

УДК 532.517.6: 536.24: 532

Вязкое течение в следе за круговым цилиндром вблизи стенки при умеренных числах Рейнольдса*

Д.И. Охотников¹, В.М. Молочников^{2,3}, А.Б. Мазо¹, А.В. Малюков²,
А.Е. Гольцман², И.И. Саушин²

¹Казанский (Приволжский) федеральный университет

²Казанский научный центр РАН

³Казанский национальный исследовательский технический университет
им. А.Н.Туполева

E-mail: vmolochnikov@mail.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований поперечного обтекания кругового цилиндра, установленного вблизи стенки в канале прямоугольного поперечного сечения. Эксперименты проводились в диапазоне чисел Рейнольдса, соответствующих переходу к турбулентности в следе за цилиндром. Выполнены визуализация течения и SIV-измерения мгновенных полей скорости. Приведен анализ эволюции структуры течения за цилиндром и процесса формирования регулярных вихревых структур. Показано, что спиралевидное движение жидкости от боковых стенок канала к его плоскости симметрии, характерное для обтекания расположенного на стенке канала поперечного выступа, в случае обтекания цилиндра отсутствует. Процесс ламинарно-турбулентного перехода в следе за цилиндром обусловлен потерей устойчивости сдвигового слоя.

Ключевые слова: круговой цилиндр, канал, визуализация, SIV-измерения, отрывная область, сдвиговой слой, потеря устойчивости, переход к турбулентности, профили скорости, среднеквадратичные пульсации скорости.

Введение

Исследование поперечного обтекания цилиндра потоком вязкой жидкости является одной из классических задач механики. На сегодняшний день она достаточно хорошо изучена [1]. Известно, что в диапазоне изменения числа Рейнольдса $Re_d \approx 60-5 \cdot 10^5$, рассчитанного по диаметру цилиндра d и скорости набегающего потока U , за цилиндром происходит периодическое формирование регулярных вихрей — дорожки Кармана. В пределах этого диапазона, начиная с $Re_d \approx 10^3$, безразмерная частота срыва вихрей, характеризуемая числом Струхалия Sh , остается практически неизменной и для безграничного внешнего потока составляет $Sh \approx 0,21$.

Задача вязкого обтекания кругового цилиндра, расположенного вблизи стенки, изучена менее полно. Однако такая конфигурация течения часто встречается в различных инженерных приложениях: теплообменниках и системах охлаждения, трубопроводах

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-19-10336).

различного назначения и т.д. Основные работы в этом направлении посвящены исследованию зависимости частоты срыва вихрей с поверхности цилиндра от расстояния δ между цилиндром и стенкой (экраном). Так, в работе [2] было выполнено численное моделирование рассматриваемого течения методом дискретных вихрей. Авторы пришли к выводу, что наличие экрана слабо влияет на частоту формирования вихрей. Близкий результат был получен в экспериментальной работе [3], где изучалось обтекание цилиндра вблизи стенки при $Re_d \approx 4,5 \cdot 10^4$. Было показано, что при изменении зазора δ частота Sh остается практически неизменной. Однако в ряде работ были получены противоположные выводы. Например, в статье [4] выполнялись измерения пульсаций давления на стенке, вызванных вихревой дорожкой за поперечным цилиндром при $Re_d \approx 10^5$. Результаты измерений показали, что частота образования вихрей в дорожке Кармана пропорциональна расстоянию между цилиндром и стенкой. К такому же заключению пришли и авторы работы [5].

Еще реже встречаются исследования структуры течения в следе за круговым цилиндром, расположенным поперечно потоку вблизи стенки. Так, в работе [6] экспериментально исследовались закономерности распределения коэффициентов теплоотдачи и поверхностного трения в пограничном слое на пластине в присутствии поперечно обтекаемого цилиндра при различных расстояниях между цилиндром и пластиной, а в работе [7] — гидродинамическая и тепловая структуры течения в следе за цилиндром вблизи стенки. Экспериментальные данные о полях скорости, распределении продольной компоненты поверхностного трения, теплового потока в стенку и пульсаций давления на стенке в следе за цилиндром получены авторами работы [8]. Все эти исследования выполнены для чисел Рейнольдса $Re_d > 10^4$, соответствующих турбулентному режиму течения в пограничном слое пластины (стенки), вблизи которой расположен поперечно обтекаемый цилиндр.

Подробным исследованиям влияния величины зазора δ между цилиндром и стенкой на обтекание цилиндра при больших (околокритических) числах Рейнольдса посвящена диссертация [9]. Было показано, что с уменьшением δ подъемная сила цилиндра возрастает, а сопротивление меняется слабо. При $\delta < 0,15 d$ влияние экрана становится определяющим: нарушается симметрия обтекания цилиндра, передняя критическая точка смещается в сторону экрана, изменяются положение точек отрыва и размеры зон разрежения на боковых частях поверхности цилиндра.

Поток вокруг кругового цилиндра, расположенного вблизи плоской стенки, экспериментально исследовался методом цифровой трассерной визуализации (PIV) при $Re_d = 8700$ в работе [10]. Было обнаружено существование трех различных режимов течения в зависимости от величины зазора между цилиндром и стенкой. Авторы пришли к выводу, что при $\delta > 0,8d$ вихревая дорожка почти симметрична и влияние стенки незначительно. С уменьшением δ вихревой след становится прерывистым, появляются мелкомасштабные вихревые структуры, а при зазоре $\delta < 0,3d$ сформированная в зазоре струя разрушает сдвиговый слой на ближней к стенке поверхности цилиндра и предотвращает начало периодического вихреобразования. Метод PIV также использовался в работе [11] для изучения влияния величины зазора δ на отрыв пограничного слоя на стенке, на положение точки отрыва потока на цилиндре, а также на частоту формирования вихрей Sh . Эксперименты выполнялись с семью различными относительными величинами зазора δ/d от 0 до 2,0 при трех значениях числа Re_d : 840, 4150 и 9500. Было показано, что при $\delta/d > 0,3$ увеличение зазора приводит к очень медленному изменению структуры потока в следе за цилиндром. Четыре характерных режима обтекания цилиндра вблизи стенки в зависимости от величины зазора δ были выделены в работе [12]. Первый режим соответствует значениям $\delta/d < 0,125$, когда течение в зазоре полностью подавляется или его

скорость мала. Отрыв потока происходит перед цилиндром и за ним. Во втором режиме при $0,125 < \delta/d < 0,5$ наблюдается ярко выраженное слияние ближнего к стенке сдвигового слоя за цилиндром с пограничным слоем стенки. К третьему режиму относится течение с относительным зазором $0,5 < \delta/d < 0,75$. На этом режиме наблюдается начало отрыва вихрей от цилиндра. Четвертый режим характеризуется наибольшим относительным размером зазора: $\delta/d > 1,0$. В этом случае отрыв пограничного слоя на стенке отсутствует как вверх, так и вниз по потоку от цилиндра. Срыв вихрей с кругового цилиндра вблизи стенки изучался численно в работе [13] на основе решения двумерных уравнений Навье–Стокса и уравнения Пуассона для давления при $80 < Re_d < 10^3$ и $0,1 < \delta/d < 2,0$. Основная цель проведенных исследований заключалась в получении анализа механизма подавления вихревой дорожки за цилиндром при малых значениях зазора. Было установлено, что регулярность вихреобразования и амплитуда пульсаций подъемной силы цилиндра снижаются с уменьшением зазора и/или числа Рейнольдса. Также было показано, что в основе механизма подавления вихревой дорожки за цилиндром лежит взаимодействие имеющих разный знак завихренностей сдвигового слоя за ближней к стенке поверхностью цилиндра и сдвигового слоя на стенке. Величина зазора, при котором наблюдалось подавление вихревой дорожки, уменьшалось с ростом числа Рейнольдса. Кроме того, в этой же работе была получена закономерность изменения частоты формирования вихрей за цилиндром при его приближении к стенке. В работе [14] методом моделирования крупных вихрей (LES) на основе решения трехмерных нестационарных уравнений Навье–Стокса для несжимаемой жидкости при $Re_d = 1440$ изучалась динамика спутного следа и характеристики турбулентности в следе кругового цилиндра, расположенного вблизи стенки. В результате были получены данные о нелинейном взаимодействии сдвигового слоя, формируемого за цилиндром, и пограничного слоя на стенке в зависимости от величины зазора между цилиндром и стенкой. Было показано, что при малой величине зазора точка торможения потока на цилиндре смещается к стенке, область отрыва потока на цилиндре увеличивается и наблюдается значительное изменение траектории следования вихрей. Также отмечалось затягивание неустойчивости сдвигового слоя и появление волнистой структуры по размаху цилиндра, которая затем становилась трехмерной и разрушалась в конце области рециркуляции. При расположении цилиндра вне пограничного слоя стенки взаимное влияние сдвигового слоя на цилиндре и пограничного слоя на стенке заметно ослабевало, однако когерентные структуры за цилиндром и появляющиеся на их фоне мелкомасштабные вихри оказывали влияние на процессы ламинарно-турбулентного перехода на стенке.

Таким образом, известные исследования обтекания цилиндра вблизи стенки включают, главным образом, данные о влиянии величины зазора между цилиндром и стенкой на частоту формирования вихрей (дорожки Кармана), а также сведения о взаимодействии сдвиговых слоев на поверхности цилиндра и на стенке в зависимости от величины зазора и числа Рейнольдса. При этом большинство работ выполнено для турбулентного режима течения. Между тем известно, что при поперечном обтекании цилиндра безграничным ламинарным потоком при изменении числа Рейнольдса приблизительно от 150 до 300 наблюдается переход к турбулентному режиму течения в вихревом следе [15].

Существуют две точки зрения на причину и механизм ламинарно-турбулентного перехода при достижении критических чисел Рейнольдса ($Re_d > 1,5 \cdot 10^5$) [15]. Согласно первой, в лобовой области цилиндра происходит отрыв ламинарного пограничного слоя с его последующим присоединением и образованием ламинарного отрывного пузыря. Далее присоединившийся пограничный слой переходит в турбулентное состояние и отрывается при угловой координате приблизительно 140° . Согласно второй точке зрения, при приближении к критическому числу Рейнольдса ламинарно-турбулентный переход происходит в пограничном слое на поверхности цилиндра с последующим смещением

точки отрыва до угловой координаты 140° без образования ламинарного отрывного пузыря. В обоих случаях предполагается, что при докритических числах Рейнольдса имеет место отрыв ламинарного пограничного слоя с поверхности цилиндра и возможен (в зависимости от числа Рейнольдса) последующий переход к турбулентному режиму в следе. Отмечается, что в диапазоне $Re_d = 150\text{--}300$ в области формирования вихрей за цилиндром при переходе к турбулентному режиму течения структура следа становится трехмерной. Однако процессы перехода в следе при расположении цилиндра вблизи стенки, в том числе при обтекании цилиндра в канале, изучены недостаточно. Прямое численное моделирование переходных процессов в следе за поперечным цилиндром в прямоугольном канале при $10 < Re_d < 390$ выполнялось в работе [16]. Цилиндр располагался симметрично относительно стенок канала, степень загромождения цилиндром потока (отношение диаметра цилиндра к высоте канала) составляла 0,2, отношение длины цилиндра к его диаметру — порядка 10. Было показано, что при $Re_d < 180$ течение остается двумерным. При $Re_d \geq 210$ в следе за цилиндром наблюдались трехмерные эффекты, которые обуславливались развитием неустойчивости плоского течения в следе. При изучении обтекания поперечного препятствия в канале важным вопросом является влияние боковых стенок канала на течение в следе за препятствием при переходных числах Рейнольдса. Так, в случае обтекания поперечного полуцилиндрического выступа, расположенного на стенке канала, процесс перехода к турбулентности в слое смешения за выступом в значительной степени определяется спиралевидным движением жидкости от боковых стенок канала к его плоскости симметрии [17, 18]. Неясно, существует ли подобное движение за поперечным круговым цилиндром при его расположении вблизи стенки канала. Кроме того, многие вопросы, касающиеся механизма перехода к турбулентности в следе за цилиндром, для этого случая отрыва потока остаются неизученными.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований структуры течения в следе поперечно обтекаемого цилиндра, расположенного вблизи стенки прямоугольного канала, в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_d = 125\text{--}250$, в котором наблюдаются признаки перехода к турбулентности в следе за цилиндром. Проанализирован процесс вихреобразования, выявлены некоторые особенности эволюции структуры течения.

1. Экспериментальное оборудование и методика выполнения исследований

Рабочий участок установки, в котором проводились исследования, представлял собой прямоугольный канал шириной $B = 50$ мм и высотой $H = 20$ мм со светопрозрачными стенками, выполненными из поликарбоната (рис. 1). Канал оборудован плавным входом, выполненным по лемнискате Бернулли. Длина канала составляла $L = 250$ мм. Выбор размеров поперечного сечения канала был обусловлен необходимостью реализации ламинарного режима течения в канале в исследуемом диапазоне изменения числа Рейнольдса $Re_{D_T} = 1280 \div 2600$, вычисленного по гидравлическому диаметру канала D_T . Кроме того,

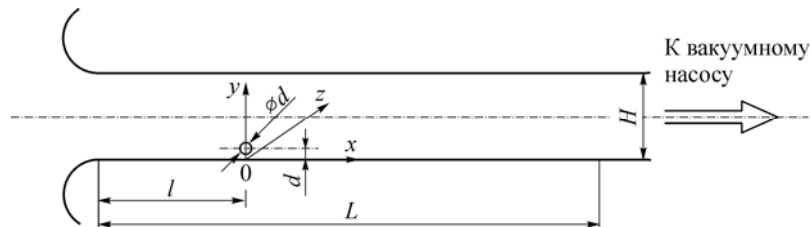


Рис. 1. Схема рабочего участка экспериментальной установки.

степень загромождения канала цилиндром не должна была превышать значений, принятых в подобных экспериментах ($d/H \leq 0,15$), а удлинение цилиндра B/d должно составлять не менее 10. Расход воздуха в тракте установки обеспечивался вакуумными насосами и поддерживался постоянным на одном режиме измерений при помощи набора критических сопел, расположенных ниже по потоку от рабочего участка. Погрешность поддержания расхода не превышала 0,25 %.

Круговой цилиндр диаметром $d = 3$ мм устанавливался поперек рабочего участка параллельно его широкой стенке на расстоянии $l = 100$ мм от входного сечения. Это расстояние выбиралось таким образом, чтобы цилиндр в исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса находился в пределах толщины пограничного слоя, развивающегося на стенке канала. Кроме того, в задачи исследования входило выявление существования спиралевидных движений жидкости от боковых стенок канала к его плоскости симметрии при наличии зазора между препятствием (цилиндром) и стенкой канала. Как уже упоминалось, эти движения были обнаружены при расположении поперечного выступа на стенке канала [17]. Поэтому в настоящем случае цилиндр располагался на таком же расстоянии от входного сечения канала, что и выступ в предыдущих исследованиях [17]. Расстояние от оси цилиндра до ближайшей стенки участка равнялось диаметру цилиндра d , что соответствует величине зазора между поверхностью цилиндра и стенкой канала, равного 1,5 мм. Исследования проводились при четырех значениях среднерасходной скорости потока в канале — $U_0 = 0,65, 0,81, 1,13$ и $1,33$ м/с, которым соответствовали следующие числа Рейнольдса, рассчитанные по диаметру цилиндра: $Re_d = U_0 d / \nu = 135, 167, 233$ и 276 . Здесь $\nu = 2 \cdot 10^{-5}$ — кинематическая вязкость рабочей среды (воздуха). В исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса толщина пограничного слоя в области установки цилиндра изменялась приблизительно от 5,4 до 3,7 мм, т.е. зазор между цилиндром и стенкой канала при всех значениях числа Рейнольдса оставался меньше толщины пограничного слоя.

Эксперименты включали визуализацию обтекания цилиндра и измерение динамики мгновенных векторных полей скорости потока в его следе. Для визуализации течения использовался метод дымящейся проволочки. Генерация дыма осуществлялась с помощью нихромовых проволочек, расположенных вблизи образующей плавного входа в рабочий участок установки. На проволочки наносилось масло, которое испарялось при пропускании через них электрического тока, создавая узкий концентрированный дымовой след. Регистрация картины течения выполнялась в плоскости светового ножа высокоскоростной монохромной видеокамерой Fastec HiSpec. Визуализация проводилась в плоскости xOy (плоскости симметрии канала) и в плоскости, параллельной xOz , при $y = 4,5$ мм (касательной к образующей цилиндра). Световой нож создавался лазером непрерывного действия KLM-532/5000.

Мгновенные векторные поля скорости потока в следе цилиндра и их динамика получены с использованием метода SIV (Smoke Image Velocimetry) [19]. Метод основан на измерении перемещений турбулентных структур за фиксированный промежуток времени между кадрами цифровой видеосъемки картины течения. Съемка проводилась, как и при визуализации потока, высокоскоростной монохромной видеокамерой Fastec HiSpec в плоскости светового ножа. При выполнении SIV-измерений в поток вводились специальные трассеры — мелкие взвешенные капли глицерина диаметром от 1 до 5 мкм. Источником трассеров был генератор аэрозоли FOG 2010 Plus. Работа генератора может вносить возмущения в поток на входе в рабочий участок; для исключения этого эффекта перед рабочим участком установки располагался специальный накопитель, который перед каждым опытом заполнялся аэрозолем. При проведении опыта генератор аэрозоля отключался.

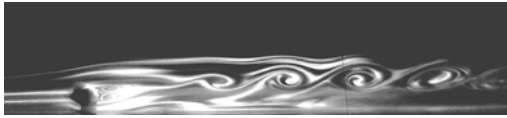


Рис. 2. Потеря устойчивости сдвигового слоя и формирование вихрей за цилиндром при $Re_d = 167$.

Вид в плоскости симметрии канала xOy .

Результаты исследования и обсуждение

Результаты визуализации течения и данные о распределении статистических характеристик течения в следе за цилиндром, полученные по результатам SIV-измерений, показали следующее. При числе Рейнольдса $Re_d = 135$ формирования вихревых структур за цилиндром не наблюдается. Спектры пульсаций скорости потока, измеренные в плоскости симметрии канала на расстоянии $x/d = 3,3, 4,3, 5,3$ и $6,7$ от оси цилиндра при $y/d = 0,5$ и $1,5$, также не выявили признаков регулярного вихреобразования. При $Re_d = 167$ непосредственно за цилиндром формируется замкнутая ламинарная отрывная область, состоящая из двух стационарных симметричных вихрей, ниже по потоку от которой наблюдается образование дорожки регулярных крупномасштабных вихревых структур (рис. 2). За счет струйного течения в зазоре между цилиндром и стенкой канала обтекание цилиндра носит несимметричный характер, плоскость симметрии ламинарной рециркуляционной области непосредственно за цилиндром наклонена к стенке под некоторым углом. Струйное течение не позволяет формироваться вихрям с нижней (ближней к стеке) поверхности цилиндра и регулярные вихревые структуры формируются только с верхней (дальней от стенки) поверхности цилиндра. Их формирование начинается на расстоянии $5,5-6,5$ диаметров цилиндра и, по-видимому, является следствием потери устойчивости сдвигового слоя за цилиндром.

Данные визуализации течения подтверждаются результатами измерения спектра пульсаций продольной компоненты скорости потока за цилиндром (рис. 3): на всех расстояниях от цилиндра в спектре наблюдается максимум на расстояниях от стенки $y/d = 0,5$ и $1,5$, который соответствует безразмерной частоте вихреобразования $Sh = 0,21$ (рис. 3). С увеличением расстояния от цилиндра величина максимума возрастает.

На режиме, соответствующем началу потери устойчивости сдвигового слоя и формированию вихрей, течение в следе за цилиндром сохраняет квазидвумерный характер почти по всей ширине канала за исключением области пограничного слоя на его боковых стенках. В ближнем следе течение является ламинарным и практически плоским, а формирующиеся вихри за цилиндром сохраняют целостность по ширине канала (рис. 4).

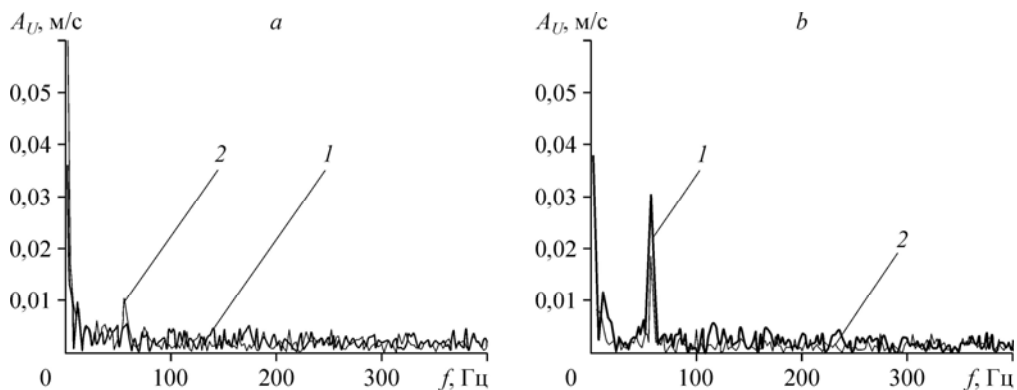


Рис. 3. Спектры пульсаций продольной компоненты скорости потока за цилиндром на расстояниях $x/d = 3,3$ (a) и $6,7$ (b) при $Re_d = 167$.

$y/d = 1,5$ (1), $0,5$ (2).

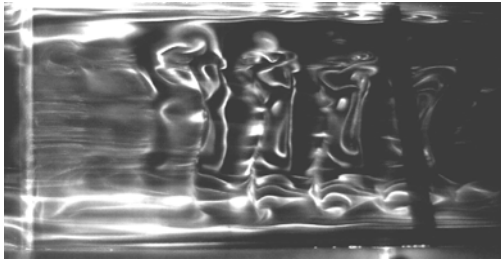


Рис. 4. Визуализация течения в следе за цилиндром в плоскости x_0z на расстоянии $y/d = 1,5$ при $Re_d = 167$.

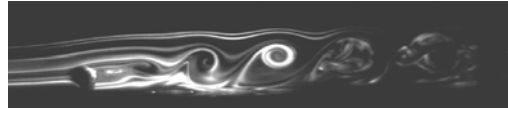


Рис. 5. Формирование вихрей за цилиндром при $Re_d = 233$.

Вид в плоскости симметрии канала x_0y .

С увеличением числа Рейнольдса картина течения в следе за цилиндром существенно меняется. Отрывная область непосредственно за цилиндром уже не является стационарной и выделить в этой области два симметричных вихря не представляется возможным (рис. 5). Отрывная область совершает колебательные движения в вертикальной плоскости. Зона начала формирования вихрей смещается вверх по потоку: вихри формируются уже при $x/d \approx 3$. Тем не менее, за цилиндром, как и при низких числах Рейнольдса, формируется одна дорожка вихрей, сходящих с верхней образующей цилиндра. Размер этих вихрей с ростом числа Рейнольдса увеличивается, растет и расстояние от стенки, на котором происходит их движение.

В спектрах пульсаций скорости потока на всех расстояниях от цилиндра наблюдается один максимум пульсаций на частоте срыва вихрей и второй максимум на кратной гармонике при $y/d = 1,5$ (рис. 6). Анализ данных визуализации течения и осциллограмм скорости потока свидетельствует, что появление второго максимума обусловлено отличием пульсаций скорости на частоте формирования вихрей от гармонического закона. Безразмерная частота срыва вихрей с цилиндра с ростом числа Рейнольдса меняется слабо: при $Re_d = 233$ она составляет $Sh = 0,23$, а при $Re_d = 276$ — $Sh = 0,22$. При $Re_d = 233$ наблюдаются выраженные признаки трехмерного характера течения в следе за цилиндром (рис. 7): вихри, формируемые за цилиндром, при движении вниз по потоку разбиваются на несколько вихревых сгустков.

Следует отметить, что во всем исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса за цилиндром вблизи стенки не обнаружено спиралевидных движений жидкости от боковых стенок канала к его плоскости симметрии, которые, как упоминалось выше, играют

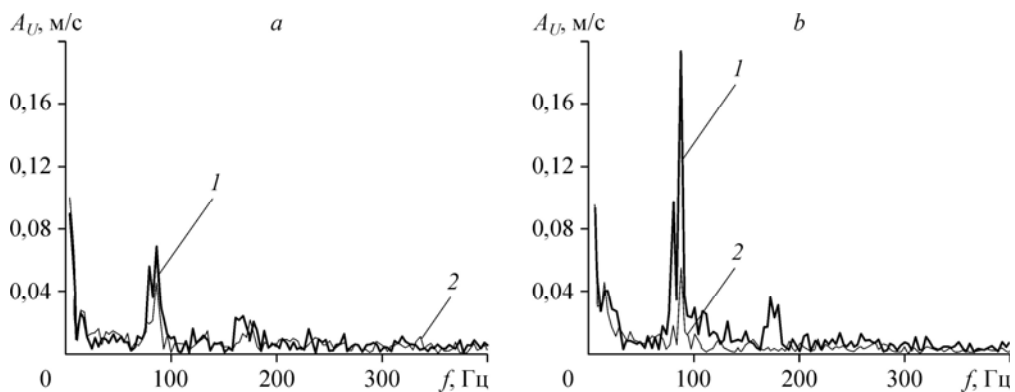


Рис. 6. Спектры пульсаций продольной компоненты скорости потока за цилиндром при $Re_d = 233$.

Обозначения см. на рис. 3.

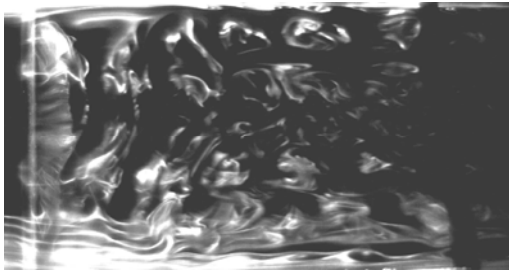


Рис. 7. Визуализация течения в следе за цилиндром в плоскости xOz на расстоянии $y/d = 1,5$ при $Re_d = 233$.

определяющую роль в процессах перехода к турбулентности при отрыве потока за препятствием, расположенным на стенке канала [17, 18]. В исследуемом течении переход к турбулентности в следе за цилиндром

вблизи стенки канала происходит при $Re_d = 135-276$ вследствие потери устойчивости слоя смешения.

Об эволюции характеристик течения в канале за цилиндром можно судить по изменениям профилей скорости потока (рис. 7) и ее среднеквадратичных пульсаций на различных расстояниях от цилиндра при увеличении числа Рейнольдса (рис. 8). Профили получены по результатам SIV-измерений при осреднении по времени 1000 мгновенных значений скорости потока в каждой точке. На рисунках ось цилиндра соответствует координате $y/d = 1,0$.

Как видно из представленной информации, в области следа за цилиндром имеет место дефект скорости, который сглаживается (размывается) по мере удаления от цилиндра. Кроме того, вблизи стенки в области действия струи, формирующейся в зазоре между цилиндром и стенкой канала, наблюдается максимум скорости. С удалением от цилиндра растет расстояние от стенки как до положения минимума, так и максимума скорости. Однако характер изменения профилей скорости с ростом числа Рейнольдса при одинаковом расстоянии от цилиндра является немонотонным. Так, при $Re_d = 167$ (рис. 8b) величина дефекта скорости более выражена, чем при $Re_d = 233$ (рис. 8c). Кроме того, при $Re_d = 135$ в пристеночной области течение близко к предотрывному (рис. 8a): имеет место характерная S-образность профиля скорости вблизи стенки. С увеличением числа Рейнольдса до $Re_d = 167$ признаки предотрывного течения на стенке канала

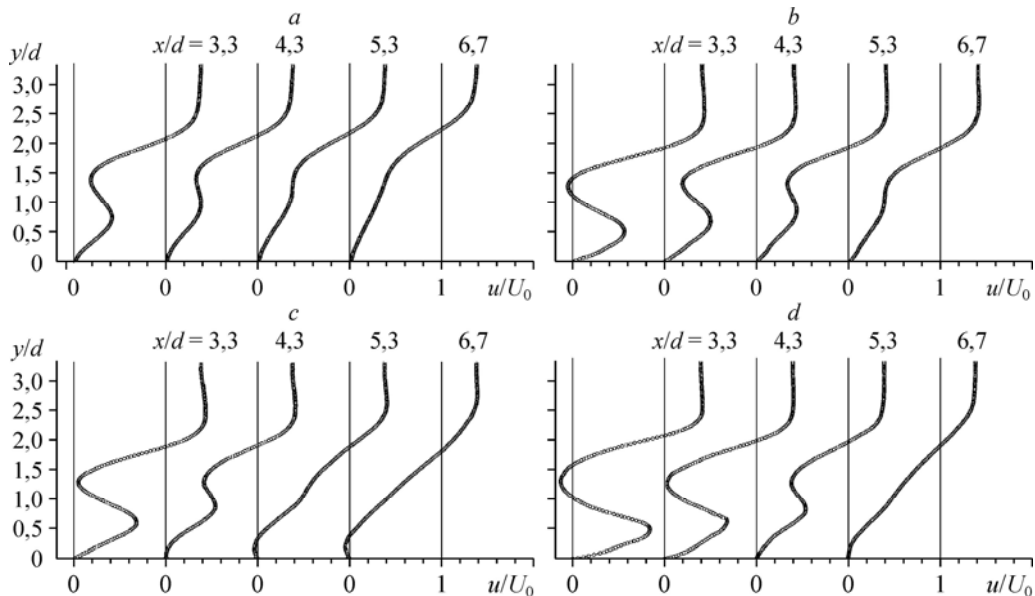


Рис. 8. Профили скорости потока за цилиндром в плоскости симметрии канала. $Re_d = 135$ (a), 167 (b), 233 (c), 276 (d).

за цилиндром практически пропадают (рис. 8*b*), однако при $Re_d = 233$ на стенке канала за цилиндром наблюдается отрывное течение: профили скорости потока при $x/d \geq 4,3$ свидетельствуют о наличии вблизи стенки зоны обратных токов (рис. 8*c*). При дальнейшем увеличении Re_d отрыв потока на стенке канала до значения $x/d = 5,3$ не наблюдается (рис. 8*d*).

Среднеквадратичные пульсации продольной компоненты скорости потока σ_u в ближнем следе цилиндра (при $x/d = 3,3$) во всем исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса имеют три выраженных локальных максимума по поперечной координате (рис. 9). Их появление связано, по-видимому, со взаимодействием границы струи, образующейся в зазоре между цилиндром и стенкой канала, со сдвиговыми слоями, формирующимися при отрыве потока с верхней и нижней поверхностей цилиндра. С удалением от цилиндра ближние к стенке максимумы в значительной степени размываются. Однако и здесь, как и в случае с профилями скорости потока, при увеличении числа Рейнольдса распределения среднеквадратичных пульсаций продольной компоненты скорости потока σ_u по поперечной координате при одинаковых значениях x/d изменяются немонотонно. Так, при $Re_d = 167$ максимумы σ_u для $x/d = 4,3$ (рис. 9*b*) более выражены, чем при $Re_d = 135$ и 233 (рис. 9*a* и 9*c*). Кроме того, ближний к стенке максимум σ_u при $x/d = 3,3$ и 4,3 с ростом числа Рейнольдса сначала удаляется от стенки, затем приближается к ней. Отмеченные особенности эволюции профилей продольной компоненты скорости потока и ее среднеквадратичных пульсаций, наблюдаемые в экспериментах в диапазоне изменения чисел Рейнольдса $Re_d = 135-267$, вызваны, по-видимому, потерей устойчивости и переходом к турбулентному режиму течения в следе за цилиндром и связанным с этим процессом переходом к трехмерной структуре течения в следе.

Влияние боковых стенок канала распространяется на расстояние не более 10–15 % ширины канала и не играет роли в немонотонном изменении профиля скорости потока в следе цилиндра и величинах других параметров потока с ростом числа Рейнольдса.

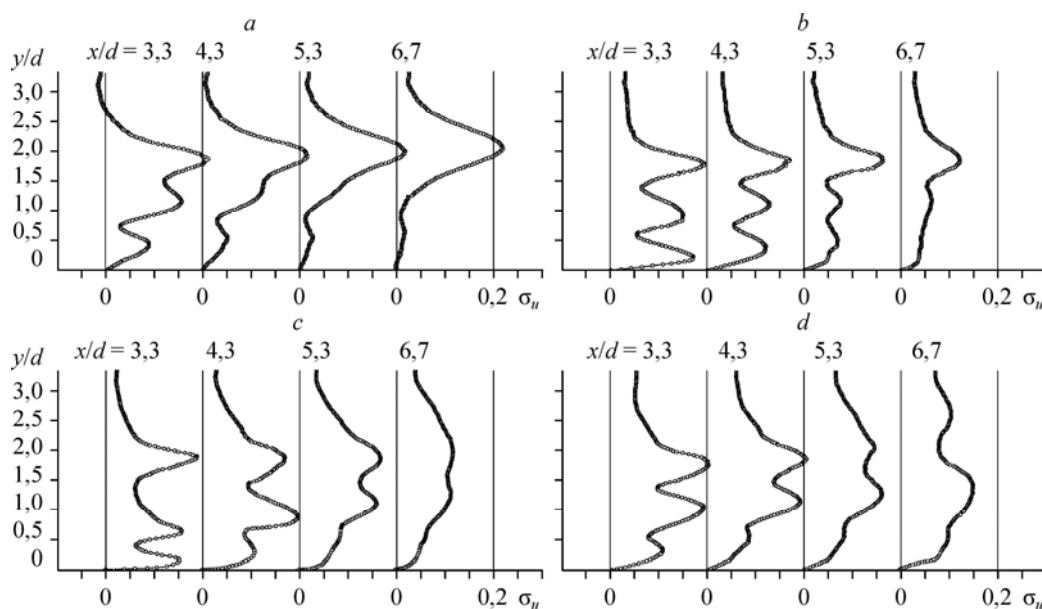


Рис. 9. Профили пульсаций скорости потока за цилиндром в плоскости симметрии канала.

$Re_d = 135$ (a), 167 (b), 233 (b), 276 (c).

Заключение

Выполнены визуальные исследования и измерения мгновенных векторных полей скорости потока в следе за цилиндром, установленным вблизи стенки канала прямоугольного поперечного сечения на расстоянии $y/d = 1$ от стенки. По результатам исследований можно сделать следующие выводы.

1. В диапазоне изменения числа Рейнольдса $Re_d = 135-276$ наблюдается потеря устойчивости сдвигового слоя в следе за цилиндром и переход к турбулентному режиму течения в следе.

2. При числах Рейнольдса $Re_d = 135-167$ непосредственно за цилиндром формируется стационарная отрывная область, включающая два симметричных замкнутых вихря. С увеличением числа Рейнольдса течение в этой области становится нестационарным, а сама область совершает колебательные движения в вертикальной плоскости.

3. Крупномасштабные регулярные вихри формируются только на удаленной от стенки поверхности цилиндра. Формирование регулярных вихрей на ближней к стенке поверхности цилиндра подавляется струйным течением в зазоре между цилиндром и стенкой канала.

4. В отличие от обтекания поперечного выступа, расположенного на стенке канала, при поперечном обтекании цилиндра вблизи стенки не наблюдается формирование спиралевидного движения жидкости от боковых стенок канала к его плоскости симметрии. Переход к турбулентному режиму течения за цилиндром происходит вследствие потери устойчивости сдвигового слоя, при этом структура течения в следе становится существенно трехмерной.

5. Процесс ламинарно-турбулентного перехода в следе за цилиндром с увеличением числа Рейнольдса в исследуемом диапазоне сопровождается смещением области начала формирования крупномасштабных вихрей вверх по потоку.

6. При переходе к турбулентности и трехмерной структуре течения в следе за цилиндром наблюдается немонотонное изменение профилей скорости и ее турбулентных пульсаций с ростом числа Рейнольдса при одинаковых значениях безразмерного расстояния вниз по потоку от цилиндра.

Список литературы

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.
2. Белоцерковский С.М., Котовский В.Н., Ништ М.И., Федоров Р.М. Моделирование отрывного обтекания цилиндра вблизи экрана // Инженерно-физический журнал. 1986. Т. 50, № 2. С. 188–194.
3. Bearman L., Zdravkovich K.M. Flow around a circular cylinder near a plane boundary // J. Fluid Mech. 1978. Vol. 89, pt. 1. P. 33–47.
4. Езерский А.Б. О пульсациях давления на жесткой стенке, вызванных вихревой дорожкой // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1986. № 2. С. 167–169.
5. Ангрилли, Бергамски, Коссалгер. Исследование изменения процесса срыва вихрей с кругового цилиндра, обусловленных влиянием стенки // Теоретические основы инженерных расчетов. 1982. Т. 104, № 4. С. 189–194.
6. Marumo T., Suzuki K., Sato T. Turbulent heat transfer in a flat plate boundary layer disturbed by a cylinder // Int. J. Heat Fluid Flow. 1985. Vol. 6, No. 4. P. 241–248.
7. Suzuki H., Suzuki K., Sato T. Dissimilarity between heat and momentum transfer in a turbulent boundary layer disturbed by a cylinder // Int. J. Heat Mass Transfer. 1988. Vol. 31, No. 2. P. 259–265.
8. Молочников В.М., Михеев Н.И., Давлетшин И.А., Фасхутдинов Р.Э. Динамика переноса турбулентных пульсаций гидродинамических и тепловых параметров в следе за поперечным цилиндром вблизи стенки // Изв. РАН. Энергетика. 2007. № 6. С. 80–86.
9. Диковская Н.Д. Экспериментальное и численное исследование поперечного обтекания цилиндра вблизи плоского экрана: дис. ... на соиск. уч. ст. канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1990. 197 с.
10. Khabbouchi I., Guellouz M.S., Nasrallah S.B. A study of the effect of the jet-like flow on the near wake behind a circular cylinder close to a plane wall // Exp. Therm. and Fluid Sci. 2013. No. 44. P. 285–300.
11. Oner A.A., Kirkgoz M.S., Akoz M.S. Interaction of a current with a circular cylinder near a rigid bed // Ocean Engng. 2008. No. 35. P. 1492–1504.

12. Price S.J., Summer D., Smith J.G., Leong K., Paidoussis M.P. Flow visualization around a circular cylinder near to a plane wall // J. Fluids and Structures. 2002. Vol. 16, No. 2. P. 175–191.
13. Lei C., Cheng L., Armfield S.W., Kavanagh K. Vortex shedding suppression for flow over a circular cylinder near a plane boundary // Ocean Engng. 2000. No. 27. P. 1109–1127.
14. Sarkar S., Sarkar S. Vortex dynamics of a cylinder wake in proximity to a wall // J. Fluids and Structures. 2010. Vol. 26, No. 1. P. 19–40.
15. Жукаускас А.А. Конвективный перенос в теплообменниках. М.: Наука, 1982. 472 с.
16. Kanaris N., Grigoriadis D., Kassinos S. Three dimensional flow around a circular cylinder confined in a plane channel // Phys. Fluids. 2011. Vol. 23, No. 1. P. 1–14.
17. Молочников В.М., Мазо А.Б., Малюков А.В., Калинин Е.И., Михеев Н.И., Душина О.А., Паерелий А.А. Особенности формирования вихревых структур в отрывном течении за выступом в канале при переходе к турбулентности // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 3. С. 325–334.
18. Mazo A.B., Okhotnikov D.I. Local transition to turbulence behind an obstacle for a nominally laminar flow // Lobachevskii J. of Mathematics. 2016. P. 360–367.
19. Михеев Н.И., Душин Н.С. Метод измерения динамики векторных полей скорости турбулентного потока по видеосъемке дымовой визуализации // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 6. С. 114–122.

*Статья поступила в редакцию 19 января 2017 г.,
после доработки — 28 февраля 2017 г.*