндров или в данном случае число стыков на участке трубы заданной длины.

57. Взаимное влияние цилиндров продольного ряда проявляется примерно до $\overline{l} = 50$. Взаимное влияние стыков аналогично такому же влиянию цилиндров в продольном ряду. Поэтому поправку k_4 можно приближенно определять как отношение $\frac{\zeta_ц}{(\zeta_ц)_{\overline{l}=50}}$. Это значит, что на основании (1.201) после соответствующих сокращений будет получено

$$\zeta_ц = 0{,}23\left[2\lg\overline{l} + 1\right].$$

Коэффициент $\zeta^0_{ст}$ определяют в зависимости от $\frac{\delta_{ст}}{D_0}$ по графику *а* диаграммы 1.7–1 или по формуле (1.192):

$$\zeta^0_{ст} = 13{,}8\left(\frac{\delta_{ст}}{D_0}\right)^{\frac{3}{2}} = k_5\left(\frac{\delta_{ст}}{D_0}\right)^{\frac{3}{2}}.$$ [1]

Общее сопротивление участка труб со стыками

$$\zeta = n_{ст}\left(\lambda\frac{l_{ст}}{D_0} + \zeta_{ст}\right),$$

где λ определяют в зависимости от Re и $\overline{\Delta}$ на диаграммах 17–1 – 1.7–5.

58. Стыки, выполненные дуговой и контактной сваркой, оказывают значительно меньшее влияние на сопротивление, чем стыки с подкладными кольцами, так как высота стыка при этом получается соответственно меньше. В среднем можно принять «эквивалентную высоту дугового и контактного стыков»[2] $\delta_{экв} = 3$ мм, в то время как высота стыка с подкладными кольцами $\delta_{ст} = 5$ мм.

59. Сопротивление стальных труб с муфтовыми стыками для практических расчетов можно принимать таким же, как сопротивление сварных труб.

При расчете трубопроводов из чугуна можно пренебречь дополнительным сопротивлением, вызываемым наличием раструбных стыков.

60. Наличие на внутренней поверхности трубы кольцевых выемок также повышает ее сопротивление. Общее сопротивление участка с выемками

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = n_в\left(\lambda\frac{l_в}{D_0} + \zeta_в\right),$$

где $n_в$ – число выемок на рассматриваемом участке трубы; $l_в$ – расстояние между выемками; $\zeta_в$ – коэффициент сопротивления одной выемки; при $\frac{l_в}{D_0} \ge 4$ [624]

$$\zeta_в = 0{,}046\frac{b}{D_0},$$

где b – ширина выемки;

при $\frac{l_в}{D_0} = 2$

$$\zeta_в = 0{,}059\frac{b}{D_0};$$

при $\frac{l_в}{D_0} < 4$

[1] Согласно опытам [17], коэффициент $k_5 = 8{,}26$ для стыков прямоугольной формы и $k_5 = 4{,}14$ – для скругленных стыков.

[2] Под «эквивалентной высотой дугового и контактного стыков» понимается высота стыка с подкладным кольцом, сопротивление которого эквивалентно сопротивлению стыков, выполненных дуговой или контактной сваркой.

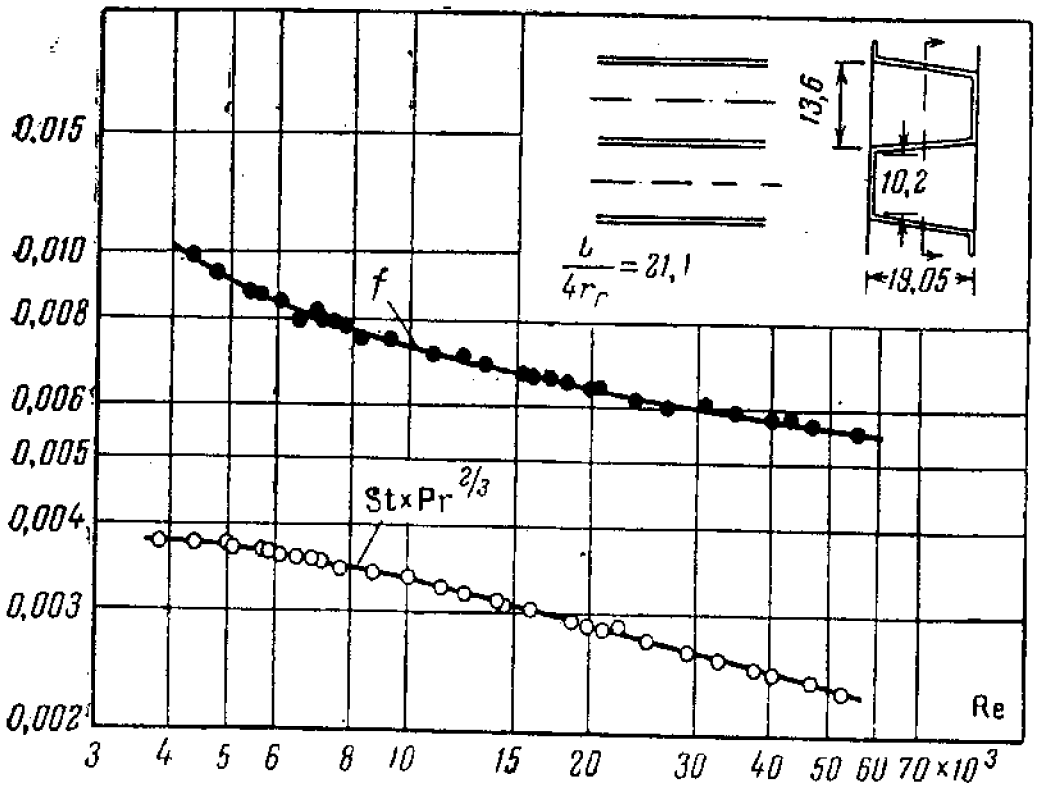


Рис. 1.239. Пластинчато-ребристая поверхность с гладкими ребрами ГлР-1.
Число ребер 79 на 1 м. Расстояние между пластинами b = 19,05 мм.
Длина ребра 30,5 см. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 14,45 мм.
Материал ребер – алюминий, толщина 0,813 мм. β = 250,0 м^2/м^3.
Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,606

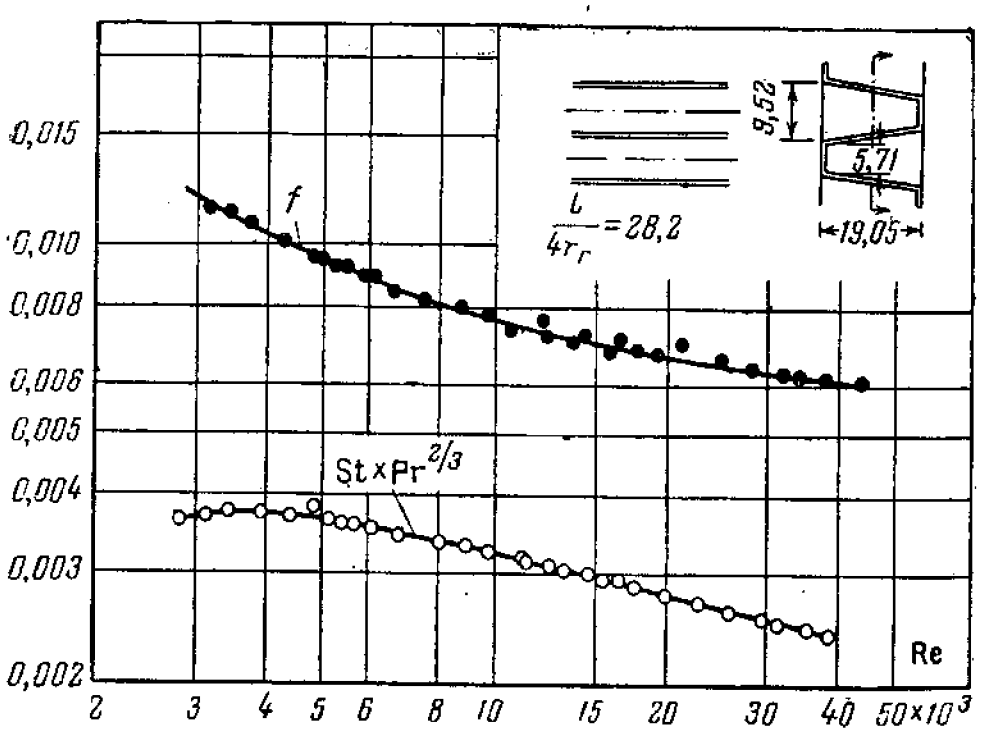


Рис. 1.240. Пластинчато-ребристая поверхность с гладкими ребрами ГлР-2.
Число ребер 118,2 на 1 м. Расстояние между пластинами b = 19,05 мм. Длина ребра 30,5 см.
Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 10,85 мм.
Материал ребер – алюминий, толщина 0,813 мм. β = 321,5 м^2/м^3.
Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,706

$$\zeta_{в} = f\left(\frac{b}{D_0}, \frac{l_{в}}{D_0}\right)\zeta_{м}$$

(определяется по диаграмме 1.7–12).

61. У водоводов ГЭС, бывших в эксплуатации, во многих случаях существенно меняется шероховатость стенок. Для учета влияния этого фактора [25] в (1.196) рекомендуется ввести дополнительный параметр $\alpha_{ш}$ (поправка на местную шероховатость), так что указанная формула приобретает вид

$$\lambda = 0{,}11\left(\overline{\Delta} + \alpha_{ш}\frac{68}{\mathrm{Re}}\right)^{0{,}25}. \qquad (1.202)$$

Параметр $\alpha_{ш}$ может меняться в широких пределах (см. табл. 1.41).

62. Поверхности бетонных трубопроводов отличаются от поверхности других труб тем, что на них обычно имеются швы, продольные и поперечные, следы опалубки, раковины и другие неровности. В процессе эксплуатации состояние бетонных поверхностей трубопроводов изменяется, т. е. шероховатость увеличивается. При расчете сопротивления таких трубопроводов влияние стыков, местных сопротивлений, зарастаний и других осложняющих факторов можно также учитывать по (1.202), в которую входит поправка $\alpha_{ш}$, значения которой приведены в табл. 1.41.

63. Образование отложений в трубопроводах представляет собой комплексный процесс, зависящий от физико-химических свойств транспортируемой жидкости (с учетом метода и степени ее очистки), материала трубопровода и характеристики покрытия, а также от гидравлических параметров – средней скорости течения, давления жидкости и диаметра трубы.

64. Учитывая свойства воды образовывать отложения, Камерштейн предлагает природные воды разбить на следующие группы, каждая из которых определяет характер и интенсивность процесса понижения пропускной способности трубопроводов.

Группа *I*. Слабоминерализованные некоррозионные воды с показателем стабильности от – 0,2 до + 0,2; воды с незначительным содержанием органических веществ и растворенного железа.

Группа *II*. Слабоминерализованные коррозионные воды с показателем стабильности до – 1,0; воды, содержащие органические вещества и растворенное железо в количестве, меньшем 3 г/м^3.

Группа *III*. Весьма коррозионные воды с показателем стабильности от – 1,0 до + 2,5, но с малым содержанием хлоридов и сульфатов (меньше 100–150 г/м^3); воды с содержанием железа больше 3 г/м^3.

Группа *IV*. Коррозионные воды с отрицательным показателем стабильности, но с большим содержанием сульфатов и хлоридов (больше 500–700 г/м^3); необработанные воды с большим содержанием органических веществ.

Группа *V*. Воды, характеризующиеся значительной карбонатной и малой постоянной плотностью с показателем стабильности более 0,8, сильно минерализованные и коррозионные воды.

65. Зависимость высоты выступа шероховатости Δ_t, (в мм) от числа лет эксплуатации определяется формулой, полученной Мостковым на основании опытов Камерштейна:

$$\Delta_t = \Delta + \alpha_{л} t_{л}, \qquad (1.203)$$

где Δ – начальное значение высоты выступов шероховатости (см. табл. 1.41); $\alpha_{л}$ – скорость увеличения выступов шероховатости (мм в год), зависящая от физико-химических свойств воды (см. табл. 1.37).

66. Зависимость пропускной способности трубопроводов водоснабжения от срока их службы, свойств транспортируемой воды и диаметра трубопровода выражается формулой

$$Q_t = Q\left(1 - 0{,}01 n t_{л}^{m}\right),$$

где (Q – расчетная пропускная способность трубопровода; $t_{л}$ – продолжительность эксплуатации в годах; n и m – параметры, зависящие от физико-химических свойств транспортируемой воды (см. табл. 1.37)[1]

Таблица 1.37

Значения параметров $\alpha_{л}$, *n*, *m*

Группа воды	Диаметр трубопровода D_0, мм	$\alpha_{л}^{*}$, мм в год	*n*	*m*
I	150–300	$\frac{0{,}005–0{,}055}{0{,}025}$	4,4	0,5
	400–600		2,3	0,5
II	150–300	$\frac{0{,}055–0{,}180}{0{,}07}$	6,4	0,5
	400–600		2,3	0,5
III	150–300	$\frac{0{,}18–0{,}40}{0{,}20}$	11,6	0,4
	400–600		6,4	0,5
IV	150–300	$\frac{0{,}40–0{,}60}{0{,}51}$	18,0	0,35
	400–600		11,6	0,40
V	150–300	0,60–3,00	32,01 8,0	0,25 0,35

* Значение параметра $\alpha_{л}$ возрастает с уменьшением диаметра трубопровода.

Примечание. В числителе приведены пределы изменения $\alpha_{л}$, в знаменателе – наиболее вероятное среднее значение.

67. Газопроводы благодаря более значительным скоростям потока меньше подвергаются механическим загрязнениям, чем водопроводы. При сухих газах, если внутренняя поверхность трубы не подвергается коррозии, шероховатость может даже несколько снизиться, так как трубы отчасти шлифуются сухим газом.

68. Влага, а также содержащиеся в газе сероводород, углекислота и кислород способствуют коррозии металла труб, которая сопровождается изменением размеров, формы и распределения выступов шероховатости на внутренней поверхности трубопровода. Пропускная способность магистральных газопроводов со временем снижается иногда на 15% и более вследствие коррозии и их загрязнения.

69. Увеличение высоты выступов шероховатости внутренней поверхности вентиляционных воздуховодов в про-

[1] Увеличение гидравлического сопротивления трубопроводов водоснабжения в процессе эксплуатации уточнено в работе [614].

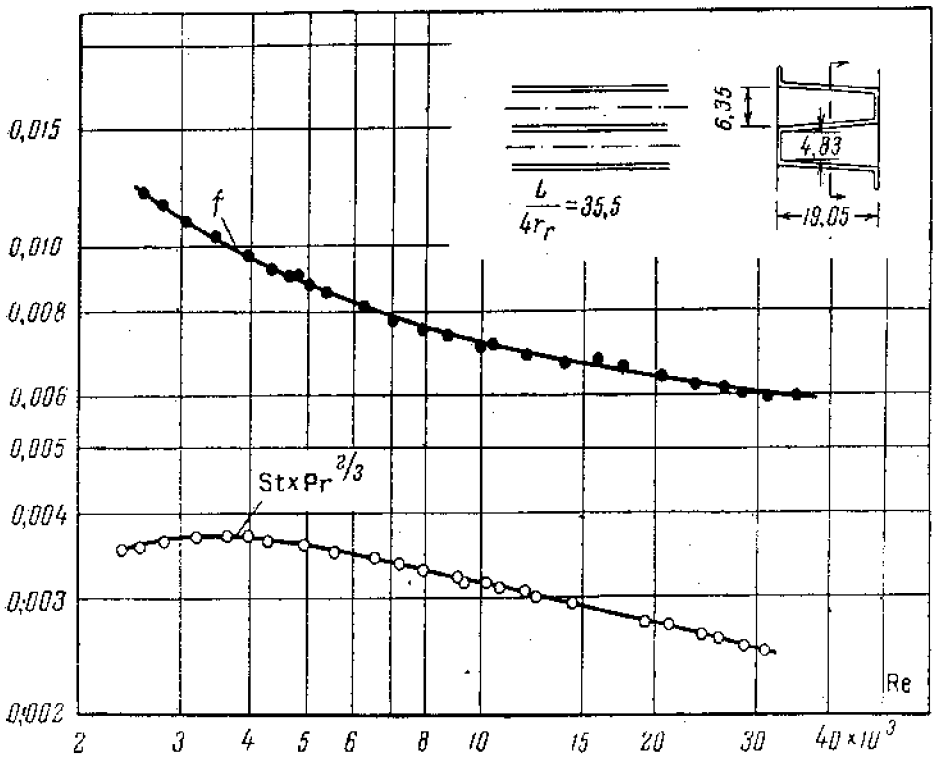


Рис. 1.241. Пластинчато-ребристая поверхность с гладкими ребрами ГлР-3. Число ребер 156 на 1 м. Расстояние между пластинами b = 19,05 мм. Длина ребра 30,5 см. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 8,5 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,813 мм. β = 391,5 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,776

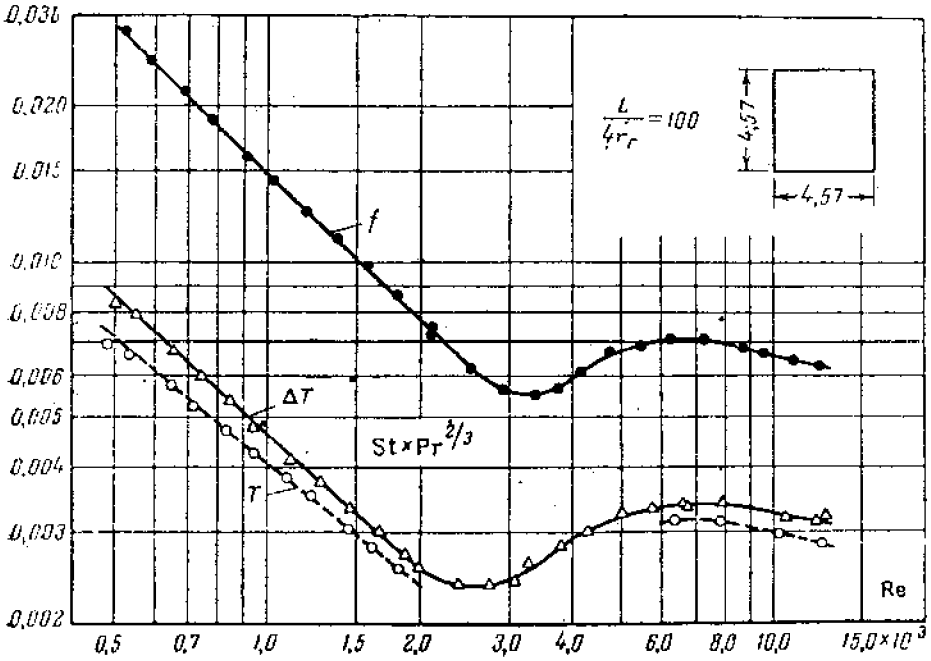


Рис. 1.242. Пластинчато-ребристая поверхность с гладкими ребрами ГлР-4. Исследовавшаяся модель этой поверхности была образована трубками квадратного сечения, а не оребренными пластинами. Поэтому сведения о толщине ребра и поверхности в единице объема здесь не приводятся. Δ – экспериментальные точки при постоянной разности температур стенки и теплоносителя; о – экспериментальные точки при постоянной температуре стенки; ● – экспериментальные точки, соответствующие коэффициенту сопротивления в изотермических условиях. Гидравлический диаметр $4r_г$ = 4,57 мм. Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,500

цессе эксплуатации можно учесть по формуле, аналогичной выражению (1.203) [370]:

$$\Delta_t = \Delta + \alpha_м t_м,$$

где $\alpha_м$ – скорость увеличения выступов шероховатости, мм в месяц (см. табл.1.38);

$t_м$ – продолжительность эксплуатации, месяцы.

70. Движение газа в газопроводах низкого давления, по данным В. В. Даточного [180], возможно при всех режимах, кроме квадратичного, а движение газа в газопроводах среднего и высокого давления происходит при переходном и квадратичном режимах. В основном все газопроводы работают в переходной области.

Уточненные формулы расчета газопроводов низкого и высокого давления см. [17].

Таблица 1.38

Скорость увеличения выступов шероховатости воздуховодов во время эксплуатации [370]

Область применения воздуховодов	Местный отсос	$\alpha_м$, мм в месяц
Пайка мелких радиодеталей на конвейере с применением флюса КСТ	Воронка	2,3–4,4
Пропитка бакелитом абразивных кругов	Камера бакелитизации	0,92–1,36
Приготовление кулинарных изделий на кухонной плите	Кольцевой	0,34–0,49
Хромирование изделий в гальванической ванне	Двухбортовой от ванны	0,49–0,80
Выхлопной участок воздуховода, расположенный вне здания	–	0,03

71. Сопротивление гибких труб, выполненных из металлической ленты (металлорукава, см. диаграмму 1.7–13), существенно больше (в 2–2,5 раза) сопротивления гладких труб. В пределах чисел Рейнольдса $Re = 5 \cdot 10^4 \div 4 \cdot 10^5$ коэффициент сопротивления трения таких труб изменяется незначительно ($\lambda = 0{,}025 \div 0{,}0285$). При этом он зависит от направления движения вдоль рукава: при сбегании потока с кромок внутренней ленты λ несколько меньше, чем при набегании на них потока [680].

72. Повышенным гидравлическим сопротивлением обладают и гибкие воздуховоды, изготовленные путем навивки ленты из стеклоткани на каркас из стальной проволоки.

Сопротивление таких воздуховодов в основном определяется складчатостью их поверхности (а не обычной шероховатостью). Коэффициент сопротивления трения стеклотканевых воздуховодов с регулярной складчатой поверхностью может быть определен по предложенной в работе Л. С. Клячко и Т. Г. Макаренковой [336] приближенной формуле, отражающей структурную зависимость λ, от диаметра воздуховода и ширины ленты b:

$$\lambda \approx \lambda_0 \left(\frac{D_0}{D_0'}\right)^{\frac{D_0'}{D_0}} \left(\frac{b}{b_0}\right)^m,$$

где λ_0, D', b_0 – соответственно коэффициент сопротивления трения, диаметр и ширина ленты базового воздуховода; $\lambda_0 = 0{,}052$;

$D_0' = 0{,}1$ м; $b_0 = 0{,}02$ м; m – коэффициент, учитывающий изменение шага навивки; для рассматриваемой конструкции $m = \frac{1}{5}$. Воздуховоды диаметром $D_0 \le 0{,}2$ м имеют ширину стеклотканевой ленты $b = 0{,}02$ м, а диаметром $D_0 > 0{,}2$ м – ширину $b = 0{,}03$ м.

Более точные значения λ стеклотканевых воздуховодов, полученные экспериментально [336], приведены в соответствущей таблице диаграммы 1.7–13 в зависимости от диаметра D_0 и числа Рейнольдса.

73. Сопротивление гибких гофрированных труб при турбулентном течении зависит от отношения высоты h гребня гофра к его длине l и мало зависит от числа Рейнольдса.

Коэффициент сопротивления трения λ армированных резиновых рукавов, характеристики которых приведены на диаграмме 1.7–14, не зависит от числа Рейнольдса в пределах изменения его от 4000 и выше вследствие значительной шероховатости этих рукавов. Значение λ с увеличением диаметра рукавов растет, так как вместе с этим увеличивается и высота внутренних рубцов (см. [619, 620]).

При определении потерь давления по (1.188) вместо $d_{усл}$ следует подставлять $d_{расч}$, определенное по графику *б* диаграммы 1.7–14 в зависимости от среднего внутреннего давления.

75. Коэффициент сопротивления трения λ гладких резиновых рукавов, характеристики которых приведены на диаграмме 1.7–15, можно найти по формуле В. Ф. Тольцмана и Ф. А. Шевелева [620]:

$$\lambda = \frac{A}{\mathrm{Re}^{0{,}265}},$$

где при числах Рейнольдса $\left(\mathrm{Re} = \frac{w_0 d_{усл}}{\nu}\right)$ $5000 \div 120\,000$ величина $A = 0{,}38 \div 0{,}52$ (в зависимости от качества рукавов).

При определении потерь давления по (1.188) расчетный диаметр следует назначать, исходя из среднего внутреннего давления (по графику *б* диаграммы 1.7–16).

76. Коэффициент сопротивления трения λ гладких армированных резиновых рукавов определяют по графикам диаграммы 1.7–16 в зависимости от среднего внутреннего давления и $d_{усл}$.

При определении потерь давления по (1.188) следует подставлять не условный диаметр рукава, а расчетный и длину рукава умножать на поправочный коэффициент k, который находят по графикам *в* и *г* диаграммы 1.7–17 в зависимости от среднего внутреннего давления.

77. Для труб больших диаметров (300–500 мм) из прорезиненного материала, применяемых для проветривания шахт, с соединениями, обычно выполняемыми с помощью проволочных колец, заделанных в концы патрубков (см. диаграмму 1.7–17), суммарное сопротивление складывается (по Г. А. Адамову) из сопротивления трения и сопротивления соединений:

$$\zeta = \frac{\Delta p}{\rho w_0^2 / 2} = n_c \left(\lambda \frac{l_{ст}}{D_0} + \zeta_c\right),$$

где n_c – число соединений; λ (см. диаграмму 1.7–17) определяют для различных степеней натяжения: плохого (с боль-

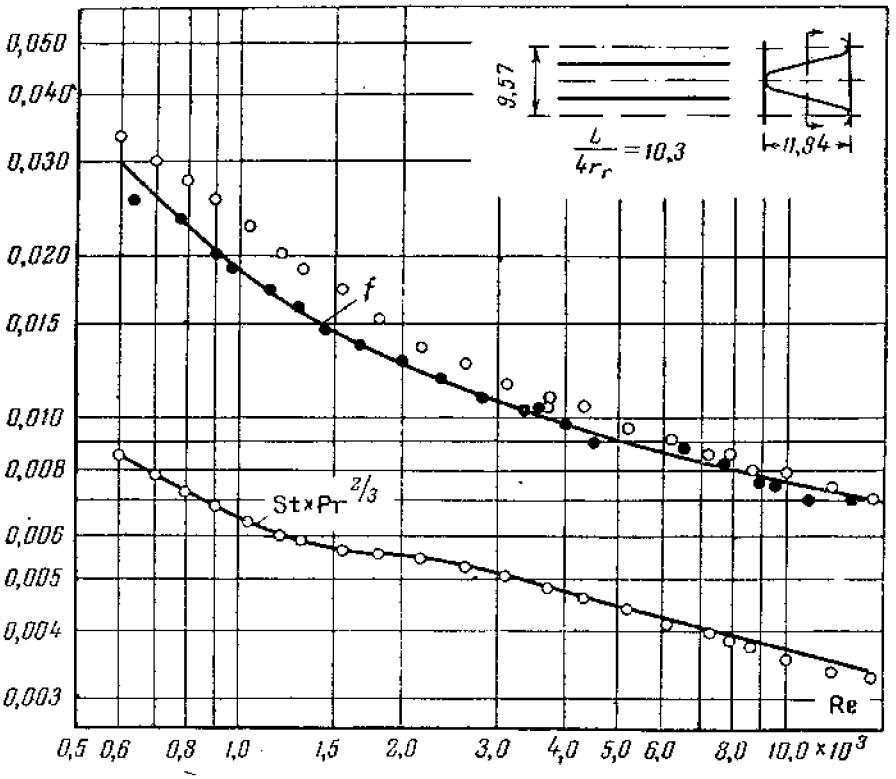


Рис. 1.243. Пластинчато-ребристая поверхность с гладкими ребрами ГлР-5.
Число ребер 208,7 на 1 м. Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм.
Гидравлический диаметр $4r_г$=6,15 мм. β = 616,79 м^2/м^3.
Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,719

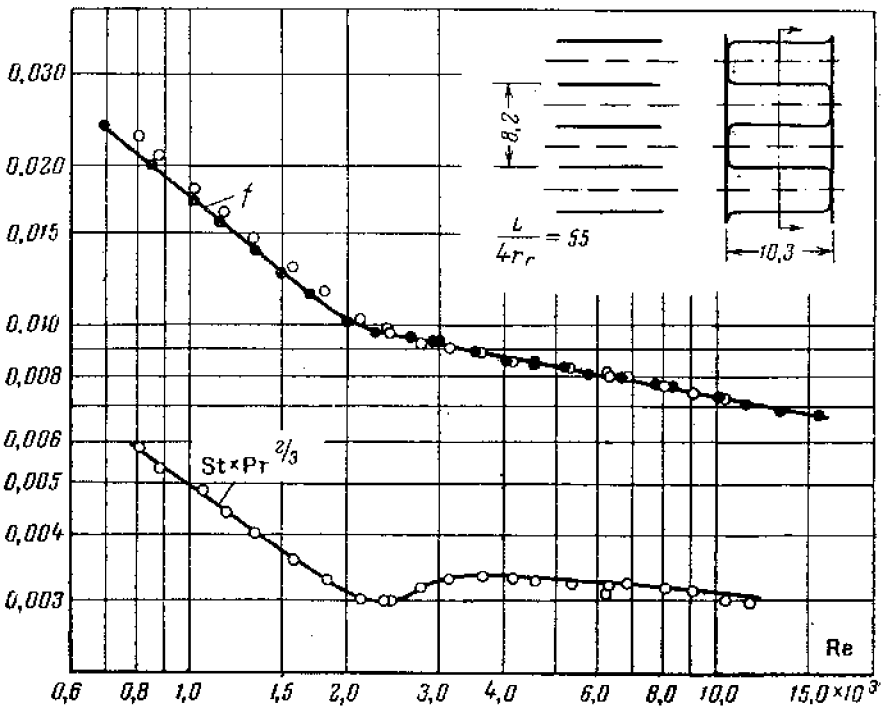


Рис. 1.244. Пластинчато-ребристая поверхность с гладкими ребрами ГлР-6.
Число ребер 244,1 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 5,54 мм.
Материал ребер – алюминий, толщина 0,254 мм. β = 669,28 м^2/м^3.
Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,728

шими складками и изломами), среднего (с незначительными складками) и хорошего (без складок); $l_{ст}$ – расстояние между стыками, м; $\zeta_с$ – коэффициент сопротивления одного соединения (см. диаграмму 1.7–17).

78. Коэффициенты сопротивления трения λ фанерных труб (из березовой фанеры с продольными волокнами) определяют по данным Г. А. Адамова и И. Е. Идельчика, приведенным на диаграмме 1.7–18 [11].

79. Коэффициенты сопротивления трения труб из полимеров (пластмассы) могут быть определены по формулам, предложенным Ю. С. Оффенгенденом [483, 484] и приведенным на диаграмме 1.7–19. Там же указаны области применения этих формул. Как правило, пластмассовые трубы относятся к малошероховатым ($\Delta \le 30$ мкм). Наименьшую абсолютную шероховатость имеют трубы из фторопласта, наибольшую – стеклопластиковые и фаолитовые. У пластмассовых труб наблюдается также микро- и макроволнистость [484]. В первом приближении при $5\cdot10^4 < \mathrm{Re} < 3\cdot10^5$ (с погрешностью до 25% и более) для гидравлического расчета пластмассовых труб можно использовать формулу Кольбрука – Уайта (1.195) или близкие к ней формулы (см. выше) с подстановкой значений Δ, приведенных в табл. 1.41. Для полиэтиленовых (нестабилизированных), фторопластовых и полипропиленовых труб значение Δ не определяют, так как для них коэффициент λ может быть найден по формулам для гладких труб [484].

80. Коэффициенты местных сопротивлений различных видов стыковых соединений пластмассовых труб могут быть определены по соответствующим формулам [484], приведенным на диаграмме 1.7–20. Наименьшее гидравлическое сопротивление наблюдается при муфтовом соединении, а наибольшее – при сварочном (в основном из-за плохого качества сварного шва).

81. Все рекомендованные выше значения λ относятся к несжимаемой жидкости. Для приближенного учета влияния сжимаемости газа при очень большой длине участка может быть использована формула, полученная Ф. С. Ворониным [108]:

$$\lambda_{сж} = \lambda\left(1+\frac{k-1}{2}\mathrm{M}^2\right)^{-0,47},$$

где λ, $\lambda_{сж}$ – коэффициенты сопротивления трения соответственно при несжимаемой и сжимаемой жидкости (газе).

Формула подтверждает, что с точностью до 3% влиянием сжимаемости можно пренебречь для значений М до 0,6. Заметное уменьшение коэффициента λ наблюдается только в узкой околозвуковой области, а также при сверхзвуковых скоростях потока (примерно на 15%) [585, 586].

82. При движении жидкости в трубопроводе постоянного сечения с оттоком или притоком части потока через пористые боковые стенки, продольную щель или боковые ответвления коллекторов (рис. 1.84) коэффициент сопротивления трения λ изменяется вследствие изменения вдоль пути скорости потока (числа Re).

83. Локальный коэффициент сопротивления трения $\lambda_л$ цилиндрической трубы с пористыми стенками при равномерном и круговом (по всему периметру) оттоке, т. е. когда

$$\overline{v} \equiv \frac{v}{v_б} = 1 \text{ и } \overline{w} \equiv \frac{w}{w_0} = 1-\alpha_0\overline{x},$$

в случае ламинарного течения вычисляется на основе формулы, полученной П. И. Быстровым и В. С. Михайловым [84][1]:

$$\lambda_л = \frac{32\left(3+\tilde{a}_0\right)}{\mathrm{Re}_0\left(1-\alpha_0\overline{x}\right)}.$$

Здесь $v_б = \frac{\alpha_0 w_0}{\overline{f}}$ – средняя скорость оттока (притока) через боковые отверстия; $\overline{f} = \sum\frac{f}{F_0}$ – отношение суммарной площади боковых отверстий (ответвлений) пористого участка трубы $\alpha_0 = 1-\frac{w_1}{w_0}$; $\overline{x} = \frac{x}{l}$; $\mathrm{Re}_0 = \frac{w_0 D_0}{\nu}$; $\tilde{\alpha}_0$ определяется профилем скорости на входе в раздающий коллектор (для параболического профиля $\tilde{\alpha}_0 \approx -0,17$; для косинусоидального $\tilde{\alpha}_0 \approx -0,33$); w_0 и w_1 – средняя скорость соответственно в начальном ($x = 0$) и конечном ($x = 1$) сечениях пористого участка трубы.

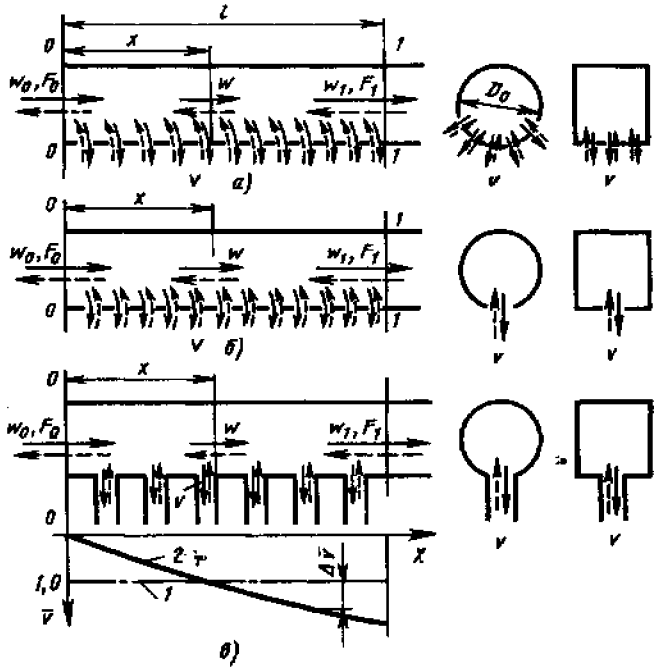


Рис. 1.84. Схемы течения жидкости в коллекторах с изменением расхода вдоль пути; коллекторы:
а – с перфорированными стенками; *б* – с продольной щелью;
в – с боковыми ответвлениями: *1* – $\overline{v} = 1,0 = \mathrm{const}$;
2 – $\overline{v}$ при переменном оттоке

Коэффициент гидравлического сопротивления пористого участка трубы длиной l [289]

$$\zeta = \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \frac{l}{D_0}\left[\frac{32\left(3+\tilde{a}_0\right)}{\mathrm{Re}_0}\cdot\left(1-0,5\alpha\right)\right].$$

84. Локальный коэффициент сопротивления трения $\lambda_л$ при тех же условиях, что в п. 83, в случае турбулентного течения и при $20 \le \frac{L}{D} \le 25$ вычисляется по формулам [84]:

[1] Введенный автором в эту формулу коэффициент α_0 распространяется и на случай транзитного расхода ($\alpha_0 < 1$).

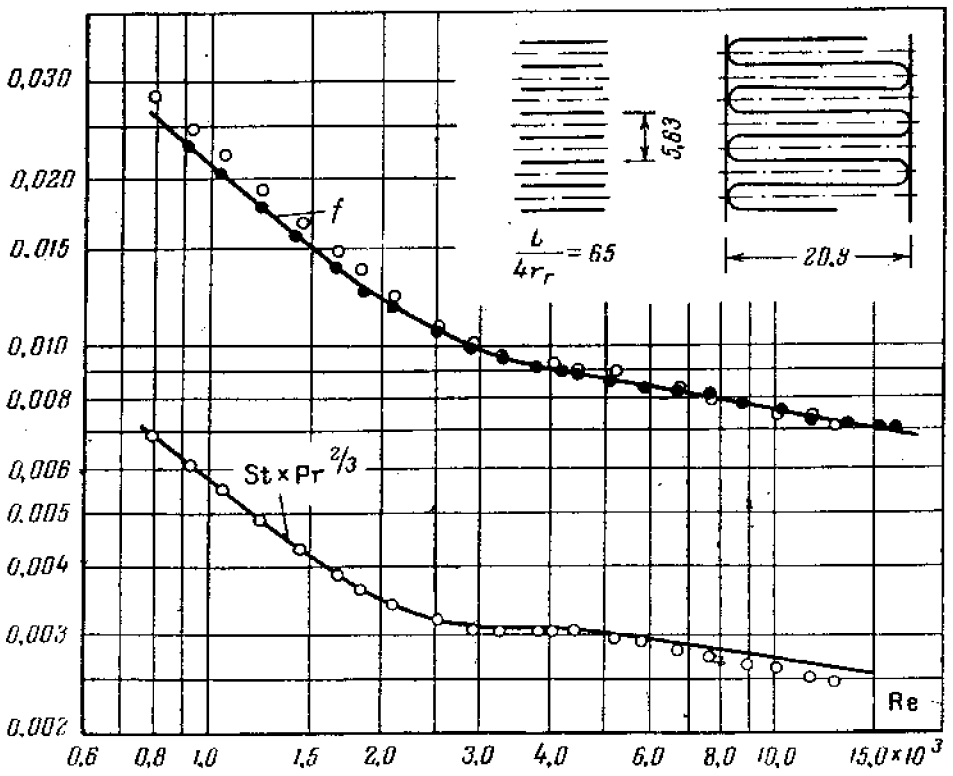


Рис. 1.245. Пластинчато-ребристая поверхность с гладкими ребрами ГлР-7.
Число ребер 355,5 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 4,64 мм.
Материал ребер – алюминий, толщина 0,203 мм. β = 800,5 м^2/м^3.
Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,888

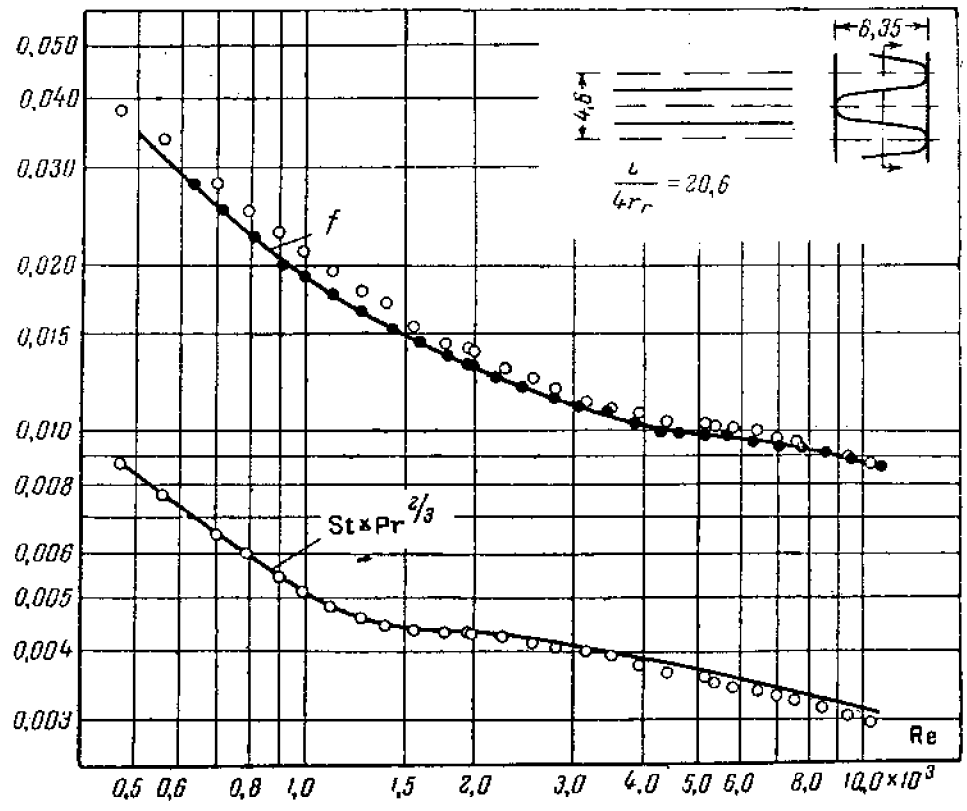


Рис. 1.246. Пластинчато-ребристая поверхность с гладкими ребрами ГлР-8.
Число ребер 437,0 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 3,08 мм.
Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1204,05 м^2/м^3.
Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,756

при $\varepsilon' \le 0,2$

$$\lambda_{л} = \lambda + 5,54\varepsilon' \frac{v}{w}; \qquad (1.204)$$

при $\varepsilon' > 0,2$

$$\lambda_{л} = \lambda + 5,54\varepsilon' \frac{v}{w} + \frac{N_v}{\varepsilon' \cdot v/w}\left(1 - \frac{v/w_0}{v/w}\right). \qquad (1.205)$$

Здесь λ – коэффициент сопротивления трения гладкой трубы, определяемый по диаграмме 1.7–1;

$$N_v = 0,0256B\left(\varepsilon' \cdot \frac{v}{w}\right)^{0,435};$$

$$B = \frac{\lambda_{\varepsilon} - \lambda}{0,2 - \lambda};$$

λ_{ε} находят из выражения

$$\lg \lambda_{\varepsilon} = \lg \lambda \exp\left(-6,63\varepsilon'^{3}\right),$$

где ε' – коэффициент пористости стенок трубы.

В интервале $20 \le \frac{l}{D} \le 25$ коэффициент гидравлического сопротивления пористого участка трубы длиной l:

при $\varepsilon' \le 0,2$

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \frac{l}{D_0}\left[\lambda\left(1 - \alpha_0 + \frac{\alpha_0^2}{3}\right) + 5,54\varepsilon \cdot \frac{\alpha_0}{\overline{f}} \cdot \left(1 - 0,5\alpha_0\right)\right];$$

при $\varepsilon' > 0,2$

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \frac{l}{D_0}\left\{\lambda\left(1 - \alpha_0 + \frac{\alpha_0^2}{3}\right) + 5,54\varepsilon' \cdot \frac{\alpha_0}{\overline{f}} \times \left(1 - 0,5\alpha_0\right) + \frac{0,00157\alpha_0^{0,435}\,\overline{f}^{0,565}}{\varepsilon^{0,565}} \times \left[1 - 4,565\left(1 - \alpha_0\right)^{3,565} + 3,565\left(1 - \alpha_0\right)^{4,565}\right]\right\}.$$

85. Локальный коэффициент сопротивления трения $\lambda_{л}$ раздающего коллектора с односторонним и равномерным оттоком при турбулентном течении [84]

$$\lambda_{л} = \lambda + 8\varepsilon' \frac{v}{w},$$

а коэффициент гидравлического сопротивления всего участка коллектора длиной l [289]

$$\zeta = \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \frac{l}{D_0}\left[\lambda\left(1 - \alpha_0 + \frac{\alpha_0^2}{3}\right) + 8\varepsilon' \cdot \frac{\alpha_0}{\overline{f}}\left(1 - 0,5\alpha_0\right)\right].$$

86. При круговом и равномерно-переменном оттоке из цилиндрической трубы, когда относительная скорость оттока $\overline{v}$ изменяется линейно от $\overline{v} = 1 - \Delta\overline{v}$ до $\overline{v} = 1 + \Delta\overline{v}$ и соответственно $\overline{w} \equiv \frac{w}{w_0} = 1 - \alpha_0(1 - \Delta\overline{v})\overline{x} - \alpha_0 \Delta\overline{v}\,\overline{x}^2$,

$\overline{v} \equiv \frac{v}{v_{\delta}} = 1 - \Delta\overline{v} + 2\Delta\overline{v}\,\overline{x}$, где $\Delta\overline{v} \equiv \frac{\Delta v}{v_{\delta}}$ – отклонение относительной скорости от среднего ее значения (от единицы – см. рис. 1.84).

Локальный коэффициент сопротивления трения в случае ламинарного течения

$$\lambda_{л} = \frac{32\left(3 + \tilde{a}_0\right)}{\mathrm{Re}_0\left[1 - \alpha_0\left(1 - \Delta\overline{v}\right)\overline{x} - \alpha_0 \Delta\overline{v}\,\overline{x}^2\right]}.$$

Коэффициент гидравлического сопротивления пористого участка длиной l [289]

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \frac{32\left(3 + \tilde{a}_0\right)}{\mathrm{Re}_0} \cdot \frac{l}{D_0}\left[1 - 0,5\alpha_0 + \frac{1}{6}\alpha_0 \Delta\overline{v}\right].$$

87. В случае турбулентного течения при тех же условиях, что в п. 86, локальный коэффициент сопротивления трения $\lambda_{л}$ принимают приближенно по (1.204) и (1.205).

Коэффициент гидравлического сопротивления пористого участка длиной l [289]:

при $\varepsilon' \le 0,2$

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \frac{l}{D_0}\left\{\lambda\left[1 - \alpha_0 + \frac{\alpha_0}{3}\left(\Delta\overline{v} + \alpha_0 - 0,5\alpha_0 \Delta\overline{v} + 0,1\alpha_0 \Delta\overline{v}^2\right)\right] + 5,54\varepsilon' \cdot \frac{\alpha_0}{\overline{f}} \cdot \left(1 - 0,5\alpha_0\right)\right\};$$

при $\varepsilon' > 0,2$

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \frac{l}{D_0}\left\{\lambda\left[1 - \alpha_0 + \frac{\alpha_0}{3}\left(\Delta\overline{v} + \alpha_0 - 0,5\alpha_0 \Delta\overline{v} + 0,1\alpha_0 \Delta\overline{v}^2\right)\right] + 5,54\varepsilon' \cdot \frac{\alpha_0}{\overline{f}} \cdot \left(1 - 0,5\alpha_0\right) + \Delta\lambda\right\},$$

где

$$\Delta\lambda = \frac{0,0256B}{\left(\varepsilon' \cdot \frac{\alpha_0}{\overline{f}}\right)^{0,565}} \times \left\{\int_0^1 \frac{\left[1 - \alpha_0\left(1 - \Delta\overline{v}\right)\overline{x} - \alpha_0 \Delta\overline{v}\,\overline{x}^2\right]^{2,565}}{\left(1 - \Delta\overline{v} + 2\Delta\overline{v}\,\overline{x}\right)^{0,565}} d\overline{x} - \int_0^1 \frac{\left[1 - \alpha_0\left(1 - \Delta\overline{v}\right)\overline{x} - \alpha_0 \Delta\overline{v}\,\overline{x}^2\right]^{3,565}}{\left(1 - \Delta\overline{v} + 2\Delta\overline{v}\,\overline{x}\right)^{0,565}} d\overline{x} = \frac{0,0256B}{\left(\varepsilon' \cdot \frac{\alpha_0}{\overline{f}}\right)^{0,565}}\left(J_1 - J_2\right)\right\};$$

J_1 и J_2 – соответственно первый и второй интегралы в выражении $\Delta\lambda$.

Величина $\Delta\lambda$ может быть определена численным методом на ЭВМ. Подсчитанные значения разности $J_1 - J_2$ приведены в табл. 1.39.

88. В случае турбулентного течения и одностороннего неравномерного оттока (см. рис. 1.84) локальный коэффициент сопротивления трения согласно [84]:

при $\varepsilon' \le 0,2$

$$\lambda_л = \lambda + 6,5\varepsilon'\frac{v}{w};$$

при $\varepsilon' > 0,2$

$$\lambda_л = \lambda + N_{р к}\varepsilon'\frac{v}{w},$$

где $N_{р к} \approx 7,4\varepsilon'\left(\frac{l}{D_0}\right)^{0,5}\left[1-\exp\left(-0,016\frac{l}{D_0}\times\frac{\zeta_{отв}}{\overline{f}^2}\right)^{0,6}\right]$;

$\zeta_{отв} \equiv \frac{\Delta p}{\rho v_Б^2/2}$ – суммарный коэффициент сопротивления бокового ответвления коллектора, приведенный к скорости $v_Б$.

Таблица 1.39

Значения $J_1 - J_2$

α_0	$\Delta\overline{v}$							
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,6	0,8	1,0
0,1	0,042	0,040	0,038	0,036	0,035	0,031	0,028	0,024
0,2	0,070	0,067	0,064	0,061	0,059	0,053	0,048	0,042
0,3	0,086	0,083	0,080	0,077	0,074	0,068	0,061	0,054
0,4	0,093	0,091	0,088	0,085	0,083	0,077	0,070	0,061
0,5	0,094	0,092	0,090	0,088	0,086	0,081	0,074	0,065
0,6	0,090	0,089	0,088	0,087	0,086	0,082	0,076	0,067
0,7	0,084	0,084	0,084	0,084	0,083	0,080	0,075	0,067
0,8	0,076	0,077	0,078	0,079	0,079	0,078	0,074	0,066
0,9	0,068	0,070	0,072	0,073	0,074	0,074	0,072	0,065
1,0	0,061	0,064	0,066	0,068	0,070	0,071	0,070	0,063

Коэффициент гидравлического сопротивления пористого участка длиной l [289]:

при $\varepsilon' \le 0,2$

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \frac{l}{D_0}\Big/\left\{\lambda\left[1-\alpha_0+\frac{\alpha_0}{3}\times\right.\right.$$

$$\left.\times\left(\Delta\overline{v}+\alpha_0-0,5\alpha_0\Delta\overline{v}+0,1\alpha_0\Delta\overline{v}^2\right)\right]+6,5\varepsilon'\cdot\frac{\alpha_0}{\overline{f}}\times$$

$$\left.\times\left(1-0,5\alpha_0\right)\right\};$$

при $\varepsilon' > 0,2$

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \frac{l}{D_0}\left\{\lambda\left[1-\alpha_0+\frac{\alpha_0}{3}\left(\Delta\overline{v}+\alpha_0-\right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left.-0,5\alpha_0\Delta\overline{v}+0,1\alpha_0\Delta\overline{v}^2\right)\right]+N_{р к}\varepsilon'\cdot\alpha_0\cdot\overline{f}\cdot\left(1-0,5\alpha_0\right)\right\};$$

89. В случае турбулентного течения и равномерного притока (вдува) локальный коэффициент сопротивления трения

$$\lambda_л = 1,5\varepsilon'\frac{v}{w}. \qquad (1.206)$$

При этом коэффициент гидравлического сопротивления пористого участка длиной l [289]

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = 1,5\varepsilon'\cdot\frac{\alpha_0}{\overline{f}}\cdot\frac{l}{D_0}\cdot\left(1-0,5\alpha_0\right).$$

90. В случае турбулентного течения и равномерно-переменного притока (вдува), при котором относительная скорость притока меняется по линейному закону от $\overline{v} = 1+\Delta\overline{v}$ до $\overline{v} = 1-\Delta\overline{v}$ и соответственно $\overline{w} = 1-\alpha_0(1+\Delta\overline{v})\overline{x}+\alpha_0\Delta\overline{v}\,\overline{x}^2$,

$\overline{v} \equiv \frac{v}{v_\delta} = 1+\Delta\overline{v}-2\Delta\overline{v}\,\overline{x}$.

Локальный коэффициент сопротивления трения принимается приближенно по (1.206), а коэффициент гидравлического сопротивления пористого участка длиной l

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = 1,5\varepsilon'\cdot\frac{\alpha_0}{\overline{f}}\cdot\frac{l}{D_0}\left(1-0,5\alpha_0-0,17\alpha_0\cdot\Delta\overline{v}\right).$$

91. Коэффициент сопротивления бокового ответвления коллекторов [246, 249]:

при оттоке (раздающий коллектор)

$$\zeta_{отв} \equiv \frac{\Delta p}{\rho v_\Omega^2/2} = 0,25\overline{f}^2+\left(\frac{f_б}{f_а}\right)^2+\zeta_{зап}+\zeta_{уч}+1;$$

при вдуве (собирающий коллектор)

$$\zeta_{отв} = 1,5\overline{f}^2+\left(\frac{1}{n_б}-\frac{1}{n_\Omega^2}-0,125\right)+0,75+\left(\frac{f_б}{f_а}\right)^2+\zeta_{зап}+\zeta_{уч};$$

при спаренных коллекторах (П-образная или Z-образная форма)

$$\zeta_{отв} = 0,25\overline{f}^2+1,75+\zeta_{зап}+\zeta_{уч}.$$

Здесь $f_б$ и $f_а$ – соответственно площади бокового отверстия и конечного сечения всего ответвления (выход в неограниченное пространство); $\zeta_{ап}$ – коэффициент сопротивления любого аппарата, включенного в сеть бокового ответвления, приведенный к скорости v_δ, $\zeta_{уч}$ – коэффициент сопротивления всех участков бокового ответвления до и после аппарата, приведенный к скорости v_δ, n_δ – число боковых ответвлений.

92. Введение в поток жидкости или газа макроскопических частиц или добавление к капельным жидкостям полимеров с большой молекулярной массой существенно снижает коэффициент сопротивления трения в трубах («эффект Томса» [1026,1029]).

При турбулентном режиме течения под влиянием полимерных добавок к капельной жидкости или твердых частиц в газе существенно уменьшаются поперечные составляющие пульсации скорости и турбулентное трение, выражаемое рейнольдсовыми напряжениями; в результате снижается коэффициент сопротивления. При ламинарном режиме указанные добавки не снижают коэффициент сопротивления и не затягивают этот режим течения.

Коэффициент сопротивления максимально уменьшается в области низких значений чисел Рейнольдса полностью развитого турбулентного течения (рис. 1.85).

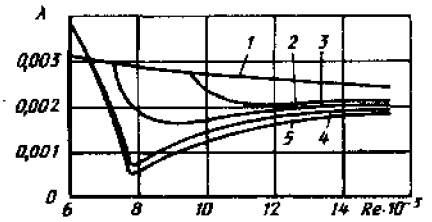


Рис. 1.85. Коэффициент сопротивления трения гладкой пластины в запыленном потоке воздуха ($G_м$ = 3,7 г/с) [70] по сравнению с незапыленным (*1*); размеры твердых частиц: *2* – 1680 мкм; *3* – 840 мкм; *4* – 200 мкм; *5* – 100 мкм

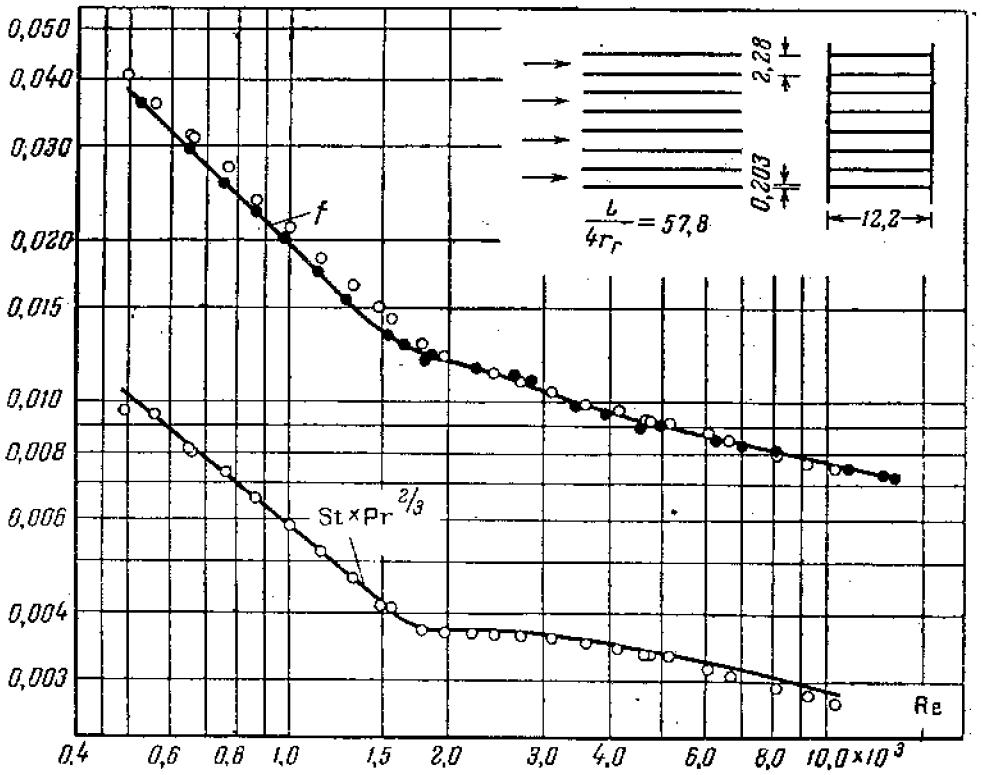


Рис. 1.247. Пластинчато-ребристая поверхность с гладкими ребрами ГлР-9.
Число ребер 437,4 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 3,52 мм.
Материал ребер – алюминий, толщина 0,203. β = 1023,6 м^2/м^3.
Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,854

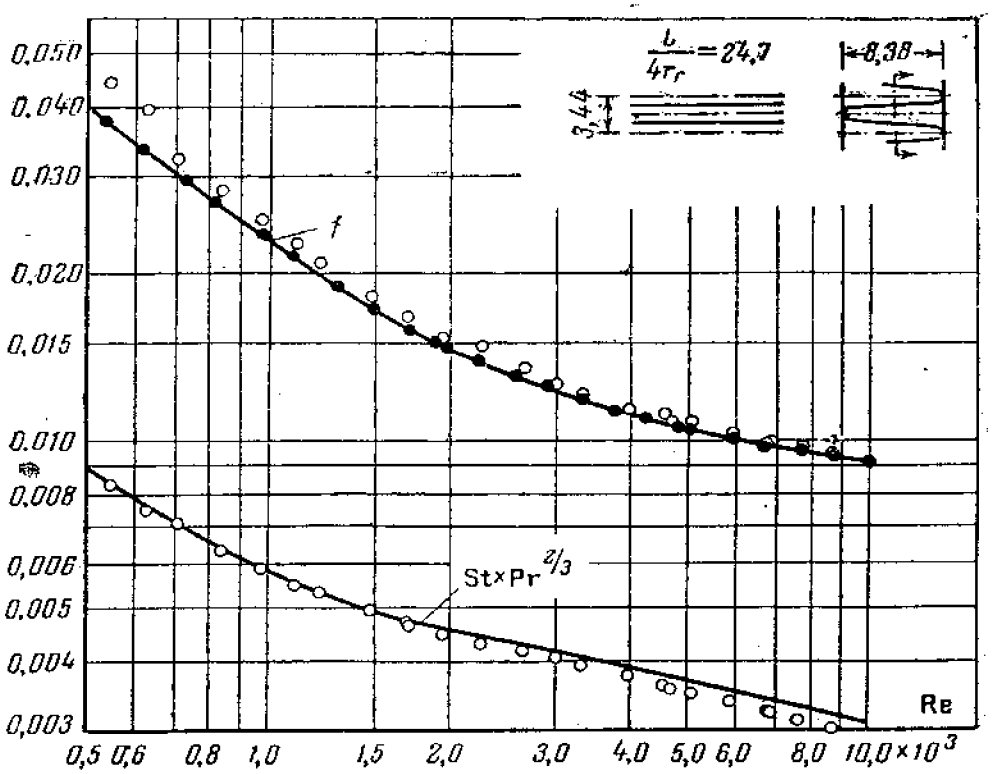


Рис. 1.248. Пластинчато-ребристая поверхность с гладкими ребрами ГлР-10.
Число ребер 581,5 на 1 м. Гидравлический диаметр канала 2,59 мм.
Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1378 м^2/м^3.
Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,844

93. Коэффициент сопротивления трения изменяется также в зависимости от концентрации и вида полимера (в воде) и соответственно размеров взвешенных твердых частиц (в воздушном потоке). Чем больше при данном числе Рейнольдса концентрация полимера (полиакриламид – ПАА) в воде (рис. 1.86), тем значительнее снижается коэффициент λ (аналогичные результаты можно наблюдать и по данным других работ [см. 53, 54, 505, 506, 558 и др.]).

Коэффициент λ определяют [26] по формуле

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2\lg\left[\left(\frac{\mathrm{Re}_{*\text{пор}}}{\mathrm{Re}_*}\right)^{\frac{\alpha_\text{п}}{5,75}}\left(\frac{2,51}{\mathrm{Re}\sqrt{\lambda}} + \frac{\overline{\Delta}}{3,7}\right)\right],$$

где

$\mathrm{Re}_* = \dfrac{w_* D_0}{\nu}$ – динамическое число Рейнольдса;

$\mathrm{Re}_{*\text{пор}} = \dfrac{w_{\text{пор}} D_0}{\nu}$ – пороговое число Рейнольдса, отвечающее началу снижения гидравлического сопротивления;

[$w_* = \sqrt{\dfrac{\tau_0}{\rho}}$ – динамическая скорость (τ_0 – касательное напряжение на стенке); $w_{*\text{пор}}$ – пороговая динамическая скорость;] $\alpha_\text{п}$ – параметр, зависящий от вида и концентрации полимера (находится из опытных данных).

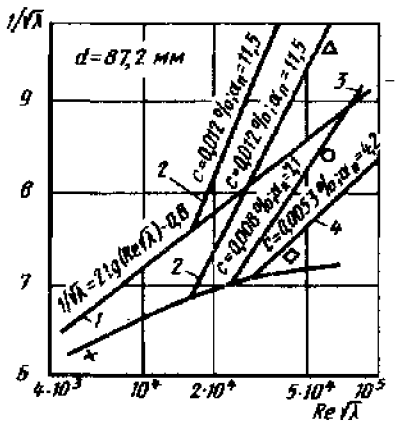


Рис. 1.86. Зависимость $\dfrac{1}{\sqrt{\lambda}} = f\left(\mathrm{Re}\sqrt{\lambda}\right)$ для воды с добавками ПАА различных концентраций [26]:
1 – для гладких труб; *2*, *3*, *4* – по формуле п. 93 при различных концентрациях ПАА: + – водопроводная вода; □ – вода + ПАА (c = 0,0053%); О – вода + ПАА (c = 0,008%); Δ – вода + ПАА (c = 0,012%)

94. С увеличением концентрации твердых частиц $\mu_\text{к}$ –(рис. 1.87) коэффициент сопротивления трения λ вначале резко уменьшается или, что то же, отношение $\dfrac{(\lambda_0 - \lambda)}{\lambda_0}$ (где λ_0 значение λ при $\mu_\text{к} = 0$) резко возрастает [70]; при $\mu_\text{к}$ = 0,8 – 1,5 отношение $\dfrac{(\lambda_0 - \lambda)}{\lambda_0}$ достигает максимума, после чего эта величина начинает уменьшаться, пока при $\mu_\text{к} = 2 \div 3$ не станет равной нулю. Чем меньше размеры взвешенных частиц, тем больше максимум $\dfrac{(\lambda_0 - \lambda)}{\lambda_0}$ и тем раньше этот максимум наступает, но при тем меньших значениях $\mu_\text{к}$ прекращается снижение коэффициента сопротивления трения.

95. При пневмотранспорте концентрация и размеры взвешенных в потоке твердых частиц почти всегда значительны, поэтому влияние поперечных составляющих скоростей турбулентного потока на механизм взвешивания этих частиц и сопротивление трения становится пренебрежимо малым. Основное значение при этом имеют такие дополнительные факторы, как лобовое сопротивление частиц, действующая на них подъемная сила, сила тяжести и другие факторы, которые повышают сопротивление движению транспортирующего потока (см. список литературы ко второму разделу).

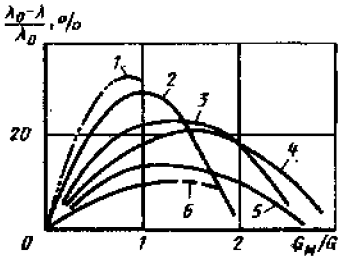


Рис. 1.87. Сопротивление трения на поверхности круглой трубы при различных отношениях массовых расходов [70]; размеры твердых частиц, мкм: *1* – 60; *2* – 15; *3* – 100; *4* – 200; *5* – 840; *6* – 1680; λ_0 – значение λ при $\mu = 0$

96. При установившемся движении в горизонтальной трубе (далеко от входа, отсутствие волочения транспортируемого материала), наличии значительной разности плотностей взвешенных частиц и воздуха и достаточных их размерах отдельные частицы периодически падают на стенку трубы и снова от нее отскакивают, совершая таким образом непрерывное скачкообразное движение.

97. Потеря энергии, возникшая при ударе о стенку, является причиной уменьшения поступательной скорости частиц, которая затем снова восстанавливается вследствие взаимодействия частиц с потоком. Это обстоятельство и приводит к дополнительному расходу энергии транспортирующим потоком.

98. При наличии теплообмена через стенки трубы температура жидкости (газа) меняется как по ее длине, так и по сечению трубы; последнее приводит к изменению плотности жидкости и ее вязкости и, как следствие этого – профиля скорости и гидравлического сопротивления [325].

99. Коэффициент сопротивления трения при неизотермическом движении капельной жидкости рассчитывается по формуле

$$\frac{\lambda_\text{неиз}}{\lambda_\text{из}} = \left(\frac{\eta_\text{ст}}{\eta_\text{ж}}\right)^n, \qquad (1.207)$$

где $\lambda_\text{неиз}$ и $\lambda_\text{из}$ –коэффициенты сопротивления трения при неизотермическом и изотермическом движении соответственно (при вычислении $\lambda_\text{из}$ плотность и вязкость принимают для средней температуры жидкости); $\eta_\text{ст}$ и $\eta_\text{ж}$ – динамические вязкости при температуре стенки трубы $T_\text{ст}$ и средней температуре жидкости $T_\text{ж}$ соответственно;

$n = f\left(\dfrac{\eta_\text{ст}}{\eta_\text{ж}}, \mathrm{Pe}\cdot\dfrac{d}{l}\right)$ – см. табл. 1.40; $\mathrm{Pe} = \dfrac{wl}{\alpha_\tau}$ – критерий Пекле; α_τ – температуропроводность, м^2/с. При охлаждении

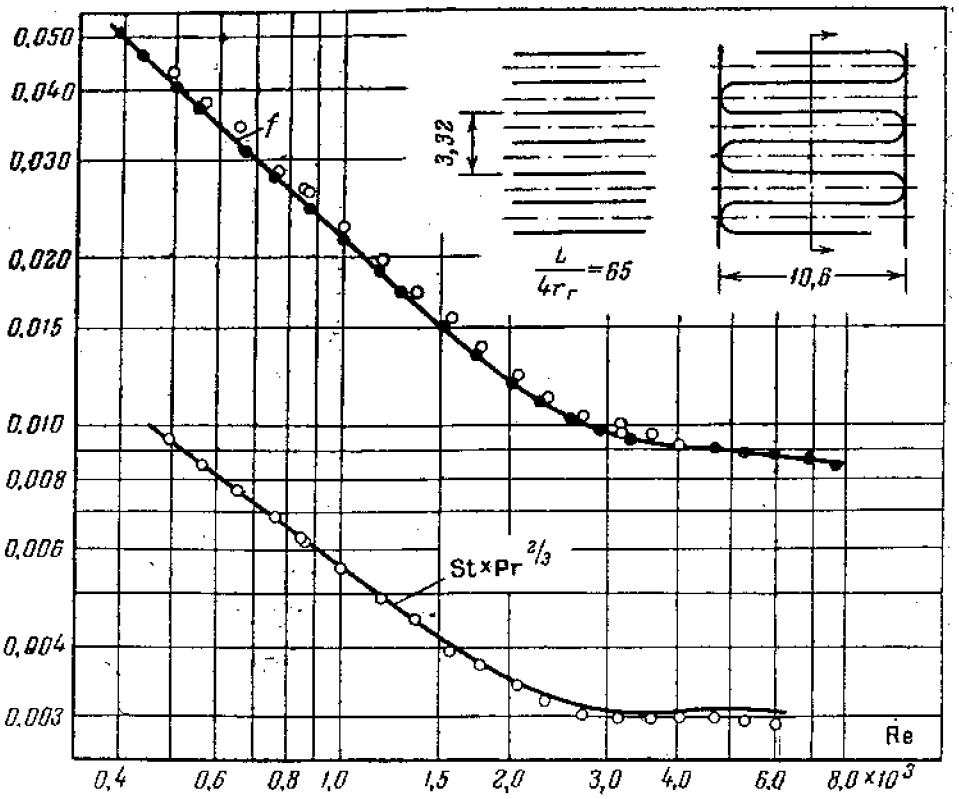


Рис. 1.249. Пластинчато-ребристая поверхность с гладкими ребрами ГлР-11.
Число ребер 593,7 на 1 м. Гидравлический диаметр 2,67 мм.
Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1358,25 м^2/м^3 .
Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,870

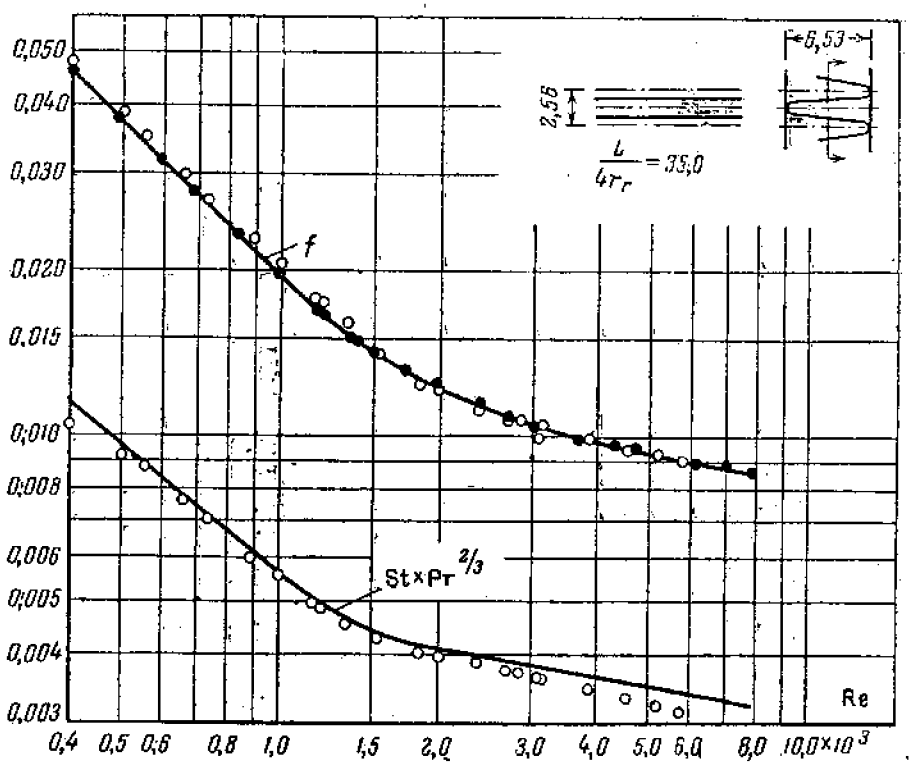


Рис. 1.250. Пластинчато-ребристая поверхность с гладкими ребрами ГлР-12.
Число ребер 781,9 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_r$= 1,875 мм.
Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1840,53 м^2/м^3.
Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,849

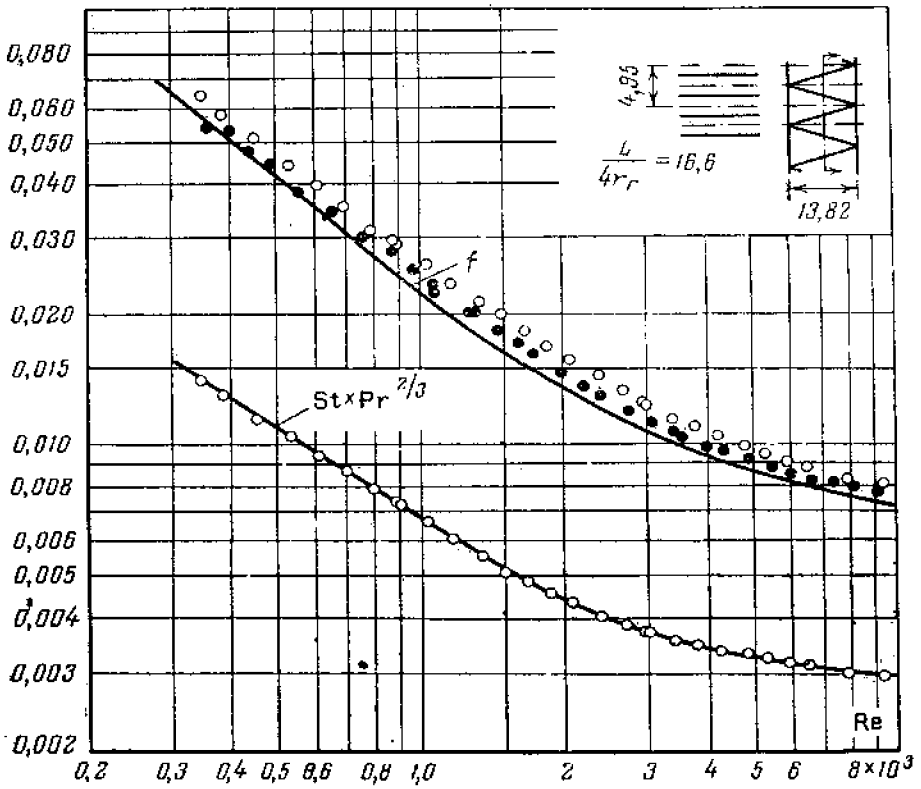


Рис. 1.251. Пластинчато-ребристая поверхность с гладкими ребрами ГлР-13. Число ребер 408,5 на 1 м. Расстояние между пластинами b = 13,82 мм. Длина ребра в направлении потока 127,2 мм. Гидравлический диаметр $4r_г$=3,84 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,254 мм. β = 950 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,863

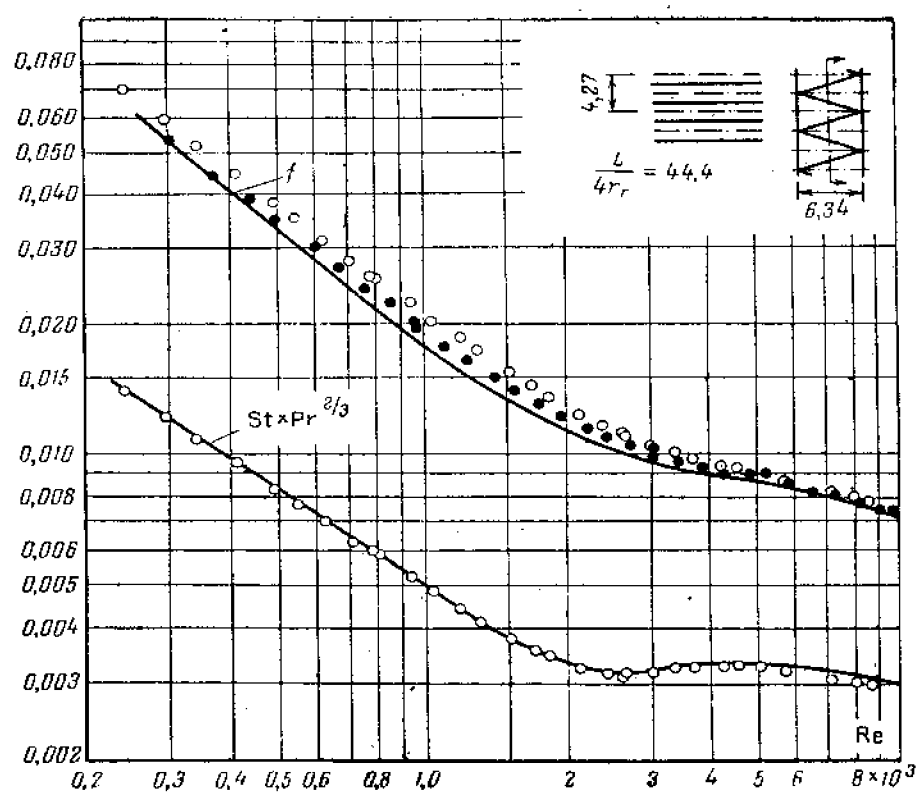


Рис. 1.252. Пластинчато-ребристая поверхность с гладкими ребрами ГлР-14. Число ребер 470 на 1 м. Расстояние между пластинами b = 6,34 мм. Длина ребра в направлении потока 127,2 мм. Гидравлический диаметр канала $4r_г$= 2,87 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1290 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,769

жидкости $\left(\frac{\eta_{ст}}{\eta_{ж}}>1\right)$ из (1.207) следует, что коэффициент сопротивления трения возрастает. При нагревании жидкости $\left(\frac{\eta_{ст}}{\eta_{ж}}<1\right)$ $\lambda_{неиз}$ становится меньше $\lambda_{из}$.

Таблица 1.40

Значения показателя *n* в (1.207)

$Re\cdot\frac{d}{l}$	$\eta_{ст}/\eta_{ж}$				
	0,1	1,0	10	100	1000
60	0,78	0,67	0,58	0,51	0,44
100	0,67	0,58	0,50	0,44	0,38
150	0,59	0,51	0,45	0,39	0,33
200	0,54	0,47	0,41	0,35	0,31
400	0,44	0,38	0,33	0,29	0,25
600	0,39	0,34	0,29	0,25	0,22
1000	0,33	0,29	0,25	0,22	0,19
1500	0,36	0,26	0,22	0,19	0,17
2500	0,28	0,25	0,21	0,18	0,16
5000	0,26	0,23	0,20	0,17	0,15
10000	0,25	0,21	0,19	0,16	0,14
30000	0,22	0,19	0,17	0,14	0,13

100. Для определения коэффициента сопротивления трения гидравлически гладких труб при турбулентном движении жидкости может быть использована формула [431]

$$\lambda_{неиз}=\frac{1}{\left[1{,}82\lg\left(Re\sqrt{\frac{\eta_{ст}}{\eta_{ж}}}\right)-1{,}64\right]^2}.$$

101. Коэффициент сопротивления трения при неизотермическом турбулентном движении нагреваемого газа может быть вычислен по приближенной формуле Кутателадзе–Леонтьева, верной в пределах $Re = 10^5 \div 6\cdot10^6$ и $\frac{T_{ст}}{T_г}=1\div3$:

$$\frac{\lambda_{неиз}}{\lambda_{из}}=\frac{4}{\left(\sqrt{T_{ст}/T_г}+1\right)^2},$$

где $T_г$ – среднемассовая температура газа.

102. При определении эквивалентной шероховатости стенок рассчитываемого участка труб (канала) можно руководствоваться данными, приведенными в табл. 1.41.

Таблица 1.41

Эквивалентная шероховатость поверхности труб и каналов

Группа	Вид труб и материал	Состояние поверхности труб и условия эксплуатации	Δ, мм
Металлические трубы			
I	Цельнотянутые из латуни, меди и свинца	Технически гладкие	0,0015–0,0100
	Цельнотянутые алюминиевые	Технически гладкие [927]	0,015–0,060
II	Цельнотянутые стальные	Новые, не бывшие в употреблении [251, 709, 921, 969]	0,02–0,10 (В зависимости от времени хранения на складе)
		Очищенные после многих лет эксплуатации [927]	До 0,04
		Битумизированные [927]	До 0,04
		Теплофикационные для перегретого пара и водяные при наличии деаэрации и химической очистки проточной воды [459]	0,10
		После одного года эксплуатации на газопроводе [251]	0,12
		После нескольких лет эксплуатации насосно-компрессорных труб на газовой скважине в различных условиях [10]	0,04–0,20
		После нескольких лет эксплуатации на газовой скважине [25]	0,06–0,22
		Паропроводов насыщенного пара и водяных теплопроводов при незначительных утечках воды (до 0,5%) и деаэрации подпитка [459]	0,20
		Водяных систем отопления вне зависимости от источника их питания	0,20
		Нефтепроводов для средних условий эксплуатации [459]	0,20
		Умеренно корродированные [969]	≈ 0,4
		При небольших отложениях накипи [969]	≈ 0,4

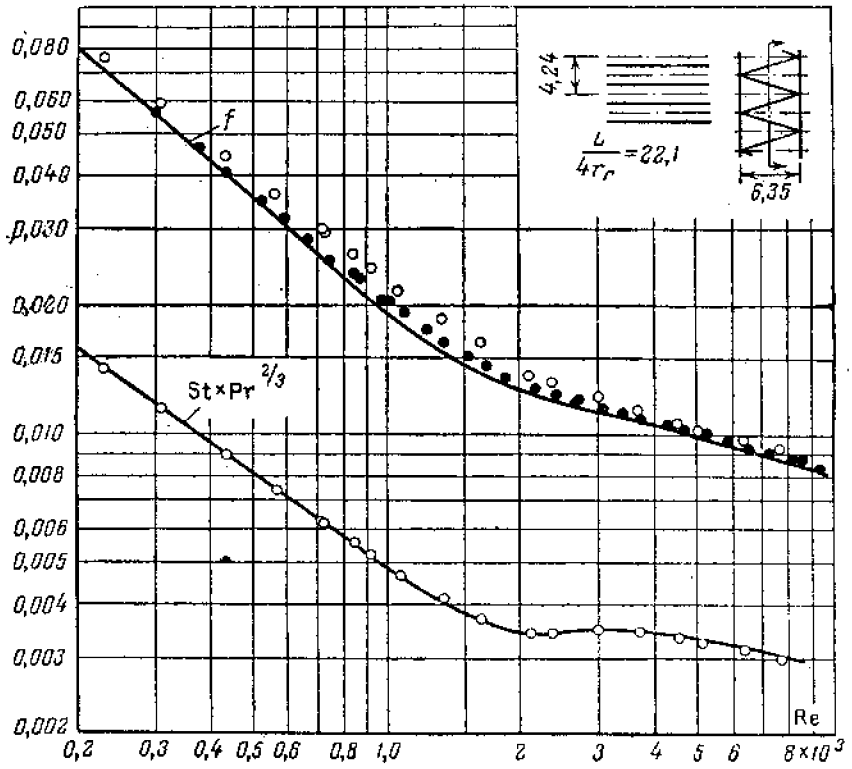


Рис. 1.253. Пластинчато-ребристая поверхность с гладкими ребрами ГлР-15. Число ребер 472,5 на 1 м. Расстояние между пластинами b = 6,37 мм. Длина ребра в направлении потока 63,5 мм. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 2,87 мм. Материал ребер – никель, толщина 0,152 мм. β = 1288 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,773

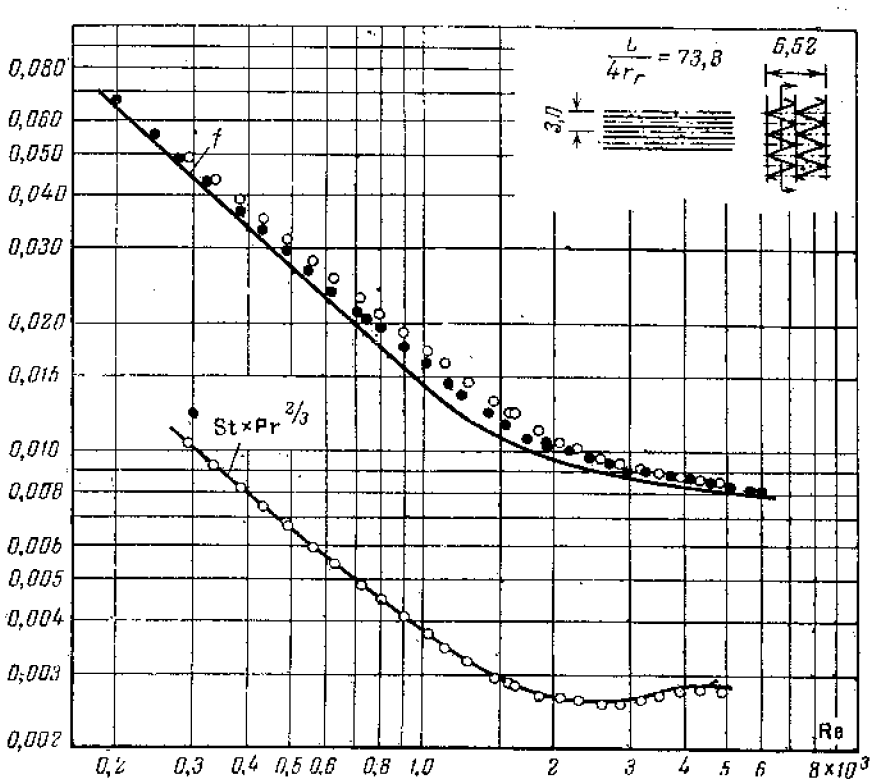


Рис. 1.254. Пластинчато-ребристая поверхность с гладкими ребрами ГлР-16. Число ребер 667 на 1 м. Расстояние между пластинами b = 6,52 мм. Длина ребра в направлении потока 127,2 мм. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 1,72 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1990 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,861

Продолжение таблицы 1.41

Группа	Вид труб и материал	Состояние поверхности труб и условия эксплуатации	Δ, мм
		Паропроводов, работающих периодически (с простоями), и конденсатопроводов с открытой системой конденсата [459]	0,5.
		Воздухопроводов сжатого воздуха от поршневых компрессоров и турбокомпрессоров [459]	0,8
		После нескольких лет эксплуатации в различных условиях (корродированные или с небольшими отложениями) [10]	0,15–1,0
		Конденсатопроводов, работающих периодически, и водяных теплопроводов при отсутствии деаэрации и химической очистки подпиточной воды и при больших утечках из сети (до 1,5–3%) [459]	1.0
		Водопроводные, находившиеся в эксплуатации	1,2–1,5
		С поверхностью в плохом состоянии [842]	≥ 5,0
III	Цельносварные стальные	Новые или старые, в хорошем состоянии [874, 927]	0,04–0,10
		Новые, битумизированные [926]	≈ 0,05
		Бывшие в эксплуатации (битум частично растворен), корродированные [969]	≈ 0,10
		Бывшие в эксплуатации (равномерная коррозия [969]	≈ 0,15
		Без заметных неровностей в местах соединений; изнутри покрыты лаком (толщина слоя около 1,0 мм); хорошее состояние поверхности [910]	0,3–0,4
		Магистральных газопроводов после многих лет эксплуатации [969].	≈ 0,5
		С простой или двойной поперечной клепкой; изнутри покрыты лаком (толщина слоя 1,0 мм) или без лака, но некорродированные [874]	0,6–0,7
		Изнутри покрытые лаком, но не свободные от окисления; загрязненные в процессе эксплуатации на воде, но некорродированные [874]	0,95–1,0
		Магистрального газопровода после 20 лет эксплуатации со слоевыми отложениями [969]	1,1
		С двойной поперечной клепкой, некорродированные [969], загрязненные в процессе эксплуатации на воде [709]	1,2–1,5
		Со слабыми отложениями [969]	1,5
		С двойной поперечной клепкой, сильно корродированные [969]	2,0
		При значительных отложениях [969]	2,0–4,0
		После 25 лет эксплуатации на городском газопроводе, с неравномерными отложениями смолы и нафталина [969]	2,4
		С поверхностью в плохом состоянии [874]	5,0
IV	Клепаные стальные	Клепаные вдоль и поперек по одному ряду заклепок; изнутри покрыты лаком (толщина слоя 1,0 мм); хорошее состояние поверхности [874]	0,3–0,4
		С двойной продольной клепкой и простой поперечной клепкой; изнутри покрыты лаком (толщина слоя 1,0 мм) или без лака, но некорродированные [874]	0,6–0,7
		С простой поперечной и двойной продольной клепкой; изнутри просмоленные или покрытые лаком (толщина слоя 1,0–2,0 мм) [874]	1,2–1,3
		С четырьмя-шестью продольными рядами клепки; длительное время в эксплуатации [874]	2,0
		С четырьмя поперечными и шестью продольными рядами клепки; соединения изнутри перекрыты [874]	4,0
		С поверхностью в наихудшем состоянии; неравномерное перекрытие в месте соединения [874]	≥ 5,0

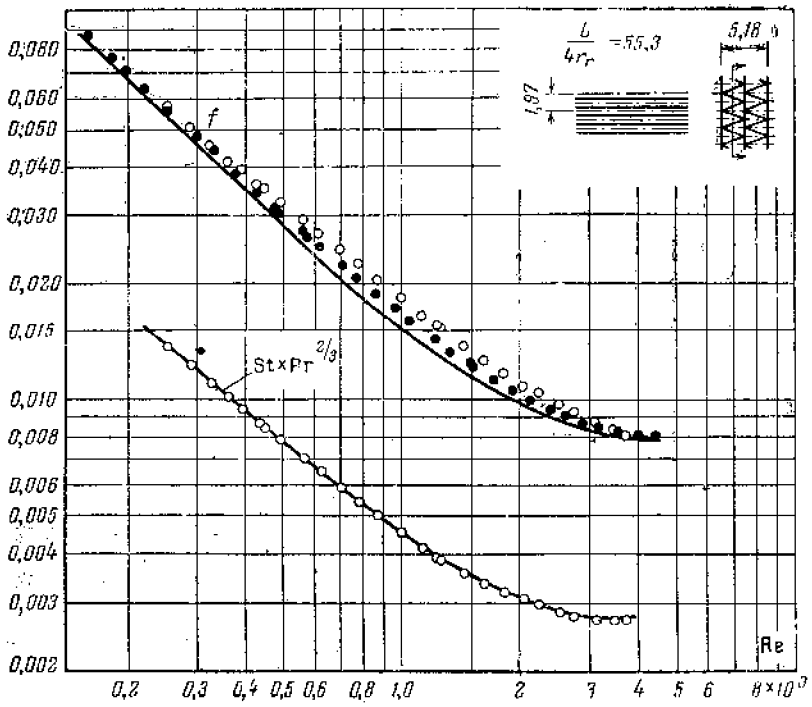


Рис. 1.255. Пластинчато-ребристая поверхность с гладкими ребрами ГлР-17. Число ребер 1014,5 на 1 м. Расстояние между пластинами b = 5,18 мм. Симметрично расположенный разделитель толщиной 0,152 мм. Длина ребра в направлении потока 63,5 мм. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 1,15 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β=2810 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения (включая разделитель) к полной поверхности равно 0,884

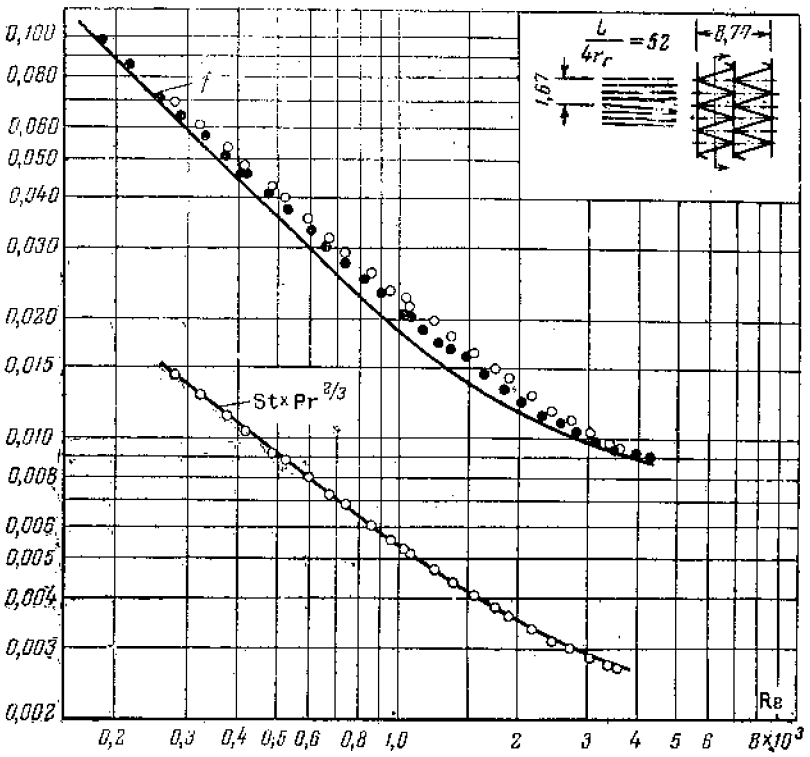


Рис. 1.256. Пластинчато-ребристая поверхность с гладкими ребрами ГлР-18. Число ребер 1195 на 1 м. Расстояние между пластинами b = 8,77 мм. Симметрично расположенный разделитель толщиной 0,152 мм. Длина ребра в направлении потока 63,5 мм. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 1,22 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,102 мм. β = 2660 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения (включая разделитель) к полной поверхности равно 0,928

Продолжение таблицы 1.41

Группа	Вид труб и материал	Состояние поверхности труб и условия эксплуатации	Δ, мм
V	Из кровельной стали	Непроолифленная	0,02–0,04
		Проолифленная	0,10–0,15
VI	Оцинкованные стальные	Чистая оцинковка, новые	0,07–0,10
		Обычная оцинковка [969]	0,1–0,15
VII	Оцинкованные из листовой стали	Новые [921]	0,15
		Бывшие в эксплуатации на воде [799]	0,18
VIII	Стальные	С двусторонним стеклоэмалевым покрытием [464]	0,001–0,010
IX	Чугунные	Новые [799]	0,25–1,0
		Новые, битумизированные [969]	0,10–0,15
		Асфальтированные [921]	0,12–0,30
		Водопроводные, бывшие в эксплуатации [709]	1,4
		Бывшие в эксплуатации, корродированные [969]	1,0–1,5
		С отложениями [921, 969]	1,0–1,5
		При значительных отложениях [969]	2,0–4,0
		Очищенные после многих лет эксплуатации	0,3–1,5
		Сильно корродированные [874]	До 3,0
X	Водоводы ГЭС, стальные [25, 127]	**Новые чистые**	
		Бесшовные (без стыков), тщательно уложенные	0,015–0,040
		С продольным сварным швом, тщательно уложенные	0,030–0,012
		То же с поперечными сварными стыками	0,08–0,17
		Новые чистые, с внутренним покрытием	
		Битумным в заводских условиях	0,014–0,018
		То же со сварными поперечными стыками	0,20–0,60
		Оцинкованные	0,10–0,20
		Грубооцинкованные	0,40–0,70
		Покрытые битумом, криволинейные в плане	0,10–1,40
		Старые чистые	
		С незначительной коррозией или инкрустацией	0,10–0,30
		С умеренной коррозией или легкими отложениями	0,30–0,70
		Со значительной коррозией	0,80–1,50
		Очищенные после зарастания или ржавления	0,15–0,20
		Бывшие в эксплуатации (монтаж в производственных условиях)	
		Цельносварные, до 2 лет эксплуатации, без отложений	0,12–0,24
		То же до 20 лет эксплуатации, без отложений, наростов	0,6–5,0
		При наличии железобактериальной коррозии (сильно заржавевшие)	3,0–4,0
		С очень сильной коррозией и инкрустацией (при толщине отложений от 1,5 до 9 мм)	3,0–5,0

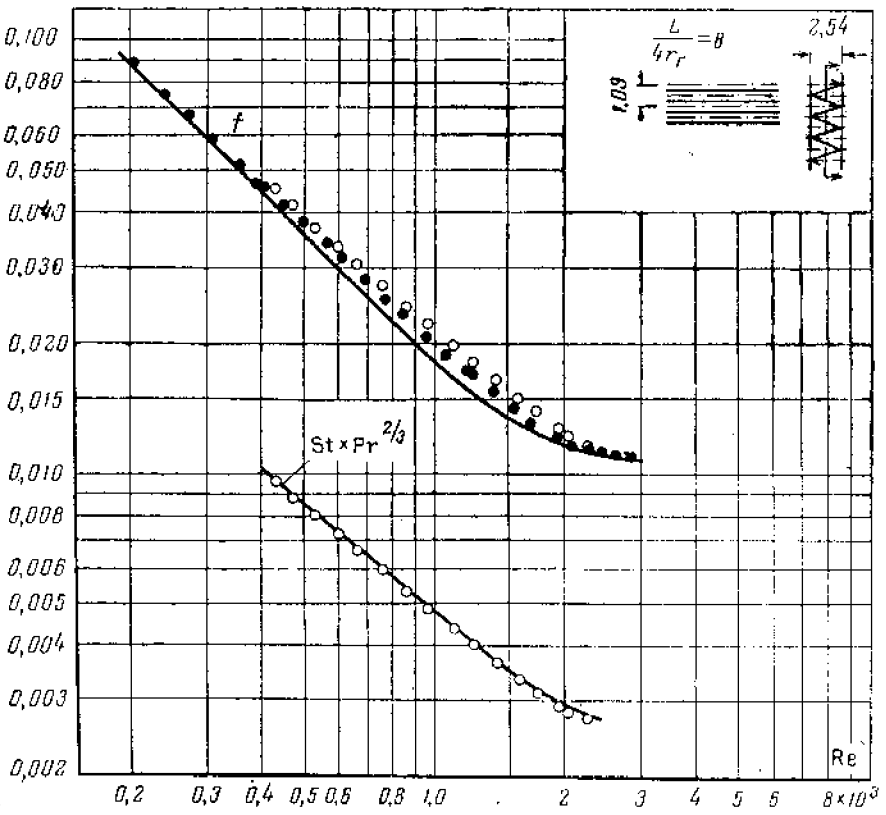


Рис. 1.257. Пластинчато-ребристая поверхность с гладкими ребрами ГлР-19. Число ребер 1825 на 1 м. Расстояние между пластинами b = 2,54 мм. Длина ребра в направлении потока 66,8 мм. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 0,805 мм. Материал ребра – нержавеющая сталь, толщина 0,051 мм. β = 4360 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,837

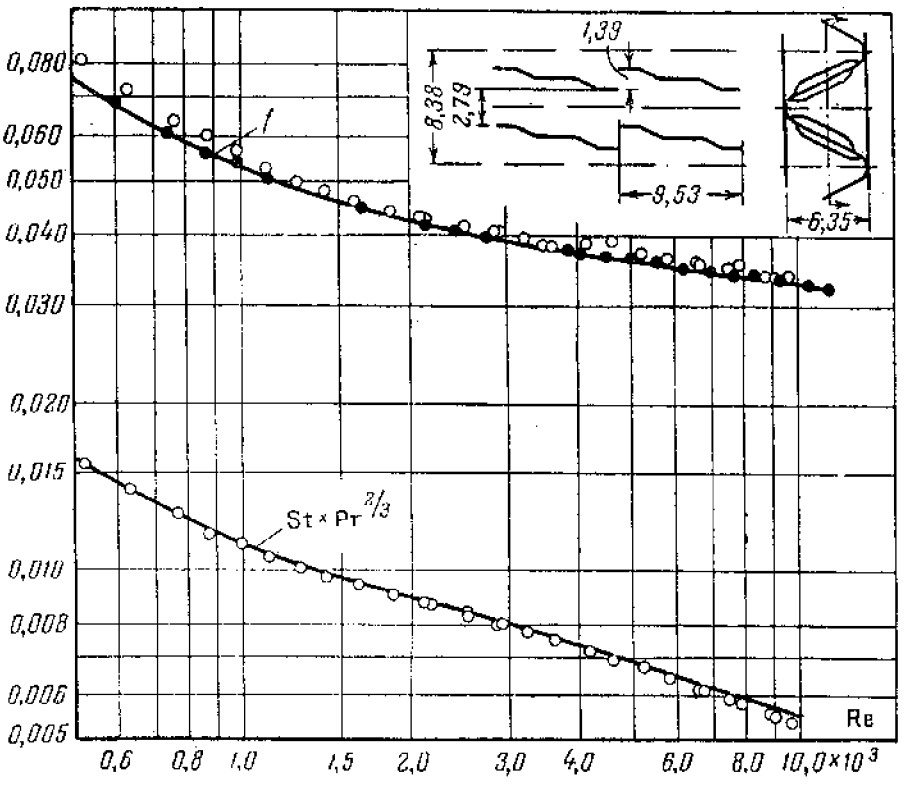


Рис. 1.258. Пластинчато-ребристая поверхность с жалюзийными ребрами ЖР-1. Число ребер 238,6 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 4,45 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 839,88 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,640

Продолжение таблицы 1.41

Группа	Вид труб и материал	Состояние поверхности труб и условия эксплуатации	Δ, мм
X	Водоводы ГЭС, стальные [25, 127]	То же, при толщине отложений от 3 до 25 мм	6,0–6,5
		Бывшие в эксплуатации, с внутренним покрытием:	
		Покрытые битумом (кузбасс-лаком, каменноугольной смолой); срок эксплуатации до 3 лет. *Примечание*. Для новых водоводов $\alpha_ш$ = 1,3–1,5. Для новых водоводов, покрытых битумом, $\alpha_ш$ = 1,3. Для водоводов, бывших в эксплуатации, величина $\alpha_ш$ может меняться в широких пределах (до 85) в зависимости от срока эксплуатации, свойств воды, характера отложений и пр.	0,1–0,35
Бетонные, цементные и другие трубы и каналы			
I	Бетонные [25, 127]	**Водоводы без отделки поверхности**	
		Новые, с исключительно гладкой (полированной) поверхностью, выполненной с помощью стальной опалубки при первоклассном качестве работ (секции тщательно состыкованы, стыки хорошо загрунтованы и заглажены) ($\alpha_ш$ = 1)	0,05–0,15
		Бывшие в эксплуатации, с корродированной и волнистой поверхностью; сформированные с помощью деревянной опалубки ($\alpha_ш$ > 3,0)	1,0–4,0
		Старые, плохо выполненные, не тщательно уложенные, поверхность заросшая, при наличии отложений песка, гравия, глинистых частиц ($\alpha_ш$ > 3)	3,0–6,0
		Очень старые, с сильно разрушенной и заросшей поверхностью в процессе длительной эксплуатации ($\alpha_ш$ > 3)	5,0 и более
		Водоводы с последующей отделкой поверхности (оштукатуренные, заглаженные)	
		Новые, с очень гладкой поверхностью, выполненные с помощью стальной или промасленной стальной опалубки при первоклассном качестве работ; отделочный слой тщательно сглажен вручную мастерками; стыки загрунтованы и сглажены (без выступов) ($\alpha_ш$ = 1)	0,10–0,20
		Новые или бывшие в эксплуатации, с гладкой поверхностью, а также монолитные (отлитые в стальной опалубке) или сборные трубы длиной секции до 4 м при хорошем качестве работ; отделочный слой– цементная поверхность, сглаженная вручную, стыки сглажены ($\alpha_ш$ > 1, но < 1,5)	0,15–0,35
		Бывшие в эксплуатации, без отложений, с умеренно гладкой поверхностью; монолитные, выполненные в стальной или деревянной опалубке с затиркой поверхности, стыки загрунтованы, но не сглажены ($\alpha_ш$ > 1,5, но ≤ 2,5)	0,30–0,60
		Заводского изготовления и монолитные (изготовленные на месте), бывшие в эксплуатации, с цементной штукатуркой, заглаженной деревянной теркой, стыки шероховатые ($\alpha_ш$ > 2,5, но ≤ 3,0)	0,50–1,0
		Водоводы с торкретированной поверхностью или из набрызг-бетона	
		Тщательно заглаженный торкрет или тщательно заглаженный набрызг-бетон по бетонной поверхности ($\alpha_ш \approx$ 2,5)	0,50
		Затертый щетками торкрет или затертый щетками набрызг-бетон по бетонной поверхности ($\alpha_ш$ > 3,0)	2,30
		Незаглаженный торкрет или набрызг-бетон по бетонной поверхности ($\alpha_ш$ > 3,0)	6,0–17,0
		Заглаженный торкрет или заглаженный набрызг-бетон по поверхности ($\alpha_ш$ > 3,0)	3,0–6,0
II	Железобетонные	Новые [127]	0,25–0,34
		Необработанные [927]	2,5
III	Асбестоцементные	Новые	0,05–0,10
		Средние	≈ 60
IV	Цементные	Сглаженные	0,3–0,8
		Необработанные [927]	1,0–2,0
		Стыки не сглажены [874]	1,9–6,4

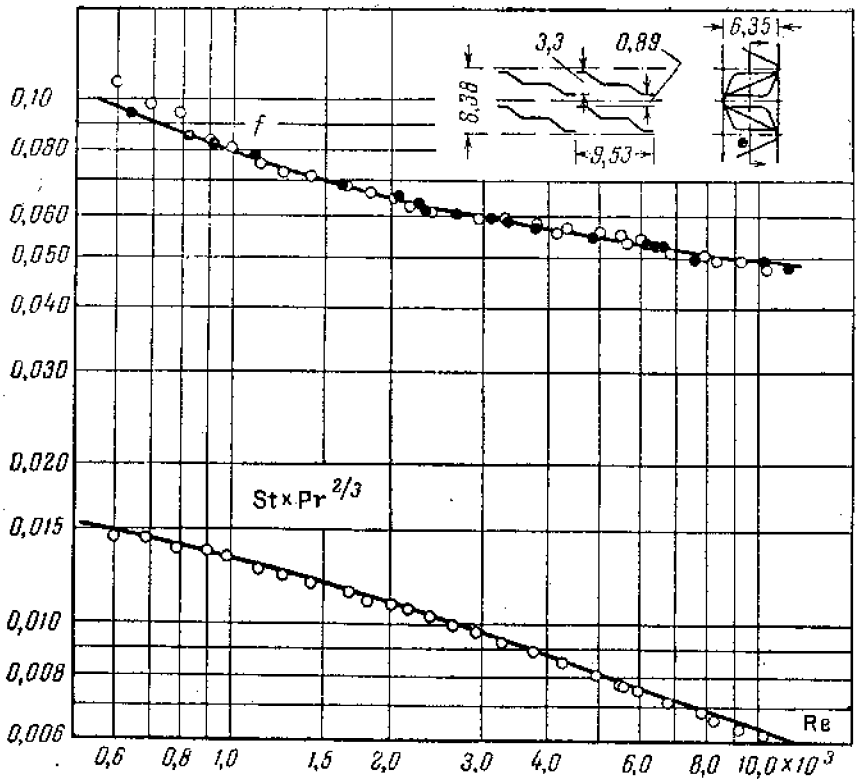


Рис. 1.259. Пластинчато-ребристая поверхность с жалюзийнымн ребрами ЖР-2.
Число ребер 238,6 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 4,45 мм.
Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 839,88 м^2/м^3.
Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,640

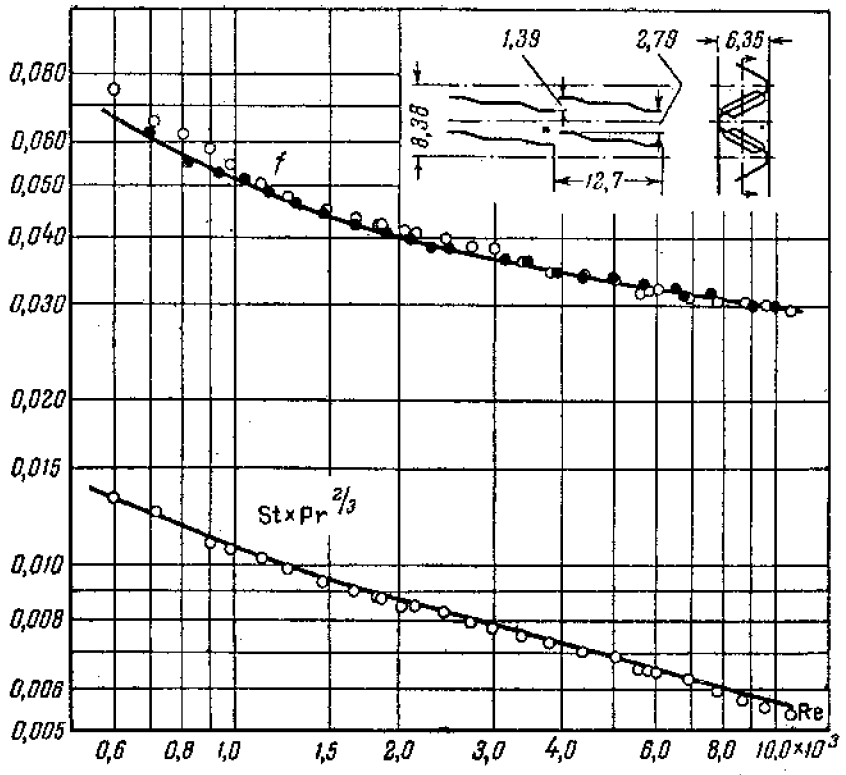


Рис. 1.260. Пластинчато-ребристая поверхность с жалюзийными ребрами ЖР-3.
Число ребер 238,6 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 4,45 мм.
Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 839,88 м^2/м^3.
Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,640

Продолжение таблицы 1.41

Группа	Вид труб и материал	Состояние поверхности труб и условия эксплуатации	Δ, мм
V	Канал со штукатуркой цементным раствором	С хорошей штукатуркой из чистого цемента со сглаженными соединениями: все неровности устранены; обработанная металлической опалубкой [869]	0,05–0,22
		С ожелезнением	0,5
VI	Канал со штукатуркой по металлической сетке	–	10–15
VII	Каналы керамиковые соляно-глазурованные	–	1,4
VIII	Каналы из шлакобетонных плит	–	1,5
IX	Каналы из шлако- и опилкоалебастровых плит	Из тщательно выполненных плит [799]	1,0–1,5
Деревянные, фанерные и стеклянные трубы			
I	Деревянные	Из весьма тщательно остроганных досок	0,15
		Из хорошо остроганных досок	0,30
		Из нестроганых досок, хорошо пригнанных	0,70
		Из грубых досок [969]	1,0
		На клепке	0,6
II	Фанерные	Из хорошей березовой фанеры при поперечном расположении волокон [11]	0,12
		Из хорошей березовой фанеры при продольном расположении волокон [11]	0,03–0,05
III	Стеклянные	Из чистого стекла [921]	0,0015–0,0100
IV	Полиэтиленовые	Многослойные трубы для систем водоснабжения и отопления с внутренним полиэтиленовым слоем	0,007

Туннели [127]

Группа	Методы производства работ, характеристика поверхности	Δ, мм
1	**Туннели в скальных грунтах (без отделки)**	
	Высеченные гладким взрыванием в массиве со слабой трещиноватостью	100–140
	Высеченные гладким взрыванием в массиве с выраженной трещиноватостью	130–500
	Грубо высеченные с весьма неровными поверхностями	500–1500
II	**Туннели необлицованные**	
	Горные породы:	
	гнейс (D = 3 ÷ 13,5 м)	300 – 700
	гранит (D = 3 ÷ 9 м)	200 – 700
	сланец (D = 9 ÷ 12 м)	250 – 650
	кварц, кварциты (D = 7 ÷10 м)	200 – 600
	осадочные (D = 4 ÷ 7 м)	400
	нефритоносные (D = 3 ÷ 8 м)	200

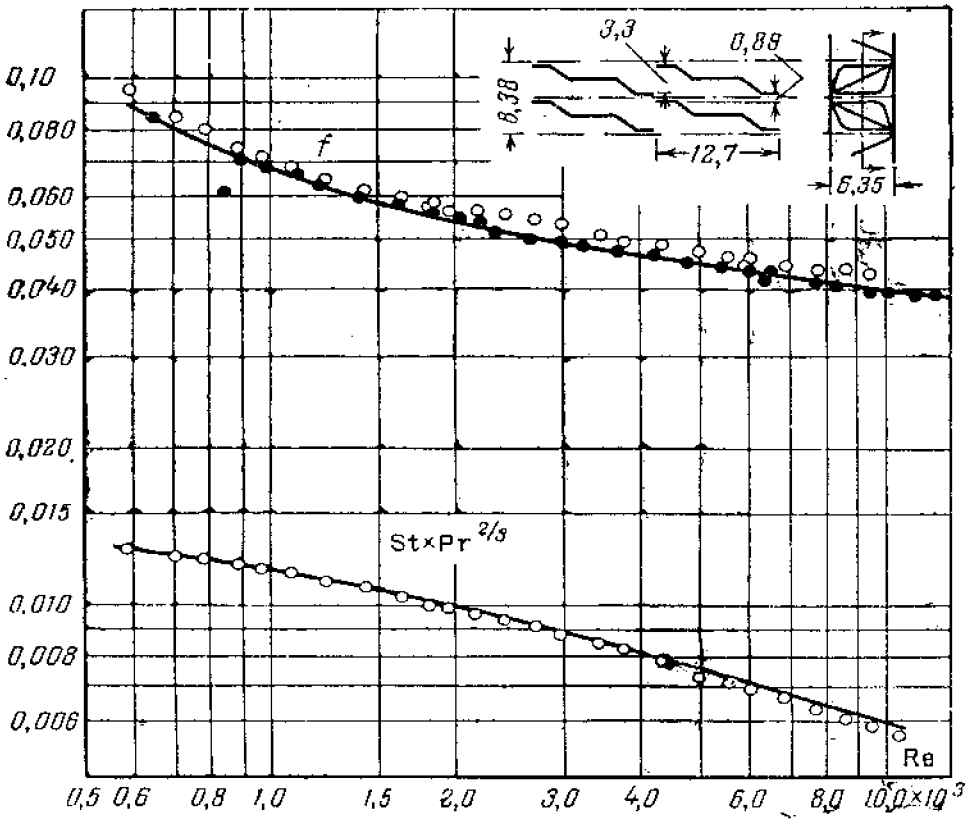


Рис. 1.261. Пластинчато-ребристая поверхность с жалюзийными ребрами ЖР-4.
Число ребер 238,6 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 4,45 мм.
Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 839,88 м^2/м^3.
Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,640

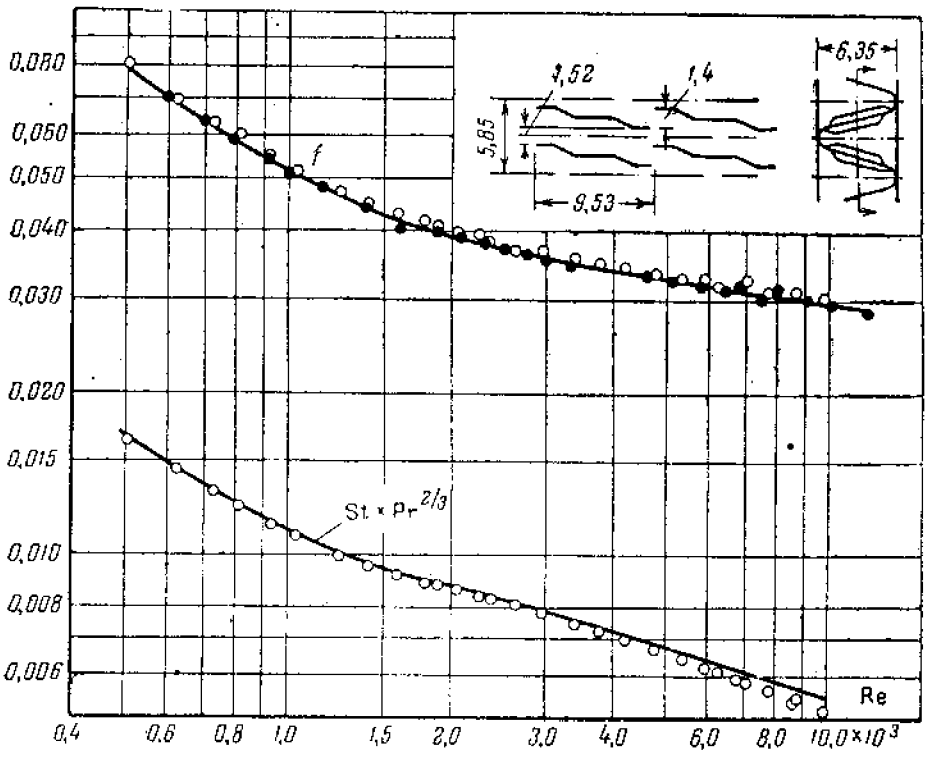
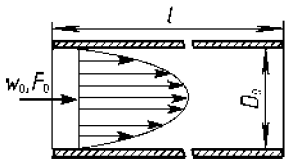


Рис. 1.262. Пластинчато-ребристая поверхность с жалюзийными ребрами ЖР-5.
Число ребер 342,5 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 3,65 мм.
Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1007,2 м^2/м^3.
Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,705

1.7.2. ДИАГРАММЫ КОЭФФИЦИЕНТОВ СОПРОТИВЛЕНИЯ ТРЕНИЯ

Труба круглого сечения (гладкостенная); стабилизированное течение [17, 837, 950]	**Диаграмма 1.7–1**



$$\mathrm{Re} = \frac{w_0 D_0}{\nu}$$

1. Ламинарный режим $(\mathrm{Re} \le 2000)$:

$$\lambda = \frac{\Delta p}{\left(\frac{\rho w_0^2}{2}\right)\left(\frac{l}{D_0}\right)} = \frac{64}{\mathrm{Re}} = f(\mathrm{Re})$$ см. график *а*.

Re	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
λ	0,640	0,320	0,213	0,160	0,128	0,107	0,092	0,080	0,071	0,064
Re	1100	1200	1300	1400	1500	1600	1700	1800	1900	2000
λ	0,058	0,053	0,049	0,046	0,043	0,040	0,038	0,036	0,034	0,032

2. Переходный режим $(2000 \le \mathrm{Re} \le 4000)$:

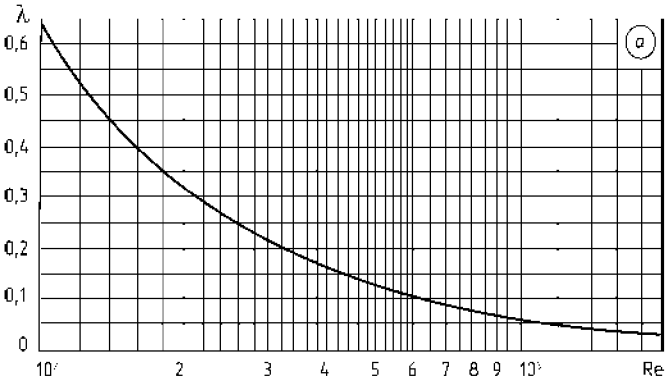
$\lambda = f(\mathrm{Re})$ см. график *б*.

3. Турбулентный режим $(4000 \le \mathrm{Re} \le 10^5)$:

$$\lambda = \frac{0,3164}{\mathrm{Re}^{0,25}}$$ см. график *б*.

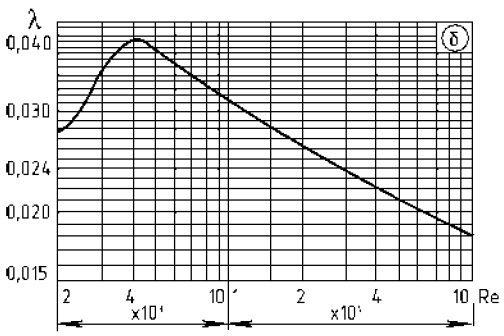
4. Турбулентный режим (любое Re > 4000):

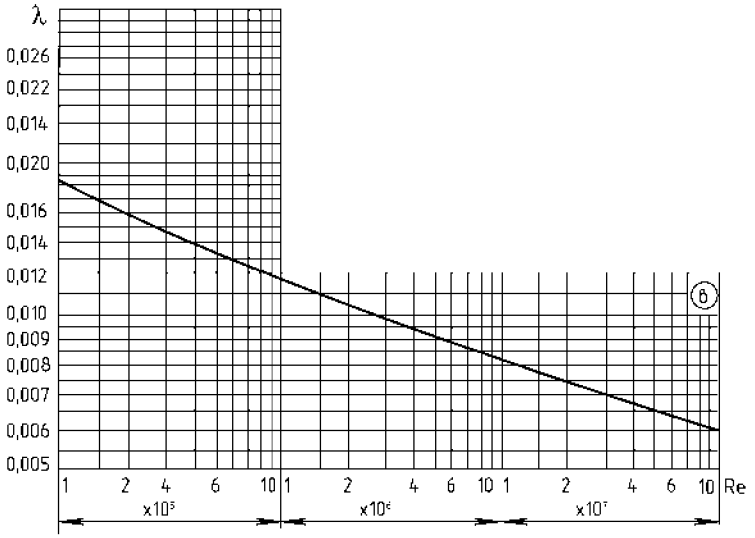
$$\lambda = \frac{1}{(1,81 \lg \mathrm{Re} - 1,64)^2}$$ см. графики *б* и *в*



Re	$2 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^3$	$8 \cdot 10^3$	10^4	$1,5 \cdot 10^4$	
λ	0,032	0,034	0,040	0,040	0,038	0,036	0,033	0,032	0,028	
Re	$2 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^4$	$8 \cdot 10^4$	10^5	$1,5 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$
λ	0,026	0,024	0,022	0,021	0,020	0,019	0,018	0,017	0,016	0,015

Re	$4 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^5$	10^6	$1,5 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^6$
λ	0,014	0,013	0,013	0,012	0,012	0,011	0,011	0,010	0,010
Re	$5 \cdot 10^6$	$8 \cdot 10^6$	10^7	$1,5 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^7$	$8 \cdot 10^7$	10^8
λ	0,009	0,009	0,008	0,008	0,008	0,007	0,007	0,006	0,006





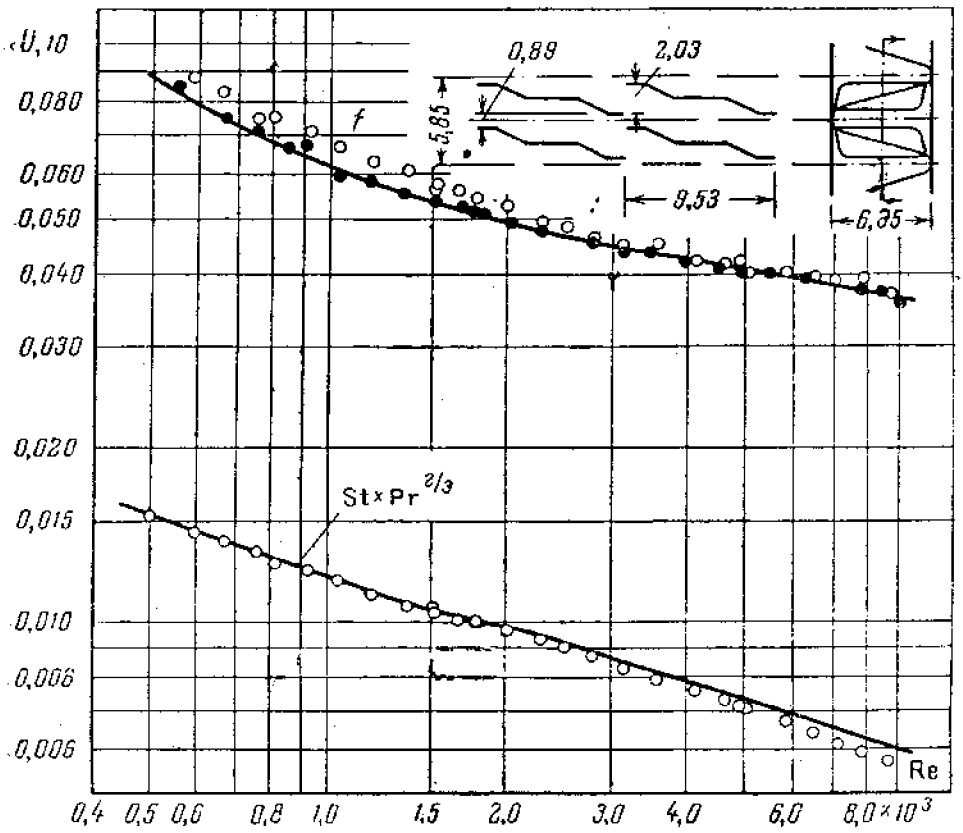


Рис. 1.263. Пластинчато-ребристая поверхность с жалюзийными ребрами ЖР-6.
Число ребер 342,5 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 3,65 мм.
Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1007,2 м^2/м^3.
Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,705

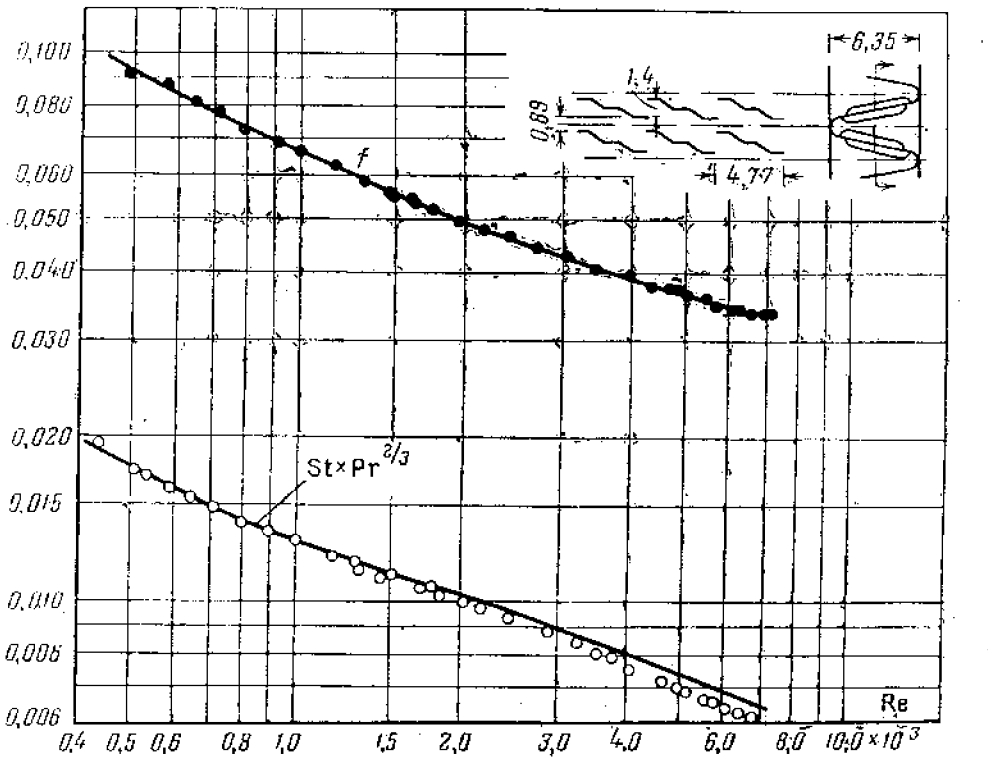
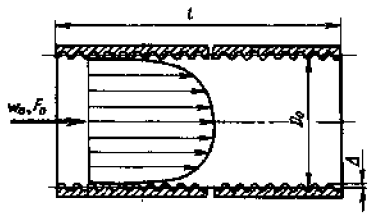


Рис. 1.264. Пластинчато-ребристая поверхность с жалюзийными ребрами ЖР-7.
Число ребер 437 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 3,08 мм.
Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β =1204 м^2/м^3.
Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,756

Труба круглого сечения с равномерно-зернистой шероховатостью стенок; стабилизированное течение; $\mathrm{Re} > 2000$ **[470, 933]**	**Диаграмма 1.7–2**



$$\mathrm{Re} = \frac{w_0 D_0}{\nu};$$

$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2 / 2} = \lambda \frac{l}{D_0};$$

$$\lambda \equiv \frac{\Delta p}{\left(\frac{\rho w_0^2}{2}\right)\cdot\left(\frac{l}{D_0}\right)} = \frac{1}{\left[a_1 + b_1 \lg\left(\mathrm{Re}\sqrt{\lambda}\right) + c_1 \lg \overline{\Delta}\right]^2};$$

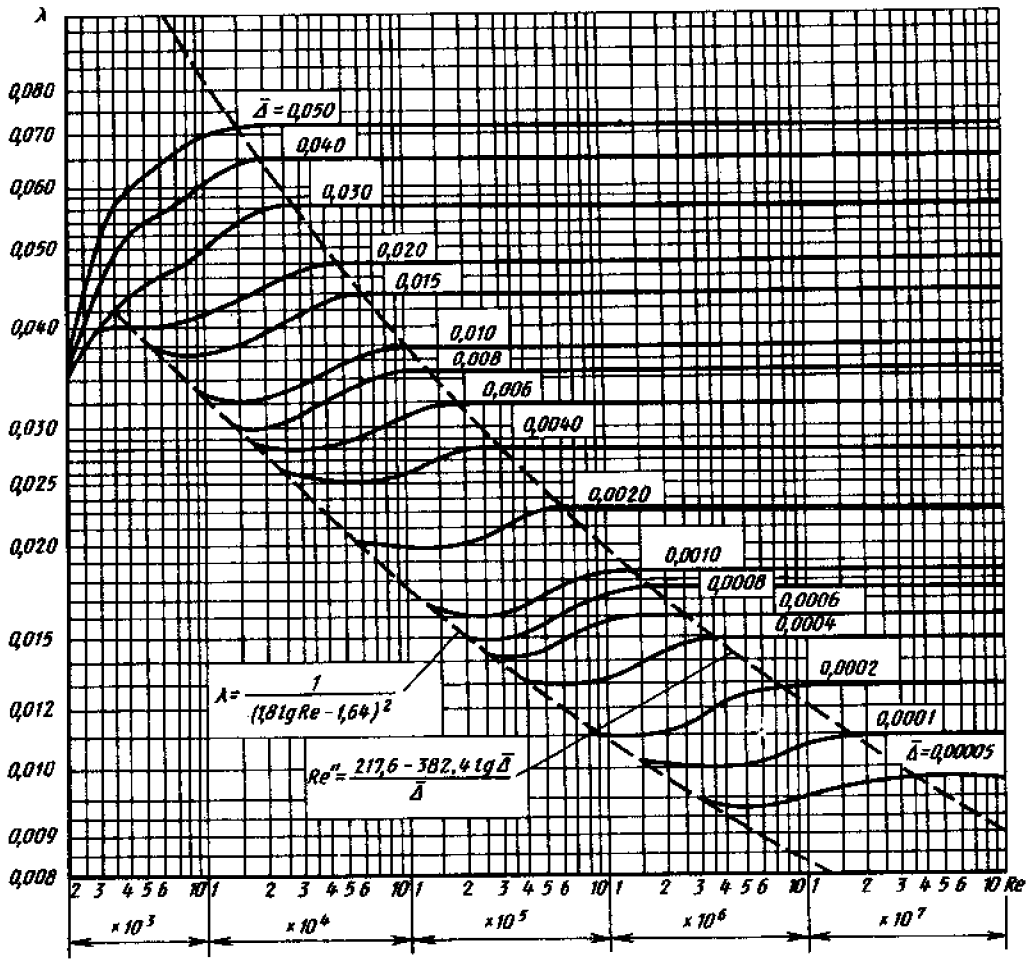
$\lambda \equiv f\left(\mathrm{Re}\right)$ см. график; величины a_1, b_1 и c_1 приведены ниже

Единую формулу расчета λ см. п. 18, 1.7.1

$\overline{\Delta}\mathrm{Re}\sqrt{\lambda}$	a_1	b_1	c_1	$\overline{\Delta}\mathrm{Re}\sqrt{\lambda}$	a_1	b_1	c_1
3,6÷10	–0,800	2,000	0	40÷191,2	2,471	–0,588	–2,588
10÷20	0,068	1,130	–0,870	> 191,2	1,138	0	–2,000
20÷40	1,538	0,000	–2,000				

$\overline{\Delta} = \dfrac{\Delta}{D_0}$; см. 1.7.1, табл. 1.41; ν см. 1.1.

При $\Delta < \overline{\Delta}_{\text{пред}} D_0$ значения λ см. диаграмму 1.7–1, где $\overline{\Delta}_{\text{пред}} \approx 17{,}85\,\mathrm{Re}^{-0{,}875}$



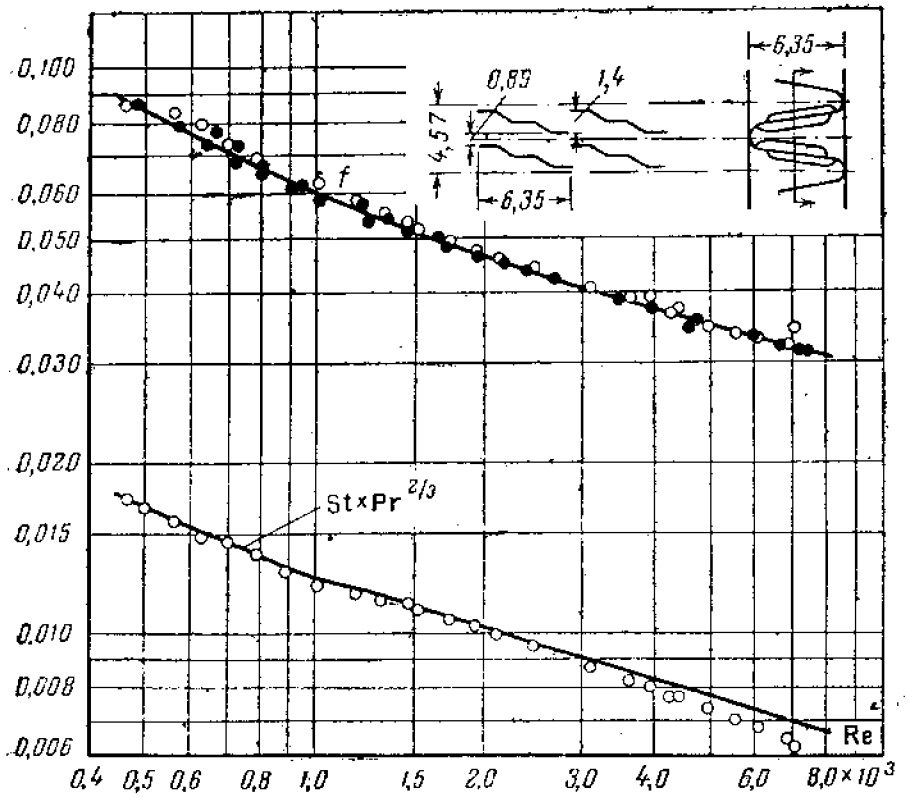


Рис. 1.265. Пластинчато-ребристая поверхность с жалюзийными ребрами ЖР-8. Число ребер 437 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 3,08 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1204 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,756

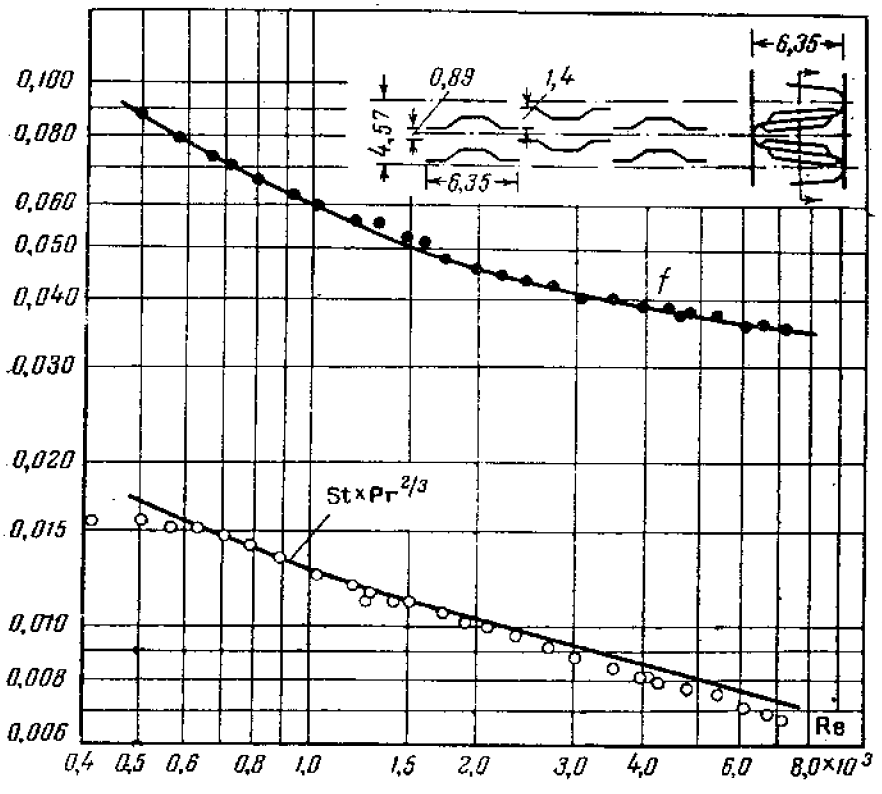


Рис. 1.266. Пластинчато-ребристая поверхность с жалюзийными ребрами ЖР-9. Число ребер 437 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ =3,08 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1204 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,756

Продолжение

Труба круглого сечения с равномерно-зернистой шероховатостью стенок; стабилизированное течение; Re > 2000 **[470, 933]**	**Диаграмма 1.7–2**

Значения λ

$\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_0}$	Re								
	$2 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^3$	10^4	$2 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^4$	10^5	$2 \cdot 10^5$
0,05	0,056	0,060	0,063	0,069	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072
0,04	0,053	0,053	0,055	0,060	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065
0,03	0,048	0,046	0,046	0,050	0,056	0,057	0,057	0,057	0,057
0,02	0,048	0,042	0,041	0,042	0,044	0,048	0,049	0,049	0,049
0,015	0,048	0,042	0,038	0,037	0,039	0,042	0,044	0,044	0,044
0,010	0,048	0,042	0,038	0,033	0,032	0,035	0,036	0,038	0,038
0,008	0,048	0,042	0,038	0,033	0,030	0,032	0,033	0,035	0,035
0,006	0,048	0,042	0,038	0,033	0,028	0,028	0,029	0,030	0,032
0,004	0,048	0,042	0,038	0,033	0,027	0,025	0,025	0,026	0,028
0,002	0,048	0,042	0,038	0,033	0,027	0,023	0,021	0,021	0,021
0,001	0,048	0,042	0,038	0,033	0,027	0,023	0,021	0,018	0,017
0,0008	0,048	0,042	0,038	0,033	0,027	0,023	0,021	0,018	0,016
0,0006	0,048	0,042	0,038	0,033	0,027	0,023	0,021	0,018	0,016
0,0004	0,048	0,042	0,038	0,033	0,027	0,023	0,021	0,018	0,016
0,0002	0,048	0,042	0,038	0,033	0,027	0,023	0,021	0,018	0,016
0,0001	0,048	0,042	0,038	0,033	0,027	0,023	0,021	0,018	0,016
0,00005	0,048	0,042	0,038	0,033	0,027	0,023	0,021	0,018	0,016

Значения λ

$\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_0}$	Re								
	$4 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^5$	10^6	$2 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^6$	10^7	$2 \cdot 10^7$	$>10^8$
0,05	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072
0,04	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065
0,03	0,057	0,057	0,057	0,057	0,057	0,057	0,057	0,057	0,057
0,02	0,049	0,049	0,049	0,049	0,049	0,049	0,049	0,049	0,049
0,015	0,044	0,044	0,044	0,044	0,044	0,044	0,044	0,044	0,044
0,010	0,038	0,038	0,038	0,038	0,038	0,038	0,038	0,038	0,038
0,008	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035
0,006	0,032	0,032	0,032	0,032	0,032	0,032	0,032	0,032	0,032
0,004	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028
0,002	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023
0,001	0,018	0,018	0,020	0,020	0,020	0,020	0,020	0,020	0,020
0,0008	0,016	0,017	0,018	0,019	0,019	0,019	0,019	0,019	0,019
0,0006	0,015	0,016	0,017	0,017	0,017	0,017	0,017	0,017	0,017
0,0004	0,014	0,014	0,014	0,015	0,016	0,016	0,016	0,016	0,016
0,0002	0,014	0,013	0,012	0,012	0,013	0,014	0,014	0,014	0,014
0,0001	0,014	0,013	0,012	0,011	0,011	0,011	0,012	0,012	0,012
0,00005	0,014	0,013	0,012	0,011	0,010	0,010	0,010	0,010	0,011

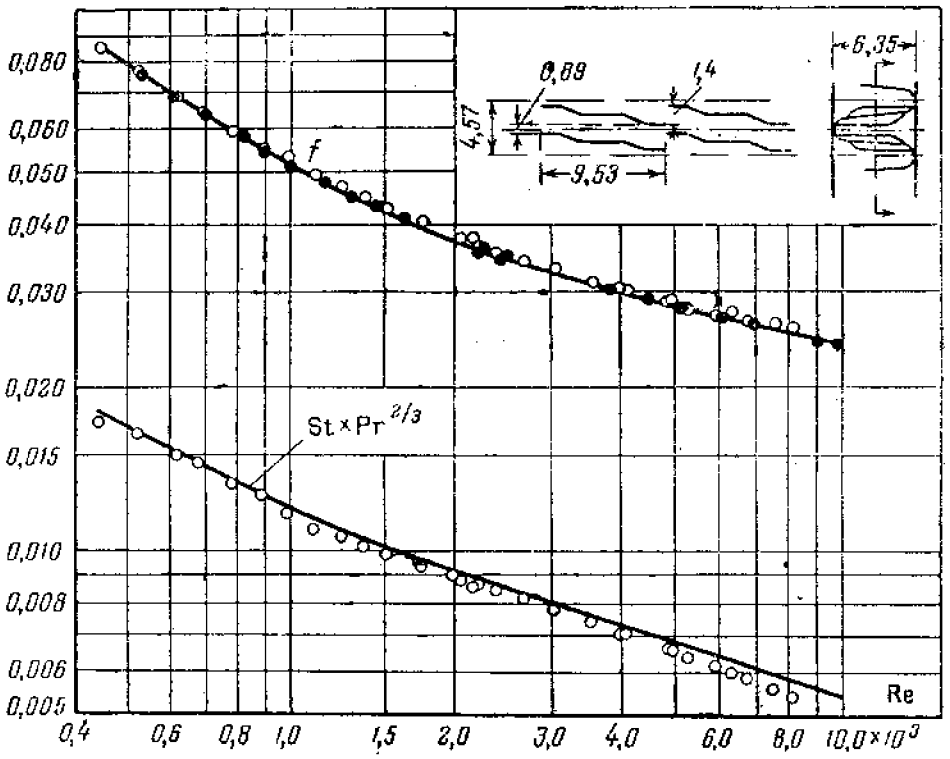


Рис. 1.267. Пластинчато-ребристая поверхность с жалюзийными ребрами ЖР-10.
Число ребер 437 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 3,08 мм.
Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1204 м^2/м^3.
Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,756

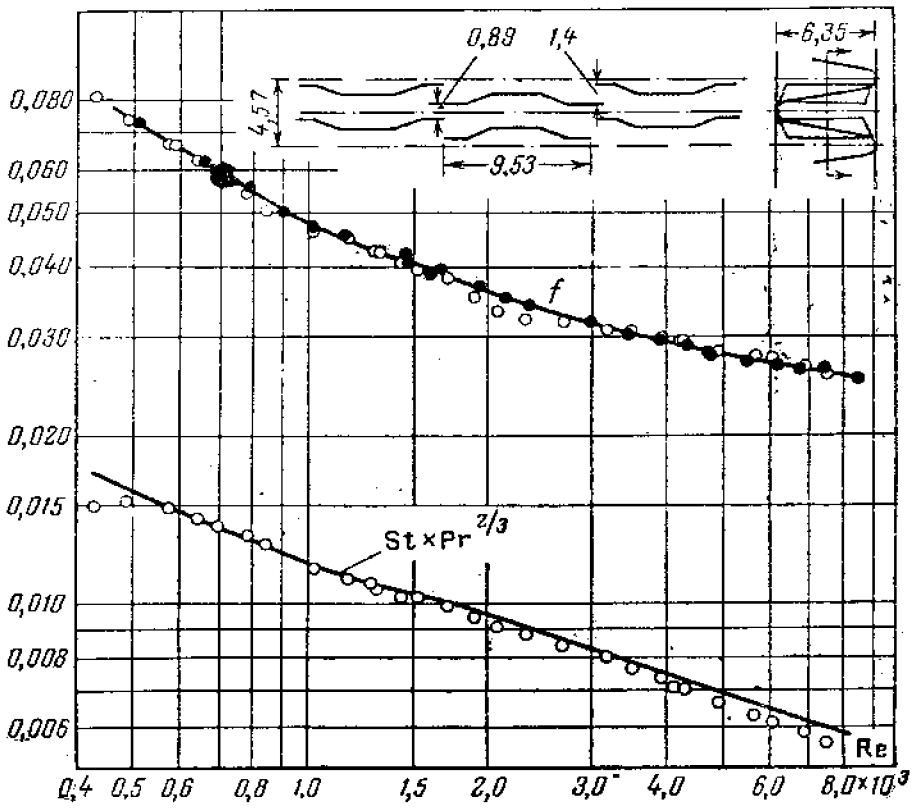
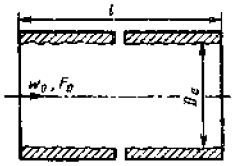


Рис. 1.268. Пластинчато-ребристая поверхность с жалюзийными ребрами ЖР-11.
Число ребер 437 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 3,08 мм.
Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1204 м^2/м^3.
Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,756

Труба круглого сечения с неравномерной шероховатостью стенок; стабилизированное течение; критическая зона ($Re_0 < Re < Re_2$) **[513, 542]**	**Диаграмма 1.7–3**



$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \lambda \frac{l}{D_0};$$

$$\lambda \equiv \frac{\Delta p}{\frac{\rho w_0^2}{2} \cdot \frac{l}{D_0}}$$

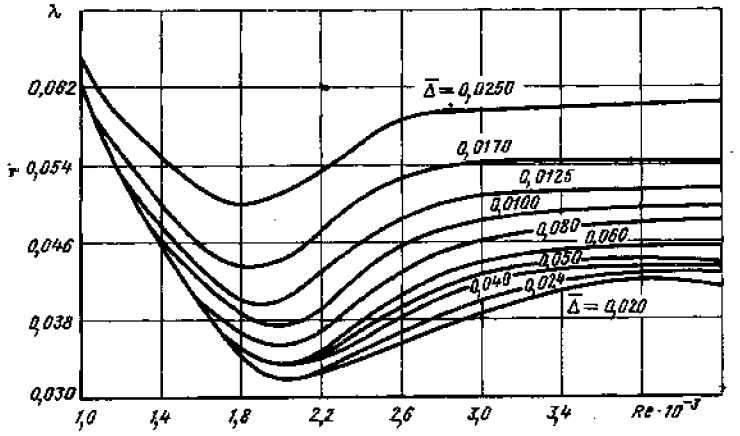
1. Для $Re_0 < Re < Re_1$; $\overline{\Delta} \geq 0,007$ $\quad \lambda = 4,4\,Re^{-0,595} \exp\left(-\frac{0,00275}{\overline{\Delta}}\right) = f\left(Re, \overline{\Delta}\right).$

2. Для $Re_1 < Re < Re_2$ $\quad \lambda = \left(\lambda_2 - \lambda^*\right)\exp\left\{-\left[0,0017\left(Re_2 - Re\right)\right]^2\right\} + \lambda^* = f\left(Re, \overline{\Delta}\right)$

При $\overline{\Delta} \leq 0,007$: $\lambda^* = \lambda_1 \approx 0,032$ и $\lambda_2 = \lambda_1' = 7,244\,Re_2^{-0,643}$; при $\overline{\Delta} > 0,007$: $\lambda^* = \lambda_1 - 0,0017 = 0,0758 - \frac{0,0109}{\overline{\Delta}^{0,286}}$ и $\lambda_2 = \lambda_2'' = \frac{0,145}{\overline{\Delta}^{-0,244}}$; при $\overline{\Delta} > 0,007$: $Re_0 = 754 \exp\left(\frac{0,0065}{\overline{\Delta}}\right)$; $Re_1 = 1160\left(\frac{1}{\overline{\Delta}}\right)^{0,11}$; при любом $\overline{\Delta}$: $Re_2 = 2090\left(\frac{1}{\overline{\Delta}}\right)^{0,0635}$.

Значения Re_0, Re_1, Re_2, λ_1, λ_2', λ_2'' см. также таблицу; $Re = \frac{w_0 D_0}{\nu}$; $\overline{\Delta} = \frac{\Delta}{D_0}$, где $\overline{\Delta}$ см. 1.7.1, табл. 1.41; ν см. 1.1.

3. Единую формулу расчета λ см. 1.7.1, п. 30.



Промежуточные значения Re и λ (для $Re_0 < Re < 4000$)

$\overline{\Delta}$	Re_0	Re_1	Re_2	λ_1	λ_2'	λ_2''	$\overline{\Delta}$	Re_0	Re_1	Re_2	λ_1	λ_2'	λ_2''
0,00125	2000	2000	3195	0,032	0,0404	–	0,0070	1908	2002	2864	0,0320	0,0434	–
0,00197	2000	2000	3104	0,032	0,0412	–	0,0072	1860	1996	2859	0,0328	–	0,0435
0,0020	2000	2000	3101	0,032	0,0412	–	0,0080	1699	1973	2840	0,0341	–	0,0446
0,0024	2000	2000	3066	0,032	0,0415	–	0,0100	1444	1925	2800	0,0368	–	0,0471
0,0028	2000	2000	3036	0,032	0,0418	–	0,0125	1268	1878	2760	0,0393	–	0,0498
0,0030	2000	2000	3022	0,032	0,0419	–	0,0170	1105	1816	2707	0,0425	–	0,0536
0,0036	2000	2000	2988	0,032	0,0422	–	0,0185	1071	1799	2693	0,0434	–	0,0548
0,0040	2000	2000	2968	0,032	0,0424	–	0,0250	978	1740	2642	0,0462	–	0,0589
0,0050	2000	2000	2926	0,032	0,0428	–	0,0270	959	1726	2629	0,0469	–	0,0601
0,0060	2000	2000	2892	0.032	0,0431	–	0,0450	871	1632	2545	0,0510	–	0,0680
0,0063	2000	2000	2883	0,032	0,0432	–	0,0600	840	1581	2499	0,0531	–	0,0730

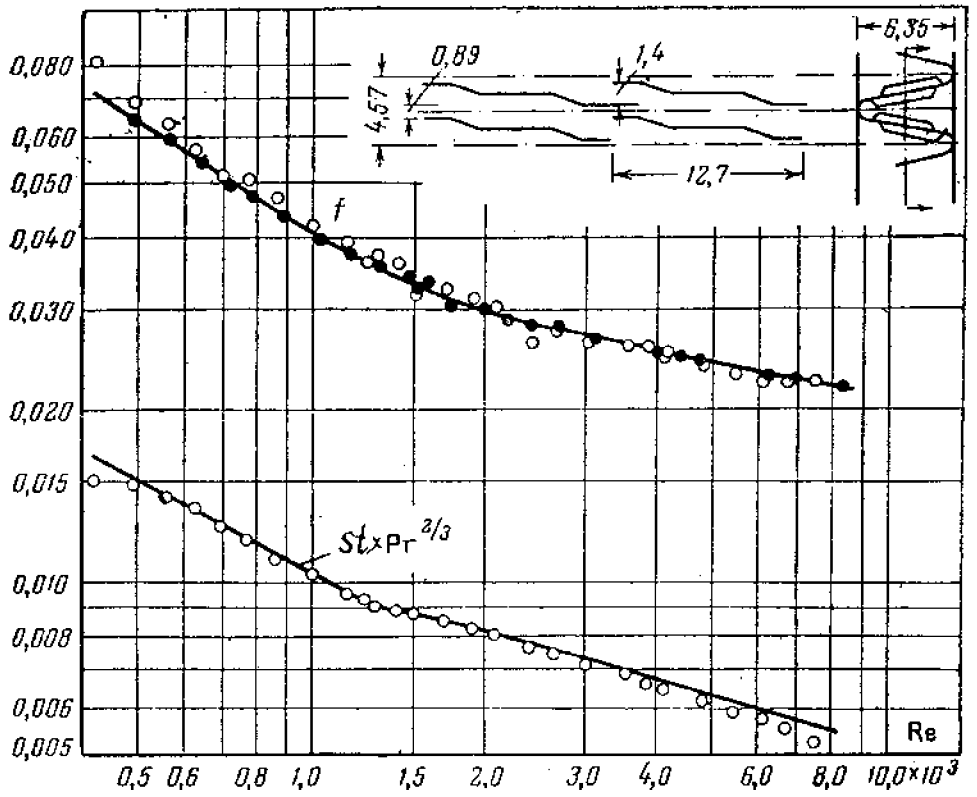


Рис. 1.269. Пластинчато-ребристая поверхность с жалюзийными ребрами ЖР-12.
Число ребер 437 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 3,08 мм.
Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1204 м^2/м^3.
Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,756

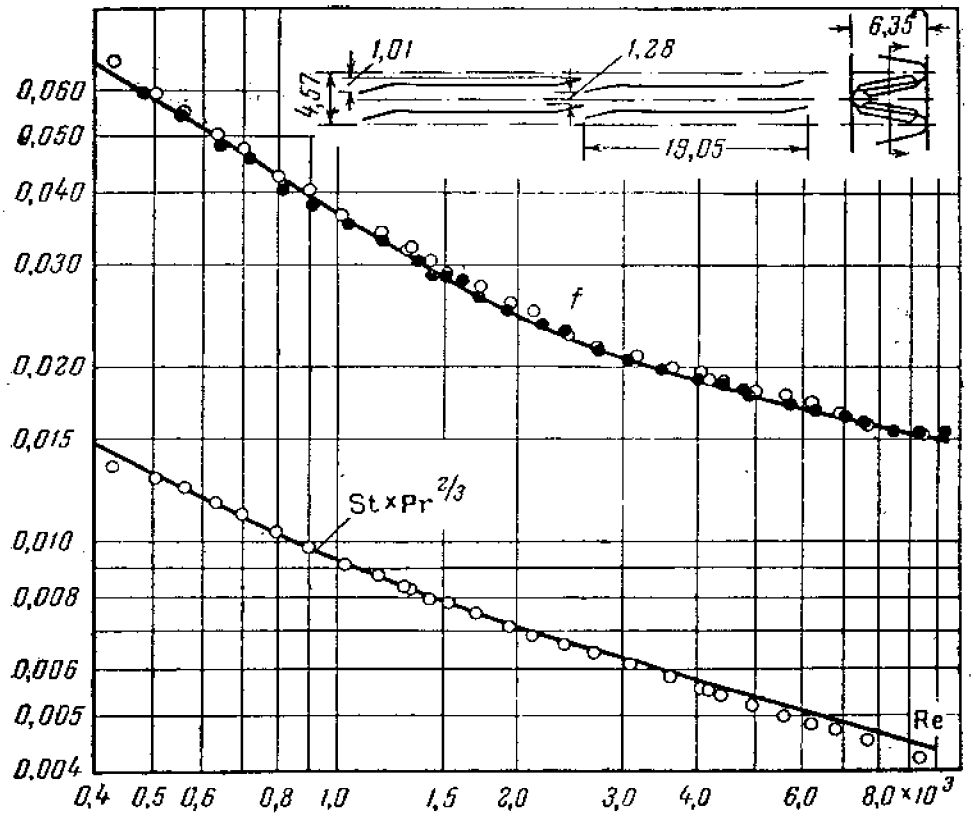


Рис. 1.270. Пластинчато-ребристая поверхность с жалюзийными ребрами ЖР-13.
Число ребер 437 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 3,08 мм.
Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1204 м^2/м^3.
Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,756

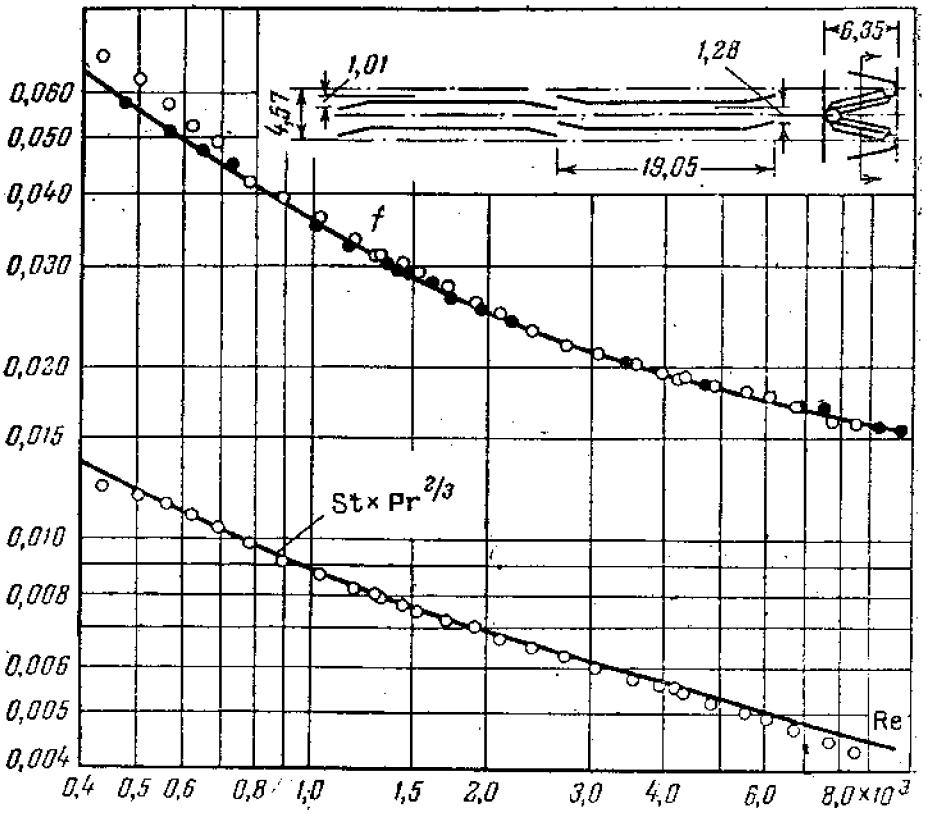


Рис. 1.271. Пластинчато-ребристая поверхность с жалюзийными ребрами ЖР-14. Число ребер 437 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ =3,08 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1204 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,756

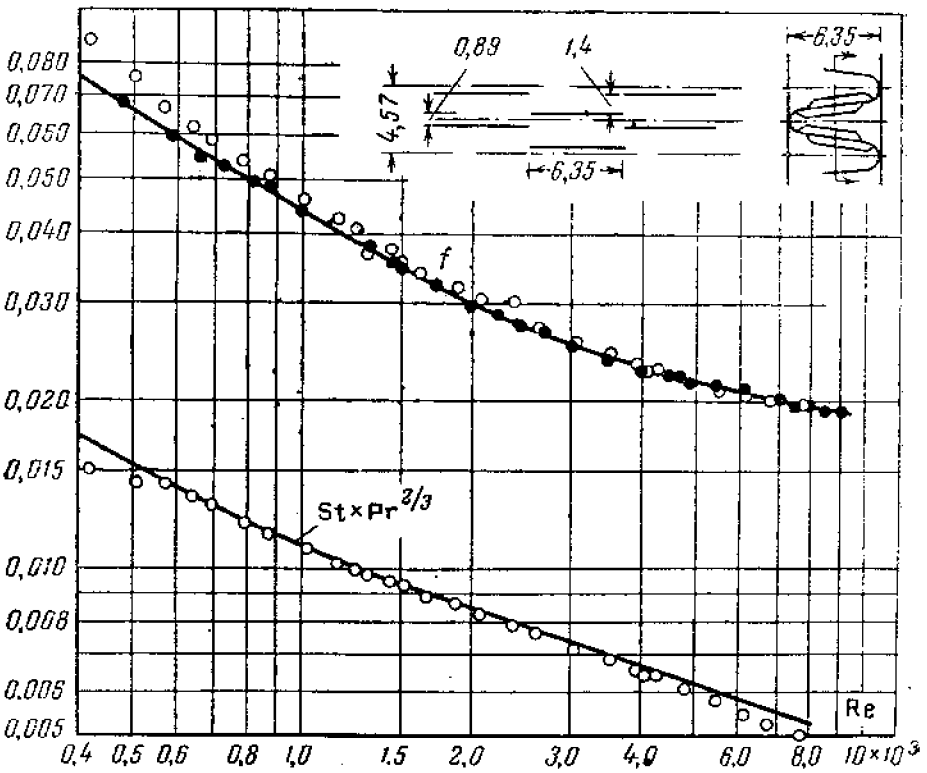


Рис. 1.272. Пластинчато-ребристая поверхность с короткими пластинчатыми ребрами ПлР-1.Число ребер 437 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 3,08 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1204 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,756

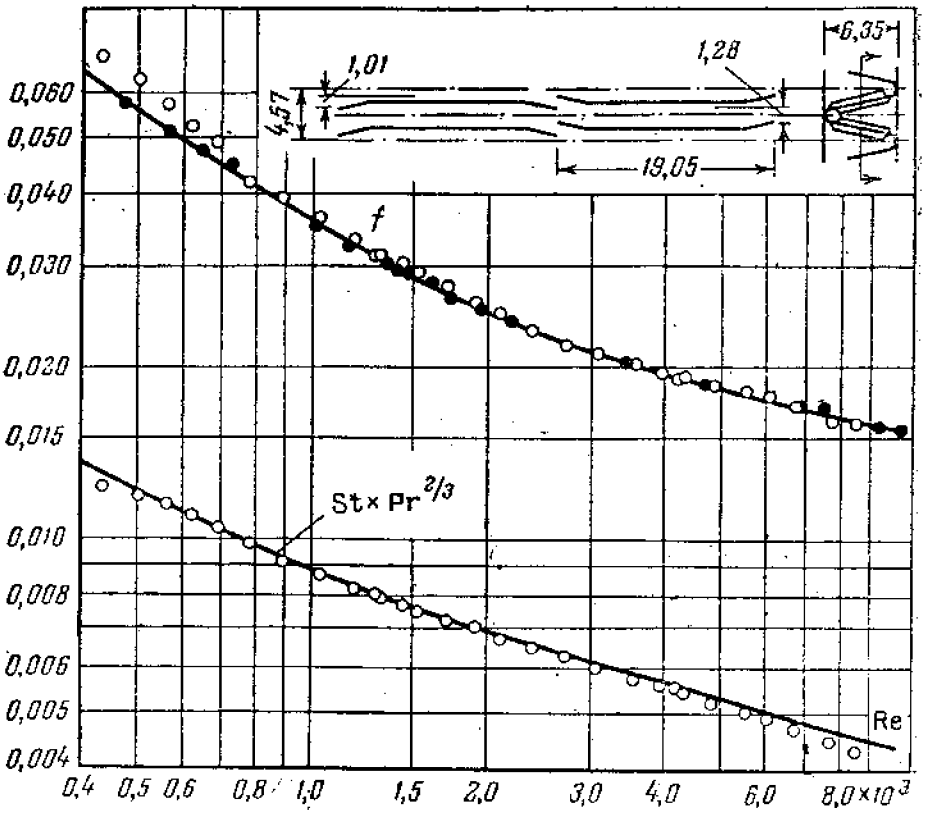


Рис. 1.271. Пластинчато-ребристая поверхность с жалюзийными ребрами ЖР-14. Число ребер 437 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ =3,08 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1204 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,756

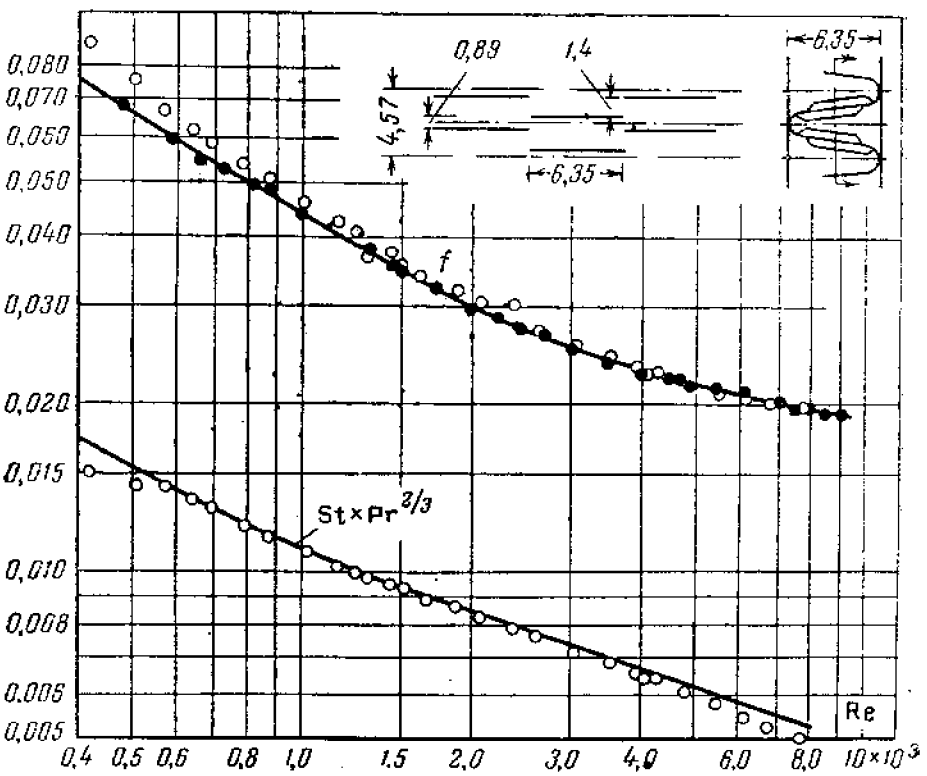


Рис. 1.272. Пластинчато-ребристая поверхность с короткими пластинчатыми ребрами ПлР-1.Число ребер 437 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 3,08 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1204 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,756

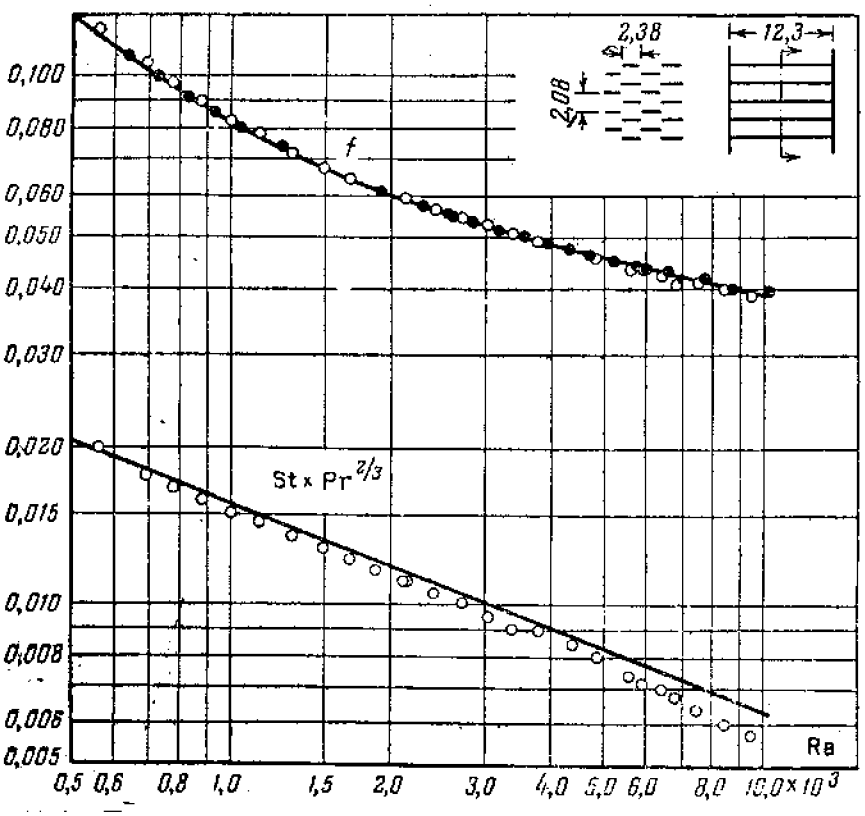


Рис. 1.273. Пластинчато-ребристая поверхность с короткими пластинчатыми ребрами ПлР-2. Число ребер 480,3 на 1 м. Расположение ребер симметричное, шахматное. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 3,41 мм. Материал ребер – медь, толщина 0,102 мм. β = 1115,5 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,862

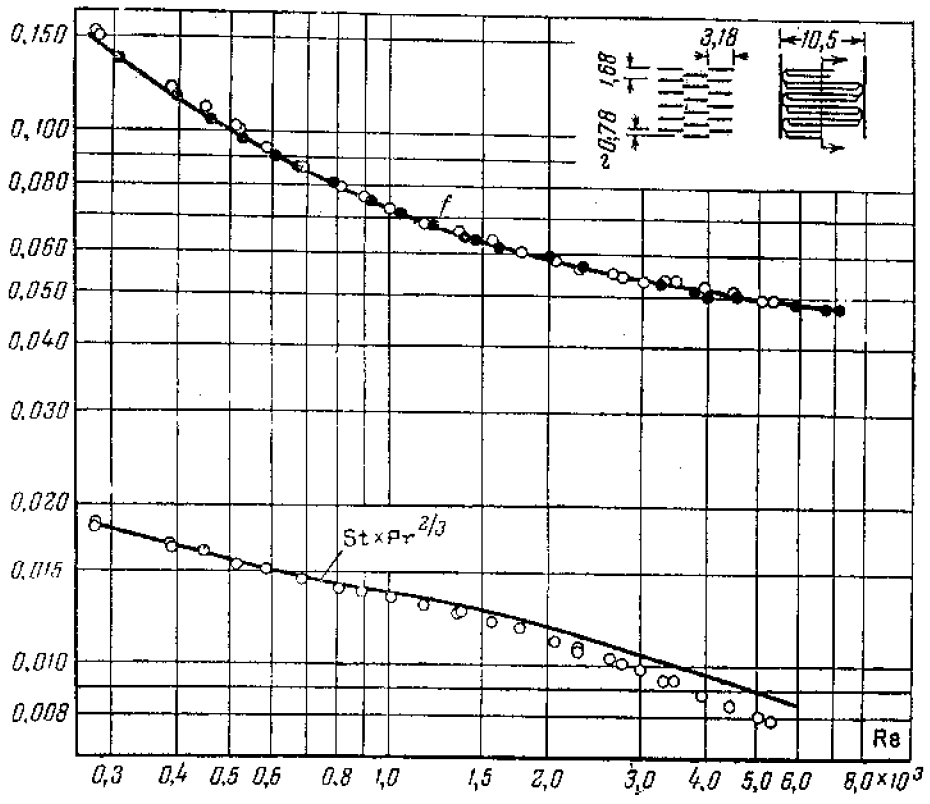
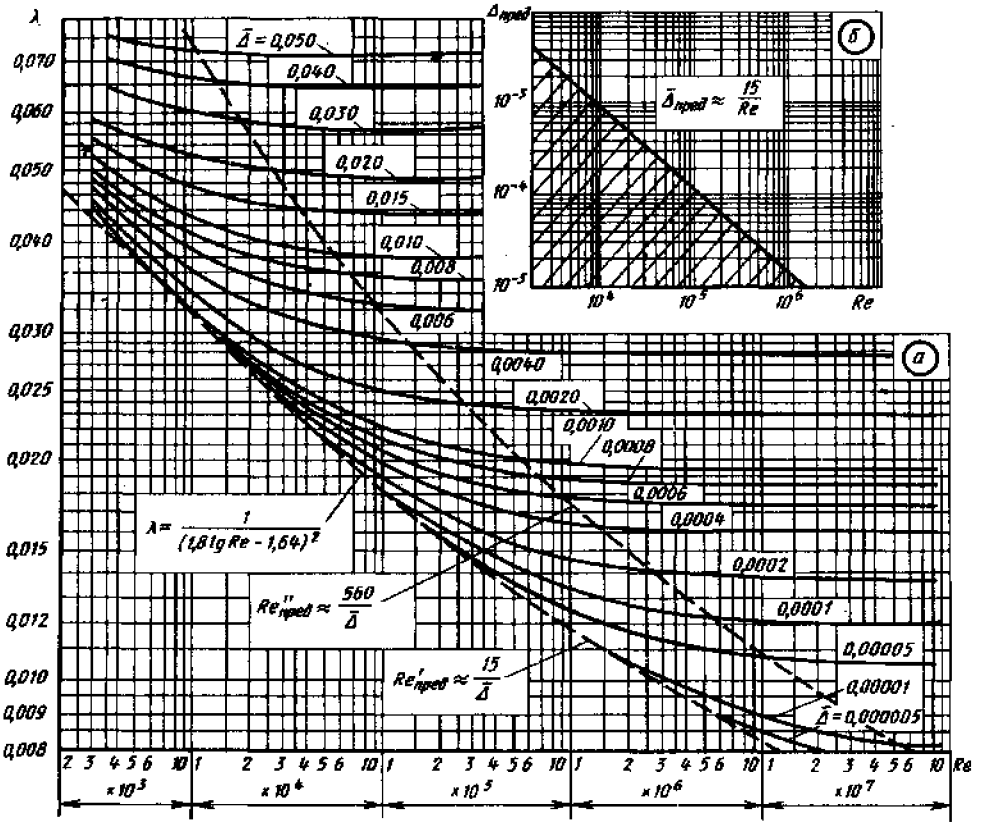


Рис. 1.274. Пластинчато-ребристая поверхность с короткими пластинчатыми ребрами ПлР-3. Число ребер 598,4 на 1 м. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 2,65 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1382,0 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,873

Продолжение

Труба круглого сечения с неравномерной шероховатостью стенок; стабилизированное течение; $Re > Re_2$ **[17, 799]**	**Диаграмма 1.7–4**

При $\bar{\Delta} < \bar{\Delta}_{пред}$ D_0 λ см. диаграмму 1.7–1; $\bar{\Delta}_{пред}$ см. график *б* в зависимости от Re. Увеличение шероховатости стенок трубопроводов во время эксплуатации учтено в 1.7.1., пп. 63–69.



Re_2 см. диаграмму 1.7–3.

Значения λ

$\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_0}$	Re								
	$3 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^3$	10^4	$2 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^4$	10^5	$2 \cdot 10^5$
0,05	0,077	0,076	0,074	0,073	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072
0,04	0,072	0,071	0,068	0,067	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065
0,03	0,065	0,064	0,062	0,061	0,059	0,057	0,057	0,057	0,057
0,02	0,059	0,057	0,054	0,052	0,051	0,050	0,049	0,049	0,049
0,015	0,055	0,053	0,050	0,048	0,046	0,045	0,044	0,044	0,044
0,010	0,052	0,049	0,046	0,043	0,041	0,040	0,039	0,038	0,038
0,008	0,050	0,047	0,044	0,041	0,038	0,037	0,036	0,035	0,035
0,006	0,049	0,046	0,042	0,039	0,036	0,034	0,033	0,033	0,032
0,004	0,048	0,044	0,040	0,036	0,033	0,031	0,030	0,030	0,028
0,002	0,045	0,042	0,038	0,034	0,030	0,027	0,026	0,026	0,024
0,001	0,044	0,042	0,037	0,032	0,028	0,025	0,024	0,023	0,021
0,0008	0,043	0,040	0,036	0,032	0,027	0,024	0,023	0,022	0,020
0,0006	0,040	0,040	0,036	0,032	0,027	0,023	0,022	0,021	0,018
0,0004	0,036	0,040	0,036	0,032	0,027	0,023	0,022	0,020	0,018
$2 \cdot 10^{-4}$–$5 \cdot 10^{-6}$	0,036	0,040	0,036	0,032	0,027	0,022	0,021	0,019	0,017

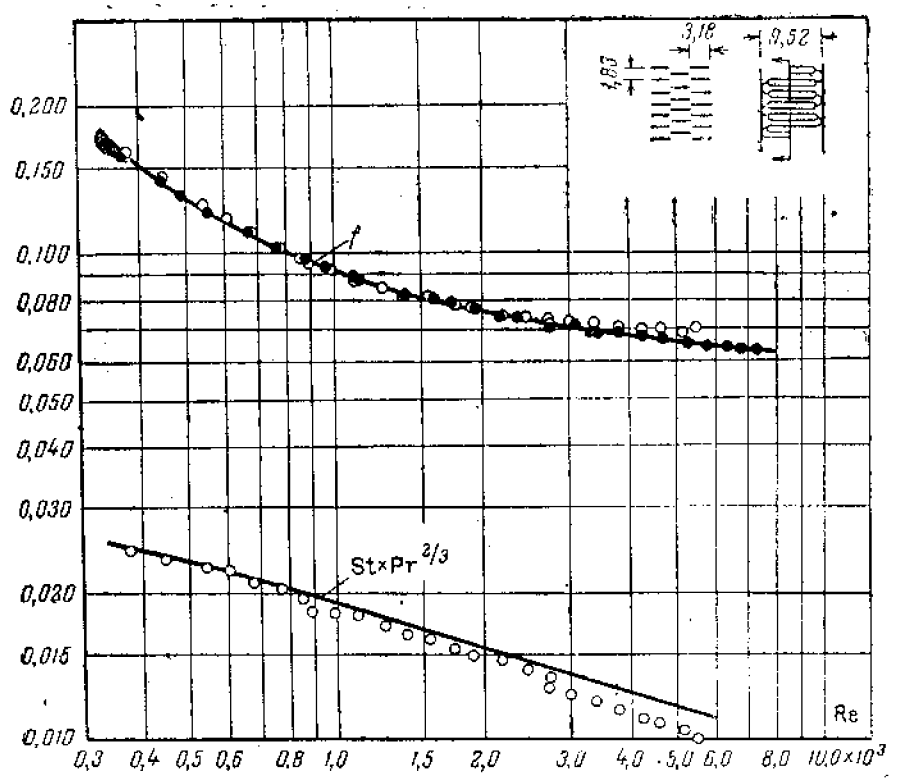


Рис. 1.275. Пластинчато-ребристая поверхность с короткими пластинчатыми ребрами ПлР-4. Число ребер 549 на 1 м. Расстояние между пластинами b = 9,52 мм. Длина ребра 3,17 мм. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 2,68 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,254 мм. β = 1250 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,840. *Примечание*. Поверхность лобовой и хвостовой кромок не учитывалась при определении поверхности оребрения

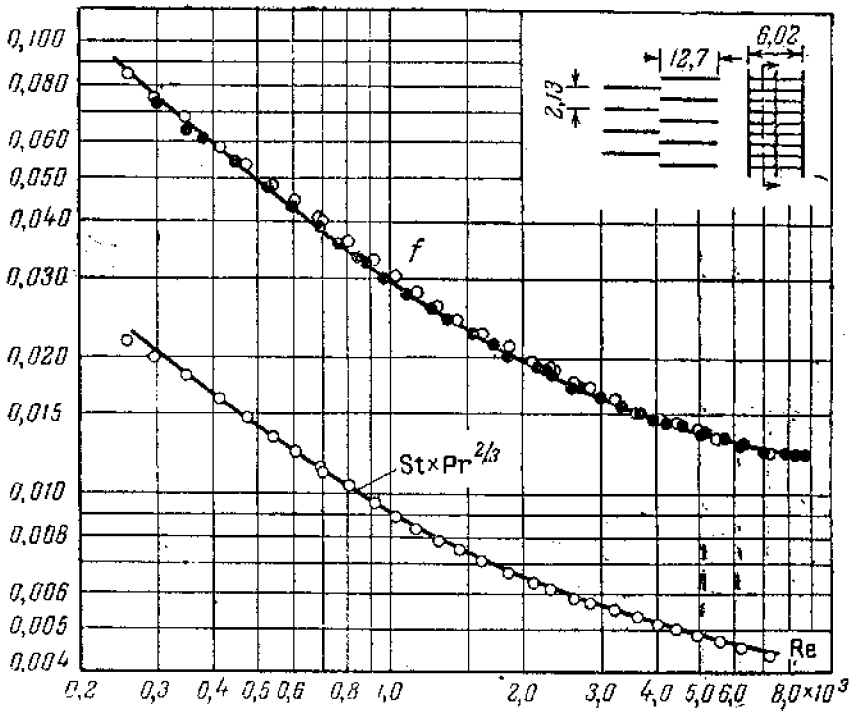


Рис. 1.276. Пластинчато-ребристая поверхность с короткими пластинчатыми ребрами ПлР-5. Число ребер 470 на 1 м. Расстояние между пластинами b = 6,02 мм. Симметрично расположенный разделитель толщиной 0,152 мм. Длина ребра 12,70 мм. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 2,26 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1510 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения (включая разделитель) к полной поверхности равно 0,796

Продолжение

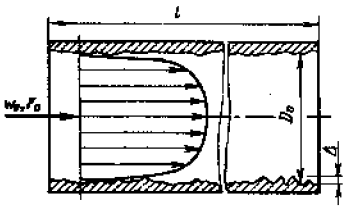
Труба круглого сечения с неравномерной шероховатостью стенок; стабилизированное течение; $Re > Re_2$ **[17, 799]**	**Диаграмма 1.7–4**

Значения λ

$\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_0}$	Re								
	$4 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^5$	10^6	$2 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^6$	10^7	$2 \cdot 10^7$	$>10^8$
0,05	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072	0,072
0,04	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065	0,065
0,03	0,057	0,057	0,057	0,057	0,057	0,057	0,057	0,057	0,057
0,02	0,049	0,049	0,049	0,049	0,049	0,049	0,049	0,049	0,049
0,015	0,044	0,044	0,044	0,044	0,044	0,044	0,044	0,044	0,044
0,010	0,038	0,038	0,038	0,038	0,038	0,038	0,038	0,038	0,038
0,008	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035
0,006	0,032	0,032	0,032	0,032	0,032	0,032	0,032	0,032	0,032
0,004	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028
0,002	0,024	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023
0,001	0,021	0,020	0,020	0,020	0,020	0,020	0,020	0,020	0,020
0,0008	0,020	0,019	0,019	0,019	0,019	0,019	0,019	0,019	0,019
0,0006	0,018	0,018	0,017	0,017	0,017	0,017	0,017	0,017	0,017
0,0004	0,017	0,017	0,016	0,016	0,016	0,016	0,016	0,016	0,016
0,0002	0,016	0,015	0,015	0,014	0,014	0,014	0,014	0,014	0,014
0,0001	0,015	0,014	0,013	0,013	0,012	0,012	0,012	0,012	0,012
0,00005	0,014	0,013	0,013	0,012	0,011	0,011	0,011	0,011	0,011
0,00001	0,014	0,013	0,012	0,011	0,010	0,009	0,009	0,009	0,009
0,000005	0,014	0,013	0,012	0,011	0,009	0,009	0,009	0,008	0,008

Труба круглого сечения с шероховатыми стенками; стабилизированное течение; режим квадратичного закона сопротивления $\left(Re > \frac{560}{\bar{\Delta}}\right)$ **[512, 933]**	**Диаграмма 1.7–5**

$$\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_0}$$



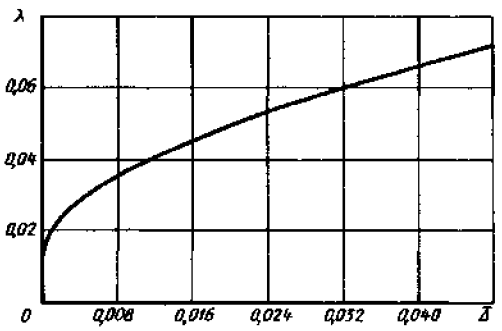
$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2 / 2} = \lambda \frac{l}{D_0};$$

$$\lambda \equiv \frac{\Delta p}{\frac{\rho w_0^2}{2} \cdot \frac{l}{D_0}} = \frac{1}{\left(2 \lg \frac{3,7}{\bar{\Delta}}\right)^2} = f\left(\bar{\Delta}\right);$$

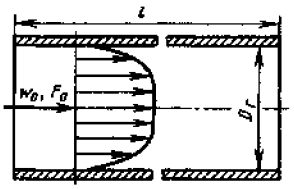
$\bar{\Delta}$ см. 1.7.1., табл. 1.41; ν см. 1.1

При увеличении шероховатости стенок трубопроводов во время эксплуатации см. шп. 63–69.

$\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_0}$	0,00005	0,0001	0,0002	0,0003	0,0004	0,0005	0,0006	0,0007	0,0008
λ	0,010	0,012	0,013	0,014	0,015	0,016	0,017	0,018	0,018
$\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_0}$	0,0009	0,001	0,002	0,003	0,004	0,005	0,006	0,008	0,010
λ	0,019	0,020	0,023	0,026	0,028	0,031	0,032	0,035	0,039
$\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_0}$	0,015	0,020	0,025	0,030	0,035	0,040	0,045	0,050	
λ	0,044	0,049	0,053	0,057	0,061	0,065	0,068	0,072	



Трубы прямоугольного, эллиптического и других видов поперечного сечения; стабилизированное течение; [470, 719]	**Диаграмма 1.7–6**

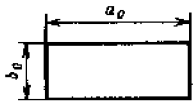
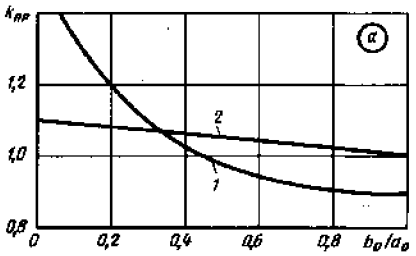
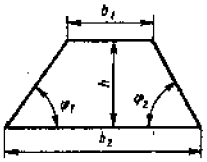
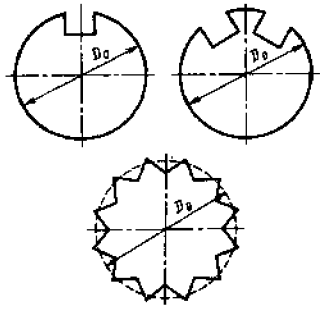


$$\zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \lambda_н \frac{l}{D_1};$$

$$D_г \frac{4F_0}{\Pi_0};\ \mathrm{Re} = \frac{w_0 D_г}{\nu};$$

$$\lambda_н = \frac{\Delta p}{\left(\frac{\rho w_0^2}{2}\right)\cdot\left(\frac{l}{D_г}\right)} = k_н \lambda,$$

где λ находят по диаграммам 1.7–1 – 1.7–5 (как для труб круглого сечения)

Форма поперечного сечения трубы (канала) и схемы	Поправочный коэффициент
Прямоугольник:  $D_г = \frac{2a_0 b_0}{a_0 + b_0}$	Ламинарный режим (Re < 2000, кривая *1*) $\frac{b_0}{a_0}$: 0 | 0,1 | 0,2 | 0,4 | 0,6 | 0,8 | 1,0 $k_н = k_{пр}$: 1,50 | 1,34 | 1,20 | 1,02 | 0,94 | 0,90 | 0,89 Турбулентный режим (Re > 2000, кривая *2*) $k_н = k_{пр}$: 1,10 | 1,08 | 1,06 | 1,04 | 1,02 | 1,01 | 1,0 
Трапеция:  $D_г = \frac{2h}{1 + \frac{h}{b_1 + b_2}\left(\frac{1}{\sin\varphi_1} + \frac{1}{\sin\varphi_2}\right)}$	$k_н$ находят приближенно так же, как для прямоугольника
Круг с одной или двумя выемками. Круг звездообразной формы  	$k_н = k_{выем} = k_{зв} \approx 1{,}0$

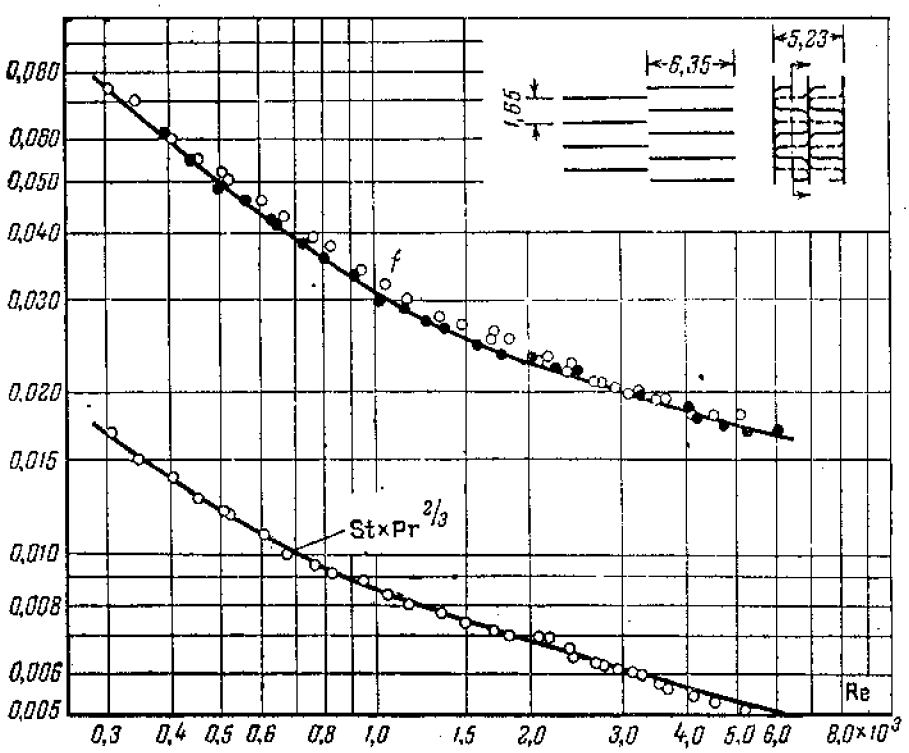


Рис. 1.277. Пластинчато-ребристая поверхность с короткими пластинчатыми ребрами ПлР-6. Число ребер 606 на 1 м. Расстояние между пластинами b = 5,23 мм. Симметрично расположенный разделитель. Длина ребра 6,35 мм. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 1,61 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 2105 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения (включая разделитель) к полной поверхности равно 0,816

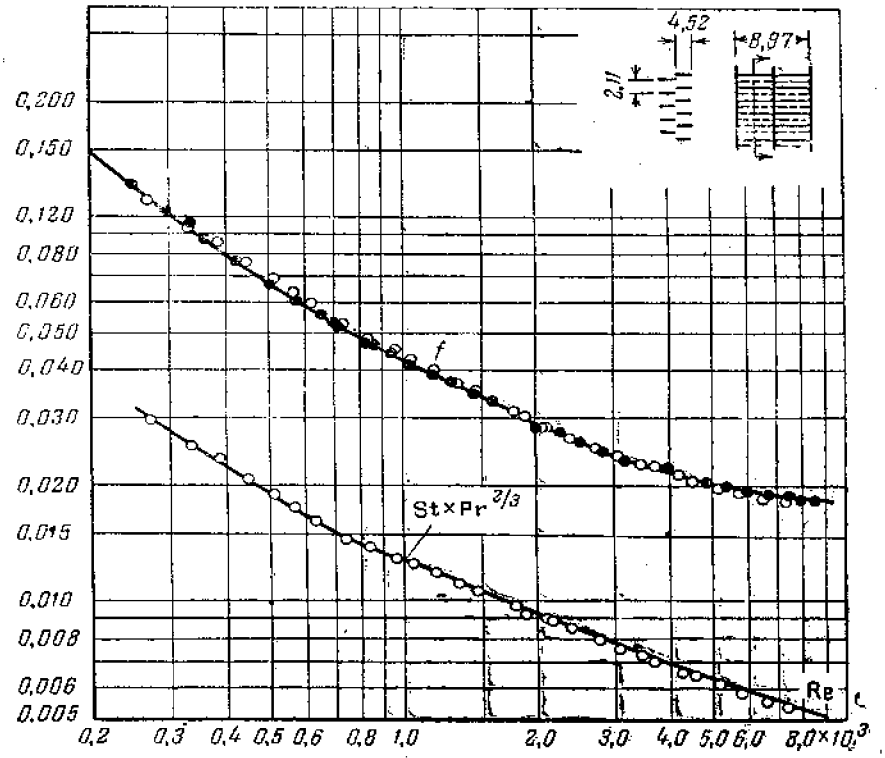
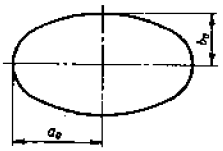


Рис. 1.278. Пластинчато-ребристая поверхность с короткими пластинчатыми ребрами ПлР-7. Число ребер 478 на 1 м. Расстояние между пластинами b = 8,97 мм. Симметрично расположенный разделитель толщиной 0,152 мм. Длина ребра 4,52 мм. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 2,64 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,101 мм. β= 1385 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения (включая разделитель) к полной поверхности равно 0,847

Продолжение

Трубы прямоугольного, эллиптического и других видов поперечного сечения; стабилизированное течение [470, 719]	**Диаграмма 1.7–6**

Эллипс



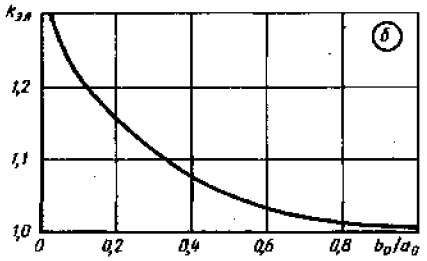
$$D_г \approx \frac{4a_0 b_0}{1{,}5(a_0 + b_0) - \sqrt{a_0 b_0}};$$

точнее $$D_г \approx \frac{\pi a_0 b_0}{0{,}983 a_0 + 0{,}311 b_0 + \dfrac{0{,}287 b_0^2}{a_0}}$$

Ламинарный режим (Re ≤ 2000):

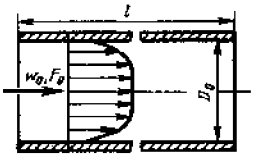
$$k_н = k_{эл} = \frac{1}{8}\left(\frac{D_г}{b_0}\right)^2 \left[1 + \left(\frac{b_0}{a_0}\right)^2\right]$$ см. график *б*

$\frac{b_0}{a_0}$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$k_{эл}$	1,21	1,16	1,11	1,08	1,05	1,03	1,02	1,01	1,01	1,0



Турбулентный режим (Re > 2000): $k_{эл} \approx 1{,}0$

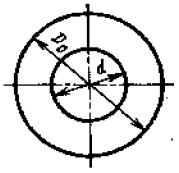
Трубы кольцевого поперечного сечения; стабилизированное течение [139, 158, 232, 399, 498, 584, 1008]	**Диаграмма 1.7–7**



$$D_г = D_0 - d;\quad \mathrm{Re} = \frac{w_0 D_г}{\nu};\quad \zeta = \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \lambda_н \frac{l}{D_г};$$

$$\lambda_н \equiv \frac{\Delta p}{\left(\dfrac{\rho w_0^2}{2} \cdot \dfrac{l}{D_г}\right)} = k_н \lambda,$$

λ – по диаграмме 1.7–1 – 1.7–5

Форма поперечного сечения трубы (канала) и схемы	Поправочный коэффициент
Кольцо  $D_г = D_0 - d;$	Ламинарный режим (Re ≤ 2000): $k_н \equiv k_{1кол} = \dfrac{1 - \left(\dfrac{d}{D_0}\right)^2}{1 + \left(\dfrac{d}{D_0}\right)^2 + \dfrac{1 - (d/D_0)^2}{\ln d/D_0}}$ см. кривую $k_{1кол}$ графика *а*

$\frac{d}{D_0}$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	≥0,7
$k_{1кол}$	1,0	1,40	1,44	1,47	1,48	1,49	1,49	1,50

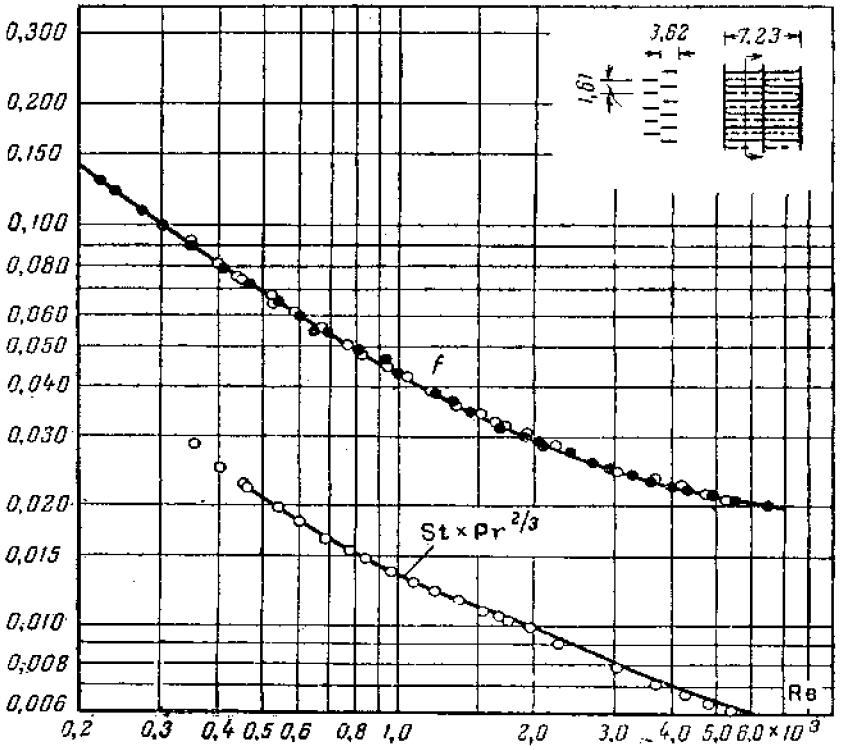


Рис. 1.279. Пластинчато-ребристая поверхность с короткими пластинчатыми ребрами ПлР-8. Число ребер 620 на 1 м. Расстояние между пластинами b =7,72 мм. Симметрично расположенный разделитель толщиной 0,152 мм. Длина ребра 3,63 мм. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 2,07 мм. Материал ребра – алюминий, толщина 0,101 мм. β = 1605 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения (включая разделитель) к полной поверхности равно 0,859

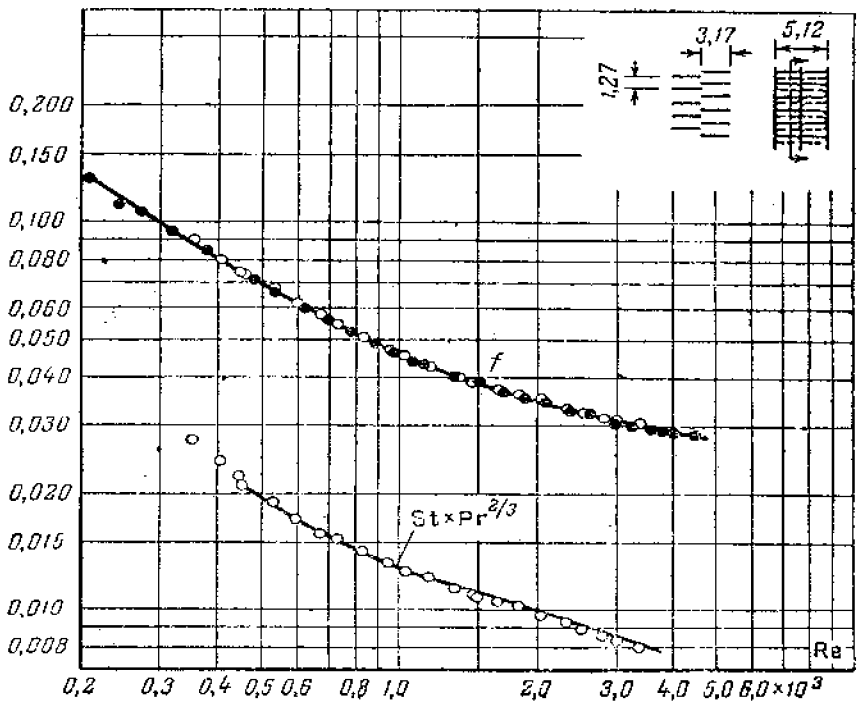


Рис. 1.280. Пластинчато-ребристая поверхность с короткими пластинчатыми ребрами ПлР-9. Число ребер 788,5 на 1 м. Расстояние между пластинами b =5,12 мм. Симметрично расположенный разделитель толщиной 0,152 мм. Длина ребра 3,17 мм. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 1,49 мм. Материал ребра – алюминий, толщина 0,101 мм. β = 2288 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения (включая разделитель) к полной поверхности равно 0,843

Продолжение

Трубы кольцевого поперечного сечения; стабилизированное течение [139, 158, 232, 399, 498, 584, 1008]	**Диаграмма 1.7–7**

Кольцо

$D_г = D_0 - d$

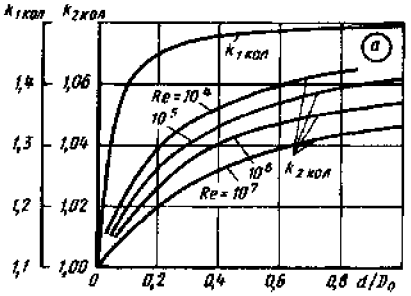
Турбулентный режим (Re > 2000):

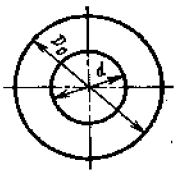
$$\lambda_н \equiv \lambda_{кол} = \left(0,02\frac{d}{D_0} + 0,98\right)\left(\frac{1}{\lambda} - 0,27\frac{d}{D_0} + 0,1\right)$$

$k_н = k_{2кол}$ см. кривые графика *а*

Значения $k_{2\,кол}$

Re	$\frac{d}{D_0}$									
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	1,0
10^4	1,0	1,03	1,04	1,05	1,05	1,06	1,06	1,07	1,07	1,07
10^5	1,0	1,02	1,03	1,04	1,05	1,05	1,06	1,06	1,06	1,06
10^6	1,0	1,02	1,03	1,04	1,04	1,05	1,05	1,05	1,05	1,06
10^7	1,0	1,01	1,02	1,03	1,03	1,04	1,04	1,04	1,05	1,05

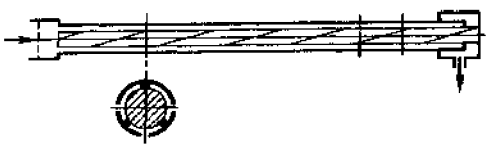




Узкое кольцо с тремя ребрами:

продольными

$$D_г = D_0\frac{\left(1-\frac{d}{D_0}\right)\left[\left(1+\frac{d}{D_0}\right)-\frac{6b}{\pi D_0}\right]}{\left(1+\frac{d}{D_0}\right)+\frac{3}{\pi}\left(1-\frac{d}{D_0}\right)-\frac{6b}{\pi D_0}}$$



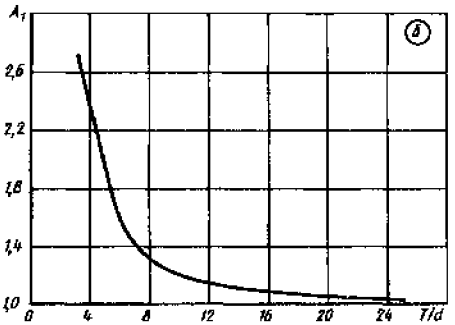
Продольные ребра $\left(\frac{d}{D_0} \approx 0,9\right)$

Ламинарный режим при $Re \le 3\cdot10^3$:

$k_н = k''_{кол} = 1,36$.

Турбулентный режим при $Re > 3\cdot10^3$:

$k'_{кол}$ см. $k_{2\,кол}$, кольца без ребер.



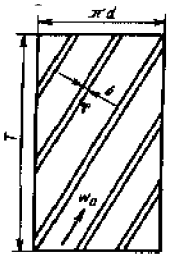
Продолжение

Трубы кольцевого поперечного сечения; стабилизированное течение [139, 158, 232, 399, 498, 584, 1008]	**Диаграмма 1.7–7**

Узкое кольцо с тремя ребрами:

спиральными

$$D_г = \frac{\left(1-\frac{d}{D_0}\right)\left[\frac{\frac{2T}{\pi d}\frac{d}{D_0}}{1-d/D_0}(A-B)-\frac{6b}{\pi D_0}\right]D_0}{\frac{d}{D_0}\frac{T}{\pi d}\left(\frac{1}{A}+\frac{d/D_0}{B}\right)+\frac{3}{\pi}\left(1-\frac{d}{D_0}\right)-\frac{6b}{\pi D_0}};$$



$$A=\sqrt{1+\left(\frac{d}{D_0}\cdot\frac{T}{\pi d}\right)^2};$$

$$B=\frac{d}{D_0}\sqrt{1+\left(\frac{T}{\pi d}\right)^2}$$

Спиральные ребра для всех чисел Re

$$k''_{кол} \approx k_н = \left[1+\frac{20}{(T/d)^2}\right]k'_{кол} = A_1 k'_{кол},$$

где A_1 см. график *б*.

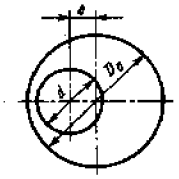
$k'_{кол}$ см. кольцо с ребрами

$\left(\frac{T}{d}\right)$	3,5	4,5	6,0	8,0	10	25
A_1	2,63	1,99	1,56	1,31	1,20	1,03

Эксцентрическое кольцо

$$D_г = D_0 - d;$$

$$\bar{e} = \frac{2e}{D_0 - d}$$

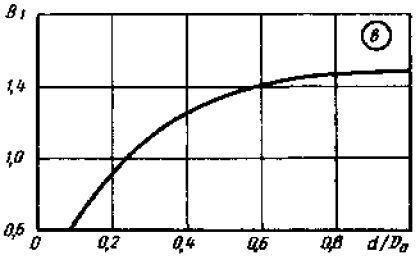


Ламинарный режим (Re ≤ 2000):

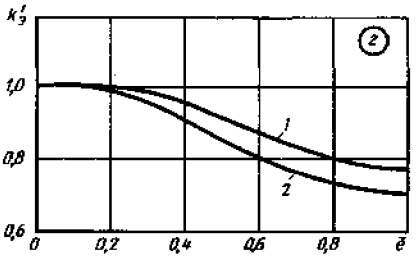
$$k_н \equiv k_э = \frac{1}{(1+B_1\bar{e})^2}k_{1\,кол},$$

где $B_1 = f\left(\frac{d}{D_0}\right)$ см. график *в*;

$k_{1\,хол}$ см. кольцо без ребер



$\frac{d}{D_0}$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,8	1,0
B_1	0	0,65	0,90	1,10	1,22	1,30	1,39	1,45	1,48



Продолжение

Трубы кольцевого поперечного сечения; стабилизированное течение [139, 158, 232, 399, 498, 584, 1008]	**Диаграмма 1.7–7**

Турбулентный режим (Re > 2000):

$k''_э = k'_э k_{2кол}$, где $k_{2кол}$ см. кольцо без ребер;

$k'_э$ при $\frac{d}{D_0} = 0{,}5$–см. кривую *1* графика *г*,

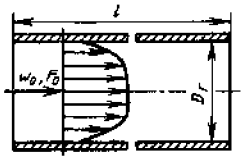
при $\frac{d}{D_0} \geq 0{,}7$ см. кривую *2* графика *г*

или $k'_э = 1 - 0{,}9\left(1 - \frac{2}{3\bar{e}}\right)\bar{e}^2$

Значения $k'_э$

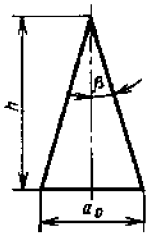
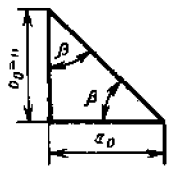
$\frac{d}{D_0}$	$\bar{e}$					
	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
0,5 (кривая *1*)	1,0	1,0	0,95	0,87	0,80	0,77
≥ 0,7 (кривая *2*)	1,0	0,98	0,90	0,80	0,73	0,70

Трубы треугольного (и близкого к нему) поперечного сечения: стабилизированное течение [433, 498, 719]	**Диаграмма 1.7–8**



$$D_г \frac{4F_0}{\Pi_0}; \quad \mathrm{Re} = \frac{w_0 D_г}{\nu}; \quad \zeta \equiv \frac{\Delta p}{\rho w_0^2/2} = \lambda_н \frac{l}{D_г}; \quad \lambda_н \equiv \frac{\Delta p}{\left(\frac{\rho w_0^2}{2}\right)\cdot\left(\frac{l}{D_г}\right)} = k_н \lambda,$$

где λ находят по диаграммам 1.7–1 – 1.7–5 (как для труб круглого сечения)

Форма поперечного сечения трубы (канала) и схема	Поправочный коэффициент
 Равнобедренный треугольник: $B = \sqrt{4 + \frac{5}{2}\left(\frac{1}{\mathrm{tg}^2\beta} - 1\right)}$; $D_г = \frac{2h}{1 + \sqrt{\frac{1}{\mathrm{tg}^2\beta} + 1}}$	Ламинарный режим (Re ≤ 2000): $k_н \equiv k'_{тр} = \frac{3}{4}\cdot\frac{1 - \mathrm{tg}^2\beta(B+2)}{(B-2)\left(\mathrm{tg}\beta + \sqrt{1+\mathrm{tg}^2\beta}\right)^2}$ см. кривую *1* Турбулентный режим (Re > 2000) см. кривую *2*
 Прямоугольный треугольник: $D_г$ см. равнобедренный треугольник	Ламинарный режим: $k_н \equiv k''_{тр} = \frac{3(1 - 3\mathrm{tg}^2\beta)(B+2)}{2\left(\frac{3}{B} - 4\right)\left(\mathrm{tg}\beta + \sqrt{1+\mathrm{tg}^2\beta}\right)^2}$ см. кривую *4* Турбулентный режим: $k''_{тр}$ см. $k'_{тр}$ равнобедренного треугольника (кривая *2*)

β,°	0	10	20	30	40	60	80	90
$k'_{тр}$	0,75	0,81	0,82	0,83	0,82	0,80	0,75	0,78

$k'_{тр}$	0,75	0,84	0,89	0,93	0,96	0,98	0,90	1,0

β,°	0	10	20	30	40	60	80	90
$k'_{тр}$	0,75	0,78	0,80	0,81	0,82	0,81	0,77	0,75

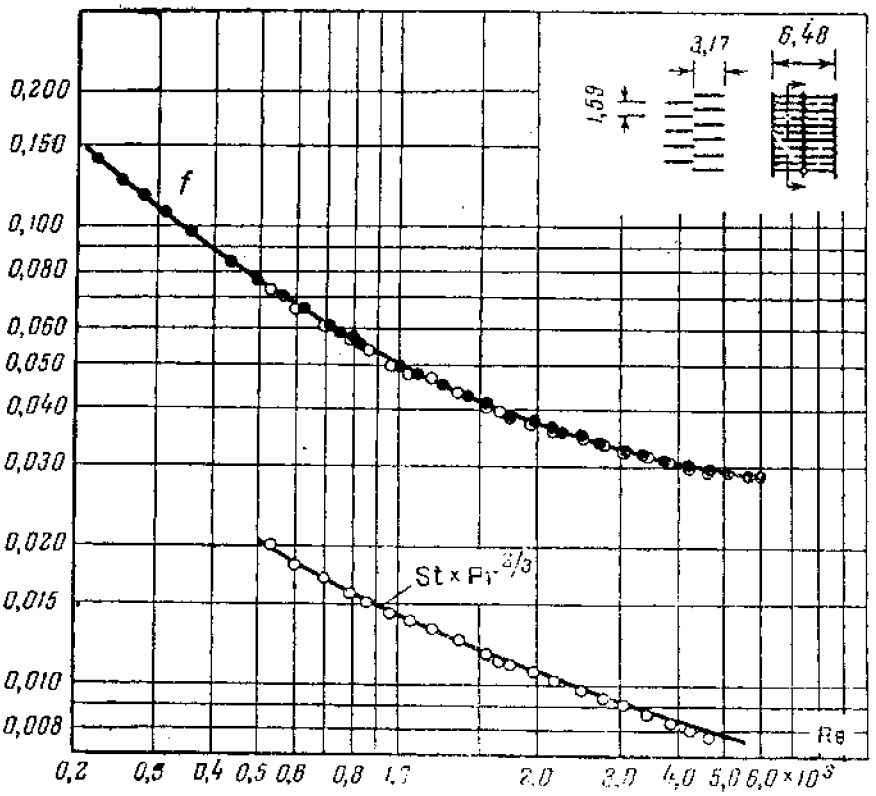


Рис. 1.283. Пластинчато-ребристая поверхность с короткими пластинчатыми ребрами ПлР-12. Число ребер 629 на 1 м. Расстояние между пластинами b = 6,48 мм. Симметрично расположенный разделитель толщиной 0,152 мм. Длина ребра 3,17 мм. Гидравлический диаметр канала $4r_г$ = 1,870 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1798 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения (включая разделитель) к полной поверхности равно 0,845

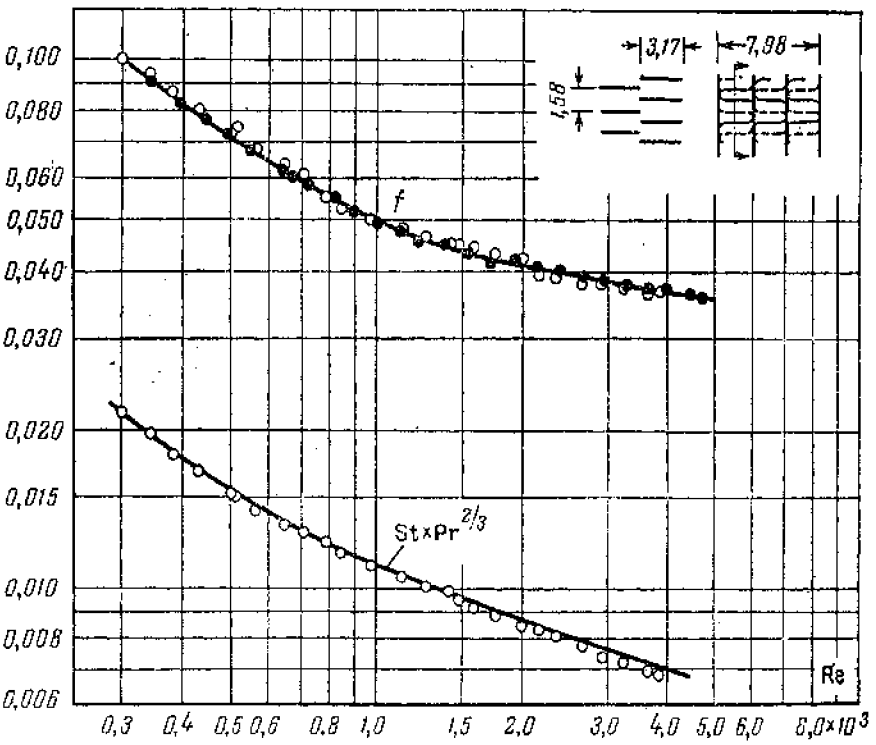


Рис. 1.284. Пластинчато-ребристая поверхность с короткими пластинчатыми ребрами ПлР-13. Число ребер 634 на 1 м. Расстояние между пластинами b = 7,98 мм. Разделители расположены равномерно. Длина ребра 3,17 мм. Гидравлический диаметр канала $4r_г$=1,57 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 2130 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения (включая разделитель) к полной поверхности равно 0,882

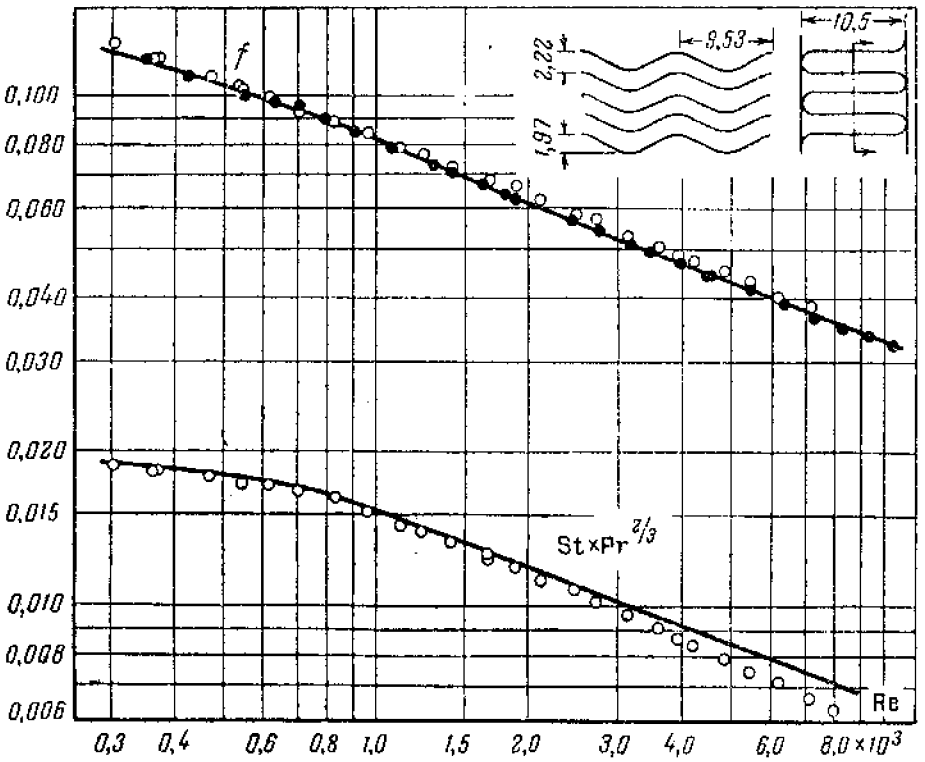


Рис. 1.285. Пластинчато-ребристая поверхность с волнистыми ребрами ВР-1. Гидравлический диаметр определен в свободном сечении, перпендикулярном основному направлению потока. Число ребер 450,4 на 1 м. Гидравлический диаметр $4r_г$ = 3,23 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,152 мм. β = 1151,6 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,847

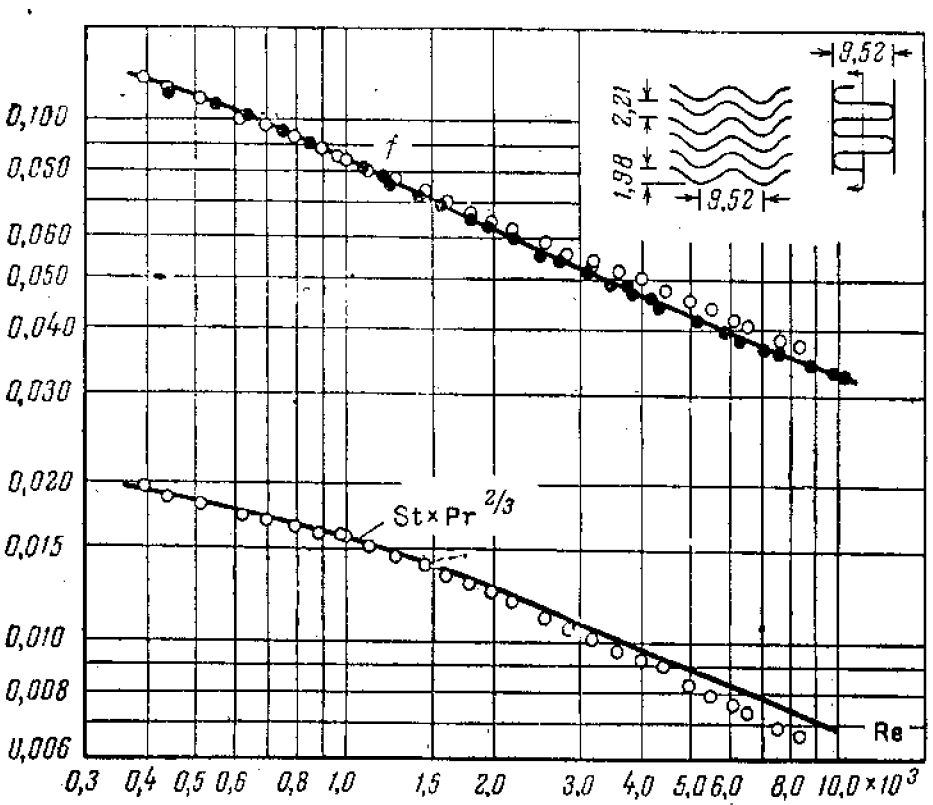


Рис. 1.286. Пластинчато-ребристая поверхность с волнистыми ребрами ВР-2. Гидравлический диаметр определен в свободном сечении, перпендикулярном основному направлению потока.Число ребер 451 на 1 м. Расстояние между пластинами b = 9,52 мм. Гидравлический диаметр $4r_г$ = 3,03 мм. Материал ребер – алюминий, толщина 0,254 мм. β = 1130 м^2/м^3. Отношение поверхности оребрения к полной поверхности равно 0,822