

Начальный участок ламинарного режима течения.

При втекании жидкости в канал диаметром d (рис.2.6) в случае ламинарного режима поток в сечении формируется так, что создаётся равномерное поле скоростей по всему сечению потока ($\alpha = 1$) за исключением бесконечно тонкого слоя у стенок канала, т.е. в этом месте $u \rightarrow 0$.

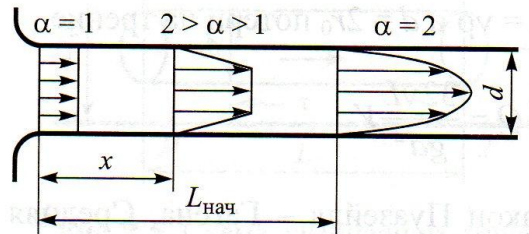


Рис. 2.6. Начальный участок ламинарного течения

В последующих сечениях ($x > 0$) происходит постепенная деформация эпюры скоростей по сечению: слои, расположенные ближе к стенке трубы, тормозятся вследствие действия вязкости и прилипшего к стенкам слоя; центральная часть потока вытягивается (скорость в ядре увеличивается), что обусловлено законом постоянства расхода в трубе.

При этом увеличивается толщина слоя δ , на который распространяется вязкое торможение. Когда толщина этого слоя становится приблизительно равной радиусу трубы, устанавливается параболический профиль скоростей в сечении потока, характерный для ламинарного режима течения.

Участок от 0 до $L_{нач}$, на протяжении которого происходит постепенное исчезновение ядра и устанавливается параболический профиль скоростей в сечении потока, называют начальным участком ламинарного режима течения.

При $x > L_{нач}$ ядро исчезает и наблюдается стабилизированное ламинарное течение жидкости в канале при ламинарном режиме.

Изложенная выше теория ламинарного течения справедлива именно для этого стабилизированного ламинарного течения и неприменима в пределах начального участка.

Потери напора на начальном участке, обусловленные трением и перестроением эпюры скоростей, равны:

$$h_{тр} = \left(0,165 + \frac{64 L}{\text{Re } d} \right) \frac{V^2}{2g}.$$

Ламинарное течение в плоских зазорах.

Для определения законов течения потока жидкости между двумя плоскими стенками (пластинами) и сечениями 1-1 и 2-2 выделим параллелепипед с размерами $L \times 2y \times b$ (рис. 2.7). Обозначим оси Ox , Oy , Oz . Жидкость в направлении оси Oz - не движется.

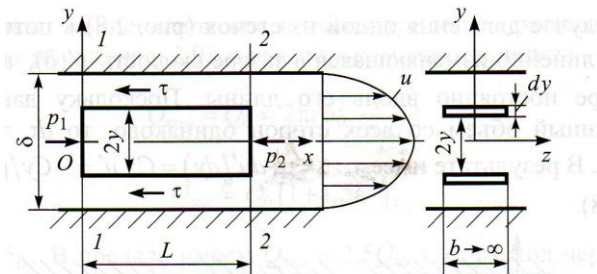


Рис. 2.7. Схема ламинарного течения в плоском зазоре

Запишем уравнение равновесия сил по оси Ox :

$$(p_1 - p_2)2yb = -\mu \frac{du}{dy} 2Lb.$$

Решая это дифференциальное уравнения с учетом условия $b = \infty$, получаем закон распределения местных скоростей в плоском зазоре толщиной δ :

$$u = \frac{\Delta p}{2\mu L} \left(\frac{\delta^2}{4} - y^2 \right).$$

Для определения объемного расхода выделим 2 площадки размером $b \times dy$. При решении дифференциального уравнения

$$dQ = u dS = \frac{\Delta p}{2\mu L} \left(\frac{\delta^2}{4} - y^2 \right) 2dy$$

получим выражение для определения полного расхода через плоскую щель:

$$Q_\delta = \frac{\Delta p \delta^3}{12\mu L}.$$

С учётом средней скорости $V = Q_\delta / \delta$ потери давления на трение можно определить по выражению: $\Delta p_{тр} = 12\mu L V / \delta^2$.

Анализ двух последних выражений показывает, что расход через щель и потери на трение существенно зависят от величины и длины щелевого зазора и от вязкости жидкости.

В случае движения одной из стенок (рис.2.8) к потоку добавляется линейно изменяющаяся в зазоре скорость $u'(\delta)$, а давление в зазоре постоянно вдоль его длины. Поскольку давление на выделенный объем со всех сторон одинаково, то $d\tau=0$ и $\tau=\text{const}$. В результате имеем: $\tau=\mu(du'/dy)=C$; $u'=-Cy/\mu + C_1$, (см. рис.2.8).

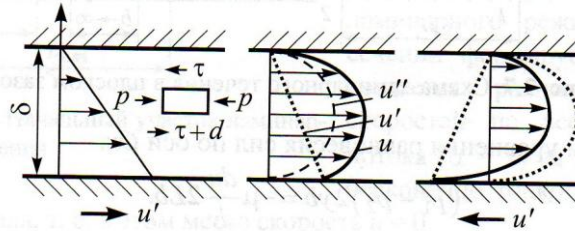


Рис. 2.8. Профили скоростей в зазоре с движущейся стенкой

При $y = \delta/2$ имеем $u' = 0$ и при $y = -\delta/2$ имеем $u' = u_{\max}$, тогда скорость жидкости в зазоре $u=(1/2-y/\delta)u'(\delta)$ и $Q_\delta = u\delta/2$.

Если при движении жидкости меняется давление (существует перепад давлений), то закон изменения скорости в щели примет вид:

$$V=(\Delta p_{mp}/2\mu L)(\delta^2/4-y^2)\pm(1/2-y/\delta)u',$$

следовательно объёмный расход через плоский зазор

$$Q=\Delta p_{mp}\delta^3/(12\mu L)\pm u'\delta/2.$$

Ламинарное течение в кольцевой щели.

Законы распределения давления и расхода через плоский зазор можно использовать при рассмотрении закономерностей течения жидкости через кольцевую щель. Это возможно в том случае, когда зазор между двумя цилиндрическими поверхностями существенно мал по сравнению к диаметрам этих поверхностей, т.е. $\delta/d \rightarrow 0$.

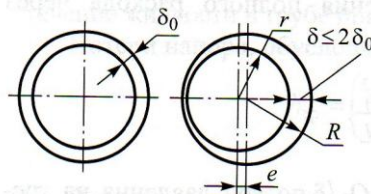


Рис. 2.9. Схемы концентричного и эксцентричного расположения радиальных зазоров

Различают концентричное и эксцентричное расположение щели (рис.2.9), для которых

можно записать:

$$Q_{\text{кон}} = Q_0 = 2\pi r \delta_0^2 \frac{P}{12\mu L};$$

$$Q_{\text{экс}} = Q_0(1 + 1,5\varepsilon^2), \text{ где } \varepsilon = e/\delta_0.$$

В пределе имеем $Q_{\text{экс}} = 2,5Q_0$, т.е. расход через эксцентричное расположение кольцевого зазора в 2,5 раза превышает расход через концентричное.

Турбулентный режим течения (ТРТ).

Механизм турбулентного движения очень сложен. При турбулентном движении частицы жидкости, кроме главного движения вдоль трубопровода, движутся и в поперечном направлении, что приводит к перемешиванию жидкости. Такое перемешивание оказывает существенное влияние на деформацию объемов жидкости и вследствие этого на гидравлические сопротивления в потоке жидкости. Характер линий тока отличается бесконечным разнообразием.

Несмотря на то что дифференциальные уравнения движения реальной жидкости справедливы также и для истинных скоростей турбулентного течения, сложность явлений, происходящих в нем, не позволяет в полной мере использовать эти уравнения для исследования потока.

Вместо действительного турбулентного потока в гидравлике исследуется его упрощенная модель - усредненный турбулентный поток.

При построении этой модели исходят из гипотезы о том, что поле скоростей в пространстве, занимаемом турбулентным потоком, можно разбить на два поля: поле местных усредненных скоростей и поле пульсационных скоростей. Такая модель потока позволяет установить важные соотношения между усредненными характеристиками турбулентного потока (усредненными скоростями, давлениями).

Турбулентное течение можно рассматривать установившимся при условии, что усредненные по времени значения скоростей и давлений, а так же полный расход потока не меняются с течением времени.

В выделенном из установившегося турбулентного потока элементарном объеме согласно уравнению неразрывности масса жидкости остается неизменной, происходит только обмен частицами. Однако при этом происходит изменение количества движения рассматриваемого объема, что равносильно действию на поверхность элементарного объема импульса внешних сил, направленного в сторону, противоположную движению жидкости.

Вследствие перемешивания и непрерывного переноса количества движения в поперечном направлении в турбулентном потоке касательное напряжение на стенке трубы существенно большее значение, чем при ламинарном при тех же значениях числа Re , и динамиче-

ского давления, подсчитанных по средней скорости потока и плотности жидкости. Полное касательное напряжение в турбулентном потоке рассматривают как сумму вязкостного (по Ньютону) и турбулентного (по Прандтлю) напряжений:

$$\tau = \mu \frac{du_x}{dy} + \rho \chi^2 (y - \delta)^2 \left(\frac{du_x}{dy} \right)^2,$$

где χ - коэффициент пропорциональности, универсальная постоянная турбулентного потока, $\chi \approx 0,4$.

Распределение скоростей (усредненных по времени) по сечению потока при турбулентном режиме существенно отличается от распределения при ламинарном режиме:

распределение скоростей при турбулентном режиме в ядре потока более равномерное (выравниванию скоростей способствует интенсивное перемешивание жидкости) и с более крутым нарастанием скорости у стенки, чем при ламинарном течении (рис.2.10), поэтому $\alpha_{т.р} < \alpha_{лам.р}$, и $\alpha = 1,025; Re \geq 3 \cdot 10^6$.

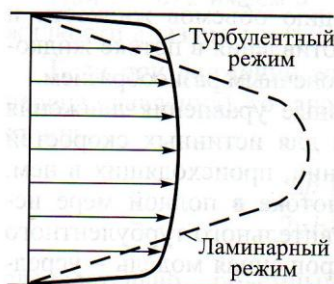


Рис. 2.10. Профили скоростей в потоке при ламинарном и турбулентном режимах течения

Турбулентный поток в трубе по структуре поля усредненных местных скоростей, которое распределяется более равномерно по сравнению с полем скоростей при ламинарном течении, **можно разделить на две части: на основной поток**, имеющий сравнительно небольшое уменьшение скорости при изменении положения частиц потока от его оси к стенке трубы (турбулентное ядро потока), и **на пристеночный слой малой толщины δ** (рис.2.11).

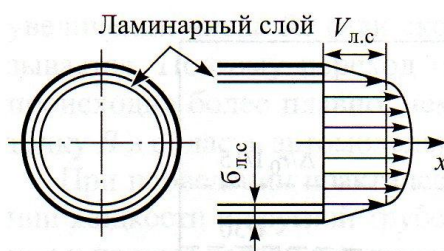


Рис. 2.11. Ламинарный пристеночный слой при турбулентном течении жидкости в трубе

В пределах этого слоя скорость линейно нарастает до некоторой конечной величины на границе слоя. Толщина слоя $\delta_{л.с}$ невелика и $V_{л.с}\delta_{л.с}/\nu = \mathbf{const}$, т.е. при увеличении $V_{л.с}$ уменьшается толщина $\delta_{л.с}$ слоя, который называют ламинарным (иногда пограничным).

При малых числах Re (малой скорости жидкости) и условии, что толщина $\delta_{л.с}$ ламинарного слоя превышает высоту Δ бугорков шероховатости: $\delta_{л.с} > \Delta$, которые находятся внутри ламинарного слоя, плавно (безотрывно) обтекаются и на сопротивление не влияют, что позволяет назвать трубу гидравлически гладкой. По мере увеличения числа Re (скорости жидкости) толщина $\delta_{л.с}$ уменьшается, бугорки шероховатости начинают выступать за пределы слоя и влиять на сопротивление.

При больших числах Re (большой скорости жидкости) толщина ламинарного слоя исчезающе малой $\delta_{л.с} \rightarrow 0$ (практически исчезает), бугорки шероховатости обтекаются турбулентным потоком с вихреобразованием за каждым бугорком. Основную роль в образовании потерь энергии в потоке при турбулентном потоке играют перемешивание жидкости и рассеивание кинетической энергии ее завихренных частиц.

Потери в трубах при турбулентном течении значительно больше, чем при ламинарном. Это увеличение вызывается вихреобразованиями, перемешиванием и искривлением траекторий. Если при ламинарном течении потери напора пропорциональны скорости жидкости (расходу) в первой степени, то при переходе к турбулентному режиму течения заметен некоторый скачок сопротивления, а затем нарастание величины потерь по закону, близкому к параболическому (рис.2.12).

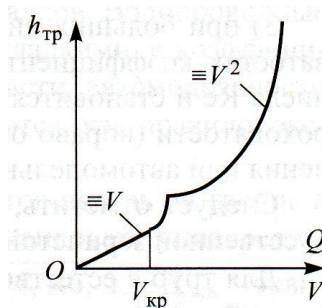


Рис. 2.12. Зависимость потерь энергии от скорости движения жидкости

Потери на трение для труб определяются числом Re и относительной шероховатостью трубы Δ/d или Δ/r_o при $d=2r_o$, т.е. $\lambda = f(Re; \Delta/d)$.

Характер влияния этих двух параметров на сопротивление труб отчетливо виден на рис.2.13 (экспериментальные зависимости Никурадзе).

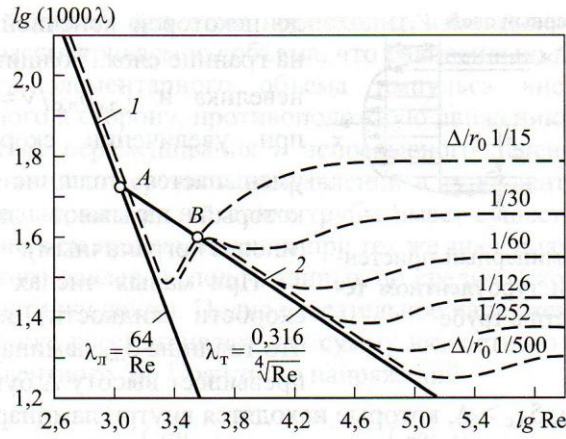


Рис. 2.13. Зависимость коэффициента потерь от числа Re для труб с равномерно распределенной зернистой шероховатостью

Анализ экспериментальных результатов показывает:

- 1) При ЛРТ шероховатость не влияет на сопротивление; критическое число $Re_{кр}$ практически не зависит от шероховатости (прямая 1 характеризует область гидравлически гладких труб);
- 2) В переходной области коэффициент λ потерь на трение зависит от числа Re и относительной шероховатости Δ/r_o (между точками A и B);
- 3) При больших числах Re и больших относительных шероховатостях Δ/r_o , коэффициент λ потерь на трение перестает зависеть от числа Re и становится постоянным для данной относительной шероховатости (вправо от точки B , область квадратичного сопротивления или автомодельности).

Следует заметить, что И.И. Никурадзе проводил опыты с искусственной зернистой шероховатостью.

Для труб с естественно распределенной шероховатостью закон $\lambda = f(Re; \Delta/d)$ получается несколько иным (рис.2.14, график Г.А. Мурина).

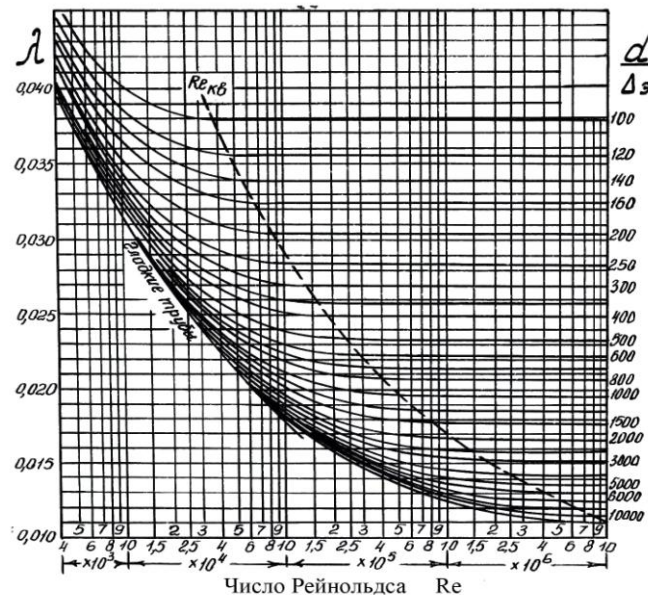


Рис. 2.14. Зависимость коэффициента потерь на трение λ от числа Re для натуральных шероховатых труб

Различие в характере кривых (рис.2.13 и 2.14) объясняется тем, что в натуральной трубе бугорки шероховатости имеют различную высоту (в пределах размерного диапазона) и при увеличении числа Re (или скорости течения) начинают проступать сквозь ламинарный слой не одновременно, а при разных его значениях.. Поэтому переход от одного закона течения к другому происходит более плавно, без провала кривых (рис.2.13, от точки A и далее за точку B в область автомодельности).

При проведении практических расчётов потерь напора при течении жидкости в круглой трубе по формуле Дарси коэффициент трения и полные потери определяют по формулам и соотношениям:

при ламинарном режиме -

$$\lambda_{\text{лам}} = 64/\text{Re} \quad \text{или по формуле Пуазейля-Гагена} \quad h_{\text{мп}} = \frac{32 \nu \cdot L}{g \cdot d^2} V;$$

при турбулентном режиме -

$$\lambda_{\text{тур}} = \frac{1}{(1,8 \cdot \lg \text{Re} - 1,5)^2}; \quad \text{при } 2300 < \text{Re} < 10^7 \text{ в гладкой трубе};$$

или формулу Блазиуса: $\lambda_{\text{тур}} = 0,316 / \sqrt[4]{\text{Re}};$ при $2300 < \text{Re} < 10^5$.

К числу гладких труб, шероховатость поверхности стенки которой пренебрежимо мала и не влияет на сопротивление, относят высококачественные бесшовные трубы из коррозионно-стойкой стали, цельнотянутые трубы из цветных металлов.

Водопроводные стальные и чугунные трубы нельзя считать гладкими, и коэффициенты трения находятся, в основном, в области квадратичного сопротивления - вправо от линии **B** на рис.2.13 и определяются, как правило, экспериментально.

Для практических расчетов коэффициентов потерь на трение в реальных шероховатых трубах можно рекомендовать универсальную формулу А.Д. Альтшуля:

$$\lambda = 0,11 \cdot \sqrt[4]{\Delta_{\text{экв}} / d + 68 / \text{Re}},$$

где $\Delta_{\text{экв}}$ - эквивалентная абсолютная шероховатость (трубы высококачественные бесшовные стальные - 0,06...0,2; стальные - 0,1...0,5; чугунные с внутренним покрытием - 0,1...0,2; чугунные без покрытия - 0,2...1,0);

d - внутренний диаметр трубы.