

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ОБТЕКАНИЯ НЕСКОЛЬКИХ ПЛАСТИН НА ЭКРАНЕ\*

А. Н. Рябинин

Санкт-Петербургский государственный университет,  
Российская Федерация, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7-9

Изучается возможность применения уравнений Навье—Стокса, осредненных по Рейнольдсу, для описания несимметричных режимов обтекания рядов, составленных из плоских пластин на экране. Используются модели турбулентности  $k - \omega$  и Shear stress transport (SST). Двумерные методы расчета предсказывают появление двух несимметричных режимов обтекания решетки, составленной из пластин, для достаточно густых решеток. Однако граничное значение густоты решетки, которое разделяет симметричные и несимметричные режимы обтекания, принимает для разных моделей турбулентности разные значения. Трехмерные расчеты обтекания четырех пластин, установленных на экране, показали, что параметром, определяющим режим обтекания (симметричный или несимметричный), может служить эффективная густота. Были определены размеры и форма рециркуляционных зон с использованием модели турбулентности  $k - \omega$ . Они близки к размеру и форме рециркуляционных зон, наблюдающихся в эксперименте. Другая модель турбулентности — SST — несимметричный режим обтекания не предсказывает. Расчеты продемонстрировали, что при большом отношении высоты пластин к ширине существует нестационарный режим обтекания. Режим характеризуется периодическими колебаниями сил, действующих на пластины. Библиогр. 15 назв. Ил. 7. Табл. 1.

*Ключевые слова:* численное исследование, плохо обтекаемые тела, рециркуляционная зона, аэродинамический коэффициент.

**Введение.** Во многих случаях наблюдается несколько режимов течения вблизи плохо обтекаемых тел, расположенных рядом, при одинаковой скорости и направлении набегающего потока. Существует два режима обтекания двух параллельных цилиндров, расположенных рядом на расстоянии 0,5–1,8 диаметра, когда плоскость, проходящая через оси цилиндров, перпендикулярна вектору скорости набегающего потока [1, 2]. Поток при этом отклоняется в сторону одного из цилиндров [3]. Отклонение струи в какую-либо сторону происходит и в случае внезапного расширения течения в канале [4, 5].

Третьим примером является решетка, составленная из плохо обтекаемых профилей. При достаточно большом расстоянии между профилями картина осредненного течения в следе имеет период, совпадающий с периодом решетки. Сближение профилей ведет к появлению нескольких режимов обтекания. По-видимому, первые экспериментальные исследования нескольких режимов опубликованы в статье [6]. В аэродинамической трубе с закрытой рабочей частью изучалось течение в следе за решеткой, составленной из пластин с острыми кромками. Решетки из двух, трех и четырех пластин имели густоту  $q = w/l$ , принимавшую значения 0,308, 0,462, 0,615, где  $w$  — поперечный размер профиля решетки,  $l$  — шаг решетки (расстояние между центрами соседних профилей). В случае двух густых решеток наблюдались режимы со слиянием струй, протекающих между пластинами. Два различных режима обтекания сменяли друг друга при незначительном изменении геометрии решетки. Для решетки с тремя пластинами в одном режиме сливались струи, омывающие с двух сторон крайние пластины. В другом режиме происходило слияние струй, омывающих среднюю пластину. Обтекание четырех пластин характеризовалось слиянием с одной

\*Работа выполнена при финансовой поддержке СПбГУ (проект 6.0.24.2010).

стороны решетки трех струй, с другой стороны — двух струй. Два режима обтекания были зеркальными отражениями друг друга относительно плоскости, делящей рабочую часть аэродинамической трубы пополам.

Поперечное обтекание рядов пластин большого удлинения, ограниченных концевыми шайбами, производилось в аэродинамической трубе с открытой рабочей частью [7]. Исследовались две, три и четыре плоские пластины, ориентированные нормально к потоку. Большинство экспериментов было выполнено при числах Рейнольдса, определенных по ширине пластины  $Re = (0,6-1,9) \cdot 10^4$ . Измеренные коэффициенты сопротивления, а также визуализация течения с помощью дыма, сходящего с нагретой проволоки, позволили определить значение густоты решетки, при котором происходит переход к нескольким несимметричным режимам обтекания, и провести классификацию режимов. Отметим, что граничное значение густоты для решеток из трех и четырех пластин  $q = 0,31$ .

В работах [8–10] неоднозначность картины обтекания экспериментально изучалась в следе нескольких параллелепипедов, расположенных на экране в ряд перпендикулярно вектору скорости набегающего потока. Для визуализации течения в следе применялись шелковинки. За параллелепипедами определялось расположение критических точек, в которых средняя скорость потока равна нулю. Между параллелепипедом и критической точкой располагается рециркуляционная зона. При достаточно большом расстоянии между центрами соседних параллелепипедов  $l$  существует единственный режим обтекания с одинаковыми рециркуляционными зонами. Уменьшение шага  $l$  ведет к появлению неоднозначности обтекания. Между параллелепипедами с длинными рециркуляционными зонами располагается один или два параллелепипеда с короткими зонами. Дальнейшее уменьшение  $l$  сопровождается появлением режимов обтекания, в которых между параллелепипедами с длинными рециркуляционными зонами расположено три и более параллелепипедов с короткими зонами. Оказалось, что критическое значение  $q = w/l$ , соответствующее появлению неоднозначности режимов, зависит от высоты параллелепипедов  $h$  и практически не зависит от толщины  $d$  параллелепипеда в направлении набегающего потока. Впрочем, в большинстве опытов толщина менялась в небольших пределах,  $d < w/2$ . Анализ экспериментальных результатов выявил, что граница неоднозначности режимов зависит от параметра  $q_e$ , который можно назвать эффективной густотой,

$$q_e = q \frac{2h}{w + 2h}.$$

Границе неоднозначности режимов соответствует эффективная густота  $q_e = 0,28$ . В предельном случае очень большой высоты параллелепипедов эта густота не совпадает с граничным значением, установленным для длинных пластин.

В настоящее время все большее распространение для расчета течений вблизи плохо обтекаемых тел получают численные методы. Несмотря на то, что есть факты, указывающие на то, что RANS-методы в некоторых случаях отрывных течений приводят к неправильным результатам [11], эти методы используются для практических расчетов [12]. Целью настоящей работы является исследование возможности применения численных методов расчета для описания неоднозначности режимов поперечного обтекания нескольких пластин (параллелепипедов малой толщины), расположенных в ряд перпендикулярно вектору скорости набегающего потока.

**Расчет обтекания бесконечной решетки пластин в двумерном приближении.** Исследовалось течение вокруг бесконечного ряда пластин, причем предполагалось, что каждая пластина обтекается симметрично, но две соседние пластины могут иметь разные следы. Пластины имеют бесконечную высоту, поэтому обтекание можно рассчитывать в двумерном приближении. Расчетная область в форме прямоугольника включает в себя две половинки соседних пластин (рис. 1). Таким образом, ширина расчетной области равна шагу решетки  $l = 0,1$  м. Длина расчетной зоны от входной границы до пластин  $0,3l$ , расстояние от пластин до выходной границы  $0,6l$ . На входной границе (левая сторона прямоугольной расчетной области на рис. 1) задается значение скорости набегающего потока  $v_0$ , температура  $25^\circ$ , на выходной границе — среднее статическое давление 1 атм. На двух границах расчетной области, проходящих через середины пластин, заданы условия симметрии. На стенках пластины толщиной  $0,05l$  заданы условия прилипания потока.

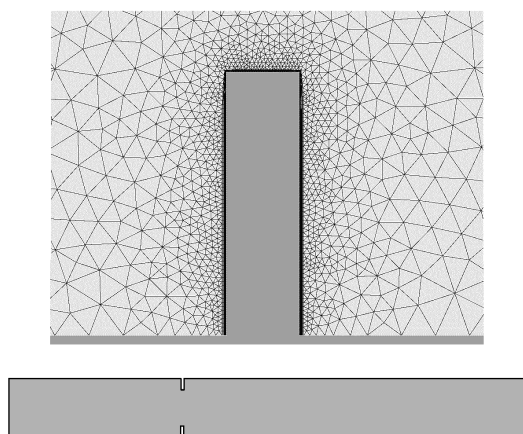


Рис. 1. Конфигурация расчетной области (внизу) и фрагмент сетки вблизи пластины (вверху).

С помощью пакета Ansys CFX-13 [13] решались осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье—Стокса (RANS) методом конечных объемов, основанным на схеме высокого разрешения [14]. Для решения по временным шагам использовалась неявная второго порядка точности обратная схема Эйлера. Расчеты выполнялись на гибридных неструктурированных сетках, которые сгущались в пограничных слоях. Расчеты были на двух типах сеток, отличающихся числом элементов. Число элементов в сетках отличалось для вариантов с разной шириной пластин  $w$ . Сетки малого объема содержали от 9130 до 10280 элементов. Сетки большого объема содержали от 59208 до 62274 элементов. Средняя безразмерная толщина первого слоя сетки  $y^+$  для  $v_0 = 20$  м/с была в диапазонах от 1,34 до 1,46 и от 0,5 до 0,63 для малых и больших сеток соответственно. На рис. 1 изображен фрагмент большой сетки в окрестности пластины. Использовались модели турбулентности  $k - \omega$  и SST (Shear stress transport) [15].

В результате расчета отыскивались стационарные решения. За соседними пластинами определялась длина рециркуляционных зон  $l_*$ . В качестве примера на рис. 2 изображены четыре диаграммы, на которых области с отрицательной проекцией скорости на ось  $x$  (направление набегающего потока) изображены светло-серым цветом.



Рис. 2. Области отрицательной проекции скорости на ось  $x$ , модель  $k-\omega$ , сетки большого объема: а)  $q = 0,36$ ; б)  $q = 0,21$ ; в)  $q = 0,20$ ; г)  $q = 0,18$ .

На рис. 3 даны графики зависимости относительных длин  $l_*/l$  от густоты решетки, отличающиеся моделями турбулентности и скоростью набегающего потока. Представленные результаты получены на больших сетках. Результаты, полученные на сетках малого объема, дают те же критические значения густоты  $q$ .

Обе модели предсказывают существование двух режимов обтекания, если густота превосходит некоторое критическое значение, однако критические значения густоты для двух моделей принимают разные значения, и эти значения отличаются от экспериментально установленной величины для параллелепипедов на экране.

**Расчет трехмерного обтекания четырех пластин на экране.** Расчетный объем представлял собой параллелепипед, на одной из граней которого были установлены четыре пластины шириной  $w$  и высотой  $h$ . Шаг установки пластин  $l = 0,1$  м. Размеры расчетного объема равны: вдоль оси  $x - 2,2$  м, вдоль оси  $y - 1,4$  м, вдоль оси  $z - 0,7$  м  $+h$ . Начало принятой системы координат находится между двумя средними пластинами. Передние грани пластин находятся в плоскости  $x = 0$ . На входной границе ( $x = -0,7$  м) задается значение скорости набегающего потока  $v_0$ , направленной вдоль оси  $x$ , температура воздуха  $25^\circ$ , на выходной границе ( $x = 1,5$  м) — среднее статическое давление 1 атм. На остальных четырех гранях расчетной области заданы условия симметрии. На стенках пластин толщиной  $0,05l$  заданы условия прилипания потока. Расчетная область в двух проекциях изображена на рис. 4.

Расчеты выполнялись также с помощью пакета программ Ansys CFX методом конечных объемов. Расчетные сетки содержали приблизительно 4,3 млн элементов. Сетки сгущались в области пограничных слоев. Основная часть расчетов выполнена с применением модели  $k-\omega$ . В ряде расчетов применены модели  $k-\varepsilon$  и SST. В большей части расчетов принималось, что  $v_0 = 20$  м/с. Безразмерная средняя толщина первого слоя сетки у пластин при этом составляла  $y^+ \approx 8$ . Моделирование пограничного слоя осуществлялось с помощью пристеночных функций. На тех же сетках уменьшение скорости набегающего потока до  $v_0$  до 2 м/с позволило более детально моделировать пограничный слой, снизив  $y^+$  до 1,2.

Геометрические параметры испытанных конфигураций приведены в таблице.

С применением модели турбулентности  $k-\omega$  при скорости  $v_0 = 20$  м/с расчет всех конфигураций пластин, кроме № 7, заканчивался нахождением стационарного режима обтекания. Отклонения от симметричного обтекания были зафиксированы

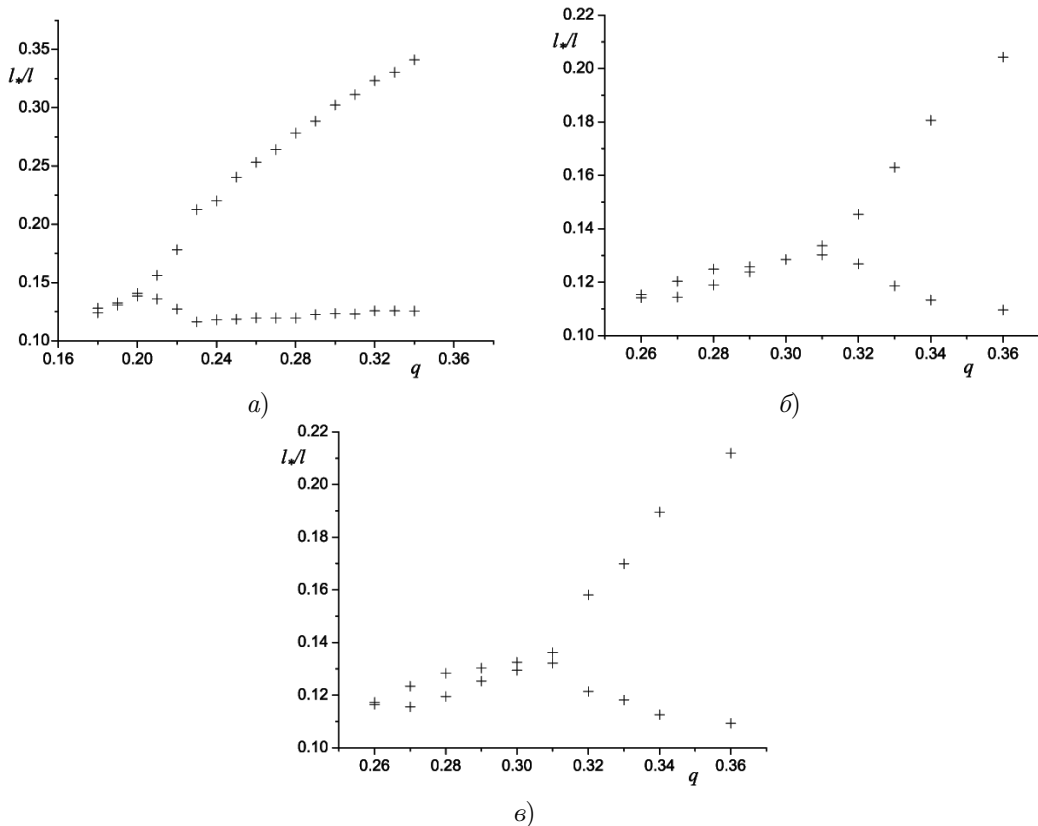


Рис. 3. Зависимость длины рециркуляционной зоны от густоты решетки: а)  $v_0 = 20$  м/с, модель турбулентности  $k - \omega$ ; б)  $v_0 = 20$  м/с, модель турбулентности SST; в)  $v_0 = 5$  м/с, модель турбулентности SST.

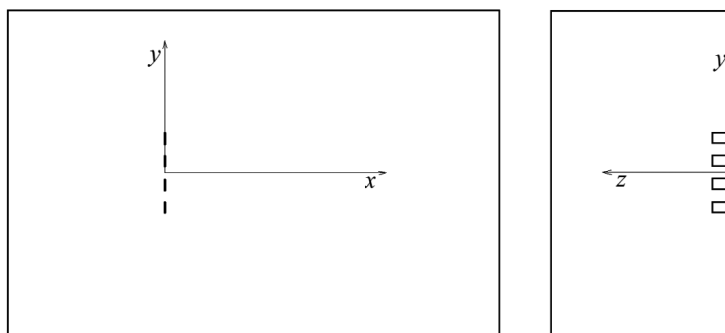


Рис. 4. Схема расчетного объема с четырьмя пластинами в двух проекциях с обозначениями осей принятой системы координат.

только для конфигураций № 8 и № 9. Для указанных конфигураций размеры всех четырех рециркуляционных зон в следе за пластинами были разными. Картина обтекания конфигурации № 8 представлена на рис. 7, помещенном в следующем пара-

Геометрические параметры рядов пластин

№	$w, \text{ м}$	$h, \text{ м}$	$q = w/l$	$h/w$	$q_e$
1	0,05	0,02	0,5	0,4	0,222
2	0,046	0,03	0,46	0,652	0,260
3	0,042	0,04	0,42	0,952	0,275
4	0,05	0,04	0,5	0,8	0,308
5	0,046	0,05	0,46	1,087	0,315
6	0,042	0,07	0,42	1,667	0,323
7	0,042	0,1	0,42	2,381	0,347
8	0,046	0,08	0,46	1,739	0,358
9	0,05	0,07	0,5	1,4	0,368

графе настоящей статьи. Стационарные режимы обтекания конфигураций с №1 по №6 характеризуются симметричным обтеканием. Рециркуляционные зоны за двумя средними пластинами равны или немного больше зон за крайними пластинами. Картина обтекания варианта №8 не меняется при уменьшении скорости до 2 м/с, что соответствует изменению числа Рейнольдса, определенного по ширине пластины, с  $6 \cdot 10^4$  до  $0,6 \cdot 10^4$ . Похожая картина получилась при расчете обтекания конфигурации №8 с использованием модели турбулентности  $k - \varepsilon$  при скорости набегающего потока  $v_0 = 20$  м/с. На рис. 5 приведена зависимость коэффициента сопротивления каждой из четырех пластин от эффективной густоты  $q_e$ . Таким образом, получено, что граничное значение эффективной густоты, соответствующее смене симметричного режима обтекания на несимметричное, находится между 0,323 и 0,358.

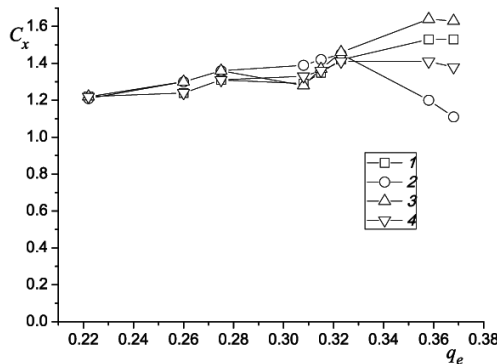
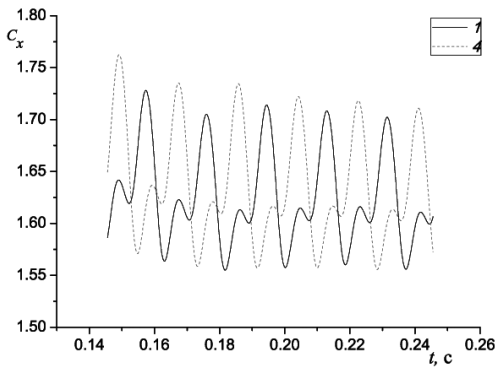
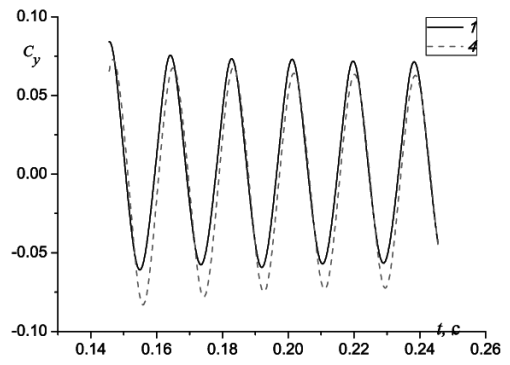


Рис. 5. Коэффициенты сопротивления пластин  $C_x$  в зависимости от эффективной густоты  $q_e$ . 1, 2, 3, 4 — номера пластин.

Обтекание варианта №7 выделяется тем, что полученное решение не является стационарным. На рис. 6 помещены графики зависимости коэффициентов сопротивления и коэффициентов подъемной силы за крайними пластинами. Пластины подвергаются близким к периодическим силам, отличающимся фазами колебаний. Эти силы вызываются срывом вихрей. Силы, действующие на крайние пластины, превышают силы, действующие на внутренние пластины. Число Струхала, соответствующее колебаниям подъемной силы и определенное по ширине одной пластины, равно 0,11. Конфигурация №7 отличается от остальных большим значением отношения высоты к ширине пластины. По-видимому, этим и объясняется то, что счет приводит к нестационарному решению с попеременным сходом вихрей с пластин.



a)

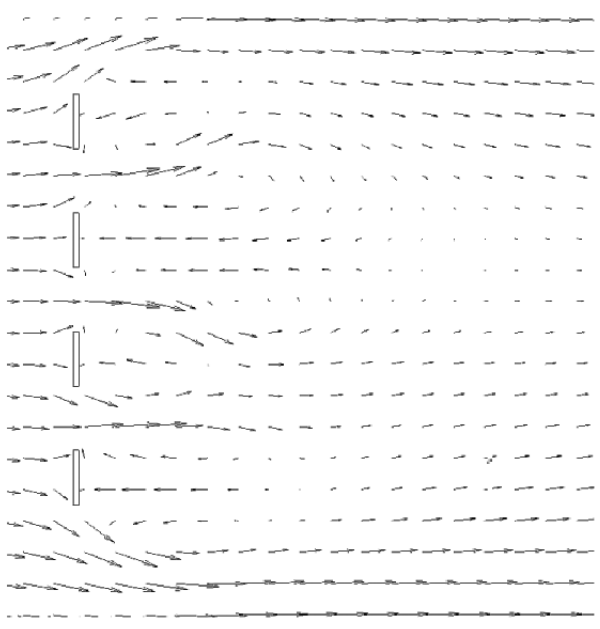


б)

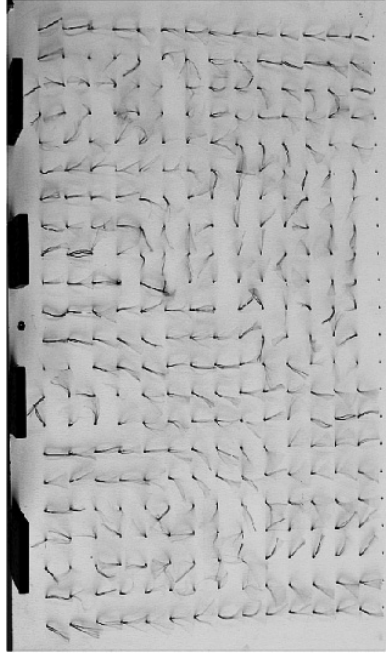
Рис. 6. Коэффициенты аэродинамических сил, действующих на пластины конфигурации № 7: а) коэффициенты сопротивления, б) коэффициенты подъемной силы; 1, 4 — номера пластин.

Расчеты с моделью турбулентности SST конфигурации № 8 дали стационарное симметричное решение. По-видимому, граничное значение эффективной густоты для этой модели турбулентности находится в диапазоне  $q_e > 0,36$ . Как и в случае двумерных расчетов, модели SST и  $k - \omega$  приводят к разным результатам.

**Сравнение результатов расчета трехмерного обтекания четырех пластин на экране с экспериментом. Результаты, полученные численно при расчете**



a)



б)

Рис. 7. Скорости воздуха вблизи экрана: а) результат расчета; б) визуализация течения в эксперименте.

варианта расположения пластин № 8 с применением модели турбулентности  $k - \omega$ , сравнивались с картинками визуализации, полученными при физическом моделировании обтекания в аэродинамической трубе АТ-12 Санкт-Петербургского университета. Скорости потока и размер открытой рабочей части аэродинамической трубы приблизительно соответствовали скоростям потока и размерам расчетного объема. Визуализация осуществлялась с помощью шелковинок, закрепленных на поверхности экрана. Расчетные и экспериментальные картины скоростей потока вблизи экрана приведены на рис. 7. В эксперименте на отклонение шелковинок накладывалось влияние турбулентных пульсаций скорости, в то время как расчет показывает величину и направление средней скорости. Кроме того в расчете поверхность экрана представляется поверхностью симметрии, а в эксперименте на этой поверхности присутствует пограничный слой, развивающийся, в том числе, и под влиянием шелковинок.

Но, несмотря на отличия в математическом и физическом моделировании, можно наблюдать, что картины обтекания демонстрируют очень близкие размеры и очертания рециркуляционных зон. Самая большая рециркуляционная зона формируется за второй сверху пластиной, самая малая зона присутствует за третьей пластиной. Размеры нижней зоны немного превышают размеры верхней зоны.

**Заключение.** Расчеты в двумерном приближении показали, что методы RANS с применением моделей турбулентности  $k - \omega$  и SST (Shear stress transport) предсказывают появление несимметричных режимов обтекания решетки, составленной из пластин, для достаточно густых решеток. Однако граничное значение густоты решетки, которое разделяет симметричные и несимметричные режимы обтекания, принимает для разных моделей турбулентности разные значения. Трехмерные расчеты обтекания рядов пластин, установленных на экране, показали, что параметром, определяющим режим обтекания (симметричный или несимметричный), может служить эффективная густота, введенная ранее по результатам экспериментальных исследований. Размеры и форма рециркуляционных зон, определенные в результате расчета с использованием модели турбулентности  $k - \omega$ , близки к размеру и форме рециркуляционных зон, наблюдающихся в эксперименте. Другая модель турбулентности — SST — для той же конфигурации пластин несимметричный режим обтекания не предсказывает. Расчеты продемонстрировали, что при увеличении отношения высоты пластин к ширине, появляется нестационарный режим обтекания, характеризуемый периодическими изменениями сил, действующих на пластины.

Исследования были проведены с использованием вычислительных ресурсов Ресурсного Центра «Вычислительный центр СПбГУ» (<http://cc.spbu.ru>)

## Литература

1. Bearman P. W., Wadcock A. J. The interaction between a pair of circular cylinders normal to a stream // J. Fluid Mech., 1973. Vol. 61. P. 499–511.
2. Здравкович М. М. Обзор исследования интерференции между двумя круглыми цилиндрами при различном их взаимном расположении // Теоретические основы инженерных расчетов. 1977. Т. 99. № 4. С. 119–137. (Zdravkovich M. Review of flow interaction between two circular cylinders in various arrangements // Trans. ASME I: J. Fluids Engineering, 1977. Vol. 99. P. 618–632.)
3. Божков В. М., Столяров В. П. Поперечное обтекание двух цилиндров в условиях сильной интерференции // Уч. зап. ЦАГИ. 1975. Т. 6. № 5. С. 133–136.
4. Chiang T. P., Tony W. H. Sheu, Robert R. Hwang, A. Sau Spanwise bifurcation in plane-symmetric sudden-expansion flows // Physical Review E, 2002. Vol. 65. 016306, 16 p.



5. Escudier M. P., P. J. Oliveira, R. J. Poole Turbulent flow through a plane sudden expansion of modest aspect ratio // *Physics of Fluids*, 2002. Vol. 14, N 10. P. 3641–3654.
6. Bohl J. G. Das Verhalten paralleler Luftstrahlen // *Ingenieur-Archiv*, 1940. Bd 11. S. 295–314.
7. Hayashi M., Sakurai A., Ohya Y. Wake interference of a row of normal flat plates arranged by side in a uniform flow // *J. Fluid Mech.*, 1986. Vol. 164. P. 1–25.
8. Рябинин А. Н. Множественность режимов дозвукового обтекания нескольких параллелепипедов // *Вестн. Ленингр. ун-та. Сер. 1*. 1988. Вып. 1. С. 107–108.
9. Рябинин А. Н. Множественность режимов обтекания решеток // *Аэродинамика / сб. статей; под ред. Р. Н. Мирошина*. 1997. С. 51–65.
10. Рябинин А. Н. Некоторые задачи аэродинамики плохообтекаемых тел. СПб., 1997. 142 с.
11. Гарбарук А. В., Стрелец М. Х., Шур М. Л. Моделирование турбулентности в расчетах сложных течений: учебное пособие. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2012. 88 с.
12. Мелешико В. А., Рутман Ю. Л. Применение пакета ANSYS CFX для исследования аэродинамической неустойчивости сооружения // *Вестник гражданских инженеров*. 2011. № 1(26). С. 58–61.
13. ANSYS CFX-Solver Modeling Guide. Release 13.0. Canonsburg: ANSYS, Inc., 2010. 604 p.
14. Barth T. J., Jespersen D. C. The design and application of upwind schemes on unstructured meshes // *AIAA Paper*, N 89-0366. P. 1–12.
15. Menter F. R. Review of the shear-stress transport turbulence model experience from an industrial perspective // *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 2009. Vol. 23. N 4. P. 305–316.

Статья поступила в редакцию 27 марта 2014 г.

#### Сведения об авторах

*Рябинин Анатолий Николаевич* — доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник; Anatoly.Ryabinin@pobox.spbu.ru

### NUMERICAL STUDY OF TRANSVERSAL FLOW AROUND A ROW OF PLATES ON THE SCREEN

*Anatoliy N. Ryabinin*

St.Petersburg State University, Universitetskaya nab., 7-9, St.Petersburg, 199034, Russian Federation; Anatoly.Ryabinin@pobox.spbu.ru

The possibility of the application of the Reynolds averaged Navier-Stokes equations for the description of the asymmetrical flow regimes around the row of plates on the screen is studied. Models are used turbulence models  $k - \omega$  and Shear stress transport (SST). Two-dimensional calculation methods predict the existence of two asymmetric flow regimes around the array of plates, for sufficiently dense array. However, the boundary array density separated the symmetric and asymmetric flow regimes for different turbulence models are different. Three-dimensional calculations of the flow around four plates mounted on the screen showed that the parameter determining the flow regime (symmetrical or asymmetrical) is an effective density, introduced earlier by the results of experimental studies. Size and shape of the recirculation regions are determined using the model of turbulence  $k - \omega$ . They are close to the size and shape of the recirculation regions observed in the wind tunnel experiment. Another model of turbulence SST does not predict the asymmetrical flow. Calculations demonstrated that for great height to width ratio unsteady flow regime exists. The regime is characterized by periodic oscillation of the forces acting on the plates. Refs 15. Figs 7. Tables 1.

*Keywords:* numerical study, bluff bodies, recirculation region, aerodynamic coefficient.