

03;12

Экспериментальное исследование закрученного потока в кубическом контейнере

© В.Л. Окулов, В.Г. Меледин, И.В. Наумов

Институт теплофизики СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: okulov@itp.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 8 января 2003 г.)

В полностью заполненном жидкостью закрытом кубическом контейнере экспериментально исследовано течение, индуцированное вращающимся диском, врезанным в верхнюю крышку контейнера. В диапазоне чисел Рейнольдса 1500...6000 выполнена визуализация структуры течения и с помощью лазерного доплеровского анемометра проанализировано изменение осевой компоненты скорости вдоль оси контейнера, совпадающей с осью вращения диска. Обнаружено, что при увеличении числа Рейнольдса наблюдаются возрастающие пульсации осевой компоненты скорости, обусловленные прецессией вихревого ядра. Ярко выраженный распад вихревой структуры спирального типа формируется только при $Re > 4000$, причем устойчивой области возвратного течения (рециркуляционной зоны) на оси не возникает. При идентичных параметрах (числе Рейнольдса и отношении высоты контейнера к радиусу диска) наблюдаются существенные различия приосевой структуры потока в классическом цилиндрическом [1] и кубическом контейнерах. В кубическом контейнере при низких числах Рейнольдса отсутствуют стационарный режим течения и пузыревидный осесимметричный распад приосевой вихревой структуры.

Введение

Известно, что вихревые течения при изменении интенсивности закрутки потока подвержены большому числу структурных изменений, что, безусловно, снижает эффективность их использования в технических приложениях. Среди многообразия форм данных изменений определенное место занимают распады вихрей. Распад вихря характеризуется возникновением на оси вихря внутренней критической точки, за которой, как правило, расположена прилегающая к оси ограниченная область возвратного течения (рециркуляционная зона). Наиболее часто встречаются два типа распада вихря. Один из них является осесимметричным (пузыревидным), другой — спиральным. Явление распада вихря наблюдается в вихревых течениях, при срыве потока с передней кромки крыльев, в интенсивно закрученных потоках в трубах, в замкнутых цилиндрах с вращающимся торцом [2].

Течение в закрытом цилиндре с вращающейся крышкой, генерирующей соосную с осью вращения крышки вихревую структуру, является наиболее простой моделью для изучения распада приосевого вихря. Изменения структуры потока в данной конфигурации зависят всего от двух параметров: отношения высоты контейнера к радиусу диска H/R и числа Рейнольдса $Re = \Omega R^2/\nu$ (где Ω — угловая скорость диска и ν — кинематическая вязкость рабочей жидкости). Используя визуализацию, Эскуде [1] исследовал структуру течения для широкого диапазона Re и H/R и нашел области с различными осесимметричными стационарными и нестационарными режимами распада вихревой структуры. На рис. 1 приведен пример осесимметричного распада вихревой структуры пузыревидного типа и воспроизведена диа-

грамма изменения структуры потока в цилиндрическом контейнере.

Цель данной работы — экспериментально установить режимы закрученного потока и впервые идентифицировать распад приосевой вихревой структуры в контейнере другой геометрической конфигурации — кубической.

Первое изучение этой геометрии было численным [3]. Стационарные уравнения Навье–Стокса для несжимаемой жидкости были решены для $Re = 500, 1000, 1500, 2000$. В отсутствие экспериментальных данных авторы рассматривали режимы потока как стационарные и ламинарные по аналогии с подобными режимами потока в цилиндрическом контейнере [1]. Однако предварительные экспериментальные результаты по изучению пульсационных характеристик закрученного потока в замкнутом прямоугольном контейнере для $H/R = 2$ [4] показали существование доминирующих осцилляций в потоке, свидетельствующих о нестационарности течения, в том числе для указанного расчетного диапазона чисел Рейнольдса из [3]. Точечные измерения временных характеристик осевой и тангенциальной компонент скорости, выполненные методами лазерной доплеровской анемометрии, показали, что частота 1-го спектрального пика этих осцилляций пропорциональна и приблизительно равна $1/16$ частоты внешнего возбуждения (вращения диска). Отметим, что в экспериментальных исследованиях распада вихря в трубах также отмечаются значительные временные осцилляции скорости течения. В [5] были получены профили скоростей и энергетические спектры в области распада вихря. Авторы отмечали, что движение частиц в зоне распада вихря не является стационарным, а происходит с регулярными низкочастотными колебаниями. Пространственные

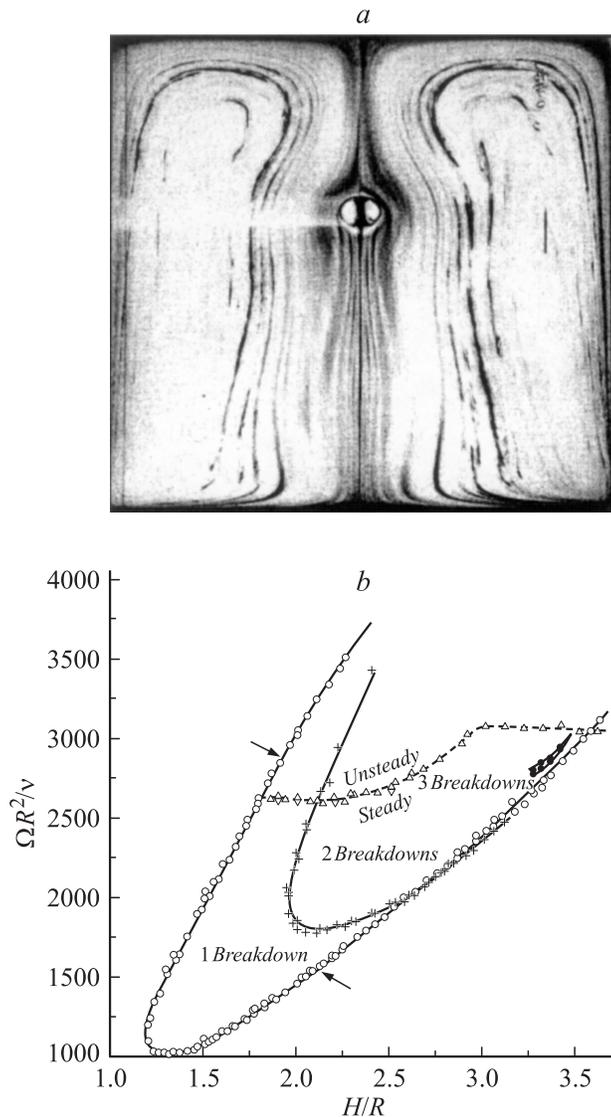


Рис. 1. Структура течения (при $Re = 1490$) (а) и диаграмма эволюции распада вихря в цилиндрическом контейнере (Escudier, 1984) (b).

перемещения области распада чрезвычайно затрудняли любые измерения поля скорости в непосредственной близости от него. Доминирующий период колебаний в экспериментальной установке составлял около 2 Hz при фиксированном расходе жидкости. Вместе с тем приведенная авторами работы аналогия не позволяет сделать вывод о природе нестационарности закрученного потока в кубическом контейнере, поэтому требуется более тщательное изучение данной задачи.

Актуальность исследования вихревого потока в рабочей камере квадратного сечения обусловлена частым использованием подобных конструкций на практике. Применение рабочих участков прямоугольной формы упрощает и удешевляет конструкции [6,7]. Особенно критичным последний фактор становится в случае использования крупногабаритных вихревых камер, напри-

мер вихревых тангенциальных топок в энергетике. Важным фактором является возможность применения специальных оптических средств диагностики закрученных потоков [7,8].

Уместно поставить вопрос о необходимости проведения сопоставления закрученных потоков в канонических (цилиндрических) и неканонических (в виде параллелепипеда) конфигурациях вихревых камер. В частности, в [7] исследовалось вихревое течение в прямоугольной камере с прозрачными цилиндрическими вставками. Для нескольких режимов было показано, что в приосевой области в прямоугольных и цилиндрических участках структура концентрированных вихрей без распада фактически идентична. Этот факт был объяснен существованием в прямоугольной камере сглаживающих угловых вихрей, формирующих мнимую, почти цилиндрическую поверхность, внутри которой развивается основное течение. Однако в этой работе не были представлены сравнение режимов течения с распадом вихря и утверждение о том, что „потоки фактически не отличаются друг от друга“, не было подтверждено в более широком диапазоне режимных параметров.

Одним из основных факторов, влияющих на интенсивность и вид центральной вихревой структуры, является ее взаимодействие с периферийным пограничным слоем. В прямоугольном и в цилиндрическом контейнерах это взаимодействие существенно различается. В прямоугольном контейнере взаимодействие со стенкой осуществляется опосредованно, через сглаживающие угловые вихревые структуры. Здесь следует ожидать значительных изменений структуры потока, так как распад вихря чрезвычайно чувствителен к внешним возмущениям. В силу отмеченных причин дополнительной целью нашей работы является сравнение структуры закрученного потока для канонической цилиндрической [1] и неканонической кубической конфигурации экспериментальных установок.

Для достижения этих целей впервые в кубическом контейнере была выполнена визуализация структуры течения по аналогии с [1]. Для обнаружения возникновения рециркуляционных зон вдоль оси контейнера, соосной с осью вращения диска, были дополнительно проанализированы профили осевой компоненты скорости, полученные с помощью лазерного доплеровского анемометра (ЛДА).

Экспериментальная установка и методика исследования

В эксперименте использовался закрытый прямоугольный контейнер 1 (рис. 2). Прямоугольный контейнер имеет квадратное сечение с длиной стороны, равной 120 mm. В верхней крышке установлен вращающийся диск 2. Радиус диска $R = 59.5$ mm. Высота контейнера может изменяться в диапазоне от 0 до 140 mm. Чтобы обеспечить кубическую форму рабочего объема

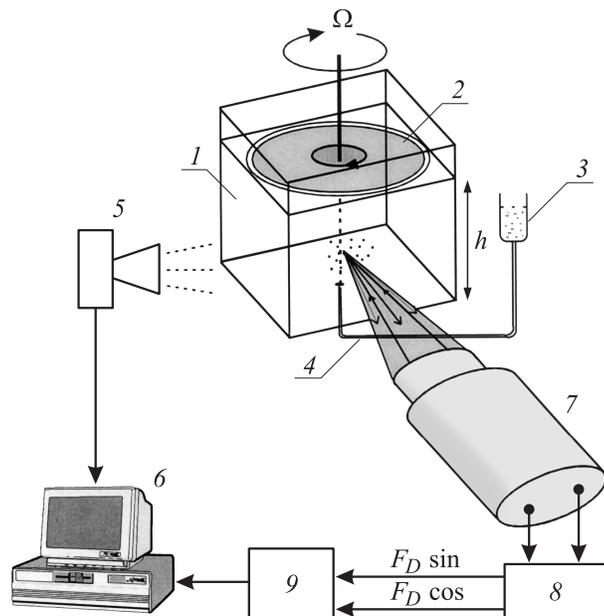


Рис. 2. Экспериментальная установка для кубического контейнера.

контейнера, в представленных экспериментах высота контейнера была равна 120 mm ($H/R = 2$).

Постоянство угловой скорости вращения диска Ω обеспечивает частотно-фазовая система стабилизации. Погрешность стабилизации средней скорости вращения не превышает 0.2% в диапазоне вращения диска 3–100 rotations/min. В качестве рабочей жидкости применялась 40%-ная водно-глицериновая смесь. Кинематическая вязкость рабочей жидкости ν при 25°C составляла $3.1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ и в ходе эксперимента контролировалась вискозиметром. В эксперименте температура рабочей жидкости контролировалась цифровым термометром. Колебания температуры не превышали 0.2°C. Поскольку вязкость водно-глицериновой смеси существенно меняется при изменении температуры, отношение вязкость/температура тщательно контролировалось в ходе эксперимента так, чтобы суммарная ошибка определения Re не превышала ± 10 в диапазоне чисел Рейнольдса 1000–6000.

Рабочая секция контейнера была выполнена из прозрачного оргстекла оптического качества. Визуализация выполнялась введением по оси контейнера красителя [1,9]. Небольшое количество водного раствора флуоресцеина, окрашивающего рабочую жидкость, вводилось из резервуара 3 через трубку 4 диаметром 1 mm в контейнер через отверстие диаметром 0.3 mm в центре основания кубического контейнера (рис. 2). Скорость подачи красителя регулировалась высотой установки резервуара относительно дна так, чтобы краситель заполнял дно контейнера и течением поднимался по вихревой оси. В качестве осветителя применялся гелий-неоновый лазер мощностью 20 mW. Картины различных режи-

мов потока регистрировались видеокамерой 5, расположенной ортогонально боковой поверхности контейнера. Структурные особенности потока фиксировались визуально, а также путем видеосъемки с последующей обработкой изображений на персональном компьютере 6. Данная методика позволила уверенно диагностировать режимы потока в кубическом контейнере.

Измерения осевой компоненты скорости на оси вращения диска были выполнены с применением оптического датчика ЛДА с адаптивной временной селекцией (ЛДА АВС) [10]. Оптический датчик ЛДА АВС 7 выполнен на основе двухчастотной дифференциальной оптической схемы с несущей частотой 80 MHz и акустооптической коммутацией измерительных каналов. Длина волны лазерного излучения 514 nm. Фокусное расстояние объекта $F = 500 \text{ mm}$. Размер зондирующего оптического поля цилиндрический $0.5 \times 0.05 \text{ mm}$. В качестве светорассеивающих частиц использовались полистироловые шарики размером 5–20 μm .

Аналитический доплеровский сигнал после низкочастотной фильтрации 8 вводился в компьютер при помощи аналого-цифрового преобразователя 9. Примененная синхронная дискретизация сигнала сохраняет точные фазовые соотношения между косинусоидальной и синусоидальной составляющими квадратурной пары. Фильтрация и определение частоты осуществляются специально разработанным алгоритмом с использованием быстрого преобразования Фурье (БПФ) [4]. Погрешность измерения значений скорости не превышала 1% в диапазоне скоростей 10^{-4} – 10^{-1} m/s .

Экспериментальные результаты и обсуждение

На экспериментальной установке проведено исследование закрученного течения в закрытом кубическом контейнере, полностью заполненном жидкостью при фиксированном $H/R = 2$ в широком диапазоне изменения числа Рейнольдса.

На рис. 3 приведены результаты визуализации структуры распада вихревого ядра при увеличении числа Рейнольдса в кубическом контейнере. Полученные картины течения существенно отличаются от течения в цилиндрическом контейнере. Для всех режимов течение нестационарно. На фотографиях отклоняющаяся от вертикальной оси окрашенная струйка жидкости совершает вращательное движение и прецессирует с угловой скоростью, меньшей скорости вращения диска.

На рис. 4 приведены результаты измерений пространственных распределений осевой компоненты скорости на оси вращения диска в закрытом прямоугольном контейнере в диапазоне Re 1500...4000. По горизонтальной оси отложено расстояние от дна контейнера, а по вертикальной — осевая компонента скорости. Измерения проводились вдоль вертикальной оси прямоугольного контейнера.

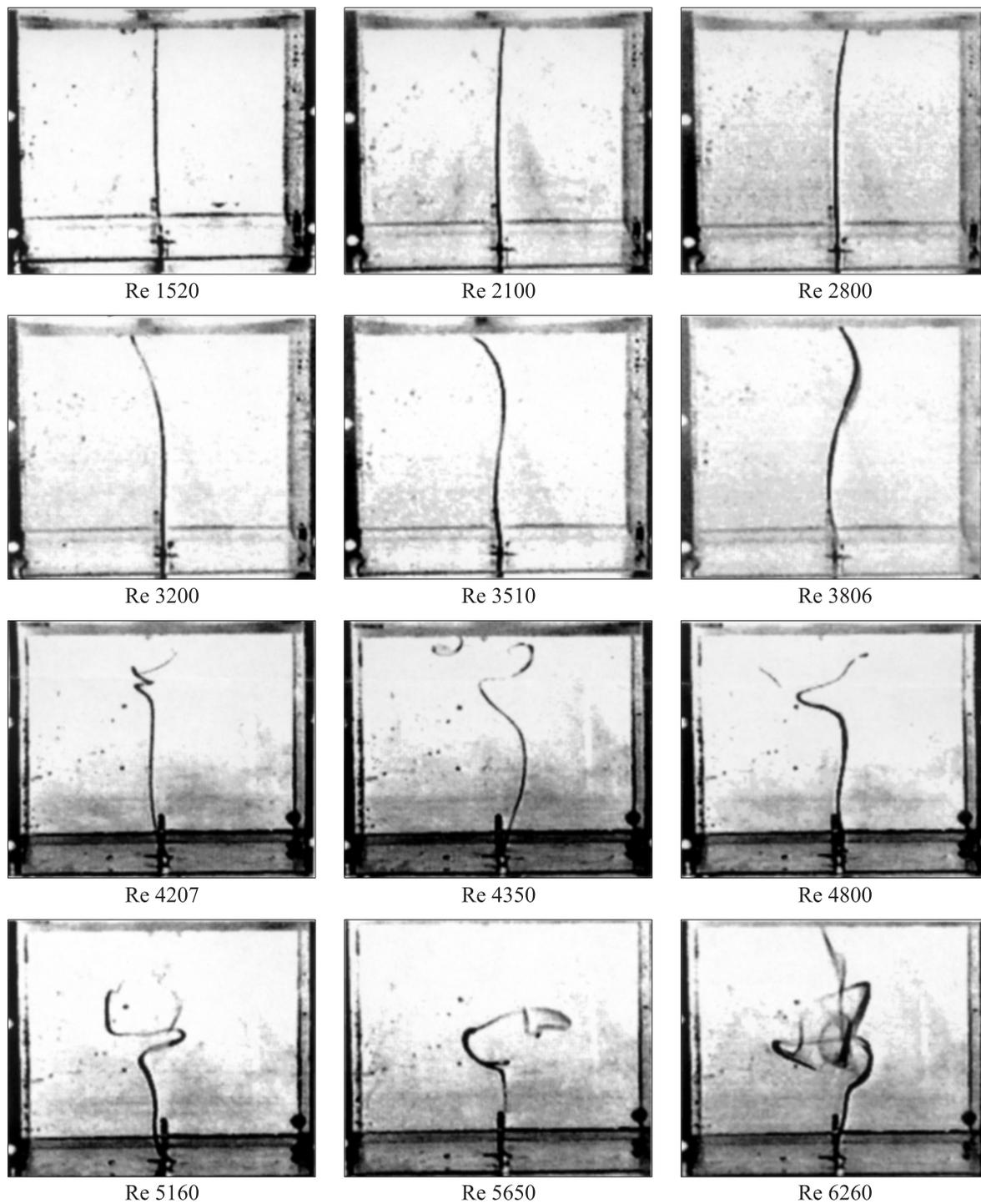


Рис. 3. Визуализация структуры распада вихревого ядра в закрытом контейнере квадратного сечения (ввод красителя в геометрический центр дна кюветы).

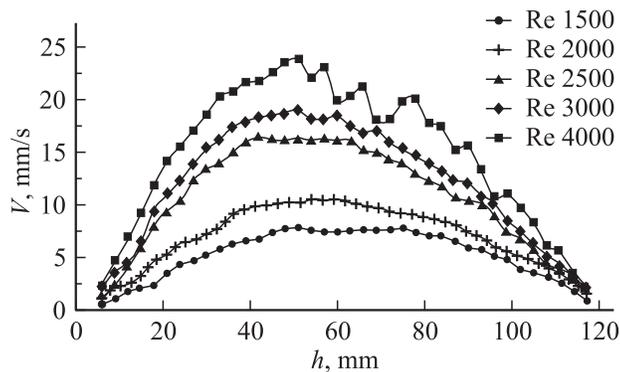


Рис. 4. Распределение осевой компоненты скорости на оси вращения диска.

Профили осевой компоненты скорости измерялись в случайные моменты времени по отношению к фазам осцилляций вихревой структуры. Время осреднения в каждой точке измерения составляло 10 с. Из приведенных данных видно, что при увеличении числа Рейнольдса флуктуации осевой компоненты скорости возрастают, а зона наибольших флуктуаций формируется на участке 50–110 мм от дна контейнера. Однако в отличие от цилиндрического контейнера в данном диапазоне чисел Рейнольдса область возвратного течения (V — отрицательные) не возникает.

На рис. 5 приведены примеры визуализации распада вихревой структуры при $Re = 5000, 5500$ и 6000 . В данном случае визуализация выполнена заполнением флуоресцентным красителем придонной области контейнера. Краситель со дна контейнера течением поднимался по вихревой оси, визуализируя ядро прецессирующей вихревой структуры. При $Re = 5000$ и 5500 наблюдается устойчивая картина распада вихревой структуры спирального типа, а при $Re = 6000$ снова наблюдается перестройка вихревой структуры.

Для дальнейшего исследования эволюции спирального распада вихревой структуры были выполнены измерения осевой компоненты скорости для чисел Рейнольдса

5000 и 6000 (рис. 6). Измерения выполнялись следующим образом.

1. Профиль осевой компоненты скорости в каждой точке измерения определялся по нескольким измеренным значениям скорости. Время осреднения одного измерения составляло 5 с. Осреднение проводилось по четырем значениям измерений, выполненным в случайные моменты времени,

$$\bar{V} = \frac{\sum_{i=1}^n V_i}{n}, \quad n = 4. \quad (1)$$

2. В зоне наибольших флуктуаций (зона II на рис. 6) проводились измерения максимального и минимального значения осевой компоненты скорости. Время осреднения в точке измерения также составляло 5 с.

На рис. 6 показаны распределения осевой компоненты скорости при $Re = 5000$ и 6000 . В зоне II (70–100 мм) видно существенное изменение характера поведения осевой компоненты скорости по сравнению с $Re = 1500 \dots 4000$ (рис. 4). Амплитуда осцилляций существенно увеличивается так, что $V_{\max}/V_{\min} \geq 2$ и существенно отличается от зон I и III, где пульсации скорости $|V_{\max} - V_{\min}|$ не превышают 30% от среднего значения V . Сопоставление данных на рис. 6, а и б позволяет сделать вывод об увеличении размера области интенсивных пульсаций скорости и их амплитуд при возрастании чисел Рейнольдса. Более того, при $Re = 6000$ на геометрической оси контейнера возникают локальные короткие по времени области возвратного течения (V — отрицательные). Однако устойчивой рециркуляционной зоны, как при распаде пузырьвидного типа [1], здесь не возникает.

Таким образом, обнаружено, что в закрытом прямоугольном контейнере для исследованного диапазона изменения чисел Рейнольдса режимы течения нестационарны, а при $Re > 4000$ формируется выраженный распад вихревого ядра только спирального типа. Нестационарная зона возвратного течения возникает только при $Re = 6000$, при этом устойчивая рециркуляционная зона не формируется.

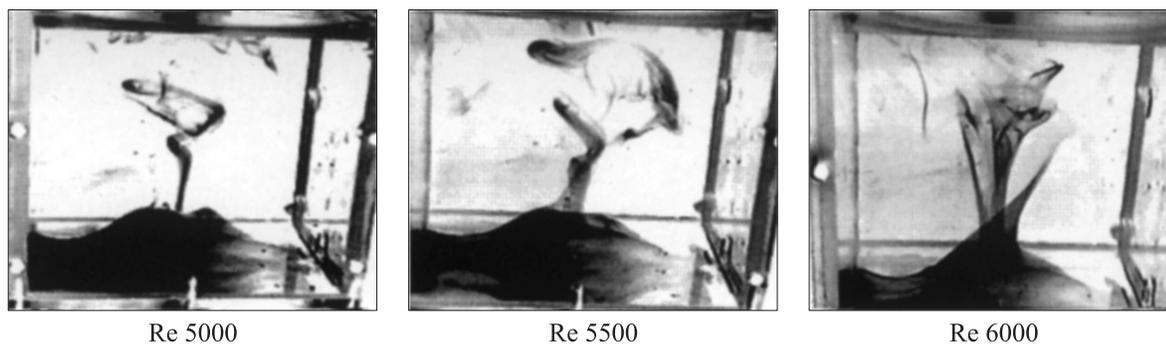


Рис. 5. Визуализация структуры распада вихревого ядра в закрытом контейнере квадратного сечения (заполнение красителем придонной плоскости кюветы).

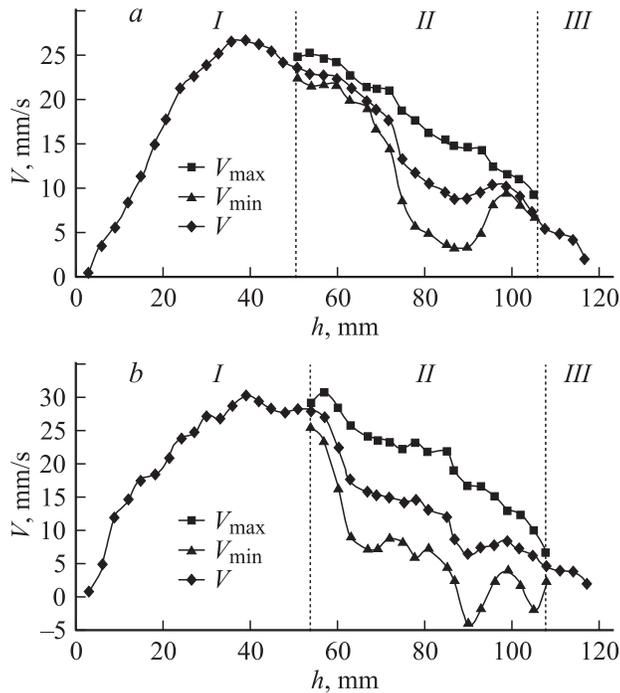


Рис. 6. Распределение усредненной по четырем измерениям осевой компоненты скорости на оси вращения диска в закрытом прямоугольном контейнере $H/R = 2$. *a* — $Re = 5000$, *b* — $Re = 6000$.

Сравнение эволюции течения для контейнеров различной геометрии

В проведенных экспериментах было установлено, что структуры закрученного потока в цилиндрическом и прямоугольном контейнерах существенно различаются. В кубическом контейнере отсутствует распад вихря пузыревидного типа и отсутствуют стационарные режимы течения при низких числах Рейнольдса.

Визуализация (рис. 3) позволяет сравнить структуры вихревого ядра для соответствующих режимов течения в цилиндрическом контейнере, полученных в [1]. Отсутствие распада вихря пузыревидного типа в кубическом контейнере подробно иллюстрировано для различных чисел Рейнольдса, охватывающих диапазон $Re = 1520 \dots 3200$. Это — область существования в цилиндрическом контейнере ярко выраженного стационарного распада пузыревидного типа с одной или двумя рециркуляционными зонами. Следует отметить, что при увеличении чисел Рейнольдса приблизительно до 3200 в кубическом контейнере окрашенное ядро потока вблизи вращающегося диска все более и более отклоняется от вертикальной оси. Отклоненное ядро медленно прецессирует вокруг вертикальной оси контейнера с частотой, пропорциональной вращению диска, но существенно меньшей (примерно в 16 раз). Визуально хорошо фиксируется нестационарный характер течения.

Поток в цилиндрическом контейнере в указанном диапазоне чисел Рейнольдса характеризуется стационарным режимом течения с вихревым распадом пузыревидного типа. На диаграмме (рис. 1) представлена зависимость количества областей пузыревидного вихревого распада и их местоположения в цилиндрическом контейнере как функция числа Рейнольдса и отношения H/R . При $H/R = 2$ на диаграмме мы видим, что для чисел Рейнольдса от 1450 до 1800 и от 2200 до 3000 существует одна область распада пузыревидного типа. В интервале от 1800 до 2200 появляются две области распада. Сравнение течений в этом диапазоне сравнительно низких чисел Рейнольдса показывает, что существует принципиальное различие между топологией течения в центральной области этих двух конфигураций.

Из диаграммы рис. 1 видно, что в цилиндрическом контейнере течение становится нестационарным только при $Re > 2550$. При значениях $Re = 2500$ наблюдается всего одна область распада вихря пузыревидного типа, а при дальнейшем увеличении Re появляются интенсивные вертикальные колебания области распада, но при этом еще продолжает сохраняться осевая симметрия течения. В кубическом контейнере сразу появляется трехмерная структура винтовой формы. При увеличении числа Рейнольдса ее отклонение от вертикальной оси становится все более сильным и ядро течения приобретает слабо коническую винтовую форму с полным витком на протяжении от основания до вершины контейнера (рис. 3 для $Re = 3510$ и 3806).

Новые изменения в структуре течения в кубическом контейнере возникают при числах Рейнольдса более 4000. На визуализированной винтовой нити появляется пилообразный излом, который, вращаясь, совершает вертикальные осцилляции. Можно предположить, что в потоке возникает и исчезает зона обратных токов, подобных возникающим при пузыревидном распаде вихревой структуры в цилиндре. Правда, такая зона существует в течение очень короткого времени, меньшего, чем период колебания закрученного потока. Ее появление и исчезновение искажают винтовую форму траектории введенного в вихревое ядро красителя.

Возникает область течения, где из-за появления зоны обратного тока краситель замедляет движение в осевом направлении и, продолжая вращение, описывает плотный виток (пилообразная область на рис. 3 для $Re = 4207$). Визуальные наблюдения показывают, что при увеличении числа Рейнольдса растет время существования области возвратного тока, и она простирается вплоть до дна контейнера. На рис. 3 этот факт иллюстрируется тем, что краситель все четче вырисовывает структуру данной области.

Возникновение зоны обратных токов при больших числах Рейнольдса однозначно диагностируется также ЛДА измерениями (рис. 6, *b*). Дальнейшее увеличение Re приводит к тому, что время существования рециркуляционной зоны становится сопоставимым с периодом прецессии вихревого ядра, она существует в потоке

постоянно и колеблется вдоль вертикальной оси. Таким образом, для больших чисел Рейнольдса возникает сложное нестационарное течение с двумя процессами колебаний: прецессии винтовой вихревой структуры вокруг вертикальной оси контейнера и осцилляции рециркуляционной зоны вдоль этой оси. При увеличении числа Рейнольдса амплитуда этих двух колебаний в потоке увеличивается, и визуализация при числах Рейнольдса, больших 6000, становится практически бесполезной.

Суммируя результаты проведенного сравнения, можно отметить, что при росте числа Рейнольдса в контейнерах цилиндрической и кубической конфигурации происходят существенно различные сложные пространственно-временные изменения структур течений. В отличие от течения в цилиндрическом контейнере, которое является осесимметричным до $Re \sim 4000$, течение в кубическом контейнере, по-видимому, является несимметричным и нестационарным даже при очень низких числах Рейнольдса $Re \sim 1500$. Можно выделить следующие изменения режимов течения в кубическом контейнере.

1) Течение без появления рециркуляционной зоны со слабой прецессией вихревого ядра, немного отклоненного от вертикальной оси вблизи верхней вращающейся крышки контейнера, существует до $Re \sim 3200$.

2) При Re более 3200 прецессия вихревого ядра, локализованная вблизи вращающейся крышки, плавно переходит в прецессию винтообразной вихревой структуры, занимающей всю высоту контейнера, также без образования рециркуляционной зоны.

3) Далее при $Re > 4200$ режим трехмерного нестационарного течения препятствует формированию устойчивой рециркуляционной зоны, однако наряду с прецессией винтообразного ядра появляются явно выраженные осевые колебания.

4) При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса эти два выраженных типа колебаний течения становятся близкими по интенсивности, рециркуляционная зона регистрируется ЛДА измерениями, структура усложняется настолько, что дальнейшая визуализация потока (при $Re > 6000$) не представляется возможной.

Отметим, что сценарии изменения структуры течения в кубическом (описан выше) и цилиндрическом (представлен для $H/R = 2$ на диаграмме рис. 1, *b*) контейнерах существенно отличаются друг от друга.

Заключение

В закрытом кубическом контейнере в диапазоне изменения чисел Рейнольдса от 1500 до 6000 были выполнены экспериментальные исследования эволюции структуры потока, закрученного вращающейся крышкой, врезанной в верхний торец контейнера. Измерены распределения осевой компоненты скорости вдоль оси контейнера, соосной с осью вращения диска. В результате для всех исследованных Re обнаружены только

нестационарные режимы течения, что необходимо учитывать при математическом моделировании (т.е. рассмотренная в [3] модель некорректна). На основании экспериментальных данных показано, что частота и амплитуда колебаний центральной вихревой структуры увеличивается с ростом числа Рейнольдса. Обнаружено, что в закрытом прямоугольном контейнере формируется ярко выраженный спиральный тип распада вихревого ядра при значениях $Re > 4000$. Однако в отличие от течения в цилиндре здесь устойчивой во времени области возвратного течения не возникает. Показано, что в отличие от хорошо исследованного сценария развития течения в цилиндрическом контейнере от осесимметричного стационарного к осесимметричному нестационарному и затем к несимметричному нестационарному в кубическом контейнере практически сразу формируется несимметричный нестационарный режим течения.

Исследование было частично поддержано грантами INTAS (№ 00-00232) и РФФИ (№ 01-01-00899).

Список литературы

- [1] Escudier P. // Exps. in Fluids. 1984. Vol. 2. P. 189–196.
- [2] Leibovich S. // Ann. Rev. Fluid Mech. 1978. Vol. 4. P. 185–217.
- [3] Chiang T.R., Sheu W.H., Tsai S.F. // Computers & Fluids. 1999. Vol. 28. P. 41–61.
- [4] Дубнищев Ю.Н., Меледин В.Г., Наумов И.В. // Автометрия. 2000. № 5. С. 30–39.
- [5] Faler J.H., Leibovich S. // J. Fluid Mech. 1978. Vol. 86. P. 312–337.
- [6] Алексеенко С.В., Окулов В.Л. // Теплофизика и аэромеханика. 1996. № 2. С. 101–138.
- [7] Alekseenko S.V., Kuibin P.A., Okulov V.L. et al. // J. Fluid Mech. 1999. Vol. 382. P. 195–243.
- [8] Арбузов В.А., Дубнищев Ю.Н., Лебедев А.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 23. С. 84–88.
- [9] Spohn A., Mory M., Hopfinger E.J. // J. Fluid Mech. 1998. Vol. 370. P. 73–99.
- [10] Belousov P.Ya., Dubnischchev Yu.N., Meledin V.G. et al. // Optica Applicata. 1990. Vol. 20. N 3. P. 187–197.