ОГЛАВЛЕНИЕ

Ум – это способность из минимума информации
выводить максимум заключения, при прочих равных –
в кратчайшее время и простейшим анализом.

М. Веллер. «Самовар»

ВВЕДЕНИЕ

Курсовая работа должна способствовать приобретению знаний и навыков решения задач по разделу механики жидкости и газа – гидравлике. Для гидравлики типичен упрощенный одномерный подход к рассмотрению явлений движения жидкости. Сложный многомерный характер движения жидкости в одномерном рассмотрении учитывается эмпирическими коэффициентами или теоретическими величинами, позволяющими изучать неодномерное движение в одномерной постановке. Спецификой гидравлики является также широкое применение упрощенных и эмпирических методов решения задач с целью получения результатов и методик, удобных для использования в инженерной практике.

В гидравлике изучают движение капельных жидкостей, то есть таких жидкостей, которые в малых количествах под действием поверхностного натяжения принимают сферическую форму, а в больших – образуют свободную поверхность раздела с газом. Важным свойством капельных жидкостей является то, что они ничтожно мало изменяют свой объем при изменении давления. Поэтому их считают несжимаемыми.

Широкое использование методов гидравлики во многих отраслях техники обусловлено тем, что большинство решений задач, полученных теоретической гидромеханикой, не может быть использовано в инженерной практике. В настоящее время в связи с широким применением численных методов и ЭВМ современная гидравлика представляет механику жидкости, опирающуюся на теоретический фундамент классической гидромеханики. В то же время гидравлика является прикладной наукой, в которой решение доводится до вида, удобного для инженерного применения.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАСЧЕТА ГИДРАВЛИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Несмотря на упрощенный подход к решению задач в гидравлике, методика их решения основана на тех же основных законах и уравнениях, которые используются в механике жидкости и газа. Это законы сохранения массы, количества движения и энергии, которые в механике жидкости и газа записываются в виде уравнений неразрывности, движения и энергии. Так как гидравлика рассматривает *одномерное* движение *несжимаемой* жидкости, то уравнения движения и энергии становятся зависимыми, и для решения большинства задач обычно достаточно использовать только два основных уравнения: уравнение неразрывности и уравнение энергии. Все уравнения и зависимости записываются для *контрольного объема*, представляющего неподвижный в пространстве объем, через который протекает жидкость. Поскольку гидравлическая система представляет в общем случае канал с твердыми стенками, направляющими движение жидкости, в качестве контрольного объема выступает либо вся система в целом, либо ее участок, ограниченный входным *1–1* и выходным *2–2* сечениями (рис. 1.1).

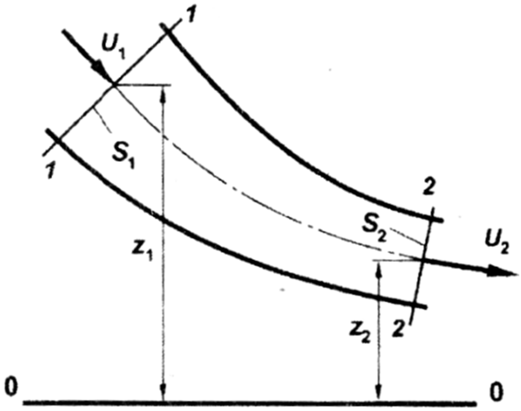


Рис. 1.1

Уравнение неразрывности в гидравлике называют уравнением расхода. Для участка системы, ограниченного сечениями *1–1* и *2–2* – контрольного объема (рис. 1.1), оно может быть записано в виде:

$$\rho_1 u_1 S_1 = \rho_2 u_2 S_2 \qquad (1.1)$$

или

$$G = \rho u S = \text{const}, \qquad (1.1\text{a})$$

где ρ – плотность жидкости (кг/м^3), представляющая массу жидкости, заключенную в единице объема; u – среднерасходная скорость жидкости в сечении (м/с); S – площадь поперечного сечения канала (м^2); G – массовый расход жидкости (масса жидкости, протекающая через поперечное сечение канала в единицу времени) (кг/с).

Сформулировать уравнение расхода для *установившегося* (неизменного во времени) течения можно следующим образом: *масса жидкости, протекающая в единицу времени через любое поперечное сечение выделенного участка, постоянна*.

Для несжимаемой жидкости плотность постоянна в любой точке потока, ввиду чего уравнение неразрывности (расхода) может быть записано:

$$u_1 S_1 = u_2 S_2 \qquad (1.2)$$

или

$$Q = uS = \text{const}, \qquad (1.2а)$$

то есть *объем жидкости, протекающий через любое сечение выделенного участка системы в единицу времени, постоянен*. Величина Q (м^3/с) называется объемным расходом.

Можно отметить, что при использовании понятия объемного расхода уравнение неразрывности для сжимаемой жидкости (1.1) можно записать в таком виде:

$$\rho_1 Q_1 = \rho_2 Q_2. \qquad (1.1б)$$

Такой вид уравнения неразрывности указывает на то, что при течении сжимаемой жидкости с изменением плотности жидкости изменяется ее объемный расход.

Приведенная запись уравнения расхода пригодна для участка, по длине которого нет подвода или отвода жидкости.

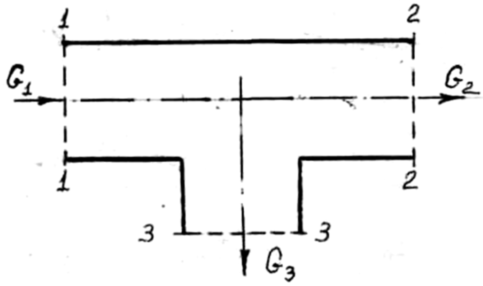


Рис. 1.2

Для разветвленного участка, изображенного на рис. 1.2, уравнение расхода имеет вид:

$$G_1 = G_2 + G_3$$

или (для несжимаемой жидкости)

$$Q_1 = Q_2 + Q_3.$$

Уравнение *энергии* в гидравлике записывают в форме, которая называется уравнением Д. Бернулли. Применительно к рис. 1.1 это уравнение записывается следующим образом:

$$\rho g z_1 + p_1 + \alpha_1 \frac{\rho u_1^2}{2} = \rho g z_2 + p_2 + \alpha_2 \frac{\rho u_2^2}{2} + \Delta p_r, \text{ Па}, \qquad (1.3)$$

в этом уравнении $\rho g z$ – энергия положения единицы объема жидкости в сечении, находящемся на высоте z от плоскости сравнения *0–0*, Па; p – энергия давления единицы объема жидкости в сечении, Па; u – среднерасходная скорость в сечении, вычисляемая по формуле

$$u = \frac{Q}{S}, \text{ м/с};$$

$\alpha_1 \dfrac{\rho u_1^2}{2}$ – кинетическая энергия единицы объема жидкости в сечении Па; α – коэффициент Кориолиса, учитывающий неравномерность распределения кинетической энергии по сечению; g = 9,81 м/с^2 – ускорение свободного падения; Δp_r – потери энергии единицы объема жидкости из-за вязкости в участке системы, выделенном сечениями *1–1* и *2–2*, Па.

Уравнение Бернулли можно представить в таком виде:

$$\rho g\left(z_1 - z_2\right) + \left(p_1 - p_2\right) = \frac{\rho}{2}\left(\alpha_2 u_2^2 - \alpha_1 u_1^2\right) + \Delta p_r. \qquad (1.4)$$

В этом случае уравнение можно прочитать так: *работа внешних сил, приложенных к единице объема жидкости на выделенном участке (работа сил тяжести –* $\rho g(z_1 - z_2)$*, работа сил давления –* $(p_1 - p_2)$*), затрачивается на изменение кинетической энергии* $\dfrac{\rho}{2}\left(\alpha_2 u_2^2 - \alpha_1 u_1^2\right)$ *и работу против сил трения –* Δp_r *на выделенном участке*. Определяя полное давление (давление торможения) как $p^* = p + \rho u^2/2$, величину Δp_r называют потерями полного давления на длине выделенного участка системы.

При сравнительно небольших значениях давления на практике часто используют уравнение Д. Бернулли, в котором все его члены имеют размерность длины. Для получения такой формы уравнение (1.3) нужно поделить все члены на удельный вес ρg:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \alpha_1 \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \alpha_2 \frac{u_2^2}{2g} + \Delta h_r.$$

В этом уравнении z – энергия положения удельного веса жидкости в сечении, находящемся на высоте z от плоскости сравнения *0–0*, геометрический напор, м; $p/\rho g$ – энергия давления удельного веса жидкости в сечении, пьезометрический напор, м; u – среднерасходная скорость в сечении, вычисляемая по формуле

$$u = \frac{Q}{S}, \text{ м/с};$$

$\alpha \dfrac{u^2}{2g}$ – кинетическая энергия удельного веса жидкости в сечении, скоростной напор, м.

Сумма напоров $z + \dfrac{p}{\rho g} + \alpha \dfrac{u^2}{2g} \equiv H$ называется полным напором жидкости в сечении; $\Delta h_r = H_1 - H_2$ – потерями полного напора из-за вязкости жидкости, затраты полной энергии на совершение работы трения.

Определение потерь полного давления (напора) – одна из важнейших задач гидравлики. Знание этих потерь необходимо для расчета гидросистем. Общую потерю полного давления на каком-либо участке гидросистемы в гидравлике принято разделять на два вида:

– потери полного давления по длине трубопровода, или линейные (путевые);

– потери полного давления на местных сопротивлениях, или местные.

Линейные (путевые) потери

Это потери полного давления (напора) по длине трубопровода с прямой осью. Они вычисляются по формуле Дарси – Вейсбаха:

$$\Delta p_n = \lambda \frac{l}{d} \cdot \frac{\rho u^2}{2}, \text{ Па}, \tag{1.5}$$

или

$$\Delta h_n = \lambda \frac{l}{d} \cdot \frac{u^2}{2g}, \text{ м},$$

где λ – коэффициент путевых потерь (коэффициент Дарси); l – длина трубы (м); d – диаметр трубы (м).

Значение коэффициента путевых потерь λ зависит от режима течения жидкости на рассматриваемом участке системы. Различают ламинарный и турбулентный режимы течения. При ламинарном режиме частицы жидкости движутся по параллельным траекториям, без перемешивания, слоями. В турбулентном течении, наряду с главным направленным движением, частицы жидкости совершают беспорядочные, хаотичные перемещения в продольном и поперечных направлениях. Поэтому турбулентное течение почти всегда сопровождается интенсивным перемешиванием жидкости и пульсациями скорости и давления, вследствие чего потери полного давления из-за вязкости при турбулентном режиме всегда больше, чем при ламинарном режиме течения.

Выявить режим течения жидкости в круглой трубе можно по значению числа Рейнольдса:

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho u d}{\mu} = \frac{ud}{\nu}, \tag{1.6}$$

где ρ – плотность жидкости (кг/м^3); u – средняя скорость жидкости в трубе, (м/с); d – диаметр трубы (м); μ – динамический коэффициент вязкости (Па·с); ν – кинематический коэффициент вязкости (м^2/с).

Значения ρ и μ определяются по справочным данным в зависимости от температуры и давления жидкости. В большинстве случаев зависимостью их от давления можно пренебречь. Могут применяться другие единицы измерения. Например, для динамического коэффициента вязкости используют 1 кгс·с/м^2 = 9,81 Па·с или 1 П (пуаз) = 0,1 Па·с; для кинематического коэффициента вязкости – 1 Ст (стокс) = 100 сСт (сантистокс) = 10^{-4} м^2/с.

Ламинарный режим течения существует устойчиво при числах Рейнольдса Re ≤ 2000. При Re > 2000 ламинарное течение теряет устойчивость. При

Re > 4000 течение является турбулентным. В диапазоне 2000 < Re < 4000 течение является неустойчивым, такой режим течения называют переходным.

При ламинарном течении в круглой трубе распределение скорости по сечению трубы (профиль скорости) представляет параболу, а коэффициент Кориолиса α равен 2. При турбулентном течении профиль скорости близок к равномерному, в этой связи принимают α равным 1.

При ламинарном течении коэффициент путевых потерь определяют по формуле Пуазейля:

$$\lambda = \frac{64}{\mathrm{Re}}. \tag{1.7}$$

Видно, что при ламинарном течении значение коэффициента путевых потерь не зависит от состояния омываемой жидкостью поверхности, не зависит от шероховатости стенки трубы.

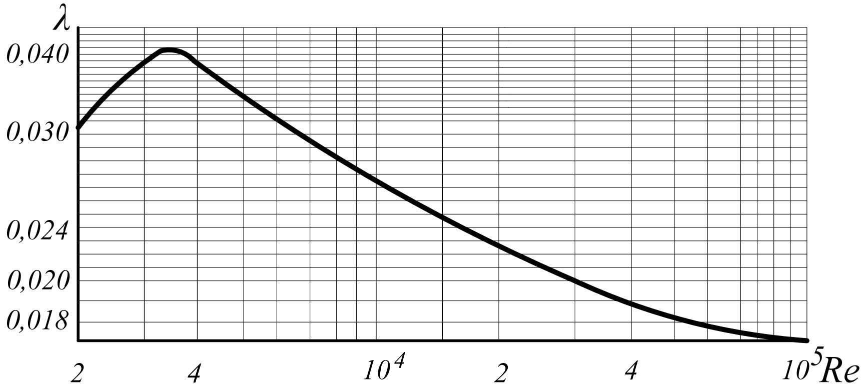


Рис. 1.3. Изменение коэффициента путевых потерь на переходном режиме течения

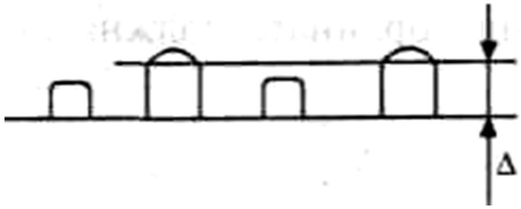
На переходном режиме течения Re =2000–4000 коэффициент путевых потерь определяется по графику на рис. 1.3. Видно, что в указанном диапазоне коэффициент сопротивления быстро растет с увеличением Re.

При турбулентном течении на величину потерь влияет не только число Рейнольдса, но и шероховатость внутренней поверхности трубы. Среднюю высоту Δ бугорков шероховатости (рис. 1.4*а*) называют абсолютной геометрической шероховатостью. Отношение средней высоты бугорков к диаметру трубы $\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D}$ называют относительной шероховатостью. При турбулентном режиме течения в шероховатых трубах следует различать три режима. При умеренных числах Рейнольдса вблизи стенки трубы течение ламинарное, так как стенка подавляет пульсации скорости. Эта ламинарная пленка на стенке называется ламинарным пограничным подслоем. Пока ламинарный подслой покрывает бугорки шероховатости (рис. 1.4*б*), гидравлические потери обусловлены только внутренним трением в жидкости. Трубы при таком течении называются гидравлически гладкими, а коэффициент путевых потерь вычисляется по формуле Блазиуса:

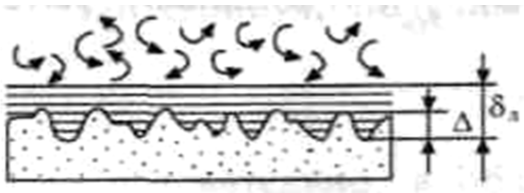
$$\lambda = \frac{0{,}3164}{\mathrm{Re}^{0{,}25}} \quad \text{для} \quad 4000 < \mathrm{Re} \le 10^5, \qquad (1.8)$$

или по формуле П. К. Конакова:

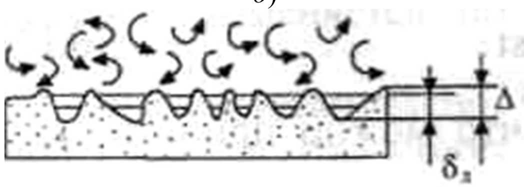
$$\lambda = (1{,}8 \cdot \lg \mathrm{Re} - 1{,}64)^{-2} \quad \text{для любых Re} > 4000. \qquad (1.9)$$



а)



б)



в)

Рис. 1.4

Трубы с неравномерной шероховатостью (технические трубы) могут считаться гидравлически гладкими, если

$$\bar{\Delta} < \frac{15}{\mathrm{Re}}.$$

С увеличением числа Рейнольдса ламинарная пленка становится тоньше, высокие бугорки шероховатости выступают из нее и увеличивают сопротивление движению жидкости (рис. 1.4*в*). Гидравлические потери в этом случае зависят от числа Рейнольдса и относительной шероховатости трубы. Дальнейшее увеличение числа Рейнольдса приводит к разрушению ламинарной пленки, и потому величина гидравлических потерь перестает зависеть от числа Рейнольдса и определяется только относительной шероховатостью поверхности трубы. Таким образом, одна и та же труба в зависимости от режима течения жидкости может быть гидравлически гладкой или шероховатой. В большинстве технических задач можно полагать трубы гидравлически гладкими.

Третий режим, режим с полным проявлением шероховатости, часто называют еще автомодельным относительно числа Re или режимом квадратичной зависимости сопротивления от скорости. На этом режиме течения все элементы шероховатости выступают из ламинарного подслоя. Для вычисления коэффициента путевых потерь на этом режиме можно пользоваться формулой Шифринсона:

$$\lambda = 0{,}11\left(\bar{\Delta}\right)^{0,25}. \qquad (1.10)$$

Для всех турбулентных режимов Альтшуль предложил приближенную формулу

$$\lambda = 0{,}11\left(\bar{\Delta} + \frac{68}{\mathrm{Re}}\right)^{0,25}. \qquad (1.11)$$

При малых значениях числа Рейнольдса ($\mathrm{Re} < 20/\bar{\Delta}$) формула (1.11) практически совпадает с формулой Блазиуса (1.8), а при Re → ∞ $\left(\mathrm{Re} > \frac{500}{\bar{\Delta}}\right)$ с – формулой (1.10). Таким образом, путем сравнения численного значения отношения $d/\bar{\Delta}$ с числом Рейнольдса можно установить границы режимов турбулентного течения в шероховатых трубах.

Если труба не круглая, то в качестве размера, определяющего число Рейнольдса, вместо диаметра используют величину $d_Г = 4S/П$, называемую гидравлическим диаметром. Здесь S – площадь поперечного сечения потока в трубе; П – смоченный периметр, то есть участок периметра сечения трубы, на котором жидкость соприкасается со стенками трубы. Нетрудно показать, что для круглой трубы $d_Г = d$; для полностью заполненной потоком жидкости трубы прямоугольного сечения $d_Г = 2ab/(a + b)$, где a и b – стороны сечения; если труба прямоугольного сечения заполнена потоком жидкости на высоту c, то $d_Г = 2ab/(a + 2c)$; *для* кольцевого канала $d_Г = 2\cdot\delta$, где δ – ширина кольца.

В строительстве и гидротехнике для расчета путевых (линейных) потерь давления (напора) используют иную формулу Дарси (1.5).

Записав формулу (1.5) для определения потерь напора по длине трубопровода l диаметром d (*первую водопроводную формулу*)

$$h = \lambda \frac{l}{d}\frac{u^2}{2g},$$

выразим из нее скорость, используя определение *гидравлического радиуса* $R = d/4$ и *пьезометрического уклона* $i_p = h/l$:

$$u^2 = \frac{2g}{\lambda}\frac{4d}{4}\cdot\frac{h}{l},$$

$$u = C\sqrt{Ri_p}.$$

В полученной формуле $C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}}$ называют коэффициентом Шези.

Объемный расход равен

$$Q = uS = S\cdot C\sqrt{Ri_p} = S\cdot C\sqrt{R}\cdot\sqrt{i_p} = q\sqrt{i_p}.$$

Величину $q = S \cdot C\sqrt{R}$ называют модулем расхода. Он равен расходу жидкости при пьезометрическом уклоне, равном единице, $i_p = 1$, и имеет размерность расхода.

Заменив в первой водопроводной формуле скорость через расход, получим *вторую водопроводную формулу*:

$$h = \frac{l}{q^2} Q^2 = K \cdot Q^2,$$

где величина $K = l/q^2$ называется удельным сопротивлением трубопровода. Удельное сопротивление представляет собой потери напора при расходе, равном единице.

Местные потери

Они проявляются в местах изменения формы, размеров канала или изменения направления движения, по отдельности или вместе. Вычисляются местные потери полного давления (напора) по формуле Вейсбаха:

$$\Delta p_{м} = \zeta \frac{\rho u^2}{2} \tag{1.12}$$

или

$$\Delta h_{м} = \zeta \frac{u^2}{2g},$$

где ζ – коэффициент местного сопротивления, значение которого обычно определяется по справочным данным, в которых указывается сечение, определяющее потери; u – среднерасходная скорость в определяющем сечении.

Для выявления структуры потока при движении жидкости через местные сопротивления уместно рассмотреть градиентное течение в каналах.

Все реальные жидкости, газообразные и капельные, обладает вязкостью. При обтекании жидкостью твердой поверхности всегда имеет место прилипание жидкости к омываемой поверхности. Это прилипание значительно изменяет распределение скорости в сечении потока, так как оно вызывает вследствие трения торможение прилегающего тонкого слоя жидкости. В этом тонком слое скорость течения возрастает от нуля на стенке (за счет прилипания) до своего значения во внешнем потоке, в котором жидкость можно рассматривать текущей без трения. Указанный тонкий слой называют *пограничным слоем* или *слоем трения*. При омывании газом поверхности на ней образуется и удерживается полимолекулярный слой адсорбированных газов. Захватываются поверхностью в первую очередь молекулы полярных газов. При течении воздуха полимолекулярный слой содержит до 70–80% молекул воды, остальные в основном молекулы диоксида углерода. Первый слой может находиться в твердой двумерной фазе.

Полимолекулярный слой на поверхности при неизменных параметрах потока находится в динамическом равновесии с окружающей газовой средой.

Присутствие на поверхности канала неподвижного адсорбированного газа приводит к неравномерному распределению скоростей по сечению канала.

Толщина пограничного слоя зависит от числа Рейнольдса: с увеличением *Re* толщина пограничного слоя уменьшается. Область потока вне пограничного слоя называется *ядром* потока. В ядре влияние вязкости очень мало и поэтому ею пренебрегают при расчетах.

Если рассматривать обтекание вязкой несжимаемой жидкостью выпуклой криволинейной стенки, то можно выделить три области течения (рис. 1.5): *1* – область с отрицательным градиентом давления $\frac{dp}{dx} < 0$, в которой поток ускоряется; *2* – область безградиентного течения $\frac{dp}{dx} = 0$; *3* – область с положительным градиентом давления $\frac{dp}{dx} > 0$, в которой поток тормозится.

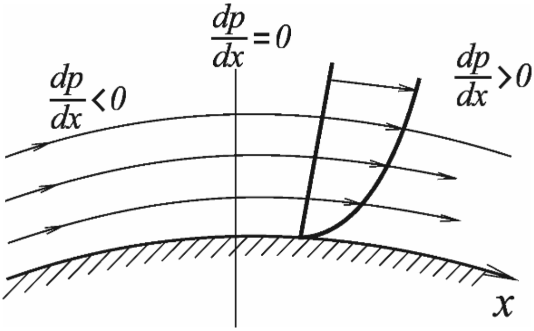


Рис. 1.5. Обтекание выпуклой стенки вязкой жидкостью

Выделим в пограничном слое элементарную струйку длиной Δx и запишем для нее уравнение Бернулли:

$$p_1 + \frac{\rho u_1^2}{2} = p_2 + \frac{\rho u_2^2}{2} + \Delta p_r,$$

где Δp_r – потери полного давления из-за вязкости. Перепишем это уравнение:

$$\left(p_2 - p_1\right) + \Delta p_r = \frac{\rho}{2}\left(u_1^2 - u_2^2\right),$$

поделим на Δx и устремим Δx к нулю. В пределе получим такое уравнение:

$$\frac{dp}{dx} + \frac{d\Delta p_r}{dx} = -\rho u \frac{du}{dx}. \qquad (1.13)$$

В уравнении (1.5) градиент давления может быть положительным ($\frac{dp}{dx} > 0$), отрицательным ($\frac{dp}{dx} < 0$) и равным нулю ($\frac{dp}{dx} = 0$). Градиент скорости $\frac{du}{dx}$ вдоль элементарной струйки в пограничном слое также может быть положительным, отрицательным и равным нулю. Только величина потерь давления из-за вязкости на единицу длины $\frac{d\Delta p_r}{dx}$ при любых значениях градиентов давления и скорости всегда положительна – жидкость затрачивает свою энергию на совершение работы сил трения. Проведем анализ уравнения (1.5) для различных случаев градиентного течения.

1. Безградиентное течение, $\frac{dp}{dx} = 0$. В таком случае уравнение (1.5) примет вид $\frac{d\Delta p_r}{dx} = -\rho u \frac{du}{dx}$, из которого следует, что продольный градиент скорости в пограничном слое должен быть отрицательным $\frac{du}{dx} < 0$, поскольку градиент потерь давления положителен всегда. Таким образом, под влиянием трения в безградиентном течении скорость жидкости в элементарной струйке пограничного слоя убывает вдоль стенки. А так как вдоль элементарной струйки расход остается неизменным, то поперечное сечение ее в направлении движения увеличивается, т. е. толщина пограничного слоя в безградиентном течении увеличивается.

2. Течение $\frac{dp}{dx} < 0$, но $\left|\frac{dp}{dx}\right| = \frac{d\Delta p_r}{dx}$. Поток в ядре ускоряется под действием разности давления, которая равна градиенту напряжений трения вдоль поверхности. Уравнение (1.5) дает для данного случая такое условие для градиента скорости вдоль элементарной струйки в пограничном слое: $\frac{du}{dx} = 0$ – скорость в пограничном слое вдоль течения не изменяется.

3. Течение в ядре ускоренное, $\frac{dp}{dx} < 0$, но $\left|\frac{dp}{dx}\right| > \frac{d\Delta p_r}{dx}$. В данном случае, когда градиент давления во внешнем потоке по модулю больше градиента потерь давления в пограничном слое, уравнение (1.5) имеет отрицательную левую свою часть, а потому, для выполнения уравнения, в правой его части производная скорости должна быть положительной, т. е. $\frac{du}{dx} > 0$. Следовательно, в этом случае в элементарных струйках вязкой жидкости, из которых состоит пограничный слой, жидкость движется ускоренно, а поэтому толщина пограничного слоя вдоль обтекаемой стенки уменьшается.

4. Течение в ядре ускоренное, $\frac{dp}{dx} < 0$, но $\left|\frac{dp}{dx}\right| < \frac{d\Delta p_r}{dx}$. В этом случае движущий жидкость градиент давления меньше градиента потерь давления в пограничном слое. Для выполнения уравнения (1.5) необходимо, чтобы градиент скорости в пограничном слое был отрицательным, $\frac{du}{dx} < 0$. Следовательно, в данном случае в ускоряющемся потоке течение в пограничном слое замедленное, а потому толщина пограничного слоя вдоль стенки увеличивается.

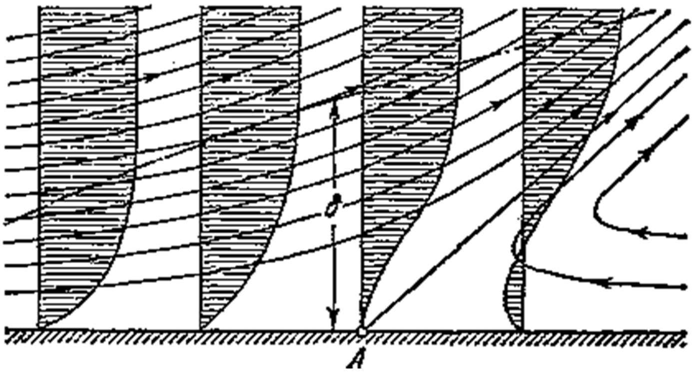


Рис. 1.6. Схема течения в пограничном слое вблизи точки отрыва: *A* – точка отрыва.

5. Течение с положительным градиентом давления, $\frac{dp}{dx} > 0$. Поток, обтекающий стенку, тормозится как в ядре, так и в пограничном слое. Толщина пограничного слоя увеличивается, кинетическая энергия жидкости в нем затрачивается на работу сил трения и на возрастание давления. Поэтому в пограничном слое жидкость тормозится быстрее, чем в ядре течения.

В какой-то точке *A* поверхности (рис. 1.6) под совокупным действием сил давления и трения жидкость на стенке остановится. За точкой *A* под действием возрастающего давления жидкость начнет двигаться в обратном направлении, образуя обратный ток жидкости в пограничном слое. Появление обратного тока вызывает отрыв основного потока от обтекаемой стенки. Оторвавшийся основной поток обтекает зону отрыва пограничного слоя.

Отрыв пограничного слоя всегда связан с образованием вихрей в результате взаимодействия прямого и обратного течений. На поддержание вихрей затрачивается энергия потока, увеличиваются потери энергии в потоке. Статическое давление в диффузорных каналах $\left(\frac{dp}{dx} > 0\right)$ при течении с отрывом всегда меньше, чем в каналах с безотрывным течением, так как область отрыва уменьшает эффективную площадь поперечного сечения по длине, уменьшает степень расширения канала.

Анализ градиентного течения вязкой жидкости позволяет сформулировать такие выводы.

1. Отрыв пограничного слоя обусловлен совместным действием положительного градиента давления и пристенного трения. При отсутствии хотя бы одного из этих факторов отрыва пограничного слоя не происходит.

2. При обтекании тел с отрывом результирующая сил давления жидкости, действующая на обтекаемое тело, имеет составляющую в направлении течения (результирующая сила давления жидкости на той части поверхности тела, где жидкость движется вдоль направления набегающего на тело потока, больше результирующей силы давления, действующей на тело со стороны *жидкости в области возвратного течения). Эта составляющая называется сопротивлением давления.*

3. Полное сопротивление обтекаемого тела складывается из сопротивления трения и сопротивления давления. У хорошо обтекаемого тела зона отрыва пограничного слоя незначительна и поэтому преобладает сопротивление трения. У плохо обтекаемого тела зона отрыва пограничного слоя обширна, и потому главной составляющей сопротивления тела будет сопротивление давления.

Отрыв пограничного слоя приводит к резкому увеличению гидравлического сопротивления (увеличению гидравлических потерь). Поэтому целесообразно принимать меры к перемещению точки отрыва вниз по потоку для уменьшения области отрывного течения на обтекаемой поверхности.

Рассмотрим основные виды местных гидравлических сопротивлений.

Потери при внезапном расширении трубы

Потери при внезапном расширении канала называют потерями на «удар» Борда – Карно. Внезапное расширение трубы (канала) и схема течения показаны на рис. 1.7.

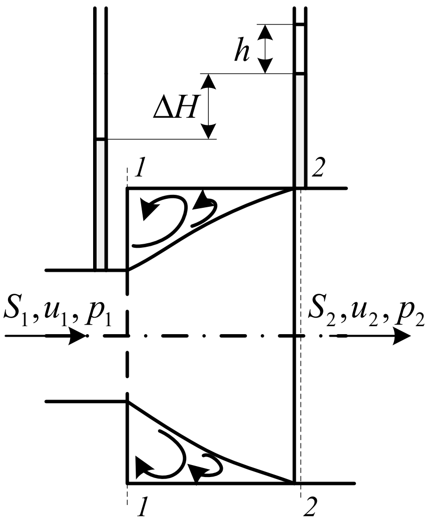


Рис. 1.7

Поток, выходя из трубы малого диаметра, расширяется не внезапно, как расширяется канал, а постепенно, причем в кольцевом пространстве между потоком и стенкой трубы большего диаметра образуется зона обратного течения с вихрями, которые и являются причиной потерь энергии в данном случае. При этом, как показывают наблюдения, происходит непрерывный обмен частицами жидкости между основным потоком и завихренной его частью.

Возьмем 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, следова-