

УДК 621.4

Экспериментальное исследование развития следа за парой плоских дисков в гидроканале*

И.В. Наумов¹, И.В. Литвинов¹, Р.Ф. Миккельсен², В.Л. Окулов^{1,2}

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

²Датский технический университет, Люнгби, Дания

E-mail: naumov@itp.nsc.ru

С помощью цифровой трассерной визуализации изучено затухание дальнего следа и его турбулентных пульсаций за двумя тонкими дисками одинакового диаметра D , ориентированными перпендикулярно набегающему потоку. Экспериментальное исследование выполнено в водяном канале ($Re \approx 2 \cdot 10^5$) при варьировании расстояния между дисками ($L_x = 4-8D$) и сдвига их осей между собой (0, $0,5D$ и $1D$). Выяснилось, что дефицит скорости за двумя дисками слабо зависит от L_x , а при $L_x > 40D$ для всех случаев становится неразличимым от уровня турбулентных пульсаций набегающего потока. Установлено, что затухание дефицита средней скорости и его турбулентных пульсаций в следе за тандемом дисков можно описать аналогичной аналитической зависимостью с показателем степени $-2/3$, как и для затухания следа за одиночным диском. Однако на одинаковом удалении вниз по потоку величина дефицита за двумя дисками существенно превышает соответствующее значение за одиночным диском. Пульсации скорости в дальнем следе за парой дисков также слабо зависят от продольного размера L_x , но в то же время, в отличие от дефицита скорости их уровень не сильно отличается от уровня пульсаций за одиночным диском.

Ключевые слова: след за обтекаемым телом, уровень турбулентности набегающего потока, пара дисков, дефицит скорости, цифровая трассерная визуализация (PIV).

Введение

Взаимодействие между следами двух и более неподвижных плохообтекаемых тел встречается в различных технических областях. Особое значение оно приобретает при оценке ветровой нагрузки повторяющихся элементов в конструкции мостов, зданий, дымоходов труб и других гражданских объектов. Каждое конкретное техническое применение характеризуется определенной геометрией, и, как следствие, специфичным поведением следа, но для их выявления необходимо сначала исследовать поведение потока вокруг некоторых канонических конфигураций, состоящих, например, из двух и более круглых цилиндров и сфер [1], прямоугольных [2] и круглых [3] пластин. Аналогичные наборы повторяющихся образцов могут быть полезны в решении разных инженерных проблем. В этой связи изучение рассмотренных здесь новых конфигураций из пары одинаковых дисков является важной и интересной задачей для указанных приложений.

* Исследование выполнено за счет гранта РФ (проект № 14-29-00093).

Новый импульс исследованию взаимодействия следов за системой идентичных тел дало интенсивное развитие ветряных электростанций, где однотипные ветрогенераторы размещают друг за другом с некоторым сдвигом вниз по потоку. В этом свете задача о моделировании взаимодействия и развития следа за парой плоских дисков приобретает свежее звучание. Действительно, для моделирования системы ветрогенераторов ввиду их сложности рабочие колеса часто приближенно заменяют различными системами нагруженных дисков, особенно при численном моделировании взаимодействия ветряных турбин в больших парках [4, 5]. Очевидно, нужны обоснования для установления справедливости такого подхода при моделировании. Для этого необходимо провести сравнения развития следов за разными конфигурациями из дисков и роторов турбин. Подобное сопоставление экспериментально пока было проведено только для одиночных образцов. В работе [6] было показано, что следы за вращающейся моделью ротора и за пористым диском-сеткой становятся неразличимы вниз по течению на расстояниях, больших трех их диаметров. В контексте данных сопоставлений систематические экспериментальные исследования по развитию дальнего следа за системами из нескольких тел пока еще не проводились. Описанные в настоящей работе эксперименты по изучению влияния взаимного расположения пары тонких дисков на развитие характеристик дальнего следа помогут, в том числе, и дальнейшей разработке и верификации различных численных моделей взаимодействия следов от систем ветрогенераторов в ветряных фермах.

В литературе имеется достаточное количество данных по обтеканию одиночного диска диаметра D при разных значениях чисел Рейнольдса, определяемых скоростью набегающего потока и диаметром испытуемой модели. В стандартных аэродинамических трубах для высоких чисел Рейнольдса ($\geq 10^4$) даже при максимальных значениях скорости набегающего потока след, как правило, может быть исследован только на коротких расстояниях — до десятка диаметров D модели (калибров). Это связано с необходимостью использования моделей больших размеров. При исследовании в данных трубах следов на расстоянии нескольких десятков и, тем более, сотен калибров необходимо во столько же раз уменьшить размеры исследуемого тела и, следовательно, пропорционально уменьшатся и значения чисел Рейнольдса исходного потока. В частности, этими ограничениями объясняется то, что для широкого диапазона чисел Рейнольдса в многочисленных экспериментальных исследованиях следа за плохообтекаемыми телами основное внимание уделялось ближнему следу — до 10 калибров (см., например, [7]). При этом в вычислениях [8] области исследований были те же, что и в [7]. Описание характеристик дальнего следа встречается в литературе гораздо реже (см., например, [9]), хотя известно, что даже в экстремально дальнем следе за диском ($x/D > 400$) в отсутствие мелкомасштабных вихрей сохраняются и продолжают развиваться крупномасштабные вихревые структуры. Часто это трудно оценить, т.к. интенсивность турбулентности набегающего потока бывает того же порядка, что и флуктуации скорости следа с их медленным затуханием вниз по течению [9]. Эксперименты, проведенные в специальной аэродинамической трубе с очень низким уровнем пульсаций, показали, что дальний след за диском ($10 < x/D < 150$) обладает свойствами самоподобия [10, 11]. С целью подтверждения свойств подобия следа в другой среде и при других числах Рейнольдса эксперименты с одиночным диском были повторены в водном канале [12]. В обоих исследованиях за одиночным диском экспериментальные данные показали превосходную согласованность с аналитическими степенными зависимостями самоподобия дальних следов, описывающих как затухание турбулентного следа, так и расширение его профиля.

Работы, непосредственно посвященные экспериментальному изучению дальнего следа за одинаковыми плоскими дисками, авторам не известны. В литературе представлены только исследования ближнего следа [1–3]. Основное внимание в этих исследованиях концентрировалось на определении влияния расстояний между телами L на сценарий развития крупномасштабных пульсаций ближнего следа и сопоставлении изменений их чисел Струхала по сравнению с обтеканием одиночных тел [2, 3]. Отличительная особенность здесь заключается в слабой зависимости частоты низкочастотных пульсаций

от увеличения расстояний между телами после некоторого его критического значения. То есть для относительно коротких расстояний между двумя пластинами, не превосходящих этого значения, наблюдаются разные режимы [13, 14] с различными значениями доминирующих частот, но при увеличении расстояния ($x/D > 8$) характеристики течения изменяются слабо. Они становятся близки к характеристикам потока за одиночным диском. Числа Струхала, например, практически совпадают [2, 14] и слабо зависят от чисел Рейнольдса в интервале от 10^4 до $5 \cdot 10^5$.

Целью настоящей работы является экспериментальное изучение дальнего следа за двумя дисками при их соосном и несоосном расположении. Несосоосное расположение возникает во многих практических приложениях, например, когда направление свободного набегающего потока (ветра) изменяется. В результате исследования предполагалось выяснить, как пара дисков и их смещенное несоосное расположение влияют на закон затухания дальнего следа и его турбулентных пульсаций. Планировалось выполнить сравнение полученных данных с предыдущим экспериментом для одиночного диска [12].

1. Методика и условия эксперимента

Эксперименты по изучению затухания скорости течения за парой дисков выполнялись в водном канале Датского технического университета. Длина канала составляла 35 м, ширина — 3 м, а рабочая высота — 1 м. Наиболее полное описание экспериментальных условий водного канала можно найти в работах [15, 16], в которых проводились оптические измерения скорости течения за моделью ротора ветрогенератора с помощью лазерной доплеровской анемометрии (ЛДА) и цифровой трассерной визуализации (PIV). Постоянное значение скорости свободного потока ($U_0 = 0,54$ м/с) обеспечивалось поддержанием постоянного расхода $1,4$ м³/с через замкнутый контур канала. Колебания расхода в течение эксперимента не превышали 2 %. Толщина пограничного слоя ($\approx 0,2$ м) и уровень турбулентных пульсаций ($U_{\text{rms}}/U_0 \approx 2,5$ %) невозмущенного течения в центральной части канала были определены ранее при изучении следа за моделью ротора ветрогенератора и детально описаны в работах [15–17]. В настоящей работе для изучения дальнего следа за тандемом использовались два идентичных диска из органического стекла диаметром $D = 300$ мм и толщиной $h = 10$ мм (рис. 1 и 2).

Диски закреплялись с помощью держателей, использованных в работе [15] и установленных на перемещаемой над каналом платформе. Оси дисков размещались посередине поперечного сечения канала на высоте 0,5 м от дна и были удалены на 1,5 м от стенки канала, чтобы свести влияние неоднородности профиля скорости набегающего потока к минимуму. В работе варьировалось расстояние между дисками L_x , которое принимало значения $4D$, $6D$ и $8D$. Для проведения оптических измерений на расстоянии 20 м от начала канала располагался измерительный участок длиной 3 м, все стенки и дно которого выполнены из стекла. Для измерения скорости использовалась стерео-PIV измерительное оборудование фирмы Dantec, особенности использования которого описаны, например, в работах [16, 17]. В качестве осветителя для формирования светового ножа PIV применялся импульсный лазер Litron 200-15 PIV Nd:Yag с характеристиками: 200 мДж энергии в импульсе и частотой съемки до 15 Гц. Лазерный нож толщиной 2 мм проходил вертикально вдоль направления движения основного набегающего потока через дно канала и через оси дисков (рис. 1). В экспериментах использовались две восьмибитных CMOS-камеры SpeedSense 1040 с разрешением 2320×1726 и максимальной частотой съемки полного кадра до 193 кадров в секунду. Размер измерительного окна PIV составлял 732×430 мм. Для вычисления трехмерного поля скорости использовалось программное обеспечение Dantec Dynamic Studio Version 2.21.

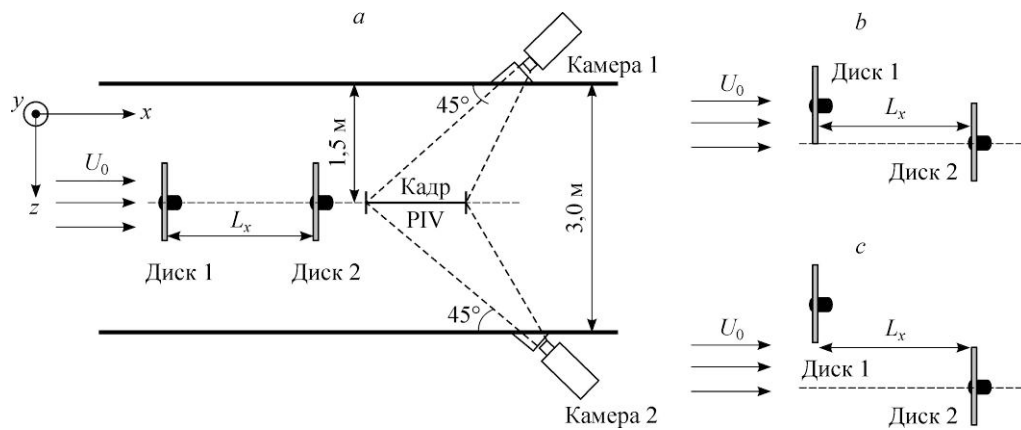


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению полей скорости за вторым диском методом PIV для различного пространственного расположения двух дисков.

a — соосное расположение дисков, *b* — сдвиг на половину диаметра ($L_y = 0,5D$),
c — сдвиг на диаметр ($L_y = 1D$).

При измерениях камеры располагались с разных сторон канала под углом 45° к нему (рис. 1). Для уменьшения искажений изображения между камерой и стенкой канала были установлены оптические призмы, заполненные водой, что обеспечивало параллельность плоскости матрицы камеры и границы раздела воздух–стекло–вода. Поскольку камеры располагались не фронтально, а под углом к световому сечению, для того чтобы обеспечить фокусировку всей области светового сечения на плоскости матрицы, был использован узел независимой регулировки приемного объектива и регистрирующей изображение матрицы камеры. Применение калибровки стереоизмерительного оборудования, детально представленное в работах [16, 17], позволило избежать оптических aberrаций по сравнению с планарной измерительной системой [12] и обеспечило возможность вычисления осредненного трехмерного поля скорости и турбулентных пульсаций с погрешностью 3–5 %. При этом погрешность определения продольной компоненты скорости была гарантированно ниже 2 %.

Позиционирование каждого измерительного PIV-окна происходило за счет перемещения вдоль водяного канала подвижной платформы, на которой были закреплены диски (по оси X , согласно рис. 1) вверх по течению на 550 мм. Перемещение дисков вдоль канала позволяло изменять измерительные окна без изменения положения оптической системы (лазерного ножа и регистрирующей изображение камеры). Ось y проходила через линию, соединяющую центры дисков, а началом координат по оси x была передняя по потоку кромка второго диска.

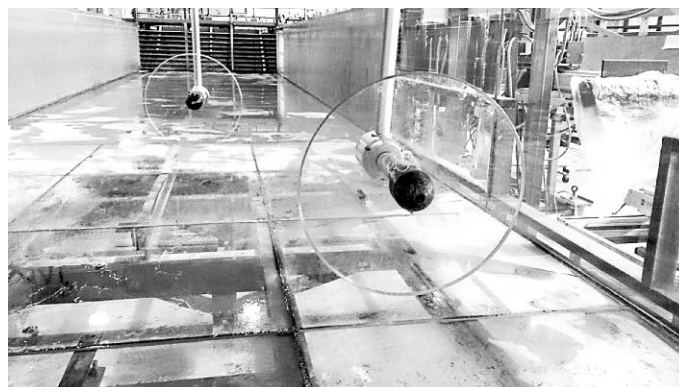


Рис. 2. Фотография пространственного размещения дисков в сухом канале.

Результирующие поля скорости для каждого измерительного окна получались путем осреднения 200 мгновенных полей скорости, измеренных с частотой 10 Гц. В результате обработки изображений программой Dynamic Studio в плоскости светового ножа x - y была определена картина обтекания двух дисков путем сшивания и равномерного обрезания зон перекрытия измерительных окон до расстояния $x/D = 45$. По полученным данным распределения скорости вычислялось затухание осредненного дефицита продольной компоненты скорости и пульсационных характеристик потока за вторым диском ниже по течению для трех различных L_x при соосном расположении дисков и при смещении оси первого диска на величину $0,5D$ и $1,0D$ поперек канала.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

При анализе экспериментальных данных необходимо определить распределение скорости в следе или, по крайней мере, нужно знать ее максимальное замедление — дефицит:

$$\frac{\Delta U(x)}{U_0} = \frac{\max(U_0 - U_{\text{axial}}(x))}{U_0}, \quad (1)$$

где U_0 — скорость свободного набегающего потока, а U_{axial} — продольная компонента скорости следа за диском.

На рис. 3 приведено сравнение затухания среднего поля скорости в вертикальном сечении за одиночным диском ниже его оси [12] и в том же сечении за соосной парой дисков при ее различных продольных размерах $L_x = 4D$, $6D$ и $8D$.

Дальний след за диском представляет собой достаточно сложный для диагностирования поток из-за сравнительно небольших значений максимального дефицита средней скорости (1) вниз по потоку по сравнению с возмущениями набегающего потока. Поэтому PIV-данные для распределения продольной компоненты скорости представлены здесь только в ближнем следе до удалений вниз по потоку $x/D < 10$, в области, где построенные изолинии позволяют достаточно контрастно визуализировать обтекание дисков. На основании этих данных можно сделать утверждение о слабом влиянии возмущений от крепежных устройств на ближний след и его полном исчезновении при приближении к $x/D = 10$ и соответственно в точках дальнего следа для $x/D > 10$. Как видно из рис. 3b, для пары дисков при $L_x = 4D$ область возвратного течения за вторым диском, находящимся в следе от первого, сократилась в осевых размерах с $2D$ до D

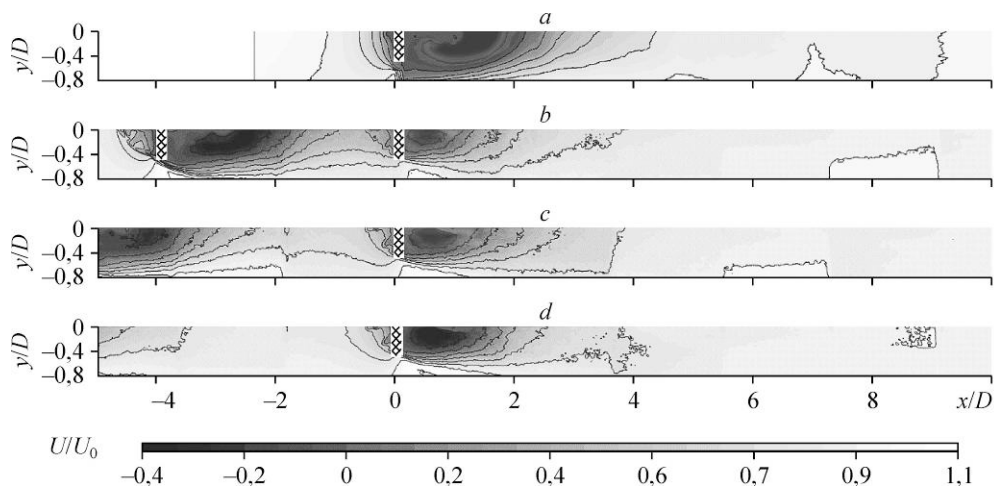


Рис. 3. Сравнение нормированной продольной компоненты средней скорости за одиночным диском (a) и двумя аксиальными дисками при $L_x = 4D$ (b), $6D$ (c) и $8D$ (d).

по сравнению с одиночным диском (рис. 3а). При увеличении продольного размера пары до $L_x = 8D$ (рис. 3d) зона противотока увеличивается, следовательно, уменьшается интенсивность влияния следа от первого диска при его удалении от второго. Используя полученные результаты, проанализируем характеристики течения, набегающего на второй диск. В частности, для набегающего на второй диск потока определим профиль продольной компоненты скорости и уровень ее пульсаций на расстоянии одного диаметра D перед диском (рис. 4). Сравнение проведем с профилями скорости и ее пульсаций для одиночного диска, которые также незначительно изменяются перед последним и обозначены на рисунке темными символами. По сравнению с данными для одиночного диска видно, что для случая $L_x = 8D$ влияние следа от первого диска становится минимальным. Профиль продольной компоненты скорости здесь восстанавливается до уровня 80 % от скорости набегающего на одиночный диск потока. Для меньшего продольного расстояния между дисками ($L_x = 4D$) дефицит скорости на оси достигает 40 %, что, естественно, оказывает и меньшее влияние на формирование застойной зоны возвратного течения. Сравнение профилей среднеквадратичных отклонений от средней скорости перед вторым диском (рис. 4b) также показывает рост уровня пульсаций перед вторым диском при их сближении. Например, при минимальном продольном размере пары ($L_x = 4D$) среднеквадратичные отклонения достигают 20 % от скорости свободного набегающего потока.

Рассмотрим теперь характер пульсаций после застойной зоны в следе за парой дисков. В настоящем экспериментальном исследовании было установлено, что при продольных размерах пары $L_x > 4D$ на удалениях от ее второго диска в области $5 < x/D < 15$ в следе выделяются ярко выраженные низкочастотные пульсации. За парой дисков также, как и за одиночным диском, в спектре пульсаций продольной компоненты скорости выделяется ярко выраженная доминирующая частота $f = 0,3$ Гц, соответствующая числу Струхала $St \sim 0,14$, рассчитанному по диаметру диска и скорости свободного потока. Это согласуется с результатами работ [7, 8].

Для изучения дальнего следа, следуя работе [9], аппроксимируем зависимость дефицита скорости от расстояния x/D формулой G -модели, определенной в работах [10, 11]:

$$G(x) = \Delta U(x)/U_0 = a(x - x_0)^{-2/3}, \tag{2}$$

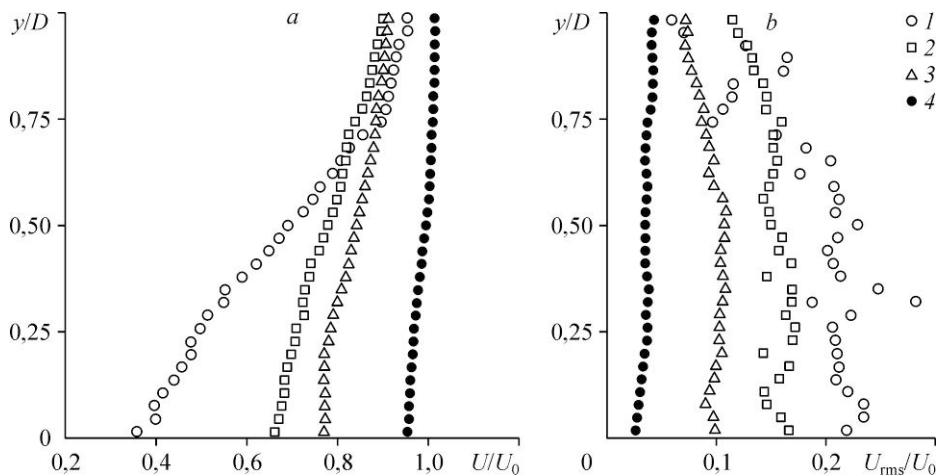


Рис. 4. Профиль продольной компоненты скорости на расстоянии D перед вторым диском.
 а — средняя скорость, б — среднеквадратичное отклонение скорости;
 два диска при $L_x = 4D$ (1), $6D$ (2), $8D$ (3), одиночный диск (4).

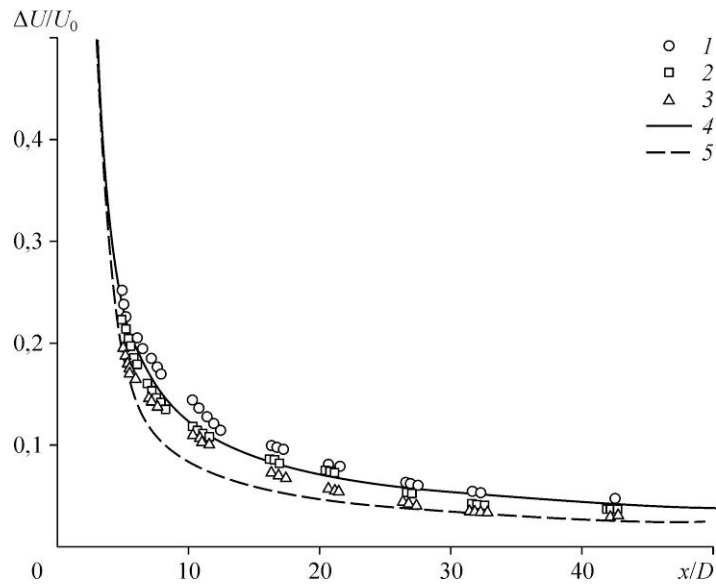


Рис. 5. Затухание нормированного на скорость набегающего потока дефицита продольной компоненты скорости за парой соосных дисков при $L_x = 4D$ (1), $6D$ (2), $8D$ (3), $L_y = 0$ (4) (G -модель) и одиночного диска (5) из работы [12].

где a и x_0 определяются типом обтекаемого затупленного тела, а дефицит скорости ΔU на оси — уравнением (1). На рис. 5 показано распределение дефицита скорости, нормированное на скорость набегающего потока вдоль оси дисков далеко вниз по потоку для трех продольных размеров пары дисков L_x . Здесь и далее на рис. 6–8 символами показаны экспериментальные данные, полученные из PIV-осредненных полей скорости, а линиями представлены аппроксимирующие кривые G -модели, полученные по формуле (2). Для всех случаев дефицит скорости достигает максимального значения в точке $x/D = 4$, и далее, после зоны возвратного течения за вторым диском, при дальнейшем удалении

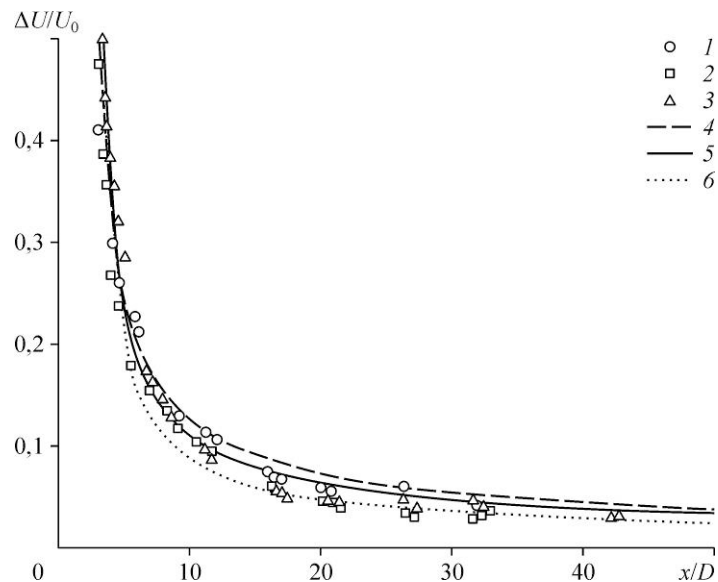


Рис. 6. Затухание нормированного дефицита скорости за дисками при $L_x = 4D$ (1), $6D$ (2), $8D$ (3) при сдвиге осей на $L_y = 0,5D$ и сопоставление с аппроксимирующими кривыми. Два диска при $L_y = 0$ (4), $0,5$ (5), одиночный диск (6).

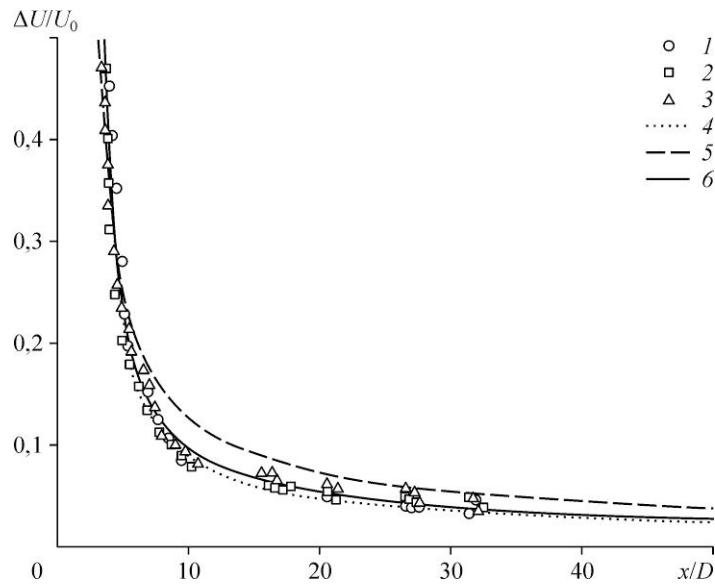


Рис. 7. Затухание нормированного дефицита скорости за дисками при $L_x = 4D$ (1), $6D$ (2), $8D$ (3) при сдвиге осей на $L_y = 1D$ и сопоставление с аппроксимирующими кривыми. Одиночный диск (4), два диска при $L_y = 0$ (5), $1D$ (6).

вниз по потоку он быстро уменьшается и выходит на постоянное значение, определяемое степенью пульсаций набегающего потока, аналогично измеренному дефициту скорости за одиночным диском [12]. Экспериментальные точки дефицита продольной компоненты скорости вдоль оси пары дисков вниз по течению хорошо укладываются на предложенную степенную зависимость ($\sim x^{-2/3}$) для затухания турбулентного следа за затупленными телами, различаются только эмпирические коэффициенты в (2). Если для одиночного диска в работе [12] эти коэффициенты были определены как $a = 0,31$ и $x_0 = 3,2$, то для пары дисков с $L_x = 4D$, $6D$ и $8D$ коэффициенты принимают другие очень близкие друг к другу значения, которые аппроксимируются средней кривой при $a = 0,49$ и $x_0 = 2,1$. Как видно из графика, в интервале $5 < x/D < 40$ интегральная кривая, характеризующая дефицит скорости за тандемом дисков, располагается выше кривой для дефицита за одиночным диском. Также можно отметить существование слабой зависимости формы дальнего следа от расстояния между дисками, с ростом которого форма следа приближается к форме, имеющей место за одиночным диском. Как и за одиночным диском, дефицит скорости за парой дисков для всех продольных размеров L на расстоянии $x/D \approx 40$ выходит на постоянное значение $\Delta U(x)/U_0 \approx 0,05$, определяемое уровнем пульсаций набегающего потока. Отметим, что для $L_x = 8D$ дефицит скорости начинает совпадать с дефицитом для одиночного диска уже на расстояниях $x/D > 30$.

Исследуем влияние на затухание дальнего следа поперечного сдвига между осями у пары дисков. На рис. 6, 7 представлены экспериментальные зависимости изменения дефицита продольной компоненты скорости за дисками при $L_x = 4D, 6D, 8D$ и $L_y = 0,5D, 1D$, даны сопоставления с аппроксимирующими кривыми (2) согласно степенной зависимости $-2/3$. Коэффициенты в модели (2) для затухания дефицита за вторым диском принимают значения $a = 0,42$ и $x_0 = 2,67$ для $L_y = 0,5D$ и $a = 0,34$ и $x_0 = 2,9$ для $L_y = 1D$.

Анализируя распределения дефицита скорости вниз по потоку при рассматриваемых расположениях дисков, можно заключить, что происходит смещение кривой дефицита в сторону одиночного диска при увеличении поперечного сдвига между осями дисков. Кривая для сдвига $L_y = 0,5D$ находится ближе к кривой для соосных дисков, но при увеличении сдвига до $L_y = 1D$ кривая дефицита уже практически полностью совпадает

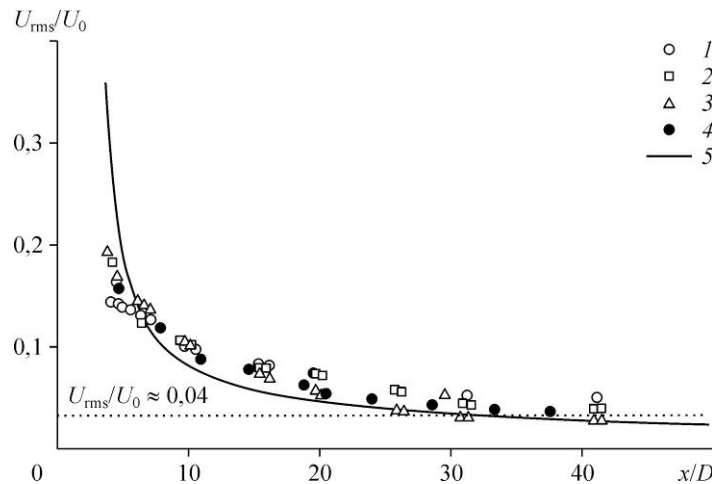


Рис. 8. Затухание нормированного среднеквадратичного отклонения скорости за тандемом дисков при $L_x = 4D$ (1), $6D$ (2), $8D$ (3), за одиночным диском (4) из работы [12] и за одиночным диском по G -модели (5).

с затуханием продольной компоненты скорости для одиночного диска. Это ожидаемый результат, так как в последнем случае второй диск практически полностью находится в зоне свободного потока. Также здесь следует отметить слабую зависимость затухания дефицитов скорости от продольного размера дисковой пары $L_x = 4D$, $6D$, и $8D$.

В завершение исследования рассмотрим вопрос о затухании пульсаций скорости за двумя соосными дисками. На рис. 8 символами представлено распределение пульсаций продольной компоненты скорости за вторым диском вниз по потоку при разных продольных расстояниях между парой дисков. Наибольший уровень пульсаций предсказуемо приходится на область, расположенную сразу за областью возвратного течения второго диска, где наблюдается максимальный градиент скорости. Для сравнения сплошной линией на рис. 8 представлена аппроксимация затухания пульсаций с помощью модели (2), использованной для описания пульсаций скорости в следе за одиночным диском [12].

Уровень пульсаций скорости за парой одноосных дисков для $L_x = 4D$, $6D$ и $8D$ после $x/D > 8$ практически совпадает и незначительно превосходит уровень аппроксимирующей кривой для затухания пульсаций в следе одиночного диска [12]. Таким образом, среднеквадратичное отклонение пульсаций скорости за соосной парой дисков, как и в случае одиночного диска, имеет сходный характер с затуханием дефицита скорости (2) по степенной зависимости $-2/3$, т.е. $U_{rms}/\Delta U \approx 1$. Этот вывод остается справедливым также и при поперечном смещении осей дисков в паре. В работах [10, 11] утверждается, что измерение уровня дефицита скорости становится критичным для диагностирования, когда он уменьшается до уровня турбулентных пульсаций набегающего потока, то есть след и его пульсации становятся неразличимыми на фоне внешних возмущений, а экспериментальные данные выходят на постоянное значение. Это было подтверждено в работе [12] и в текущем эксперименте — ожидаемо было установлено данное ограничение при определении затухания дефицита и пульсаций продольной компоненты скорости. На расстоянии $x/D \approx 40$ значение дефицита скорости и уровень пульсаций выходили на постоянное значение ($\Delta U/U_0 \approx U_{rms}/U_0 \approx 0,04$), что соответствовало уровню пульсаций набегающего потока для экспериментальных условий водного канала.

Еще один интересный факт связан с тем, что на уровень дефицита скорости в дальнем следе расстояние между дисками оказывает небольшое влияние, но от него сильно зависит поведение ближнего следа за вторым диском в паре. Из анализа профилей скорости и ее пульсаций перед вторым диском (рис. 4) видно, что они сильно неравномерны и различны. Оказалось, что эта разная неравномерность перед вторым диском в паре не сильно влияет на законы затухания дальнего следа и его пульсаций, но очень сильно

влияет на ближний след и размеры застойной зоны за вторым диском. Напрашивается вывод, что на развитие дальнего следа большее влияние оказывает расположение первого диска, а на ближний след — расположение второго.

Заключение

В настоящей работе с помощью цифровой трассерной визуализации изучено затухание дальнего следа и уровня его турбулентных пульсаций за парой двух тонких дисков диаметром D , расположенных перпендикулярно набегающему потоку. Экспериментальное исследование выполнялось в водном канале ($Re \approx 2 \cdot 10^5$) при варьировании продольного расстояния между дисками ($L_x = 4D, 6D$ и $8D$) и различным поперечном сдвиге между осями дисков ($0, 0,5D$ и $1D$).

В исследовании дальнего следа за парой дисков для всех указанных пространственных конфигураций было установлено, что закон затухания дефицита продольной компоненты осредненной скорости подчиняется хорошо известной степенной зависимости $\sim x^{-2/3}$, установленной ранее для обтекания отдельных затупленных тел при относительно больших числах Рейнольдса. По величине максимальный дефицит скорости в следе за парой из двух дисков оказался больше, чем в следе за одиночным диском. Однако различие между интенсивностью дальнего следа для разных расстояний между дисками ($L_x = 4D, 6D$ и $8D$) оказалось незначительным по сравнению с его различием между следами за парой дисков и отдельным диском. В противоположность этому выводу влияние расстояния между дисками оказалось существенным для развития ближнего следа.

Список литературы

1. Zdravkovich M.M. Review of flow interference between two circular cylinders in various arrangements. // Trans. ASME. J. Fluids Eng. 1977. Vol. 99, No. 4. P. 618–633.
2. Auteri F., Belan M., Gibertini G., Grassi D. Normal flat plates in tandem: An experimental investigation. // J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. 2008. Vol. 6, No. 96. P. 872–879.
3. Hacısevki H., Teimourian A. Comparison of flow structures in the wake region of two similar normal flat plates in tandem and a square cylinder // Exp. Therm. Fluid Sci. 2015. Vol. 69. P. 169–177.
4. Porté-Agel F., Wu Y.T., Chen C.H. Numerical study of the effects of wind direction on turbine wakes and power losses in a large wind farm // Energies. 2013. Vol. 6, No. 10. P. 5297–5313.
5. Yang X., Kang S., Sotiropoulos F. Computational study and modeling of turbine spacing effects in infinite aligned wind farms // Physics of Fluids. 2012. Vol. 24, No. 11. P. 115107-1–115107-28.
6. Aubrun S., Loyera S., Hancock P.E., Hayden P. Wind turbine wake properties: Comparison between a non-rotating simplified wind turbine model and a rotating model // J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. 2013. Vol. 120. P. 1–8.
7. Roshko A. On the wake and drag of bluff bodies // J. of Aeronautical Sci. 1955. Vol. 2. P. 124–132.
8. Yang J., Liu M., Wu G., Zhong W., Zhang X. Numerical study on coherent structure behind a circular disk // J. Fluids Struct. 2014. Vol. 51. P. 172–188.
9. Новиков Б.Г. О влиянии малого суммарного импульса на развитие следа за самодвижущимися телами // Теплофизика и аэромеханика. 2009. Т. 16, No. 4. С. 597–624.
10. Johansson P.B., George W.K., Gourlay M.J. Equilibrium similarity, effects of initial conditions and local Reynolds number on the axisymmetric wake // Physics of Fluids. 2003. Vol. 15, No. 3. P. 603–617.
11. Johansson P.B., George W.K. The far downstream evolution of the high-Reynolds number axisymmetric wake behind a disk. Part 1. Single-point statistics // J. Fluid Mech. 2006. Vol. 555. P. 363–385.
12. Наумов И.В., Литвинов И.В., Миккельсен Р.Ф., Окулов В.Л. Исследование затухания следа за диском в гидроканале при больших числах Рейнольдса // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, No. 6. С. 683–692.
13. Nakamura Y.N. Vortex shedding from bluff bodies and a universal Strouhal number // J. Fluids Struct. 1996. Vol. 10. P. 159–171.
14. Bentley J.P., Nichols A.R. The mapping of vortex fields around single and dual bluff bodies // Flow Meas Instrum. 1990. Vol. 1. P. 278–286.
15. Okulov V.L., Naumov I.V., Mikkelsen R.F., Kabardin I.K., Sørensen J.N. A regular Strouhal number for large-scale instability in the far wake of a rotor // J. Fluid Mech. 2014. Vol. 747. P. 369–380.
16. Наумов И.В., Рахманов В.В., Окулов В.Л., Велте К.М., Майер К.Е., Миккельсен Р.Ф. Диагностика течения за моделью ротора трехлопастной турбины // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19, No. 3. С. 268–278.
17. Naumov I.V., Mikkelsen R.F., Okulov V.L., Sørensen J.N. PIV and LDA measurements of the wake behind a wind turbine model // J. of Physics: Conference Series. 2014. Vol. 524, No. 1. P. 12168–12177.

Статья поступила в редакцию 30 октября 2015 г.,
после доработки — 24 декабря 2015 г.