

УДК 532.517.4

© 2000 г. П.А. БАРАНОВ, С.В. ГУВЕРНЮК, М.А. ЗУБИН, С.А. ИСАЕВ

ЧИСЛЕННОЕ И ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЦИРКУЛЯЦИОННОГО ТЕЧЕНИЯ В ВИХРЕВОЙ ЯЧЕЙКЕ НА СТЕНКЕ ПРЯМОГО КАНАЛА

Приведены результаты численного и физического моделирования пространственного вихревого течения в круговой ячейке – выемке, расположенной на стенке прямого канала постоянного прямоугольного сечения.

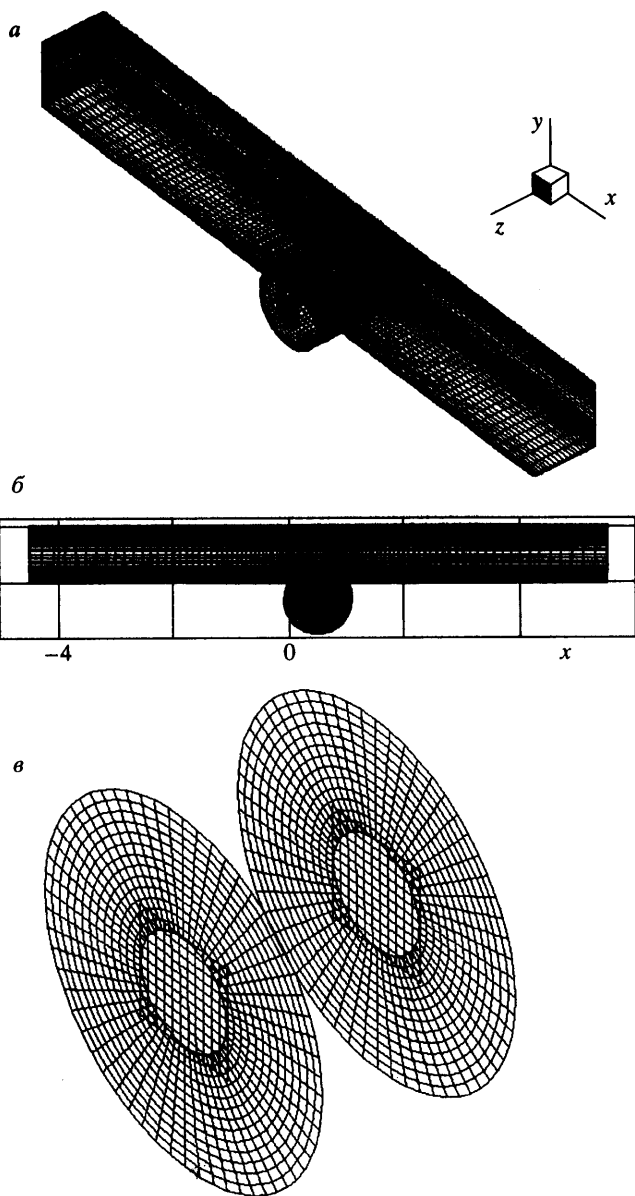
Управление обтеканием тел с помощью организованного отрыва потока позволяет в ряде случаев существенно улучшить аэродинамические характеристики тел [1, 2]. В частности, создание на поверхности тел вихревых ячеек (ловушек интенсивных вихрей [3]) может локализовать зоны отрыва потока и обеспечить плавное обтекание.

В качестве простейшей вихревой ячейки может рассматриваться плоскопараллельное циркуляционное течение вязкой жидкости в прямоугольном объеме, которое часто выбирают для анализа разнообразных расчетных методов [2, 4]. Этот тип течения детально исследовался экспериментально, в частности, при движении воды [5] и воздуха [6, 7] в канале с поперечной прямоугольной траншеей обнаружено развитое циркуляционное течение, содержащее крупномасштабный двумерный вихрь и систему более мелких вихрей различной интенсивности.

Однако для использования в качестве ловушек вихрей на поверхности тел более подходят вырезы с гладким внутренним контуром. В [3] решена обратная задача обтекания крылового профиля с вихревой ячейкой при числе Рейнольдса $Re \rightarrow \infty$ по модели Бэтчелора: форма ячейки найдена в процессе сращивания внешнего потенциального течения около профиля и внутреннего течения с постоянной завихренностью. В [8] методом дискретных вихрей исследована начальная стадия формирования крупномасштабного вихря внутри кругового выреза в плоской стенке. В [9, 10] построено численное решение задачи об установившемся обтекании вязкой несжимаемой жидкостью цилиндра с двумя круговыми вихревыми ячейками при низких и высоких числах Рейнольдса. В [11] показано, что расположение внутри контура толстого профиля вихревых ячеек эллиптической формы с отсосом жидкости на центральном теле позволяет обеспечить режим безотрывного обтекания и высокое аэродинамическое качество. Таким образом, результаты решения ряда двумерных задач показывают возможность управления обтеканием тел за счет интенсификации движения в мелкомасштабных вихревых ячейках.

В практических ситуациях движение в вихревых ячейках носит пространственный характер. Представляет интерес изучить вихревое течение в простом случае ячейки круговой формы, размещенной на стенке в прямом канале с прямоугольным поперечным сечением. В настоящей работе использованы расчетные и экспериментальные методы исследования, значительное внимание уделяется идентификации пространственных струйно-вихревых структур в ячейке.

1. Рассматривается пространственное стационарное течение несжимаемой вязкой жидкости в прямом канале постоянного прямоугольного сечения с ячейкой в виде поперечной цилиндрической круговой выемки на нижней стенке канала (фиг. 1).



Фиг. 1. Многоблочная сетка в канале прямоугольного сечения с круговой ячейкой (а), ее продольное сечение (б) и фрагмент сетки в круговой каверне (в)

Здесь $h, 2b$ – высота и ширина канала, x, y, z – декартовы координаты, выбранные так, что $y = h$ – верхняя, $y = 0$ – нижняя, $z = 0$ и $z = 2b$ – боковые стенки канала, $x^2 + y^2 - xL + 2yc = 0$ – уравнение контура круговой выемки-ячейки (с осью на глубине c), которая располагается в области $y < 0$ и имеет в плоскости нижней стенки канала вход протяженностью L с двумя острыми кромками. Течение исследуется внутри ограниченного отрезка канала $-a < x < L + a$. На входе $x = -a$ вне пограничных слоев задается однородный профиль продольной скорости $u = U$. Величины L и U приняты за характерные масштабы скорости и длины. Число Рейнольдса $Re = LU/\nu$ варьи-

ровалось в диапазоне, охватывающем ламинарный и развитый турбулентный режимы течения.

При численном исследовании использованы математические модели, основанные на системах уравнений Навье – Стокса и Рейнольдса при ламинарном и турбулентном режимах течения. В последнем случае система уравнений замыкалась дифференциальной двухпараметрической моделью турбулентности, модифицированной с учетом влияния кривизны линий тока на характеристики турбулентности [2, 12].

Задача решается в предположении о симметричности течения и характеристик турбулентности в канале относительно продольной плоскости симметрии $z = b$. На входе в канал ($x = -a$) задаются пограничные слои толщиной δ с профилями Польгаузена или степенным с показателем "1/7". На стенках канала и ячейки применяется аппарат пристеночных функций, базирующийся на предположении о локальном равновесии турбулентности в пристеночном слое [2]. На выходе из канала используются "мягкие" граничные условия.

Течение предполагается стационарным. Для его отыскания применяется релаксационная процедура решения системы исходных стационарных уравнений, записанных в дельта-форме в криволинейных координатах относительно приращений зависимых переменных, включающих декартовы составляющие скорости. После линеаризации решение строится с помощью конечно-объемной процедуры, основанной на концепции расщепления по физическим процессам [2]. Для уменьшения влияния численной диффузии из-за ошибок аппроксимации конвективных членов в явной части уравнений переноса используется квадратичная противопоточная схема [13]. При дискретизации конвективных членов уравнений переноса характеристик турбулентности используются как схема [13], так и разновидность TVD-схемы. Чтобы избежать нефизических осцилляций при воспроизводстве течений с тонкими сдвиговыми слоями в неявную часть уравнений вводится механизм искусственной диффузии в сочетании с применением односторонних противопоточных схем для дискретизации конвективных членов. Для устранения немоноктонностей в распределении давления при дискретизации градиента давления по центрально-разностной схеме на центрированном шаблоне в блок коррекции давления вводится монотонизатор [2]. Эффективность расчетной процедуры обеспечивается применением для решения дискретных алгебраических уравнений метода неполной матричной факторизации [14].

Многоблочный подход, апробированный при расчете обтекания двумерных тел с вихревыми ячейками [9–11], распространен на решение трехмерных задач. Концепция многоблочных сеток представляется наиболее рациональной для корректной интерпретации разномасштабных элементов течений, имеющих сложную структуру, к которым, в частности, относится течение в канале с вмонтированной в одну из стенок вихревой ячейкой (фиг. 1, а). В этом случае друг на друга накладываются сетки простой топологии, что существенно упрощает задачу их построения и позволяет избежать генерации сложной криволинейной сетки (фиг. 1, б). Многоблочная расчетная сетка включает в себя прямоугольную сетку собственно в канале, содержащую $81 \times 41 \times 21$ узлов со сгущением в пристеночных зонах и вблизи острых кромок, а также цилиндрическую сетку в круговой ячейке с равномерным распределением узлов в окружном направлении (21 узел на дуге вне ячейки) и в радиальном направлении (18 узлов). Пристеночные шаги сеток задаются равными $8 \cdot 10^{-3}$. На центральную зону ячейки в месте расположения оси цилиндрической сетки накладывается "заплатка" – квадратная сетка размером $0,5 \times 0,5$, содержащая 16×16 узлов (фиг. 1, в).

Расчеты ламинарного и турбулентного режимов течения при $Re = 10^3$ и $1,3 \cdot 10^5$ выполнены для канала с параметрами: $h = 1$, $a = 4,5$, $b = 0,75$, $c = 0,288$. Кинетическая энергия турбулентности $k = 1,5 \cdot 10^{-4}$ и толщина пограничного слоя $\delta = 0,1$ на входе в канал соответствовали условиям проведенного физического эксперимента.

2. Экспериментальное исследование проведено в Институте механики МГУ на установке, представляющей собой малогабаритную аэродинамическую трубу прямого действия, в которой поток воздуха создается нагнетающим вентилятором [15]. Ра-

бочий канал со стенками из органического стекла имел прямоугольное сечение высотой 0,05 и шириной 0,08 м. На нижней стенке, оснащенной узлом крепления сменных блоков с различными выемками, была установлена круговая ячейка с диаметром полости 0,06 м и расстоянием между острыми кромками $L = 0,052$ м (т.е. безразмерные параметры рабочего канала: $h = 0,96$, $a = 4,5$, $b = 0,77$, $c = 0,29$). Для выравнивания потока перед каналом имелись плоский профилированный конфузор с четырехкратным сужением и удлиненная форкамера с хонейкомбом и сеткой. Вентилятор и конфузор обеспечивали на входе в рабочий канал установки однородный поток со скоростью $U = 1,5-50$ м/с.

Основная часть измерений была выполнена при $U = 36$ м/с, чему соответствует $Re = 1,34 \cdot 10^5$. Измерялись распределения давления на стенках канала и ячейки, интенсивность турбулентности и средние профили продольной составляющей скорости u во входном и выходном сечениях канала, профили полного и статистического давления в плоскости симметрии $z = b$ в трех сечениях $x = x_n$, где $x_1 = -1,06$, $x_2 = 0,5$, $x_3 = 1,96$. Толщина пограничного слоя на нижней стенке канала перед ячейкой ($x = x_1$) составила $\delta_1 \approx 0,11$ при толщине потери импульса $\delta_1^{**} \approx 0,012$. Интенсивность турбулентности измерялась с помощью термоанемометра постоянного сопротивления DISA A-55; в ядре потока в данном сечении она была на уровне 1,5%.

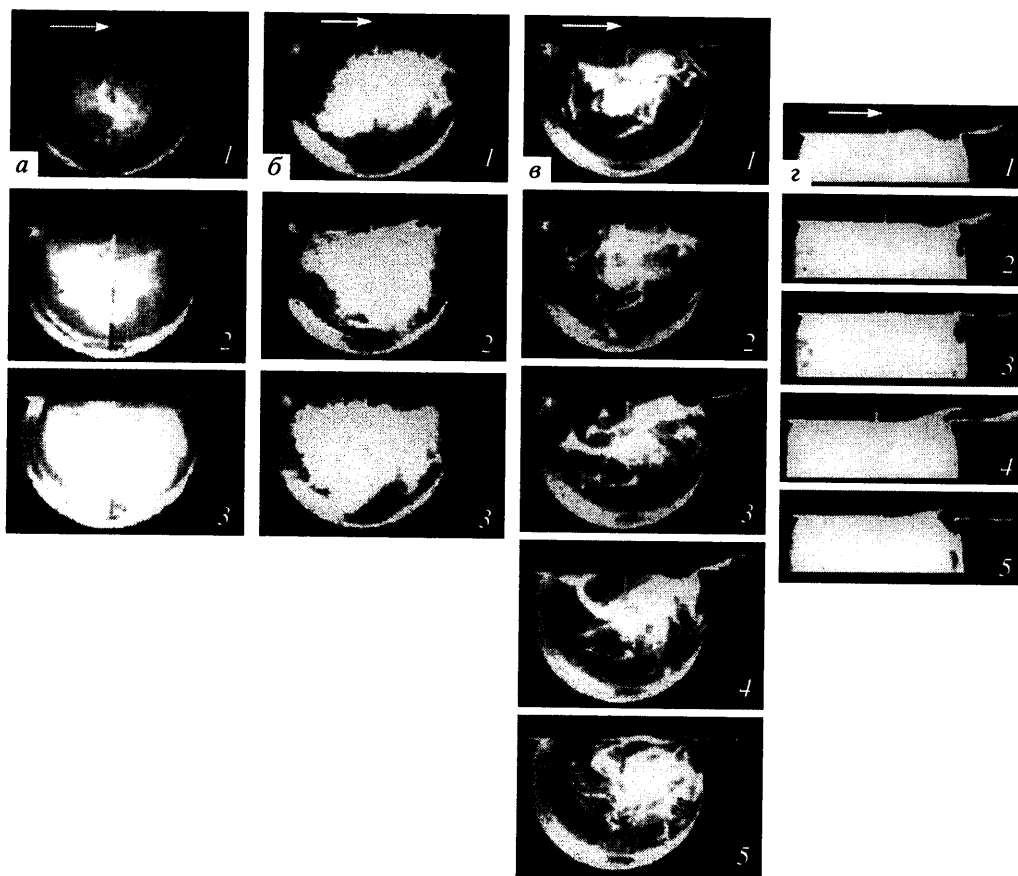
Течение в цилиндрической ячейке и ее окрестности визуализировалось с помощью метода дымящейся проволоки. Нагреваемая электрическим током нихромовая нить диаметром 0,3 мм устанавливалась вертикально в середине ячейки. Дым образовывался в результате горения масла, стекающего по горячей нити. Его оптическую плотность, зависящую от температуры нити, можно было плавно регулировать. Для наблюдения картины течения создавалась необходимая подсветка (световая плоскость), а регистрация осуществлялась с помощью видеозаписи.

На фиг. 2 приведены характерные кадры из видеogramм течения при различных скоростях потока: $U = 36$ м/с, $Re = 1,34 \cdot 10^5$ (а); 5 м/с, $1,86 \cdot 10^4$ (б); 1,5 м/с, $5,6 \cdot 10^3$ (в, г). Нумерация кадров 1-5 соответствует моментам времени 0-0,16 с с шагом 0,04. Источник дыма находился внутри ячейки на линии $x = x_2$, $z = b$. Длительность экспозиции одного кадра во всех случаях была 10^{-3} с.

Процесс размытия дыма, приводивший к почти его равномерному распределению по ширине ячейки $0 < z < 2b$, указывал на турбулентный режим внутреннего течения. Поверхность, образующаяся при встрече внешнего и внутреннего потоков около передней кромки ячейки, выглядит на снимках линией, отделяющей область задымления от внешнего потока. По мере приближения к задней кромке эта линия становится более размытой (фиг. 2, а), что свидетельствует о нарастании интенсивности турбулентности в слое смешения. При $U = 5$ м/с (фиг. 2, б) в окрестности задней кромки становятся заметны нестационарные вихревые образования. При понижении скорости до 1,5 м/с видимая граница задымления теряет регулярный характер (становится извилистой, фиг. 2, в) на значительной части расстояния между кромками. Вихри в окрестности задней кромки уносятся как внешним потоком, так и захватываются внутрь, турбулизируя тем самым течение в ячейке. Эволюция разделяющей поверхности хорошо наблюдается на фиг. 2, г при интенсивном задымлении внутреннего течения.

Отмеченные различия в поведении видимой границы задымления при малой и большой скоростях набегающего потока могут быть связаны с длительностью экспозиции при съемке: кадры на фиг. 2, а и в для скоростей 36 и 1,5 м/с получены при одинаковой экспозиции 10^{-3} с. В [16] приведены снимки, на которых наблюдаются подобные различия в изображениях границы одной и той же турбулентной струи, визуализируемой дымом, при короткой и длительной экспозициях.

3. Имеется удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных профилей продольной составляющей средней скорости $u(x, y, b)$ в плоскости симметрии

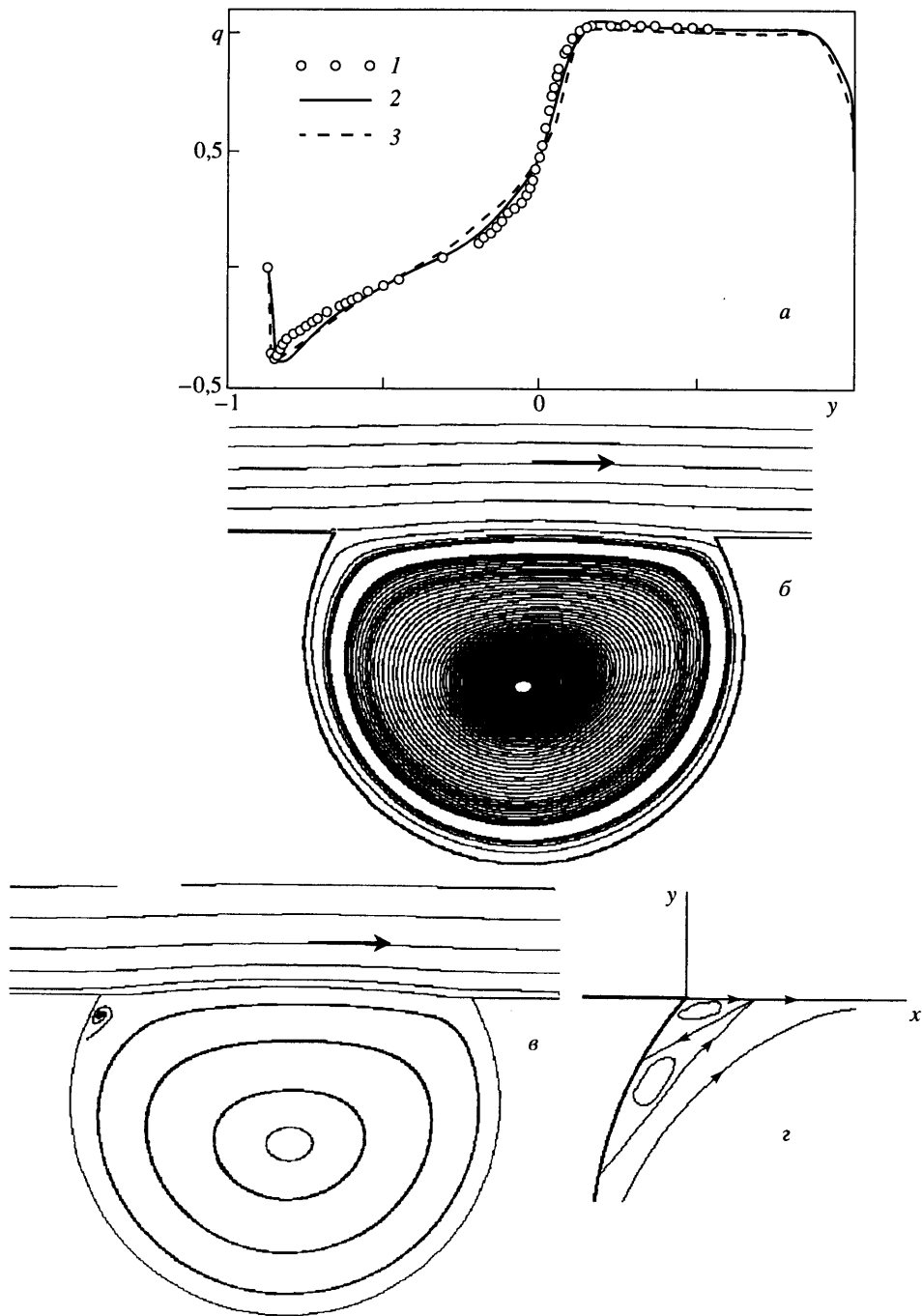


Фиг. 2. Дымовая визуализация при скорости U потока в канале: a – 36 м/с, $б$ – 5, $в$, z – 1,5

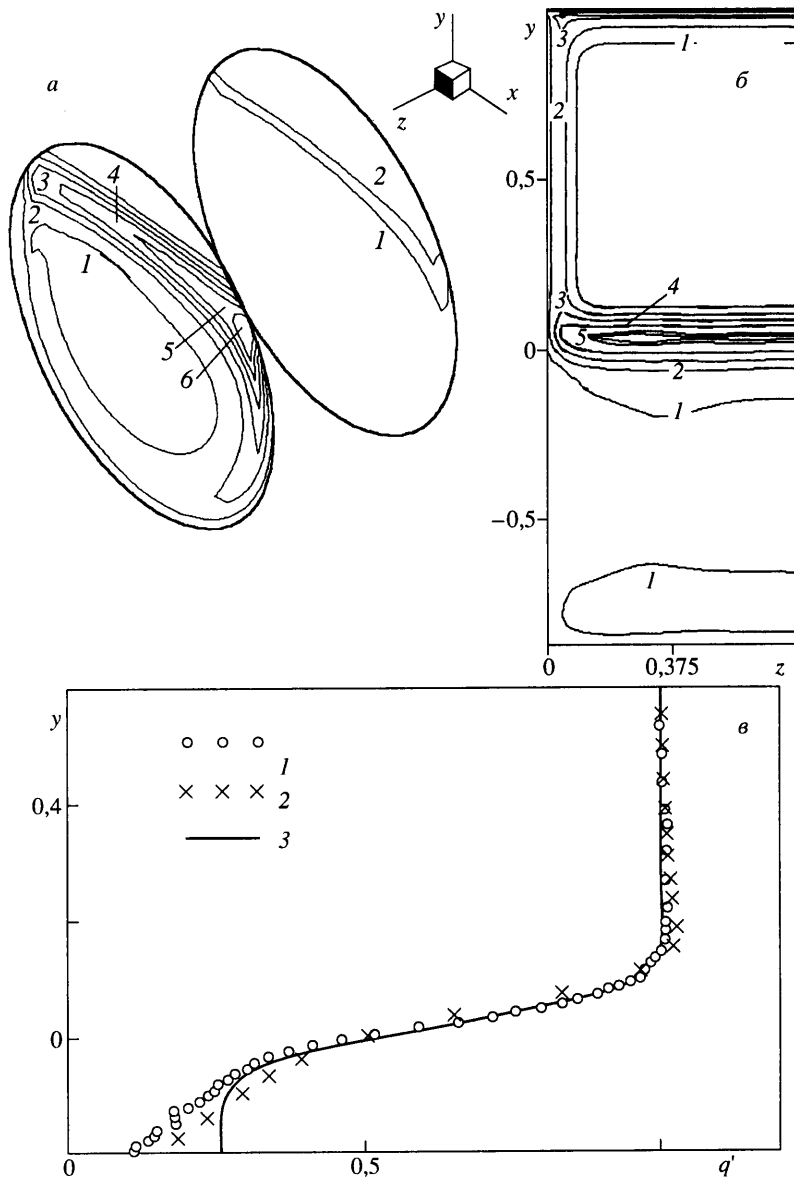
$z = b$ при $Re = 1,3 \cdot 10^5$. На фиг. 3, a построен нормированный профиль $q = u(x_2, y, b)/u_1$ в срединном поперечном сечении ячейки $x = x_2$. Здесь $u_1 = u(x_1, 0,5h, b)$ – скорость потока перед ячейкой; точки 1 – эксперимент, 2 и 3 – расчеты по трех- и двумерной моделям. Соответствующие картины линий тока в плоскости $z = b$ показаны на фиг. 3, $б$ и $в$.

Из фиг. 3, a следует, что при турбулентном режиме течения в круговой ячейке происходит интенсивное циркуляционное течение, расчетная структура которого (фиг. 3, $б$) согласуется с визуализированной дымом картиной (фиг. 2, a). Центр крупномасштабного вихря смещен вниз от оси ячейки $y = -c$ и располагается около срединного поперечного сечения $x = 0,5$ на уровне $y = -0,395$ ($c = 0,288$), что также близко к данным эксперимента. В двумерном случае вблизи передней кромки ячейки ($x = 0, y = 0$) неизбежен локальный отрыв внутреннего течения при его столкновении с более интенсивным внешним потоком. Расчеты по двумерной модели позволили обнаружить этот мелкомасштабный отрыв (фиг. 3, $в$), однако для правильного отражения его структуры расчетная сетка была слишком грубой. Поэтому локальный завихор на фиг. 3, $в$ отражает лишь факт существования локального отрыва в окрестности передней кромки ячейки, но не структуру локальных линий тока, которая в двумерном течении должна иметь вид, схематически показанный на фиг. 3, $г$. В расчетах по трехмерной модели указанная область локального отрыва вообще не была обнаружена (фиг. 3, $б$). Не удалось обнаружить эту область и в эксперименте [15].

Линия тока, разделяющая течение в канале и крупномасштабный вихрь в ячейке, практически соединяет острые кромки ячейки, имея некоторую выпуклость в сторону



Фиг. 3. Течение в плоскости $z = b$: a – профиль продольной составляющей скорости в поперечном сечении ячейки, 1 – данные измерений, 2 и 3 – расчеты по трех- и двумерной моделям, расчетные картины линий тока в плоскости симметрии трехмерного канала ($б$) и двумерного рециркуляционного течения в канале с круговой ячейкой ($в$), схема (z)



Фиг. 4. Распределения энергии турбулентности k в плоскостях симметрии и вблизи боковой стенки (а) и в поперечном сечении каверны (б): 1-6 - $k = 0,02, 0,04, 0,06, 0,08, 0,1, 0,12$; а также профиль средней скорости в поперечном сечении сдвигового слоя смешения (в): 1 - эксперимент, 2 - расчет по трехмерной модели, 3 - турбулентный профиль Гертлера

внешнего потока (фиг. 2, а и 3, б, в). В окрестности этой линии над ячейкой имеется турбулентный сдвиговый слой, в котором генерируется значительная часть турбулентной энергии. На фиг. 4, а показано распределение энергии турбулентности k в плоскости симметрии ($z = b$) и вблизи боковой стенки; на фиг. 4, б - в поперечном сечении $x = x_2$. Наибольший уровень k достигается в окрестности острой кромки ниже по потоку. На картинах визуализации (фиг. 2, в, г) в этом месте видны значительные возмущения. "Языки" турбулентной энергии проникают в глубь ячейки, но быстро затухают, так что в ядре крупномасштабного вихря интенсивность турбулентности

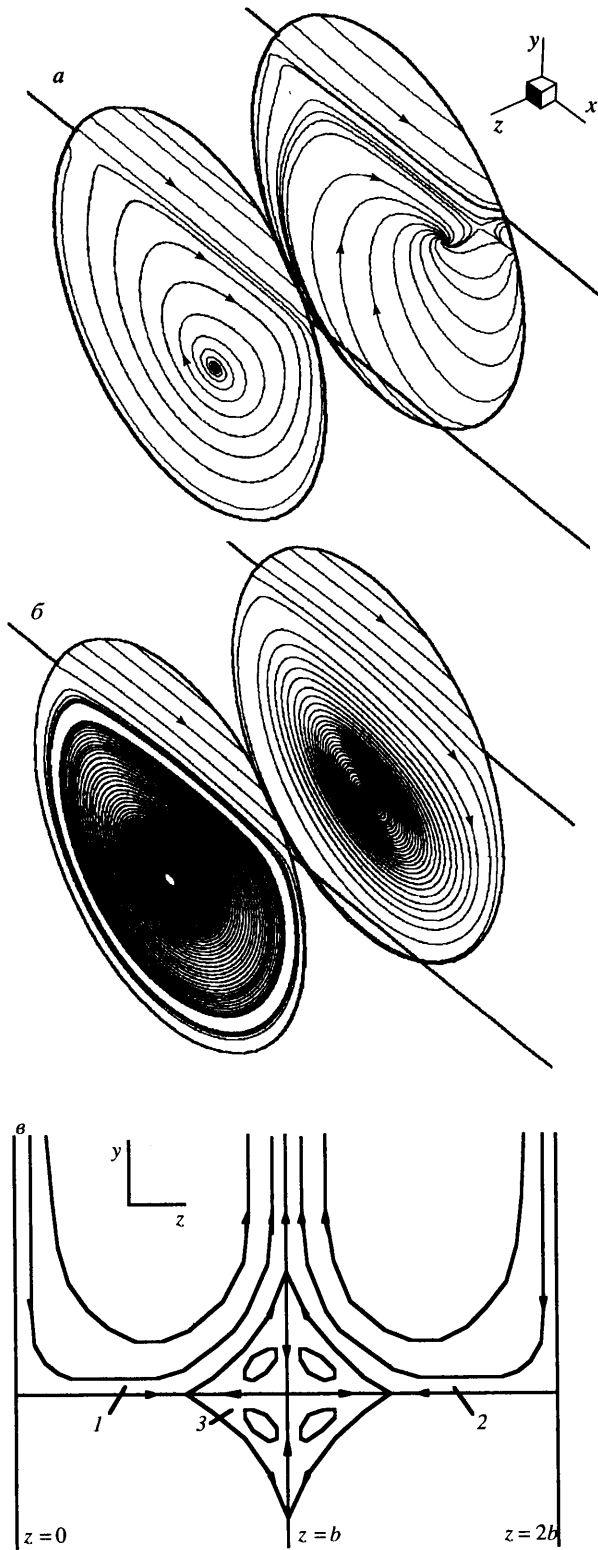
невелика (фиг. 4). Нормированный профиль средней скорости в сдвиговом слое смещения над центральной частью ячейки при $z = b$, $x = x_2$ построен детально на фиг. 4, *в* (1 – эксперимент, 2 – расчет по трехмерной модели, $q' = q/q(0,5h)$). Верхняя часть этого профиля при $y > -0,06$ аналогична классическому турбулентному профилю Гертлера для плоских сдвиговых слоев, в данном случае кривая 3 на фиг. 4, *в* соответствует формуле $q' = 0,63 + 0,37 \operatorname{erf}(13,77y - 0,25)$, где erf – интеграл функций ошибок. При $y < -0,06$ реальный профиль отклоняется от указанной кривой, трансформируясь в почти линейный профиль в ядре крупномасштабного вихря (фиг. 3, *а* и 4, *в*).

У задней по потоку кромки ячейки часть слоя смещения поворачивает внутрь, образуя периферийную струю в возвратном течении около криволинейной стенки ячейки (фиг. 3, *а*). В этой струе скорость возвратного течения в ячейке достигает максимальной величины, в данном случае $q \approx -0,38$ – в эксперименте и $-0,4$ – в расчете. При этом в эксперименте наблюдается более выраженный струйный профиль периферийного течения, чем в расчете (фиг. 3, *а*), что может быть связано с недостаточным разрешением расчетной сетки в этой области.

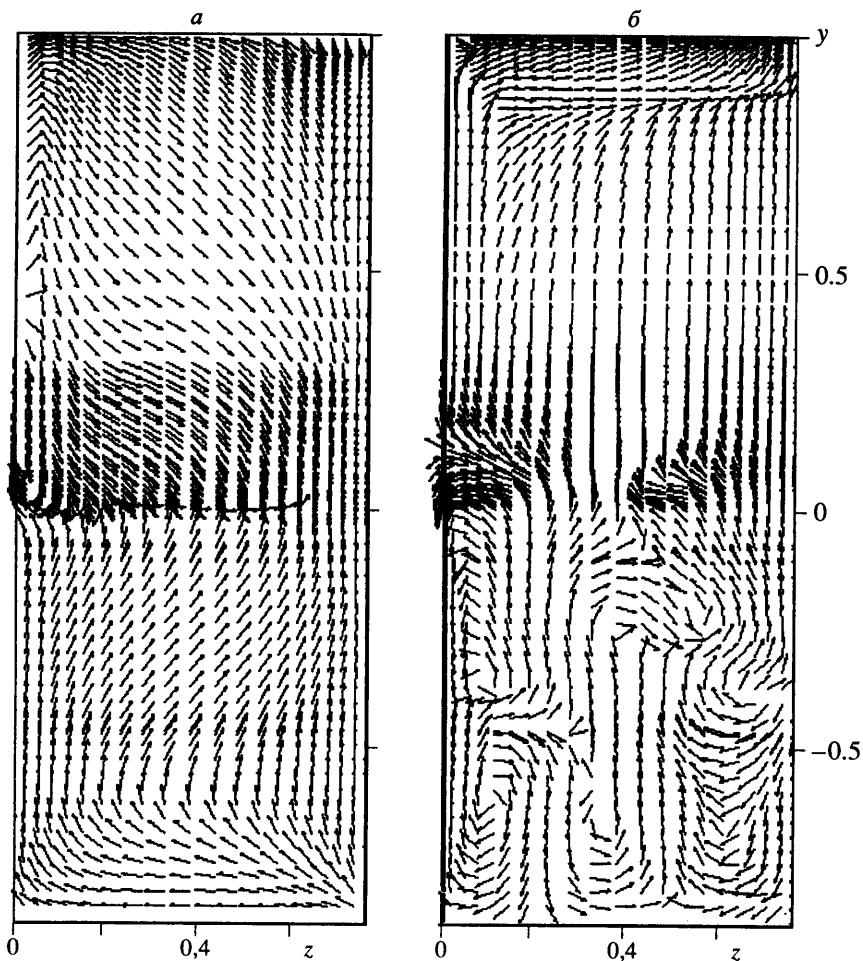
По данным измерений и расчетов можно выделить в осредненном течении элементы классической схематизации структуры двумерных отрывных течений: пограничные слои, сдвиговый слой смещения, ядро возвратного течения с приблизительно постоянной завихренностью, пристеночная струя. Искривление осредненных линий тока и поперечный градиент давления в области течения непосредственно над ячейкой малы. Внутри цилиндрической ячейки наблюдается в среднем стабильное течение, характеризующееся наличием одного крупномасштабного вихря, отделенного от внешнего потока сдвиговым слоем смещения. Пространственное распределение статического давления имеет минимум в окрестности оси крупномасштабного вихря и почти не зависит от расстояния до боковых стенок. Близость профилей скорости и картин вихревого течения, рассчитанных для плоской и пространственной моделей (фиг. 3, *а, б, в*), а также слоистость в картине изолиний турбулентной энергии в поперечном сечении ячейки (фиг. 4, *б*) дают основание сделать вывод и о формировании квазидвумерного течения в срединной части канала.

4. В то же время есть качественное различие в двумерных и пространственных структурах вихревого течения. Если при решении плоской задачи в ячейке в продольной плоскости получается циркуляционное течение с замкнутыми траекториями частиц (фиг. 3, *в*), то в плоскости симметрии $z = b$ пространственной ячейки при ламинарном течении расчетные траектории представляют собой некоторые спирали, раскручивающиеся от центра вихря (фиг. 5, *а*). Увеличение Re на два порядка (от 10^3 до $1,3 \cdot 10^5$) вызывает существенную интенсификацию вихревого течения в ячейке: максимальная скорость возвратного течения возрастает с 0,095 до 0,42. При этом поперечная (в направлении оси z) составляющая скорости изменяется незначительно, увеличиваясь с 8 до 9% u_1 . Картины движения жидкости вблизи боковой стенки (при $z = 0,008$) характеризуются наличием особой точки – фокуса (фиг. 5). При $Re = 10^3$ эта точка располагается близко к разделяющей линии тока, разграничивающей течения в ячейке и канале. При больших Re ординаты этой точки и центра вихря в срединном сечении $z = b$ практически совпадают.

Существенные различия в картинах движения жидкости при ламинарном и турбулентном режимах наблюдаются в плоскости симметрии $z = b$. Если при $Re = 10^3$ имеет место раскрутка потока в этой плоскости (фиг. 5, *а*), то при $Re = 1,3 \cdot 10^5$ структура линий тока гораздо сложнее. Белое кольцо на фиг. 3, *б* и 5, *б* – это область растекания, внешние по отношению к этой области линии тока образованы раскручивающимися спиралями, внутренние – скручивающимися. Во внутренней области жидкость медленно движется к центру вихря, где находится еще одна особенность структуры течения. Белые кружки на фиг. 3, *б* и 5, *б* – это центры стекания жидкости



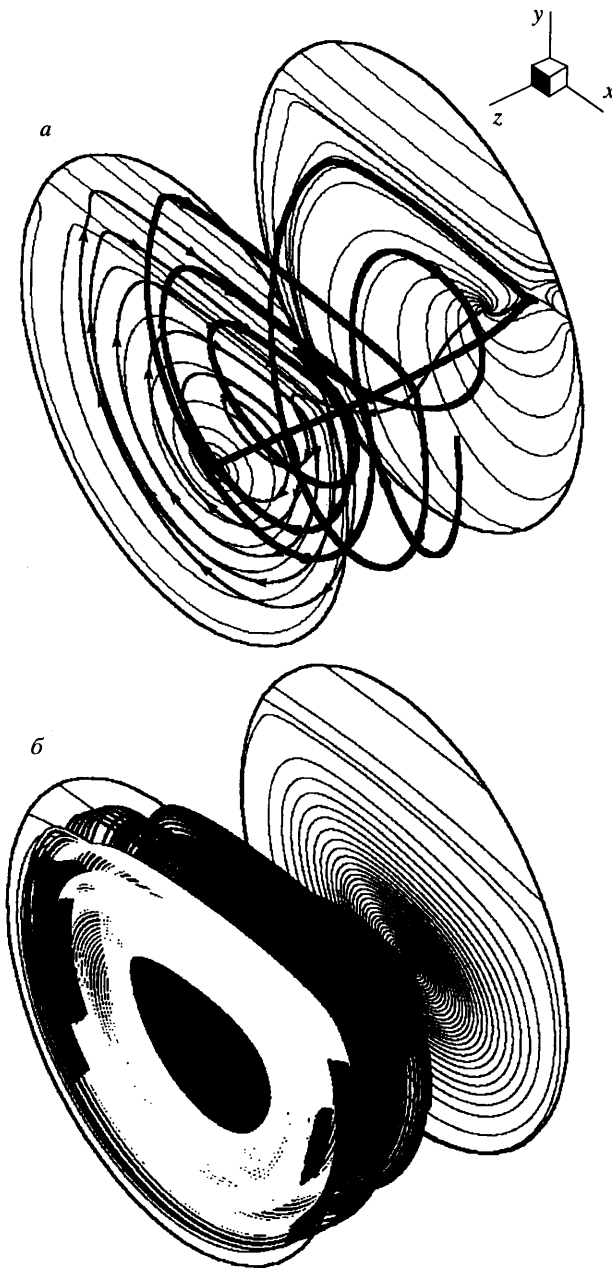
Фиг. 5. Сравнение картин растекания жидкости в плоскости симметрии и вблизи боковой стенки ячейки при ламинарном (*a*) и турбулентном (*б*) режимах течения; *в* – схема пространственной структуры течения



Фиг. 6. Поле скоростей вторичных течений в поперечном сечении ячейки при ламинарном (а) и турбулентном (б) режимах

в перпендикулярных плоскости симметрии направлениях. На фиг. 5, в показана упрощенная схема соответствующей пространственной структуры течения. Заторможенная вблизи стенки $z = 0$ жидкость под действием радиального перепада давлений стекает к оси закрутки и вытекает низкоэнергетической струей 1 в направлении оси z (фиг. 5, в). Навстречу ей движется такая же струя 2 от стенки $z = 2b$. Эти струи не могут преодолеть создавший их перепад давлений, поэтому возникает замкнутая область 3 с медленным движением жидкости: к оси – в плоскости симметрии $z = b$, от оси – на внешней границе области 3 (фиг. 5, в). В рассмотренном ламинарном потоке при $Re = 10^3$ (фиг. 5, б) область 3, видимо, неумовимо мала или даже отсутствует. В турбулентном потоке эта область занимает значительную часть сечения $z = b$: на фиг. 3, б и 5, б видны незаполненные отмеченными линиями тока кольцеобразная область растекания и круг стекания вблизи центра ячейки. Влияние криволинейной границы ячейки и ее угловых кромок, конечно, усложняет показанную на фиг. 5, в схему вторичных течений.

Как следует из фиг. 6, а, ламинарное вторичное течение в поперечном сечении круговой ячейки ($x = 0,5$) формируется в определяющей мере оттоком жидкости от боковой стенки с увеличением его в зоне сдвигового слоя. В то же время имеется



Фиг. 7. Пространственные струйно-вихревые структуры в круговой ячейке при ламинарном (а) и турбулентном (б) режимах

(фиг. 7, б). Интересно отметить формирование здесь вихревого кольца, подобного тем вихревым структурам, которые генерируются при обтекании глубоких лунок на стенке [18].

Заключение. Численное и физическое моделирование ламинарного и турбулентного течений в канале прямоугольного сечения с круговой каверной на одной из

приток жидкости к боковой стенке в окрестности придонной части ячейки. В целом характер ламинарного течения вполне упорядоченный, причем обнаруживается отчетливое влияние боковых стенок канала.

При турбулентном режиме вторичные течения в основном русле канала и в ячейке заметно различаются (фиг. 6, б). Если течение в канале носит слоистый характер, то в пределах каверны наблюдается весьма сложное движение жидкости с отчетливым разделением на подобласти.

Пространственная структура крупномасштабного вихревого течения в круглой ячейке при ламинарном режиме показана на фиг. 7, а. Для нее характерно формирование закрученной струи в окрестности фокуса и спиралеобразное движение жидкости в центральной области, прилегающей к плоскости симметрии. Часть жидкости выплескивается при этом из ячейки, а часть ее возвращается обратно к боковой стенке по пристеночным спиралевидным траекториям. Аналогичные структуры получались в зазоре между торцом цилиндра и выступающим диском при продольном обтекании цилиндра под углом атаки [17].

При турбулентном режиме течения в ячейке между плоскостью симметрии и боковой стенкой располагается поверхность взаимодействия закрученных струйных потоков, имеющих свое начало в фокусе на боковой стенке и в центре вихря в плоскости симметрии

стенок позволило детально проанализировать пространственные структуры в отрывной зоне. Обнаружены различия ламинарного и турбулентного режимов течения. Общей чертой трехмерного отрыва является существование на омываемых поверхностях особых точек, из окрестности которых жидкость истекает в виде закрученной струи в пространство над этими поверхностями. Отмеченные пространственные эффекты не слишком искажают в целом квазидвумерный характер течения в ячейке. Они определены поперечной составляющей вектора скорости (ее проекцией на плоскость x, z), не превышающей в данном случае 9% скорости в канале. Интенсивность движения в крупномасштабном вихре слабо зависит от наличия боковых стенок. Максимальная скорость возвратного течения достигается в придонной области ячейки и составляет при турбулентном режиме около 40% скорости в канале.

Авторы благодарны Г.Ю. Степанову за внимание к работе и полезные советы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 99-01-01115 и 99-01-00772).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чжен П. Управление отрывом потока. М.: Мир, 1979. 552 с.
2. Белов И.А., Исаев С.А., Коробков В.А. Задачи и методы расчета отрывных течений несжимаемой жидкости. Л.: Судостроение, 1989. 253 с.
3. Vinuyakin A.V., Chernyshenko S.I., Stepanov G.Yu. High-Reynolds-number Batchelor-model asymptotic of a flow past an airfoil with a vortex trapped in a cavity // J. Fluid Mech. 1998. V. 358. P. 283–297.
4. Кабаков Я.И., Майорова А.И. Турбулентное течение в прямоугольной выемке в стенке плоского канала // Инж.-физ. журн. 1984. Т. 46. № 3. С. 363–371.
5. Богатырев В.Я., Дубнищев Ю.Н., Мухин В.А. и др. Экспериментальное исследование течения в траншее // ПМТФ. 1976. № 2. С. 76–86.
6. Варфоломеев И.М., Глебов Г.А., Гортышев Ю.Ф. и др. Структура и характеристики турбулентного отрывного течения в полости // Инж.-физ. журн. 1985. Т. 48. № 3. С. 387–391.
7. Алемасов В.Е., Глебов Г.А., Козлов А.П. Термоанемометрические методы исследования отрывных течений. Казань: КФ АН СССР, 1990. 177 с.
8. Белоцерковский С.М., Гиневский А.С. Моделирование турбулентных струй и следов на основе метода дискретных вихрей. М.: Физматлит, 1995. 386 с.
9. Баранов П.А., Исаев С.А., Пригородов Ю.С., Судаков А.Г. Численное моделирование ламинарного обтекания цилиндра с пассивными и активными вихревыми ячейками в рамках концепции декомпозиции расчетной области и при использовании многоярусных сеток // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 8. С. 33–41.
10. Баранов П.А., Исаев С.А., Пригородов Ю.С., Судаков А.Г. Численное моделирование эффекта снижения сопротивления цилиндра с вихревыми ячейками при наличии системы управления турбулентным пограничным слоем // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 17. С. 16–23.
11. Баранов П.А., Исаев С.А., Пригородов Ю.С., Судаков А.Г. Численное моделирование эффекта увеличения аэродинамического качества профилей за счет отсоса в вихревых ячейках // Инж.-физ. журн. 1999. Т. 72. № 3. С. 572–575.
12. Исаев С.А., Кудрявцев Н.А., Судаков А.Г. Численное моделирование турбулентного обтекания потоком несжимаемой вязкой жидкости тел криволинейной формы при наличии подвижного экрана // Инж.-физ. журн. 1998. Т. 71. № 4. С. 618–631.
13. Leonard B.P. A stable and accurate convective modeling procedure based on quadratic upstream interpolation // Comp. Meth. Appl. Mech. Eng. 1979. V. 19. № 1. P. 59–98.
14. Марчук Г.И. Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1977. 455 с.
15. Гувернюк С.В., Зубин М.А., Зубков А.Ф., Тимошук Л.Т. Экспериментальное исследование турбулентного течения около плоской стенки с цилиндрической вихревой ячейкой // Отчет НИИ механики МГУ. М.: 1998. № 4521. 63 с.

16. Брэдшоу П. Введение в турбулентность и ее измерение. М.: Мир, 1974, 278 с.
17. Гувернюк С.В., Исаев С.А., Судиков А.Г. Идентификация механизма головной стабилизации при численном моделировании ламинарного несимметричного обтекания цилиндра с выступающим диском потоком вязкой несжимаемой жидкости // Журн. техн. физики. 1998. Т. 68. № 11. С. 138–142.
18. Исаев С.А., Леонтьев А.И., Усачев А.Е., Фролов Д.П. Идентификация самоорганизующихся струйно-вихревых структур при численном моделировании ламинарного течения и теплообмена в окрестности несимметричной уединенной лунки // Изв. РАН. Энергетика. 1999. № 2. С. 125–135.

Санкт-Петербург
Москва

Поступила в редакцию
2.IX.1999