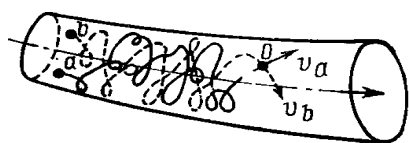


ЛЕКЦИЯ 8

2.6. Турбулентное течение жидкости в трубах.

Многочисленные попытки подойти к исследованию турбулентного режима методами математического анализа в течение долгого времени оканчивались неудачей из-за невозможности охватить с помощью стройной законченной теории наблюдаемое при этом многообразие и сложность явлений. В турбулентном потоке каждая отдельно взятая частица жидкости движется по весьма сложной криволинейной траектории, отличной от траекторий соседних с ней частиц, и, как это видно из рассмотренных выше опытов Рейнольдса, перемещается не только в направлении оси потока, как при ламинарном режиме, но и участвует в беспорядочных поперечных движениях. Для такого течения характерно перемешивание жидкости, пульсации скоростей и давлений. Современная гидродинамика при изучении турбулентного режима идет по иному пути и использует в основном статистический метод исследования, рассматривающий не истинные, а «осредненные» — средние по времени характеристики потока. На основании всестороннего теоретического и экспериментального исследования с помощью этого метода можно не только установить основные качественные закономерности, объясняющие механизм движения, но и получить (что особенно важно для практических целей) определенную их количественную оценку.

Рассмотрим некоторый поток жидкости при турбулентном режиме. Несмотря на то, что каждая частица в этом потоке участвует как в продольных, так и в поперечных движениях, все же всегда можно установить главное направление движения. Таким главным направлением, определяющим общее направление движения всего потока, очевидно, следует считать движение частиц вдоль оси потока, так как каждая из них, в конце концов, перемещается в этом направлении.



Отметим в пространстве, заполненном движущейся жидкостью, некоторую точку O (рис 2.7). Через нее будут проходить различные частицы жидкости (напри-

Рис. 2.7. Характер движения жидкости в турбулент-

мер, частицы a и b), причем скорости этих частиц v_a и v_b будут различны не только по величине, но и по направлению. Скорости движущихся частиц жидкости в данной точке в данный момент времени называют *мгновенными местными скоростями* в данной точке, или просто *мгновенными скоростями*.

Если из точки O в каждый данный момент времени отложить соответствующий ему вектор мгновенной скорости и провести через концы таких векторов поверхность, можно получить векторную диаграмму скорости — так называемый *годограф скорости*.

В зависимости от формы этой поверхности различают однородный (изотропный) турбулентный поток, при котором поверхность шаровая, и неоднородный (анизотропный) поток, когда конец вектора скорости описывает более сложную замкнутую поверхность.

Любую мгновенную скорость можно разложить на три составляющие: про-

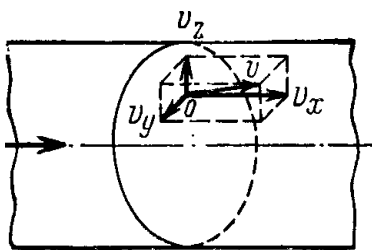


Рис.2.8. Составляющие пульсационных скоростей в турбулентном потоке

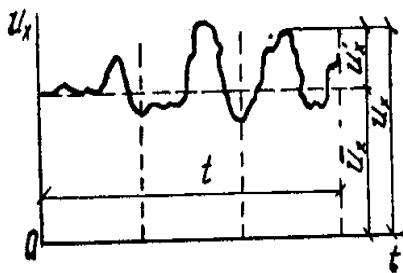
дольную (по оси x) u_x , направленную параллельно оси потока, и две поперечные, лежащие в плоскости живого сечения потока — горизонтальную составляющую u_y по оси y и вертикальную u_z по оси z (рис. 2.8).

Изобразим графически изменения этих составляющих в зависимости от времени. Для этого по оси ординат отложим значения составляющей мгновенной скорости в данной точке, а по оси абсцисс — соответствующее этим

значениям время наблюдения t . На рис. 2.9 приведен график для осевой составляющей мгновенной скорости (соответствующей направлению главного движения всего потока), имеющей наибольшее значение для практических целей. Аналогичные графики могут быть построены и для поперечных составляющих. Эти графики носят название *графиков пульсаций*, само же изменение какой-либо составляющей мгновенной скорости во времени называется *пульсацией скоростей*.

Поскольку мгновенная скорость в данной точке не постоянна, а изменяется во времени, в гидродинамике для удобства исследования потока вводится понятие

осредненной скорости — средней скорости в данной точке за достаточно большой промежуток времени. Будем обозначать ее \bar{u} . На рис. 2.9 показана типичная кривая изменения во времени продольной (осевой) составляющей скорости u_x (график пульсаций). Изменения скорости кажутся беспорядочными, однако можно отметить, что осредненное за достаточно длинный промежуток времени T значение скорости сохраняется все же постоянным. Это значит, что скорость непрерывно пульсирует около некоторого среднего (осредненного во времени) значения \bar{u}_x , которая по определению равна:



$$\bar{u}_x = \frac{1}{T} \int_0^T u_x dx. \quad (2.26)$$

Полученная таким образом величина представляет собой продольную составляющую осредненной по времени или средней местной скорости.

Рис.2.9. Пульсация мгновенной скорости в турбулентном потоке

Аналогичные выражения можно получить и для составляющих осредненной скорости по осям y и z — \bar{u}_y и \bar{u}_z . Тогда вектор полной осредненной скорости будет определяться выражением:

$$\bar{u} = \sqrt{\bar{u}_x^2 + \bar{u}_y^2 + \bar{u}_z^2}. \quad (2.27)$$

Разность между истинным и осредненным значениями мгновенной местной скорости называют пульсационной составляющей скорости (или просто пульсационной скоростью либо пульсационной добавкой). Например, в продольном направлении пульсационная добавка равна:

$$u' = u_x - \bar{u}_x \quad (2.28)$$

Сумма пульсационных скоростей в рассматриваемой точке O за время T , как и среднее значение пульсационной скорости в этой точке, равна нулю. Пульсационная скорость также может быть разложена на составляющие, как и осредненная.

Из сказанного выше следует, что осредненная скорость есть такая постоянная фиктивная скорость, с которой в течение некоторого времени через данное элементарное сечение должны были бы двигаться частицы жидкости для того, чтобы расход жидкости был равен действительному расходу, прошедшему через это элементарное сечение за то же время, но при истинных, изменяющихся во времени скоростях.

Само собой разумеется, что понятие осредненной скорости не следует смешивать с установленным ранее понятием средней скорости, представляющей собой не среднюю по времени скорость в данной точке, а среднюю скорость для всего поперечного сечения. Эта последняя скорость

$$v = \frac{1}{S} \int_S u_x dS.$$

Введение понятия осредненной скорости имело существенное значение для изучения механизма турбулентного режима. В турбулентном потоке вместо поля мгновенных скоростей можно рассматривать поле осредненных скоростей и в дальнейшем, говоря о скоростях элементарных струек в турбулентном потоке, всегда будем иметь в виду именно эти осредненные по времени скорости. Поступая подобным образом, можно также рассматривать турбулентное движение как движение установившееся, хотя, строго говоря, оно является неустановившимся, поскольку линии тока в каждый данный момент времени изменяют свою форму.

Как было установлено, в турбулентном потоке всегда наблюдается пульсация скоростей. Под действием пульсации частицы жидкости, движущиеся в главном (осевом) направлении потока, получают, кроме того, и поперечные перемещения, вследствие чего между соседними слоями жидкости возникает обмен частицами, вызывающий непрерывное перемешивание жидкости.

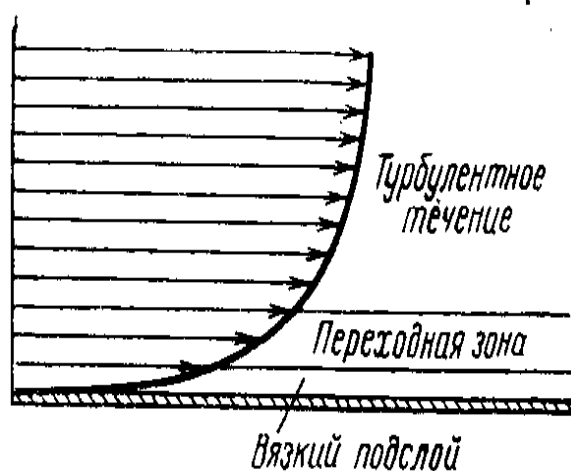
Однако у стенок, ограничивающих поток, создаются особые условия для движения жидкости.

В теориях, господствовавших в гидравлике до начала XX в., принималось, что здесь образуется некоторый неподвижный, «мертвый» слой, по которому со зна-

чительными скоростями движется вся остальная масса жидкости. Наличие этого неподвижного слоя с неизбежностью приводило к неправдоподобным выводам о «разрыве» скоростей, т. е. к такому закону распределения осредненных скоростей в поперечном сечении, при котором происходит внезапное, скачкообразное изменение скорости от нуля в неподвижном слое до некоторого конечного значения в остальной части потока.

Многочисленные экспериментальные данные, полученные различными исследователями по изучению турбулентных потоков (в основном в первой трети XX в), доказали очевидную несостоятельность этих теорий. Было установлено, что скорости течения жидкости непосредственно на самой поверхности стенок вследствие прилипания к ним смачивающей жидкости, равны нулю; на весьма малом расстоянии от стенок скорости достигают значительной величины; в остальных, более удаленных от стенок точках поперечного сечения происходит дальнейшее (но уже значительно более медленное) увеличение скорости.

Все это явилось основанием для установления схематизированной модели турбулентного потока, обычно принимаемой за основную рабочую схему при исследованиях турбулентного режима. По этой схеме (рис. 2.10), предложенной в 30-х годах XX в. немецким физиком Л. Прандтлем, у стенок образуется весьма тонкий



слой, называемым вязким (или ламинарным) подслоем, в котором скорость изменяется не скачкообразно, а непрерывно и движение жидкости происходит по законам ламинарного режима. Основная же центральная часть потока (ядро), связанная с этим слоем короткой переходной зоной, движется турбулентно с почти одинаковой для всех частиц

жидкости осредненной скоростью. Наличие у стенок твердых границ делает невозможным здесь поперечное движение частиц жидкости. Поэтому в ламинар-

ном подслое перемешивание жидкости не происходит, ее частицы движутся тут по слегка извилистым траекториям, почти прямолинейным и параллельным стенкам.

Равномерное распределение скоростей, наблюдаемое в ядре потока, объясняется интенсивным перемешиванием основной массы жидкости в этой центральной части потока.

Наличие вязкого (ламинарного) подслоя доказано экспериментально в результате весьма тщательных и точных измерений. Толщина этого слоя для труб весьма мала и обычно определяется долями миллиметра. Она зависит от числа Рейнольдса и тем меньше, чем больше это число, т. е. больше турбулентность потока.

2.7. Касательные напряжения в турбулентном потоке

Из сказанного выше следует, что движение жидкости при турбулентном режиме должно происходить со значительно большей затратой энергии, чем при ламинарном. При ламинарном режиме энергия расходуется только на преодоление сил внутреннего трения между движущимися с различной скоростью соседними слоями жидкости, а при турбулентном, кроме того, значительная энергия затрачивается на процесс перемешивания, вызывающий в жидкости дополнительные касательные напряжения.

Поэтому полное суммарное касательное напряжение, возникающее в турбулентном потоке, обычно определяют как сумму двух напряжений, вязкостного τ_v , вызываемого внутренним трением жидкости, и дополнительного, так называемого инерционного τ_u , обусловленного турбулентным перемешиванием:

$$\tau = \tau_v + \tau_u \quad (2.30)$$

Первое из них находится по известному уравнению, выражающему ньютоновские законы внутреннего трения вязкой жидкости:

$$\tau_v = \mu \frac{du}{dy}.$$

Значительно сложнее оказывается определение второго слагаемого в уравнении (2.30). По сути дела оно обуславливается пульсационными добавками скорости, зависимость которых от осредненных характеристик турбулентного потока весьма сложна и до сих пор полностью не установлена. Буссинеск одним из первых (в 1897 г.) предложил выражать это напряжение в виде уравнения, аналогичного уравнению Ньютона :

$$\tau_u = A \frac{du}{dy}$$

где коэффициент пропорциональности A имеет размерность вязкости и называется турбулентной (или виртуальной) вязкостью. Численное значение A обычно во много раз превышает значение вязкости μ . Необходимо также иметь в виду, что турбулентная вязкость не является физическим свойством жидкости, а представляет собой определенную характеристику турбулентного потока, зависящую в основном от интенсивности турбулентного перемешивания и изменяющуюся при переходе от одной точки потока к другой. В частности, при приближении к стенке она стремится к нулю. Величина τ_u обусловлена пульсационными добавками скоростей, поэтому для ее определения необходимо найти зависимость пульсационных добавок от осредненных характеристик потока. Эта зависимость весьма сложна и до конца не изучена.

Наибольшее распространение получило предложение Прандтля, установленное им на основании рассмотренной выше модели турбулентного потока. По Прандтлю

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2. \quad (2.31)$$

При ламинарном режиме, когда перемешивания не происходит, длина пути перемешивания $l=0$ и уравнение (2.30) обращается в обычное для этого случая уравнение, выражающее касательное напряжение пропорционально вязкости и скорости в первой степени.

При турбулентном же режиме, который (особенно при больших значениях числа Рейнольдса) характеризуется весьма интенсивным перемешиванием, значение второго члена в уравнении (2.30) резко возрастает. В этом случае вязкостным напряжением можно пренебрегать и определять полное напряжение по Прандтлю:

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2$$

Таким образом, при большой турбулентности потока, т. е. при больших числах Рейнольдса, можно считать, что касательное напряжение будет пропорционально плотности жидкости и квадрату градиента скорости. Если турбулентный режим характеризуется небольшими значениями числа Рейнольдса, вязкостное напряжение соизмеримо с инерционным и полное напряжение будет пропорционально скорости в степени, несколько меньше второй.