

## ЛЕКЦИЯ 4

## ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Потери энергии (уменьшение гидравлического напора) можно наблюдать в движущейся жидкости не только на сравнительно длинных участках, но и на коротких. В одних случаях потери напора распределяются (иногда равномерно) по длине трубопровода – это линейные потери; в других – они сосредоточены на очень коротких участках, длиной которых можно пренебречь, – на так называемых местных гидравлических сопротивлениях: вентили, всевозможные закругления, сужения, расширения и т.д., короче всюду, где поток претерпевает деформацию. Источником потерь во всех случаях является вязкость жидкости.

Следует заметить, что потери напора и по длине и в местных гидравлических сопротивлениях существенным образом зависят от так называемого режима движения жидкости.

#### 4.1. Режимы движения жидкости

При наблюдении за движением жидкости в трубах и каналах, можно заметить, что в одном случае жидкость сохраняет определенный строй своих частиц, а в других – перемещаются бессистемно. Однако исчерпывающие опыты по этому вопросу были проведены Рейнольдсом в 1883 г. На рис. 4.1 изображена установка, аналогичная той, на которой Рейнольдс производил свои опыты.

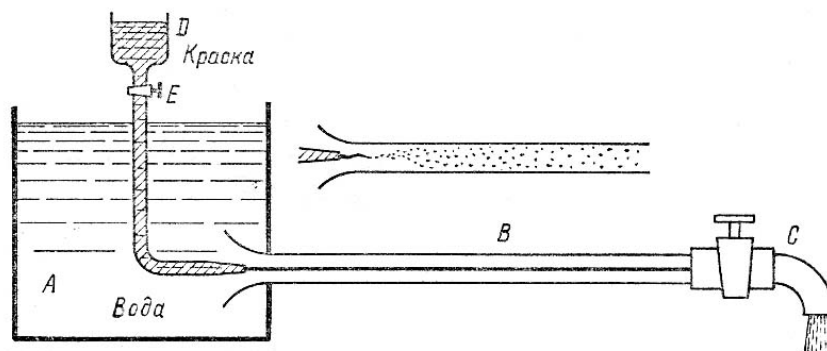


Рис. 4.1. Схема установки Рейнольдса

Установка состоит из резервуара А с водой, от которого отходит стеклянная труба В с краном С на конце, и сосуда D с водным раствором

краски, которая может по трубке вводиться тонкой струйкой внутрь стеклянной трубы  $B$ .

*Первый случай движения жидкости.* Если немного приоткрыть кран  $C$  и дать возможность воде протекать в трубе с небольшой скоростью, а затем с помощью крана  $E$  впустить краску в поток воды, то увидим, что введенная в трубу краска не будет перемешиваться с потоком воды. Струйка краски будет отчетливо видимой вдоль всей стеклянной трубы, что указывает на слоистый характер течения жидкости и на отсутствие перемешивания. Если при этом, если к трубе подсоединить пьезометр или трубку Пито, то они покажут неизменность давления и скорости по времени. Такой режим движения называется *ламинарный*.

*Второй случай движения жидкости.* При постепенном увеличении скорости течения воды в трубе путем открытия крана  $C$  картина течения вначале не меняется, но затем при определенной скорости течения наступает быстрое ее изменение. Струйка краски по выходе из трубки начинает колебаться, затем размывается и перемешивается с потоком воды, причем становятся заметными вихреобразования и вращательное движение жидкости. Пьезометр и трубка Пито при этом покажут непрерывные пульсации давления и скорости в потоке воды. Такое течение называется *турбулентным* (рис.4.1, вверху).

Если уменьшить скорость потока, то восстановится ламинарное течение.

Итак, *ламинарным* называется слоистое течение без перемешивания частиц жидкости и без пульсации скорости и давления. При ламинарном течении жидкости в прямой трубе постоянного сечения все линии тока направлены параллельно оси трубы, при этом отсутствуют поперечные перемещения частиц жидкости.

*Турбулентным* называется течение, сопровождающееся интенсивным перемешиванием жидкости с пульсациями скоростей и давлений. Наряду с основным продольным перемещением жидкости наблюдаются поперечные перемещения и вращательные движения отдельных объемов жидкости. Переход от ламинарного режима к турбулентному наблюдается при определенной скорости движения жидкости. Эта скорость называется *критической*  $v_{кр}$ .

Значение этой скорости прямо пропорционально кинематической вязкости жидкости и обратно пропорционально диаметру трубы.

$$v_{кр} = \frac{v}{d} \cdot k \quad (4.1)$$

где  $v$  – кинематическая вязкость;  
 $k$  – безразмерный коэффициент;  
 $d$  – внутренний диаметр трубы.

Входящий в эту формулу безразмерный коэффициент  $k$ , одинаков для всех жидкостей и газов, а также для любых диаметров труб. Этот коэффициент называется *критическим числом Рейнольдса*  $Re_{кр}$  и определяется следующим образом:

$$Re_{кр} = \frac{v_{кр} d}{\nu} . \quad (4.2)$$

Как показывает опыт, для труб круглого сечения  $Re_{кр} \approx 2300$ .

Таким образом, критерий подобия Рейнольдса позволяет судить о режиме течения жидкости в трубе. При  $Re < Re_{кр}$  течение является ламинарным, а при  $Re > Re_{кр}$  течение является турбулентным. Точнее говоря, вполне развитое турбулентное течение в трубах устанавливается лишь при  $Re \approx 4000$ , а при  $Re = 2300 \dots 4000$  имеет место переходная, критическая область.

Режим движения жидкости напрямую влияет на степень гидравлического сопротивления трубопроводов.

## 4.2. Кавитация

В некоторых случаях при движении жидкости в закрытых руслах происходит явление, связанное с изменением агрегатного состояния жидкости, т.е. превращение ее в пар с выделением из жидкости растворенных в ней газов.

Наглядно это явление можно продемонстрировать на простом устройстве, состоящем из трубы, на отдельном участке которой установлена прозрачная трубка Вентури (рис.4.2). Вода под давлением движется от сечения 1-1 через сечение 2-2 к сечению 3-3. Как видно из рисунка, сечение 2-2 имеет меньший диаметр. Скорость течения жидкости в трубе можно изменять, например, установленным после сечения 3-3 краном.

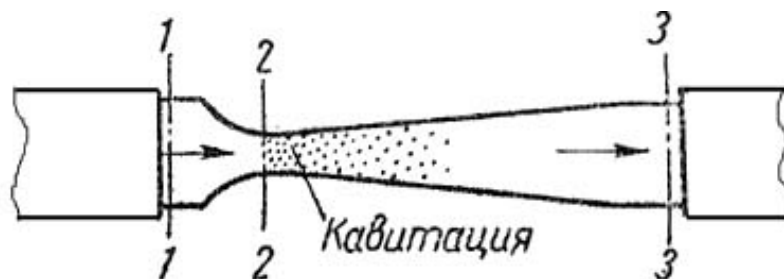


Рис. 4.2. Схема трубки для демонстрации кавитации

При небольшой скорости никаких видимых изменений в движении жидкости не происходит. При увеличении скорости движения жидкости в узком сечении трубки Вентури 2-2 появляется отчетливая зона с образованием пузырьков газа. Образуется область местного кипения, т.е. образование пара с выделением растворенного в воде газа. Далее при подходе жидкости к сечению 3-3 это явление исчезает.

Это явление обусловлено следующим. Известно, что при движении жидкой или газообразной среды, давление в ней падает. Причем, чем выше скорость движения среды, тем давление в ней ниже. Поэтому, при течении жидкости через местное сужение 2-2, согласно уравнению неразрывности течений (3.4), увеличивается скорость с одновременным падением давления в этом месте. Если абсолютное давление при этом достигает значения равного давлению насыщенных паров жидкости при данной температуре или значения равного давлению, при котором начинается выделение из нее растворимых газов, то в данном месте потока наблюдается интенсивное парообразование (кипение) и выделение газов. Такое явление называется кавитацией.

При дальнейшем движении жидкости к сечению 3-3, пузырьки исчезают, т.е. происходит резкое уменьшение их размеров. В то время, когда пузырек исчезает (схлопывается), в точке его схлопывания происходит резкое увеличение давления, которое передается на соседние объемы жидкости и через них на стенки трубопровода. Таким образом, от таких многочисленных местных повышений давлений (гидроударов), возникает вибрация.

Таким образом, *кавитация* - это местное нарушение сплошности течения с образованием паровых и газовых пузырей (каверн), обусловленное местным падением давления в потоке.

Кавитация в обычных случаях является нежелательным явлением, и ее не следует допускать в трубопроводах и других элементах гидросистем. Кавитация возникает в кранах, вентилях, задвижках, жиклерах и т.д.

Кавитация может иметь место в гидромашинах (насосах и гидротурбинах), снижая при этом их коэффициент полезного действия, а при длительном воздействии кавитации происходит разрушение деталей, подверженных вибрации. Кроме этого разрушаются стенки трубопроводов, уменьшается их пропускная способность вследствие уменьшения живого сечения трубы.

### 4.3. Потери напора при ламинарном течении жидкости

Как показывают исследования, при ламинарном течении жидкости в круглой трубе максимальная скорость находится на оси трубы. У стенок

трубы скорость равна нулю, т.к. частицы жидкости покрывают внутреннюю поверхность трубопровода тонким неподвижным слоем. От стенок трубы к ее оси скорости нарастают плавно. *График распределения скоростей по поперечному сечению потока представляет собой параболоид вращения*, а сечение параболоида осевой плоскостью – квадратичную параболу (рис.4.3).

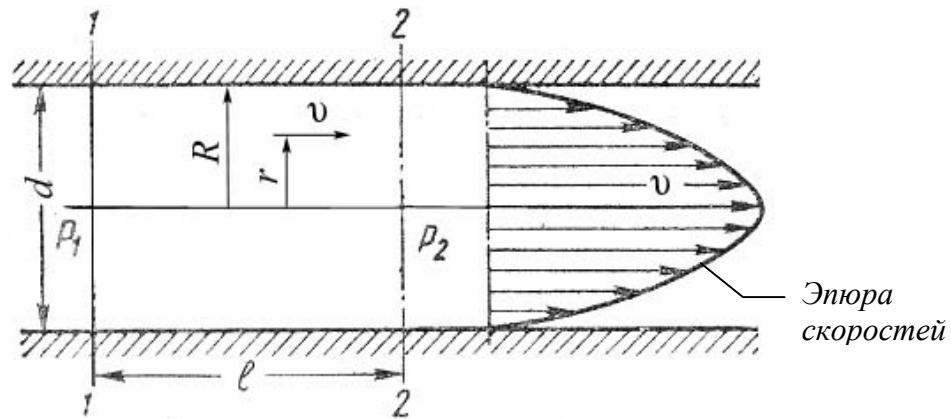


Рис. 4.3. Схема для рассмотрения ламинарного потока

Уравнение, связывающее переменные  $v$  и  $r$ , имеет следующий вид:

$$v = \frac{P_1 - P_2}{4\mu\ell} (R^2 - r^2), \quad (4.3)$$

где  $P_1$  и  $P_2$  – давления соответственно в сечениях 1 и 2.

У стенок трубы величина  $r = R$ , значит скорость  $v = 0$ , а при  $r = 0$  (на оси потока) скорость  $v$  будет максимальной

$$v_{\text{макс}} = \frac{P_1 - P_2}{4\mu\ell} (R^2 - 0^2) = \frac{P_1 - P_2}{4\mu\ell} R^2.$$

Теперь определим расход жидкости при ламинарном течении в круглой трубе. Так как эюра распределения скоростей в круглой трубе имеет вид параболоида вращения с максимальным значением скорости в центре трубы, то расход жидкости численно равен объему этого параболоида. Определим этот объем.

Максимальная скорость дает высоту параболоида

$$h = v_{\text{макс}} = \frac{P_1 - P_2}{4\mu\ell} R^2.$$

Как известно из геометрии, объем параболоида высотой  $h$  и площадью  $\pi R^2$  равен

$$V = \pi R^2 \frac{h}{2},$$

а в нашем случае

$$Q = \frac{1}{2} \pi R^2 \frac{P_1 - P_2}{4\mu\ell} R^2 = \frac{P_1 - P_2}{8\mu\ell} \pi R^4. \quad (4.4)$$

Если вместо  $R$  подставить диаметр трубы  $d$ , то формула (4.4) приобретет вид

$$Q = \frac{P_1 - P_2}{128\mu\ell} \pi d^4. \quad (4.5)$$

Расход в трубе можно выразить через среднюю скорость:

$$Q = \frac{P_1 - P_2}{128\mu\ell} \pi d^4 = v_{cp} \frac{\pi d^2}{4},$$

откуда

$$v_{cp} = \frac{P_1 - P_2}{32\mu\ell} d^2. \quad (4.6)$$

Для определения потерь напора при ламинарном течении жидкости в круглой трубе рассмотрим участок трубы длиной  $\ell$ , по которому поток течет в условиях ламинарного режима (рис.4.3). Расход жидкости в этой трубе можно определить по формуле (4.5), а среднюю скорость – по формуле (4.6).

Из формулы (4.6) потеря давления в трубопроводе будет равна

$$P_1 - P_2 = \frac{32\mu\ell}{d^2} v_{cp}. \quad (4.7)$$

Если в формуле (4.6) динамический коэффициент вязкости  $\mu$  заменить через кинематический коэффициент вязкости  $\nu$  и плотность  $\rho$  ( $\mu = \nu\rho$ ) и разделить обе части равенства на объемный вес жидкости  $\gamma = \rho g$ , то получим:

$$\frac{P_1}{\gamma} - \frac{P_2}{\gamma} = \frac{32\nu\rho\ell}{\rho g d^2} v_{cp}.$$

Так как левая часть полученного равенства равна потерям напора  $h_{nom}$  в трубе постоянного диаметра, то окончательно это равенство примет вид:

$$h_{nom} = \frac{32\nu\ell}{g d^2} v_{cp}. \quad (4.8)$$

Уравнение может быть преобразовано в универсальную формулу Вейсбаха-Дарси, которая окончательно записывается так:

$$h_{\text{ном}} = \lambda \frac{\ell}{d} \cdot \frac{v^2}{2g}, \quad (4.9)$$

где  $\lambda$  - коэффициент гидравлического трения, который для ламинарного потока вычисляется по выражению:

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}}. \quad (4.10)$$

Однако при ламинарном режиме для определения коэффициента гидравлического трения  $\lambda$  Т.М. Башта рекомендует при  $\text{Re} < 2300$  применять формулу

$$\lambda = \frac{75}{\text{Re}}. \quad (4.11)$$

#### 4.4. Потери напора при турбулентном течении жидкости

Как было указано в п.4.1, для турбулентного течения характерно перемешивание жидкости, пульсации скоростей и давлений. Если с помощью особо чувствительного прибора-самописца измерять пульсации, например, скорости по времени в фиксированной точке потока, то получим картину, подобную показанной на рис.4.4. Скорость беспорядочно колеблется около некоторого осредненного по времени значения  $v_{\text{оср}}$ , которое в данном случае остается постоянным.

Характер линий тока в трубе в данный момент времени отличается большим разнообразием (рис.4.5).

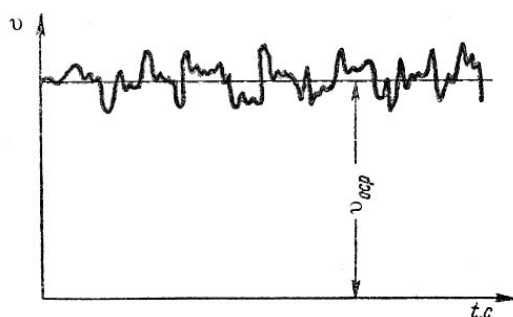


Рис. 4.4. Пульсация скорости в турбулентном потоке

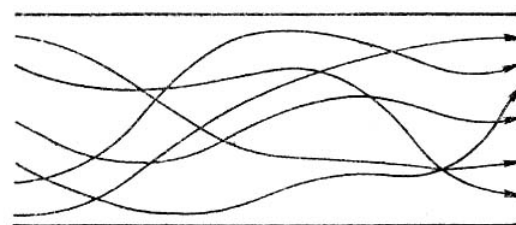


Рис. 4.5. Характер линий тока в турбулентном потоке

При турбулентном режиме движения жидкости в трубах эпюра распределения скоростей имеет вид, показанный на рис. 4.6. В тонком пристенном слое толщиной  $\delta$  жидкость течет в ламинарном режиме, а остальные слои текут в турбулентном режиме, и называются *турбулентным ядром*. Таким образом, строго говоря, турбулентного движения в чистом виде не существует. Оно сопровождается ламинарным движением у стенок, хотя слой  $\delta$  с ламинарным режимом весьма мал по сравнению с турбулентным ядром.

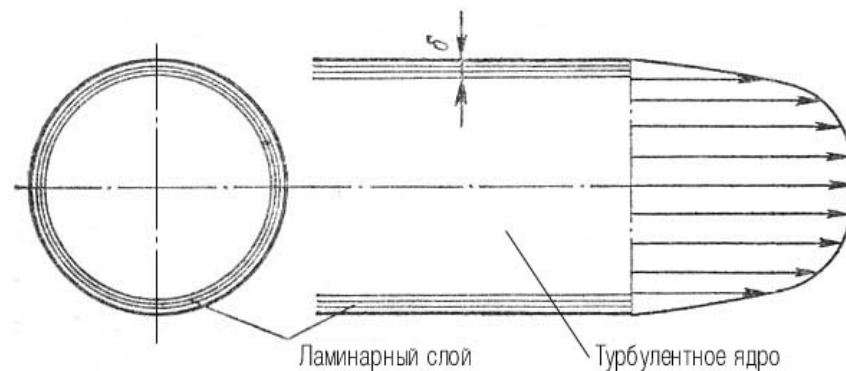


Рис. 4.6. Модель турбулентного режима движения жидкости

Основной расчетной формулой для потерь напора при турбулентном течении жидкости в круглых трубах является уже приводившаяся выше эмпирическая формула (4.9), называемая *формулой Вейсбаха-Дарси* и имеющая следующий вид:

$$h_{nom} = \lambda \frac{\ell}{d} \cdot \frac{v^2}{2g}.$$

Различие заключается лишь в значениях коэффициента гидравлического трения  $\lambda$ . Этот коэффициент зависит от числа Рейнольдса  $Re$  и от безразмерного геометрического фактора – относительной шероховатости  $\Delta/d$  (или  $\Delta/r_0$ , где  $r_0$  – радиус трубы).

Впервые наиболее исчерпывающей работы по определению  $\lambda$  были даны И.И. Никурадзе, который на основе опытных данных построил график зависимости  $\lg(1000\lambda)$  от  $\lg Re$  для ряда значений  $\Delta/r_0$ . Опыты Никурадзе были проведены на трубах с искусственно заданной шероховатостью, полученной путем приклейки песчинок определенного размера на внутренние стенки трубопровода. Результаты этих исследований представлены на рис. 4.7, где построены кривые зависимости  $\lg(1000\lambda)$  от  $\lg Re$  для ряда значений  $\Delta/r_0$ .

Прямая  $I$  соответствует ламинарному режиму движения жидкости в соответствии с (4.10).



Далее на графике можно рассматривать три области.

Первая область – область малых  $Re$  и  $\Delta/r_0$ , где коэффициент  $\lambda$  не зависит от шероховатости, а определяется лишь числом  $Re$  (отмечена на рис.4.7 прямой *I*). Это *область гидравлически гладких труб*. Если число Рейнольдса лежит в диапазоне  $4000 < Re < 10(d / \Delta_{\text{э}})$  коэффициент  $\lambda$  определяется по полуэмпирической формуле Блазиуса

$$\lambda_T = \frac{0,3164}{Re^{0,25}}. \quad (4.12)$$

Для определения  $\lambda$  существует также эмпирическая формула П.К. Конакова, которая применима для гидравлически гладких труб

$$\lambda_T = \frac{1}{(1,8 \lg Re - 1,5)^2}. \quad (4.13)$$

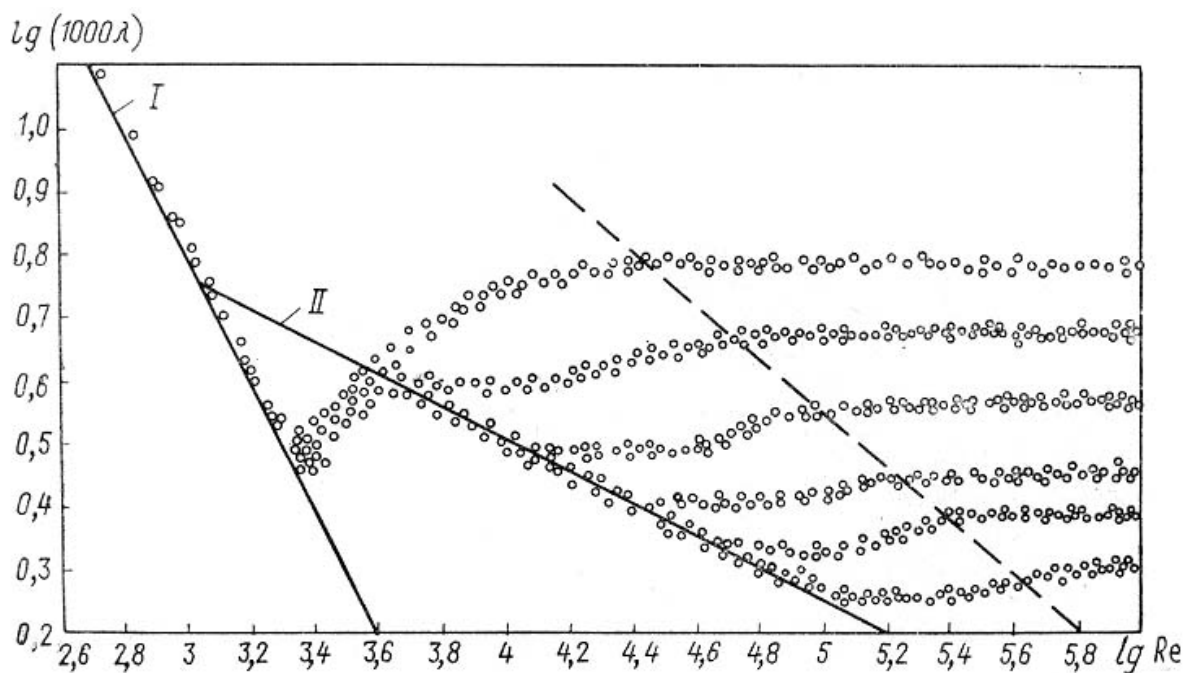


Рис. 4.7. График Никурадзе

Во второй области, расположенной между линий *II* и пунктирной линией справа, коэффициент  $\lambda$  зависит одновременно от двух параметров – числа  $Re$  и относительной шероховатости  $\Delta/r_0$ , которую можно заменить на  $\Delta_{\text{э}}$ . Для определения коэффициента  $\lambda$  в этой области может служить универсальная формула А.Д. Альтшуля:

$$\lambda_T = 0,11 \left( \frac{\Delta_{\text{э}}}{d} + \frac{68}{\text{Re}} \right)^{0,25}, \quad (4.14)$$

где  $\Delta_{\text{э}}$  – эквивалентная абсолютная шероховатость.

Характерные значения  $\Delta_{\text{э}}$  (в мм) для труб из различных материалов приведены ниже

Стекло .....	0
Трубы, тянутые из латуни, свинца, меди.....	0...0,002
Высококачественные бесшовные стальные трубы.....	0,06...0,2
Стальные трубы.....	0,1...0,5
Чугунные асфальтированные трубы.....	0,1...0,2
Чугунные трубы.....	0,2...1,0

Третья область – область больших  $\text{Re}$  и  $\Delta/r_0$ , где коэффициент  $\lambda$  не зависит от числа  $\text{Re}$ , а определяется лишь относительной шероховатостью (область расположена справа от пунктирной линии). Это *область шероховатых труб*, в которой все линии с различными шероховатостями параллельны между собой. Эту область называют областью автомодельности или режимом квадратичного сопротивления, т.к. здесь гидравлические потери пропорциональны квадрату скорости.

Определение  $\lambda$  для этой области производят по упрощенной формуле Альтшуля:

$$\lambda_T = 0,11 \left( \frac{\Delta_{\text{э}}}{d} \right)^{0,25} \quad (4.15)$$

или по формуле Прандтля – Никурадзе:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_T}} = -2 \lg \left( \frac{\Delta_{\text{э}}}{3,71d} \right). \quad (4.16)$$

Итак, потери напора, определяемые по формуле Вейсбаха-Дарси (4.9), можно определить, зная коэффициент гидравлического сопротивления, который определяется в зависимости от числа Рейнольдса  $\text{Re}$  и от эквивалентной абсолютной шероховатости  $\Delta_{\text{э}}$ . Для удобства сводные данные по определению  $\lambda$  представлены в таблице 4.1.

Пользоваться приведенными в табл. 4.1 формулами для определения коэффициента  $\lambda$  не всегда удобно. Для облегчения расчетов можно воспользоваться номограммой Колбрука-Уайта (рис.4.8), при помощи которой по известным  $\text{Re}$  и  $\Delta_{\text{э}}/d$  весьма просто определяется  $\lambda$ .

Таблица 4.1

Таблица для определения коэффициента гидравлического трения

Режим движения		Число Рейнольдса	Определение $\lambda$
Ламинарный		$Re < 2300$	$\lambda = \frac{64}{Re}$ или $\lambda = \frac{75}{Re}$
Переходный		$2300 < Re < 4000$	<i>Проектирование трубопроводов не рекомендуется</i>
Турбулентный	1-я область	$4000 < Re < 10 \frac{d}{\Delta_s}$	$\lambda_T = \frac{0,3164}{Re^{0,25}}$ (ф-ла Блазиуса) $\lambda_T = \frac{1}{(1,8 \lg Re - 1,5)^2}$ (ф-ла Конакова)
	2-я область	$10 \frac{d}{\Delta_s} < Re < 560 \frac{d}{\Delta_s}$	$\lambda_T = 0,11 \left( \frac{\Delta_s}{d} + \frac{68}{Re} \right)^{0,25}$ (ф-ла Альтшуля)
	3-я область	$Re > 560 \frac{d}{\Delta_s}$	$\lambda_T = 0,11 \left( \frac{\Delta_s}{d} \right)^{0,25}$ (ф-ла Альтшуля) $\frac{1}{\sqrt{\lambda_T}} = -2 \lg \left( \frac{\Delta_s}{3,71d} \right)$ (ф-ла Никурадзе)

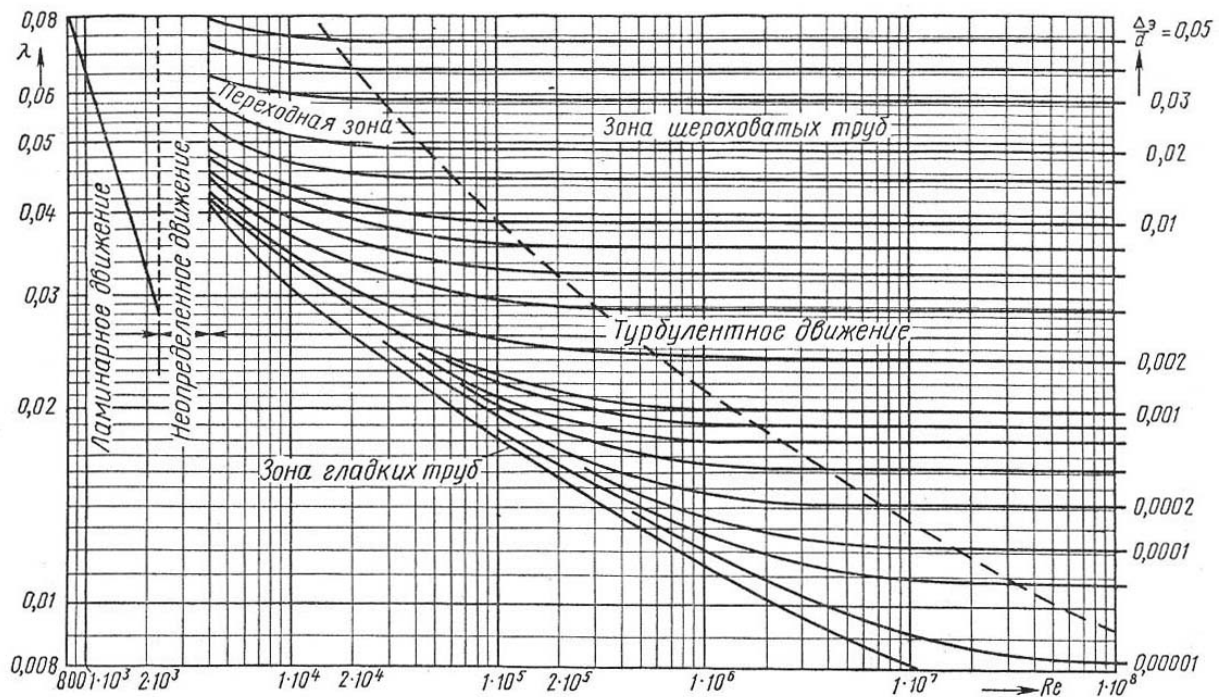


Рис. 4.8. Номограмма Колбрука-Уайта для определения коэффициента гидравлического трения

#### 4.5. Местные гидравлические сопротивления

Все гидравлические потери энергии делятся на два типа: потери на трение по длине трубопроводов (рассмотрены в п.4.3 и 4.4) и местные потери, вызванные такими элементами трубопроводов, в которых вследствие изменения размеров или конфигурации русла происходит изменение скорости потока, отрыв потока от стенок русла и возникновение вихреобразования.

Простейшие местные гидравлические сопротивления можно разделить на расширения, сужения и повороты русла, каждое из которых может быть внезапным или постепенным. Более сложные случаи местного сопротивления представляют собой соединения или комбинации перечисленных простейших сопротивлений.

Рассмотрим простейшие местные сопротивления при турбулентном режиме течения в трубе.

1. *Внезапное расширение русла.* Потеря напора (энергии) при внезапном расширении русла расходуется на вихреобразование, связанное с отрывом потока от стенок, т.е. на поддержание вращательного непрерывного движения жидких масс с постоянным их обновлением.

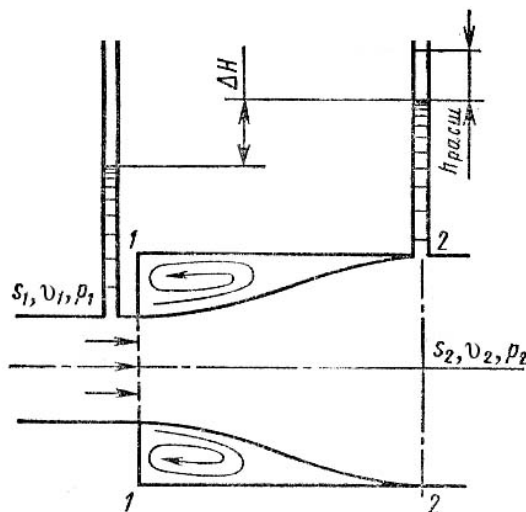


Рис. 4.9. Внезапное расширение трубы

При внезапном расширении русла (трубы) (рис.4.9) поток срывается с угла и расширяется не внезапно, как русло, а постепенно, причем в кольцевом пространстве между потоком и стенкой трубы образуются вихри, которые и являются причиной потерь энергии. Рассмотрим два сечения потока: 1-1 – в плоскости расширения трубы и 2-2 – в том месте, где поток, расширившись, заполнил все сечение широкой трубы. Так как поток между рассматриваемыми сечениями расширяется, то скорость его уменьшается, а давление возрастает. Поэтому второй пьезометр показывает высоту на  $\Delta H$  большую, чем первый; но если бы потерь напора в данном месте не было, то второй пьезометр показал бы высоту большую еще на  $h_{расш}$ . Эта высота и есть местная потеря напора на расширение, которая определяется по формуле:

$$h_{расш} = \left(1 - \frac{S_1}{S_2}\right)^2 \frac{v_1^2}{2g}, \quad (4.17)$$

где  $S_1, S_2$  – площадь поперечных сечений 1-1 и 2-2.

Это выражение является следствием *теоремы Борда*, которая гласит, что потеря напора при внезапном расширении русла равна скоростному напору, определенному по разности скоростей

$$h_{расш} = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g}. \quad (4.18)$$

Выражение  $(1 - S_1/S_2)^2$  в (4.17) обозначается греческой буквой  $\zeta$  (дзета) и называется *коэффициентом потерь*, таким образом

$$h_{расш} = \zeta \frac{v_1^2}{2g}. \quad (4.19)$$

2. *Постепенное расширение русла*. Постепенно расширяющаяся труба называется *диффузором* (рис.4.10). Течение скорости в диффузоре сопровождается ее уменьшением и увеличением давления, а следовательно, преобразованием кинетической энергии жидкости в

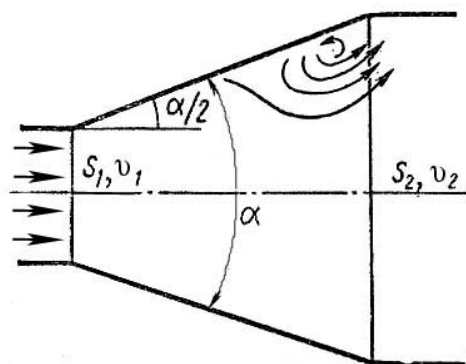


Рис. 4.10. Постепенное расширение трубы

энергию давления. В диффузоре, так же как и при внезапном расширении русла, происходит отрыв основного потока от стенки и вихреобразование. Интенсивность этих явлений возрастает с увеличением угла расширения диффузора  $\alpha$ .

Кроме того, в диффузоре имеются и обычные потери на трение, подобные тем, которые возникают в трубах постоянного сечения.

Полную потерю напора в диффузоре рассматривают как сумму

двух слагаемых:

$$h_{диф} = h_{тр} + h_{расш}, \quad (4.20)$$

где  $h_{тр}$  и  $h_{расш}$  - потери напора на трение и расширение (вихреобразование).

В выражении (4.20)

$$h_{тр} = \frac{\lambda_T}{8 \cdot \sin(\alpha/2)} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \frac{v_1^2}{2g}, \quad (4.21)$$

где  $n = S_2/S_1 = (r_2/r_1)^2$  – степень расширения диффузора.

Потеря напора на расширение  $h_{расши}$  в выражении (4.20) имеет ту же самую природу, что и при внезапном расширении русла

$$h_{расши} = \left(1 - \frac{S_1}{S_2}\right)^2 k \frac{v_1^2}{2g}, \quad (4.22)$$

где  $k$  - коэффициент смягчения, при  $\alpha = 5...20^\circ$   $k = \sin \alpha$ .

Учитывая (4.21) и (4.22), можно исходное выражение (4.20) переписать в виде:

$$h_{диф} = \left[ \frac{\lambda_T}{8 \cdot \sin(\alpha/2)} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) + k \left(1 - \frac{1}{n}\right)^2 \right] \frac{v_1^2}{2g} = \zeta_{диф} \frac{v_1^2}{2g}, \quad (4.23)$$

откуда коэффициент сопротивления диффузора можно выразить формулой

$$\zeta_{диф} = \frac{\lambda_T}{8 \cdot \sin(\alpha/2)} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) + \sin \alpha \left(1 - \frac{1}{n}\right)^2. \quad (4.24)$$

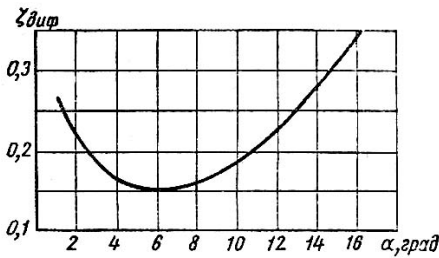


Рис. 4.11. Зависимость  $\zeta_{диф}$  от угла  $\alpha$

Функция  $\zeta_{диф} = f(\alpha)$  имеет минимум при некотором оптимальном значении угла  $\alpha$ , значение которого определится следующим выражением:

$$\alpha_{опт} = \arcsin \sqrt{\frac{n+1}{n-1} \cdot \frac{\lambda_T}{4}}. \quad (4.25)$$

При подстановке в эту формулу  $\lambda_T = 0,015...0,025$  и  $n = 2...4$  получим  $\alpha_{опт} = 6^\circ$  (рис.4.11).

3. *Внезапное сужение русла.* В этом случае потеря напора обусловлена трением потока при входе в более узкую трубу и потерями на вихреобразование, которые образуются в кольцевом пространстве вокруг суженной части потока (рис.4.12).

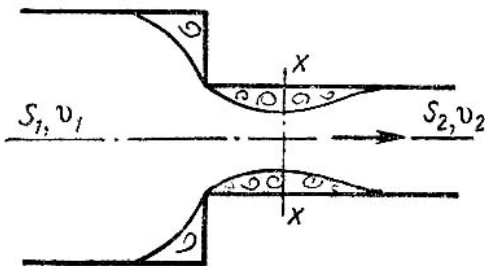


Рис. 4.12. Внезапное сужение трубы

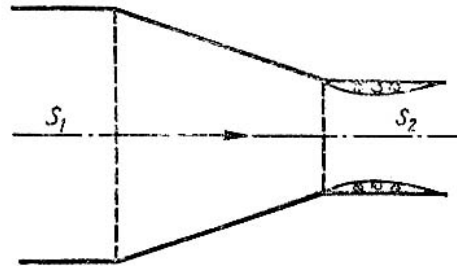


Рис. 4.13. Конфузор

Полная потеря напора определится по формуле ;

$$h_{\text{суж}} = \zeta_{\text{суж}} \frac{v_2^2}{2g}, \quad (4.26)$$

где коэффициент сопротивления сужения определяется по полуэмпирической формуле И.Е. Идельчика:

$$\zeta_{\text{суж}} = 0,5 \left( 1 - \frac{S_2}{S_1} \right) = 0,5 \left( 1 - \frac{1}{n} \right), \quad (4.27)$$

в которой  $n = S_1/S_2$  – степень сужения.

При выходе трубы из резервуара больших размеров, когда можно считать, что  $S_2/S_1 = 0$ , а также при отсутствии закругления входного угла, коэффициент сопротивления  $\zeta_{\text{суж}} = 0,5$ .

4. *Постепенное сужение русла.* Данное местное сопротивление представляет собой коническую сходящуюся трубу, которая называется *конфузором* (рис.4.13). Течение жидкости в конфузоре сопровождается увеличением скорости и падением давления. В конфузоре имеются лишь потери на трение

$$h_{\text{конф}} = \frac{\lambda_T}{8 \cdot \sin(\alpha/2)} \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right) \frac{v_2^2}{2g}, \quad (4.28)$$

где коэффициент сопротивления конфузора определяется по формуле

$$\zeta_{\text{конф}} = \frac{\lambda_T}{8 \cdot \sin(\alpha/2)} \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right), \quad (4.29)$$

в которой  $n = S_1/S_2$  – степень сужения.

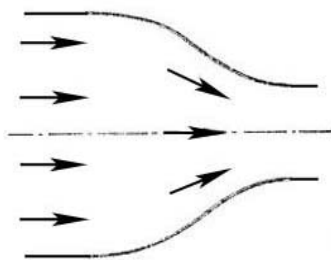


Рис. 4.14. Сопло

Небольшое вихреобразование и отрыв потока от стенки с одновременным сжатием потока возникает лишь на выходе из конфузора в месте соединения конической трубы с цилиндрической. Закруглением входного угла можно значительно уменьшить потерю напора при входе в трубу. Конфузор с плавно сопряженными цилиндрическими и коническими частями называется *соплом* (рис.4.14).

5. *Внезапный поворот трубы (колени).* Данный вид местного сопротивления (рис.4.15) вызывает значительные потери энергии, т.к. в

нем происходят отрыв потока и вихреобразование, причем потери тем больше, чем больше угол  $\delta$ . Потерю напора рассчитывают по формуле

$$h_{\text{кол}} = \zeta_{\text{кол}} \frac{v^2}{2g}, \quad (4.30)$$

где  $\zeta_{\text{кол}}$  – коэффициент сопротивления колена круглого сечения, который определяется по графику в зависимости от угла колена  $\delta$  (рис.4.16).

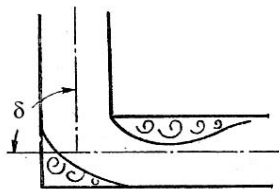


Рис. 4.15. Колено

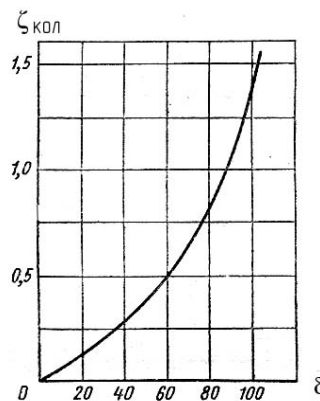
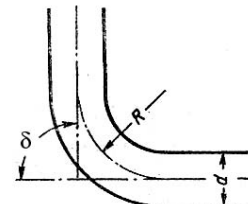
Рис. 4.16. Зависимости  $\zeta_{\text{кол}}$  от угла  $\delta$ 

Рис. 4.17. Отвод

6. *Постепенный поворот трубы (закругленное колено или отвод)*. Плавность поворота значительно уменьшает интенсивность вихреобразования, а следовательно, и сопротивление отвода по сравнению с коленом. Это уменьшение тем больше, чем больше относительный радиус кривизны отвода  $R/d$  (рис.4.17). Коэффициент сопротивления отвода  $\zeta_{\text{отв}}$  зависит от отношения  $R/d$ , угла  $\delta$ , а также формы поперечного сечения трубы.

Для отводов круглого сечения с углом  $\delta = 90^\circ$  и  $R/d \geq 1$  при турбулентном течении можно воспользоваться эмпирической формулой:

$$\zeta'_{\text{отв}} = 0,051 + \frac{0,19d}{R}. \quad (4.31)$$

Для углов  $\delta \leq 70^\circ$  коэффициент сопротивления

$$\zeta_{\text{отв}} = 0,9 \zeta'_{\text{отв}} \sin \delta, \quad (4.32)$$

а при  $\delta \geq 100^\circ$

$$\zeta_{\text{отв}} = \left( 0,7 + \frac{\delta}{90} 0,35 \right) \zeta'_{\text{отв}}. \quad (4.33)$$

Потеря напора в колене определится как



$$h_{омв} = \zeta_{омв} \frac{v^2}{2g}. \quad (4.34)$$

Все выше изложенное относится к турбулентному движению жидкости. При ламинарном движении местные сопротивления играют малую роль при определении общего сопротивления трубопровода. Кроме этого закон сопротивления при ламинарном режиме является более сложным и исследован в меньшей степени.