

Исходя из теоретических предпосылок, подтвержденных результатами ряда исследователей [1-6] для расчета принята схема течения, представленная на рис. 1. Рис. 1 - Расчетная схема течения, принятая для аналитического исследования. За пределами пограничного слоя поток делится на две зоны с индивидуальными законами распределения тангенциальной компоненты вектора скорости: в области поперечного сечения от оси до некоторого радиуса, соответствующего координате максимума профиля скоростей, вращательное движение принято происходящим по закону: $\omega = \omega_0 \left(\frac{r}{R} \right)^2$, а в области, заключенной между и внешней границей пограничного слоя, $\omega = \omega_0 \left(\frac{r}{R} \right)$. При этом допускаясь, что перераспределение окружных скоростей от одной закономерности к другой осуществляется в тонком слое, толщиной которого можно пренебречь. Для рассматриваемой разновидности течения уравнения движения имеет вид: (1) (2) (3) (4) Следуя гипотезе Л.Прандтля, выражение для касательного напряжения в рассматриваемом случае можно представить выражением: Учитывая, что $\tau = \mu \frac{dv}{dy}$, с учетом из (4) получаем: (5) (6) Коэффициенты трения в осевом и закрученном потоках связаны со своими значениями касательных напряжений и скоростей в потенциальной части течения зависимостями: $\tau = \tau_0 \left(\frac{v}{V} \right)^2$, (7) В работе [7] на базе прямых измерений профилей скорости показано, что отношение величин осевой и тангенциальной составляющих скоростей остаются постоянными по сечению пограничного слоя и равными своему значению на внешней границе пограничного слоя, т.е.: (8) Принимая двухслойную модель пограничного слоя из (5), (6) с учетом (7) и (8) получаем: $\tau = \tau_0 \left(\frac{v}{V} \right)^2$, (9) Следовательно: $\tau = \tau_0 \left(\frac{v}{V} \right)^2$, (10) Замечая, что коэффициенты трения в стандартных условиях обратно пропорциональны корню четвертой степени из числа Рейнольдса, приближенно можно допустить, что: Интегрируя (9) в пределах от 0 до δ , получаем выражения, определяющие распределение осевой составляющей скорости по сечению турбулентного ядра пограничного слоя, а также циркуляции в его тангенциальном аналоге: $\Gamma = \Gamma_0 \left(\frac{r}{R} \right)^2$, (11) Справедливость, которых в рассматриваемом случае подтверждается сравнением с экспериментальными результатами [8], [9] и авторов на рис. 2 и 3. Рис. 2 - Профиль осевой составляющей скорости в пограничном слое Рис. 3 - Профиль циркуляции в пограничном слое Закон трения для пограничного слоя представим в виде: (12) где λ - локальный коэффициент трения на участке гидродинамической стабилизации невозмущенного турбулентного потока в осесимметричном канале, а функции: $\lambda = \lambda_0 \left(\frac{Re}{Re_0} \right)^{-1/2}$; $\lambda = \lambda_0 \left(\frac{Re}{Re_0} \right)^{-1/2}$; (13) учитывают индивидуальный и совокупный вклад осевой и окружной составляющих движения на величину локального коэффициента трения в закрученном потоке. Зависимость значений, λ и от степени закрученности потока иллюстрируется графиками на рис. 4. для решения системы (1) - (9) необходимо знать характеристики пограничного слоя. Рис. 4 - Результаты расчета знаменателя в выражении (20) по опытным данным [8], [9] и автора Представив толщину потери импульса в закрученном потоке соотношением: (14) и интегрируя его с учетом (11) получаем: (15) где δ^* ; δ^* .

Выражение (14) позволяет найти связь между толщиной тангенциального пограничного слоя и числами Рейнольдса, определяющими гидрогазомеханическую картину течения в целом. Если ввести обозначения: δ , ν , то из (15) следует: (16) (17) где δ ; ν . Особенностью развитого в настоящей работе метода является то, что он позволяет производить расчет локальных гидродинамических характеристик турбулентного потока во всей области существования закрутки: от выхода из направляющего аппарата до сечения, в котором вращательное движение полностью вырождается. Максимальное значение тангенциальной составляющей скорости изменяется по длине трубопровода благодаря действию диссипативных сил. Это изменение может быть найдено из уравнения: (18) Полученного исходя из теоремы об изменении количества движения. Здесь Γ - значение моменты количества движения на входе в канал: (19) Вводя в (14) и (15) величину максимальной тангенциальной скорости и замечая, что: (20) Выражение (16) позволяет оценить затухание закрутки по мере продвижения потока по каналу. На рис.5 показаны результаты расчета знаменателя в выражении (20), проведенного с использованием собственных экспериментальных данных, а также данных из работ [8], [9]. Рис. 5 - Результаты расчета знаменателя в выражении (20) по опытным данным [8], [9] и автора Как видно из графика, относительное изменение функции f : по длине канала невелико и их можно пренебречь. Тогда, представляя знаменатель выражения (20) в форме: (21) Находим, что изменение максимальной скорости по длине канала прямо пропорционально тангенциальной составляющей касательного напряжения, т.е.: (22) Зависимость (22) непосредственно определяет путь нахождения тангенциальной составляющей касательного напряжения. Измеряя в процессе опыта [11] градиент максимальной окружной скорости [12], а также постоянную, определяемую зависимостью (21), находим величину в функции продольной координаты и параметров, характеризующих процесс. Из (22) также следует, что с удалением от входа закрутка потока затухает тем быстрее, чем больше величина касательного напряжения. А последнее в сильной степени зависит от состояния поверхности от закрутки, что непосредственно следует из (21). На рис.6 показано изменение максимального значения тангенциальной составляющей вектора скорости по длине цилиндрического канала. Рис. 6 - Изменение максимальной тангенциальной компоненты вектора скорости по длине цилиндрического канала Линиями представлены результаты расчета по предлагаемой методике точками собственные экспериментальные данные. Наблюдается удовлетворительное согласование расчетных данных с экспериментальными. Расстояние, на котором запас кинетической энергии, имеющей место на входе в канал, полностью расходуется на преодоление диссипативных сил, может быть найдено из соотношения (18). Действительно, в искомом сечении второе слагаемое левой части обращается в нуль и из (18) следует: (23) Зная изменение касательного

напряжения по длине трубопровода из (23) можно найти для начального участка. Распределение давления по сечению канала подчиняется уравнению: (24) Интегрируя (24) по радиусу канала, получаем распределение статического давления по поперечному сечению потока. Зона 1, где r меняется от 0 до R : $P = P_0 - \frac{\rho \omega^2 r^2}{2}$ - давление на стенку канала. Давление по толщине пограничного слоя можно считать постоянным, так как в начале канала в области наиболее интенсивной закрутки, где толщина пограничного слоя мала, а там где эта толщина существенно возрастает, ослабевает закрутка. Зона 2, где r меняется от R до $R + \delta$: Зона 3, где r меняется от $R + \delta$ до $R + \delta + \delta_1$: Здесь Зона 4, где r меняется от $R + \delta + \delta_1$ до D : Здесь - давление на границе вихревого шнура, образующегося в потоке при его интенсивной закрутке; оно равно давлению насыщенных паров жидкости.