

УДК 532.517.4

Е. В. Палкин, Р. И. Мулляджанов

*Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия*

*Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 1, Новосибирск, 630090, Россия*

rustammul@gmail.com

**НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ
В ЗАДАЧЕ ОБТЕКАНИЯ ЦИЛИНДРА ПОТОКОМ ЖИДКОСТИ
В УЗКОМ ЗАЗОРЕ ПРИ $Re = 3\,750$ ***

В инженерных приложениях и в природе часто реализуются течения жидкости или газа между двумя ограничивающими поверхностями. В данной работе при помощи численного моделирования уравнений Навье – Стокса методом крупных вихрей (Large-Eddy Simulations) исследована задача обтекания цилиндра в узком зазоре при числе Рейнольдса $Re_D = 3\,750$, построенном по диаметру цилиндра, и среднерасходной скорости набегающего потока. Показано влияние ограничивающих стенок при сравнении линий тока осредненного течения со случаем обтекания бесконечного цилиндра однородным потоком при сравнимом числе Рейнольдса. Сравнение осредненных по времени полей скорости перед и за цилиндром показало хорошее согласие с экспериментальными данными при учете высокой чувствительности характерных вихревых структур к числу Рейнольдса и уровню турбулентности набегающего потока. При помощи спектрального анализа выявлены энергонесущие моды в рециркуляционной зоне. Эти низкочастотные колебания характеризуются сменяющимися состояниями с парой доминирующих вихрей, что предположительно должно сильно влиять на теплоперенос около цилиндра.

Ключевые слова: турбулентность, обтекание цилиндра, щелевые сдвиговые течения.

Введение

Турбулентные течения, ограниченные в одном из пространственных направлений некоторой поверхностью, часто встречаются в природе и в инженерных приложениях, таких как атмосферные течения, теплообменники, системы охлаждения и пр. [1; 2]. В такой класс течений попадает и задача о потоке, заключенном между двумя узкими параллельными стенками. При наличии препятствий в таких щелевых потоках, как и во многих задачах обтекания, появляется так называемая вихревая дорожка Кармана,

которая формируется из поочередно срывающихся вихрей с кромок препятствия. Кроме того, в области стыка тела обтекания и параллельных течению стенок образуется система крупномасштабных вихрей в виде «подковы», так называемые подковообразные вихри (рис. 1). Такие вихревые образования оказывают существенное влияние на поток, определяя локальный сдвиг, теплоперенос, акустический шум, коэффициенты сопротивления и подъемной силы, действующей на тело обтекания, эрозию материала в носовой части препятствия и пр. [4]. В связи с этим в литературе активно исследу-

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 14-19-01685.

Авторы благодарны сотрудникам Сибирского суперкомпьютерного центра за предоставленные вычислительные ресурсы.

Палкин Е. В., Мулляджанов Р. И. Низкочастотные пульсации в задаче обтекания цилиндра потоком жидкости в узком зазоре при $Re = 3\,750$ // Сибирский физический журнал. 2017. Т. 12, № 1. С. 43–49.

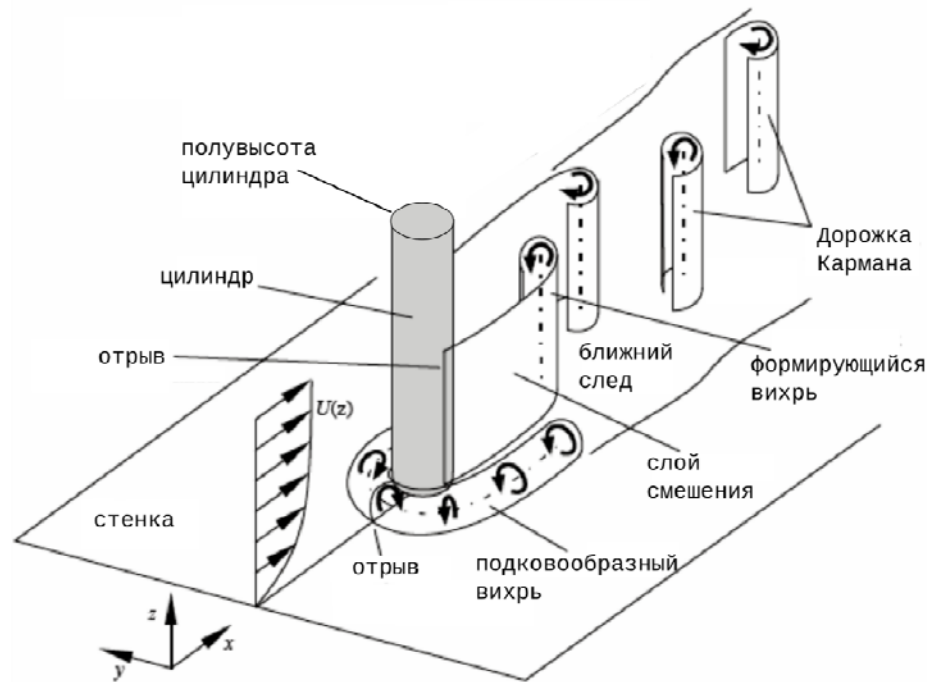


Рис. 1. Схематическая картина течения в нижней полуплоскости канала при обтекании цилиндра набегающим потоком жидкости (иллюстрация заимствована из работы [3])

дуются различные методы управления характеристиками подобных турбулентных течений [5; 6]. Особо нужно выделить задачу о взаимодействии пограничного слоя на теле обтекания и подковообразных вихрей, которые проявляют существенную нестационарность и турбулизируются в следе [7; 8].

Данная работа посвящена исследованию заключенного между двумя ограничивающими стенками потока жидкости или газа в узком зазоре, набегающим на цилиндр диаметром D и высотой $H < D$. Характерные продольный и поперечный размеры канала много больше, чем его высота H . В таких конфигурациях крупномасштабные вихревые структуры в дорожке Кармана имеют вектор завихренности, направленный преимущественно ортогонально плоскости стенок канала, а для подковообразных структур вектор завихренности находится в плоскости набегающего потока. В работе [9] исследовался аналогичный поток в щелевом канале с цилиндрическим препятствием при числе Рейнольдса $Re_H = 10^4$, построенного по толщине водного слоя H . Было показано, что завихренность, индуцированная дорожкой Кармана, имеет значения на порядок больше, чем в вихревых структурах непо-

средственно за цилиндром, однако отмечено, что это отношение зависит от числа Рейнольдса. Исследована также зависимость величины завихренности от геометрии канала и препятствия и показано, что при уменьшении высоты канала H подковообразные вихри становятся интенсивнее и уменьшают свою высоту.

Режим щелевого течения в задаче обтекания характеризуется так называемым числом устойчивости $S = c_f D / H$, предложенным в работе [10], где c_f – коэффициент трения. Карта режимов, описанная в работе [8], указывает на существование трех характерных режимов течения: для $S < 0,2$ наблюдается вихревая дорожка Кармана, для $0,2 < S < 0,5$ наблюдается неустойчивая симметричная рециркуляционная зона за телом обтекания с дорожкой Кармана в дальней области, для $S > 0,5$ – устойчивая рециркуляционная зона без дорожки Кармана. В текущей работе число Рейнольдса $Re_D = 3750$, при этом отношение высоты к диаметру цилиндра $H/D = 0,4$. Согласно [2], эти число Рейнольдса и геометрические характеристики соответствуют режиму с $S < 0,2$. В работе [11] были проведены PIV измерения с таким

же соотношением $H/D = 0,4$ для ряда чисел Рейнольдса, в том числе близкого к рассматриваемому – $Re_D = 4000$, исследована динамика развития подковообразной неустойчивости перед цилиндром и существенная трехмерность течения за цилиндром.

В отрывных потоках зачастую проявляются низкочастотные колебания, которые связаны с модуляцией размеров рециркуляционной области. В работе [12] показано, что при обтекании однородным потоком бесконечно длинного цилиндра наблюдаются два медленно сменяющихся состояния – высоко- и низкоэнергетическое, характеризующиеся соответственно меньшей и большей длиной рециркуляционной зоны. Частота смены этих режимов примерно на два порядка меньше, чем частота попеременного срыва вихрей с поверхности тела обтекания. Некоторые доказательства существования низкочастотных пульсаций были также обнаружены и в задачах обтекания других объектов – сферы или диска [13]. Такие медленные колебания были найдены и при анализе корреляции поля давления и скорости в задаче обтекания призмы и круглого цилиндра в работе [14]. Актуальность исследования подобных модуляционных явлений, проявляющихся с характерной низкой частотой, обусловлена их влиянием на тепло- и массоперенос. Очевидно, что осцилляции тепловой нагрузки могут вызвать нежелательный локальный перегрев конструкции и привести к ее выходу из строя.

В данной работе исследуются характеристики низкочастотных колебаний рециркуляционной зоны за цилиндром в узком канале, чтобы далее оценить колебания теплового потока на стенке цилиндра, вызванные гидродинамическими особенностями отрывного щелевого течения.

Постановка задачи, детали численных расчетов и их результаты

Предлагается исследовать задачу обтекания цилиндра диаметром D потоком жидкости в узком канале высотой $H = 0,4D$. Ось цилиндра перпендикулярна к параллельным стенкам. Используется метод крупных вихрей и подсеточная динамическая модель Смагоринского для численных расчетов уравнений Навье – Стокса. Этот подход хорошо зарекомендовал себя для расчета ди-

намики несжимаемой жидкости [15]. Недавно мы провели серию расчетов для задачи обтекания бесконечного цилиндра однородным потоком жидкости и получили хорошее согласие с литературными данными из эксперимента и прямого численного моделирования уравнений Навье – Стокса [16]. Вычислительная область представляет собой параллелепипед длиной $29D$ в продольном направлении (по потоку) и $20D$ в поперечном, в то время как вдоль цилиндра – $0,4D$ (рис. 2). Декартова система координат (x, y, z) расположена в центре цилиндра на нижней стенке (плоскость $z = 0$), где x – продольная координата, y – поперечная, z – направление вдоль оси цилиндра. Центр цилиндра расположен на расстоянии $14D$ от входной границы, где задан параболический профиль скорости со среднерасходным значением U_∞ и нулевым уровнем турбулентности. Таким образом, число Рейнольдса, построенное по D и U_∞ , задано равным 3750 , чтобы соответствовать условиям экспериментов, в настоящий момент проводимых в ИТ СО РАН М. В. Шестаковым. На выходе из расчетной области используется так называемое конвективное граничное условие. На остальных границах, соответствующих твердым стенкам, ставится условие прилипания. Расчеты проведены при помощи вычислительного кода T-FlowS, основанного на методе конечных объемов и неструктурированных расчетных сетках. Данный вычислительный код прошел тщательную проверку и использовался для расчета различных струйных и отрывных течений [16–20]. Конвективное и диффузионное слагаемые дискретизованы при помощи центрально-разностной схемы второго порядка аппроксимации. Интегрирование по времени произведено с помощью

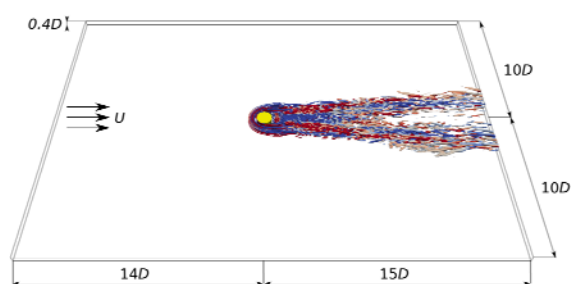


Рис. 2. Вычислительная область. Показана изоповерхность мгновенного Q -критерия, равного 0,5. Цветом обозначена осредненная по времени вертикальная скорость

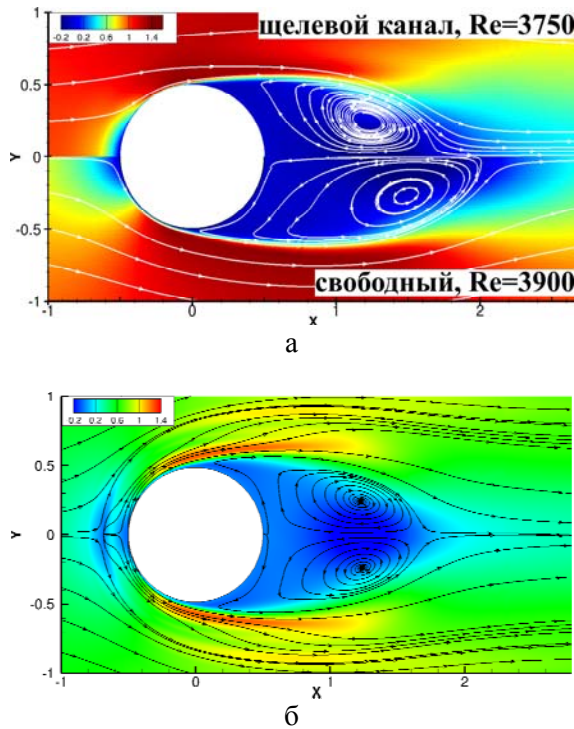


Рис. 3. Поле средней продольной скорости и линии тока: *a* – в сечении $z = 0,2D$ (середина канала), нижняя половина относится к свободному цилиндру при $Re_D = 3900$ с заданной постоянной скоростью на входе [16], верхняя – к щелевой постановке задачи при $Re_D = 3750$ с параболическим профилем скорости на входе; *b* – на высоте $z = 0,07D$, соответствующей наибольшей интенсивности подковообразного вихря. Поля скорости (*a* и *b*) нормированы на значение скорости набегающего потока при $z = 0,2D$ (середина канала)

трехшаговой неявной схемы. Поля скорости и давления связаны при помощи процедуры SIMPLE. Все величины далее в статье безразмерены при помощи U_∞ и D . Шаг по времени при численном интегрировании был равен $0,0025D/U_\infty$, что соответствовало величине безразмерного критерия CFL в пределах $0,6-0,7$, часто используемого для характеристики устойчивости расчета. Расчетная сетка состоит из $8,7 \cdot 10^6$ гексагональных ячеек, чего оказалось достаточным, чтобы удовлетворить требованиям пространственного разрешения пристенной турбулентности в LES (Large-Eddy Simulations) расчетах [21].

На рис. 3, *a* показано осредненное по времени продольное поле скорости на полувысоте канала ($z = 0,2D$). В сравнении со свободным цилиндром рециркуляционная зона сокращается в присутствии стенок с $L_r = 1,54D$ [16] до $1,16D$ вследствие несколько большей скорости потока на данной высоте. На рис. 3, *b* показано осредненное поле продольной скорости на высоте, соответствующей наибольшей интенсивности подковообразного вихря ($z = 0,07D$). Перед цилиндром видны области с существенно трехмерным характером движения благодаря подковообразной неустойчивости [22].

Для верификации проведенного LES расчета мы сравниваем осредненные по времени

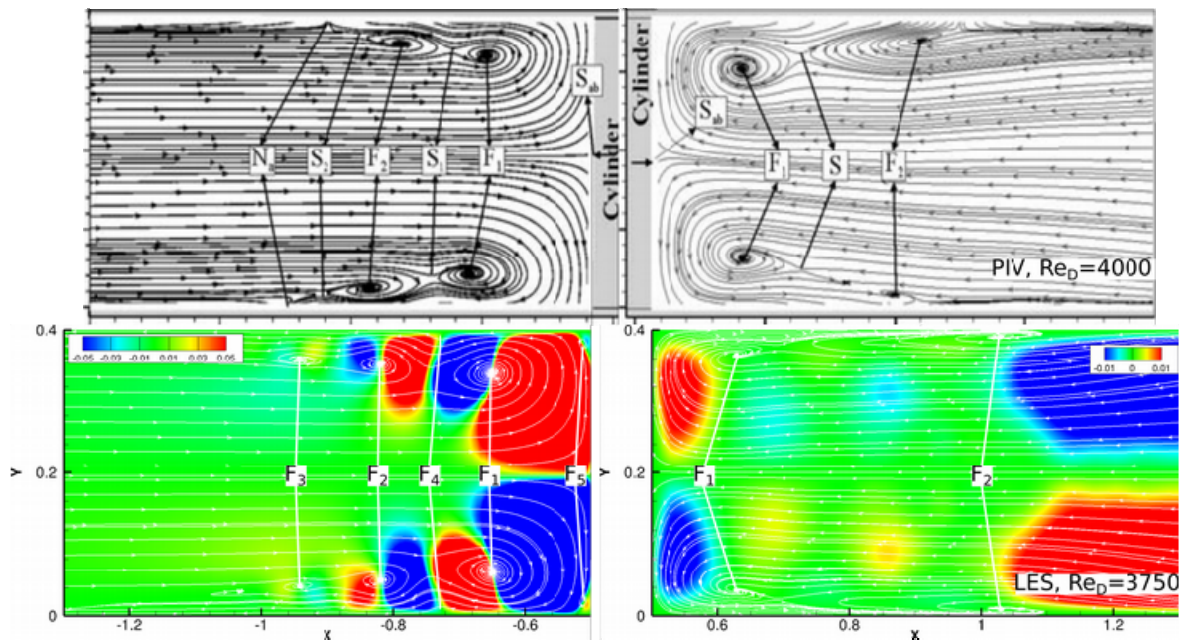


Рис. 4. Линии тока на поле вертикальной компоненты осредненной скорости в сечении $y = 0$ в сравнении с экспериментальными данными работы [11]

характеристики течения с данными эксперимента, полученными при помощи PIV при $Re_D = 4000$ [11]. На рис. 4 показано сравнение линий тока среднего течения вместе с осредненным по времени полем вертикальной компоненты скорости. Видно, что координаты центров основных подковообразных вихрей F_1 и F_2 находятся в хорошем согласии в эксперименте и расчете при учете достаточно сильной чувствительности результатов к числу Рейнольдса и входным граничным условиям [11]. Эти вихри вращаются по часовой стрелке в нижней полуплоскости и против часовой стрелки в верхней. В экспериментальной работе пространственного разрешения PIV измерений было недостаточно около стенок ($z = 0$ и $z = 0,4D$), в результате чего третий центр подковообразного вихря F_3 был принят за точку присоединения потока Na , которая находится существенно выше по течению в нашем случае. Отметим также, что существует индуцированный F_1 и F_2 вихрь F_4 , расположенный между ними, а также пара вихрей F_5 , расположенных в углах у цилиндра. Непосредственно за цилиндром также присутствуют вихреобразные структуры F_1 и F_2 . В целом, в этой области также наблюдается хорошее согласие между экспериментальными и численными данными, а некоторые расхождения могут объясняться различием в параметрах задачи (числом Рейнольдса) и большой чувствительностью положения вихрей к характеристикам набегающего потока.

Рисунок 5, *a* показывает мгновенную и отфильтрованную (сглаженную) по времени вертикальную компоненту скорости около поверхности цилиндра и спектр этого сигнала. На нем видно, что осредненный мгновенный сигнал имеет некую низкочастотную квазипериодическую модуляцию в своем составе.

Спектр сигнала, представленный на рис. 5, *б* не содержит частоты срыва вихрей и неустойчивости Кельвина – Гельмгольца, так как точка находится в внутри рециркуляционной зоны вблизи цилиндра. Здесь были идентифицированы низкочастотные процессы, которые более детально обсуждаются далее.

На рис. 6 показаны мгновенные линии тока и поле вертикальной компоненты скорости, идентифицирующие вихревые структуры, возникающие за цилиндром. Очевидно,

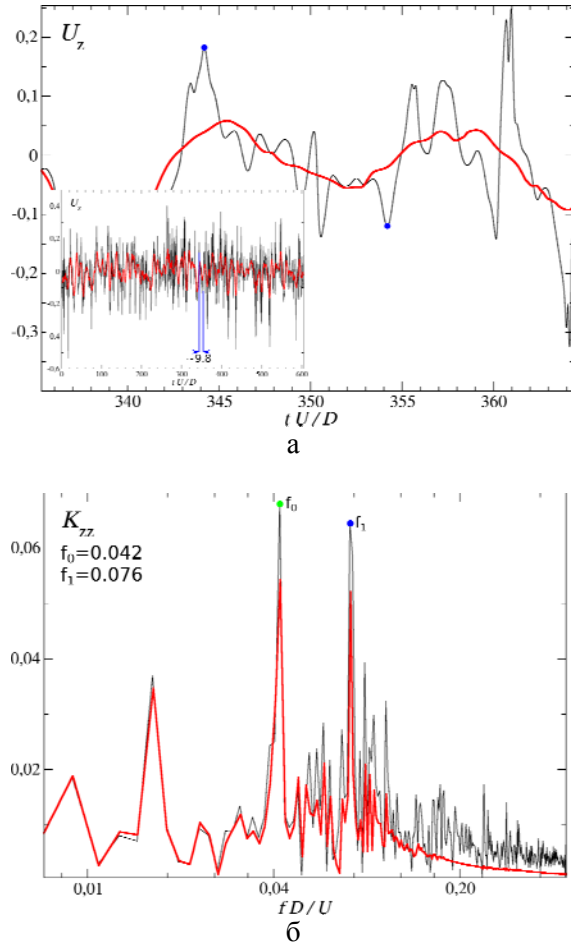


Рис. 5. Пример сигнала вертикальной скорости (*a*) в точке $x = 0,6D$, $z = 0,2D$ (черной линией обозначен мгновенный сигнал, красной – осредненный сигнал по интервалу времени $\Delta t U_\infty / D = 5$; синими точками отмечены моменты времени, соответствующие рис. 6, *a* и *б*, синие линии указывают на эти же точки). Спектр турбулентной кинетической энергии K_{zz} (*б*), построенный по мгновенному сигналу, показанному на рисунке *a* (точками отмечены энергонесущие кратные моды, соответствующие смене фазы вихревой структуры за цилиндром)

что, в соответствии с осредненной по времени картиной течения, в верхней полуплоскости основным является вихрь, вращающийся по часовой стрелке, а в нижней – против часовой. Однако состояние с примерно равными по размеру вихрями снизу и сверху в динамике почти не проявляется, в то время как один из вихрей явно доминирует над другим. На рис. 6 показаны два последовательных кадра с интервалом в $\Delta t U_\infty / D = 9,8$ (см. рис. 5, *a*), демонстрирующих картину течения в приблизительно противоположных фазах, когда около одной стенки находится большой вихрь, прижи-

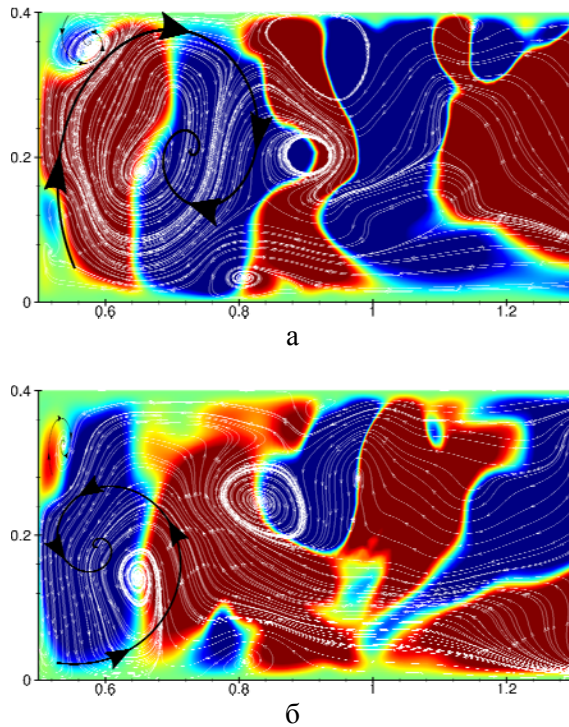


Рис. 6. Линии тока и мгновенное поле вертикальной скорости в сечении $y = 0$ за цилиндром в некоторой фазе (а) и в фазе, противоположной ей (б). Черными спиральными линиями обозначены основные вихри, стрелками показано направление их вращения. Временной интервал между кадрами соответствует интервалу $\Delta t U_\infty / D = 9,8$ (см. рис. 5, а)

мающий другой вихрь меньшего размера у противоположной горизонтальной границы. Согласно спектральному анализу средняя частота таких явлений равна примерно $0,04U_\infty/D$. Влияние выявленных низкочастотных флуктуаций на теплообмен будет исследоваться в дальнейшем.

Заключение

В данной работе при помощи численных расчетов методом LES исследовалась задача обтекания цилиндра в щелевом канале при числе Рейнольдса $Re_D = 4000$, построенного по диаметру цилиндра и среднерасходной скорости набегающего потока. Конфигурация течения соответствует экспериментальной установке в ИТ СО РАН, на которой в данный момент проводятся предварительные эксперименты, при этом отношение расстояния между параллельными стенками H к диаметру цилиндра D составляет $0,4$. Показана существенная трехмерность данного течения в соответствии с эксперимен-

тами [9; 22]. Проанализированы профили средней скорости в некоторых сечениях, показано хорошее согласие с экспериментальными данными из работы [11]. Небольшое расхождение в положении вихрей в осредненных по времени данных обуславливается высокой чувствительностью характеристик потока к значению числа Рейнольдса и уровню турбулентности набегающего потока. Обнаружено присутствие низкочастотных мод в этом течении и показано их соответствие некоторым наблюдаемым физическим процессам в рециркуляционной зоне за цилиндром. Показано, что динамика рециркуляционной зоны представляется собой систему из двух вихрей разного размера, которые попеременно меняются местами, что должно существенно влиять на процессы теплообмена с поверхности цилиндра.

Список литературы

1. *Ostaneck J., Thole K.* Wake development in staggered short cylinder arrays within a channel // *Exp. Fluids*. 2012. Vol. 53. P. 673–697.
2. *Carmer C.* Shallow Turbulent Wake Flows: Momentum and Mass Transfer due to Large-Scale Coherent Vortical Structures. PHD in Universität Karlsruhe. Heft 2005/2
3. *Akilli H., Rockwell D.* Vortex formation from a cylinder in shallow water // *Physics of Fluids*. 2002. Vol. 14. No. 9. P. 2957–2967.
4. *Simpson R.* Junction flows // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 2001. Vol. 33. P. 415–443.
5. *Fu H., Rockwell D.* Shallow flow past a cylinder: control of the near wake // *J. Fluid Mech.* 2005. Vol. 539. P. 75–97.
6. *Fu H., Rockwell D.* Shallow flow past a cylinder: transition phenomena at low Reynolds number // *J. Fluid Mech.* 2005. Vol. 540. P. 1–24.
7. *Armellini A., Casarsa L., Giannattasio P.* Separated flow structures around a cylindrical obstacle in a narrow channel // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2009. Vol. 33. P. 604–619.
8. *Chen D., Jirka G.* Experimental study of plane turbulent wakes in a shallow water layer // *Fluid Dyn. Res.* 1995. Vol. 16. P. 11–41.
9. *Sumner D., Dansereau O., Hersheltine J.* Vortex shedding from a finite circular cylinder of small aspect ratio // *Proceedings of the Ca-*

nadian Society for Mechanical Engineering Forum – CSME Forum. 2004. P. 625–633.

10. Ingram R., Chu V. Flow around islands in rupert bay: An investigation of the bottom friction effect // J. Geophysical Research. 1987. Vol. 92. P. 14521–14533.

11. Ozturk N., Akkoca A., Sahin B. PIV measurements of flow past a confined cylinder // Exp. Fluids. 2008. Vol. 44. No. 6. P. 1001–1014.

12. Lehmkuhl O., Rodriguez I., Borrell R., Oliva A. Low-frequency unsteadiness in the vortex formation region of a circular cylinder // Phys. Fluids. 2013. Vol. 25. No. 8. P. 085109:1–21.

13. Berger E., Scholz D., Schumm M. Coherent vortex structures in the wake of a sphere and a circular disk at rest and under forced vibrations // J. Fluid Struct. 1990. Vol. 4. P. 231–257.

14. Miao J., Wang J., Chou J., Wei C. Characteristics of the low-frequency variations embedded in vortex shedding process // J. Fluid Struct. 1999. Vol. 13. P. 339–359.

15. Sagaut P. Large Eddy Simulation For Incompressible Flows. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 2001. ISBN 3-540-67890-5.

16. Palkin E., Mullyadzhanov R., Hadziabdic M., Hanjalic K. Scrutinizing URANS in shedding flows: The case of cylinder in cross-

flow in the subcritical regime // Flow Turbul. Combust. 2016. Vol. 97. No. 4. P. 1017–1046.

17. Hadziabdic M., Hanjalic K., Mullyadzhanov R. LES of turbulent flow in a concentric annulus with rotating outer wall // Int. J. of Heat and Fluid Flow. 2013. Vol. 43. P. 74–84.

18. Mullyadzhanov R., Abdurakipov S., Hanjalic K. Helical structures in the near field of a turbulent pipe Jet // Flow Turbul. Combust. 2016. P. 1–22.

19. Mullyadzhanov R., Hadziabdic M., Hanjalic K. LES Investigation of the hysteresis regime in the cold model of a rotating-pipe swirl burner // Flow Turbul. Combust. 2015. Vol. 94. P. 175–198.

20. Mullyadzhanov R., Ilyushin B., Hanjalic K. On dynamics and secondary currents in meandering confined turbulent shallow jet // Int. J. of Heat and Fluid Flow. 2015. Vol. 56. P. 284–289.

21. Piomelli U., Chasnov J. Large-Eddy Simulations: Theory and Applications. In Transition and Turbulence Modelling / Eds. M. Hallback, D. Henningson, A. Johansson, P. Alfredsson. Kluwer, 1996.

22. Ozturk N., Sahin B. Behaviour of flow at the junction of cylinder and base plate in deep water // Measurement. 2009. Vol. 42. No. 2. P. 225–240.

Материал поступил в редколлегию 15.12.2016

E. V. Palkin, R. I. Mullyadzhanov

*Novosibirsk State University
2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

*Institute of Thermophysics SB RAS
1 Acad. Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

rustammul@gmail.com

LOW-FREQUENCY FLUCTUATIONS IN THE FLOW OVER CONFINED CYLINDER IN A NARROW RECTANGULAR DUCT AT $Re = 3750$

Flows between two closely spaced bounding surfaces are frequently appear in engineering applications and natural flows. In current paper the flow over a cylinder in a narrow rectangular duct was investigated by numerical computations of Navier-Stokes equations using Large eddy simulations (LES) at $Re_D = 3750$ based on cylinder diameter and the bulk velocity at inflow boundary. The influence of the bounding walls was demonstrated by comparing mean flow streamlines with the flow over an infinite cylinder at close Reynolds numbers. A comparison between the time-averaged velocity field in front and past the cylinder with experimental from the literature data showed good agreement although the characteristic horseshoe vortex structures are highly sensitive to Reynolds number and turbulence level at inflow boundary. Most energetic modes in recirculating region were revealed by spectral analysis. These low-frequency modulations were characterized by the pair of dominating vortices which are expected to have high influence on the heat transfer in near wake of the cylinder.

Keywords: turbulence, flow over cylinder, shallow wake shear flow.