

03;07;12

Особенности оптической диагностики пульсирующих течений

© В.Л. Окулов,¹ И.В. Наумов,¹ Ж.Н. Соренсен²

¹ Институт теплофизики СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: naumov@itp.nsc.ru

² Машиностроительный факультет Датского технического университета,
ДК-2800 Люнгни, Дания
e-mail: jns@mek.dtu.dk

(Поступило в Редакцию 18 мая 2006 г. В окончательной редакции 2 августа 2006 г.)

На важном частном примере интенсивно закрученных течений показана эффективность комплексного применения разных оптических методов диагностики течений. Установлено, что раздельное применение широко распространенных оптических измерительных технологий: LDA (измерение скорости лазерным доплеровским анемометром) и PIV (анализ структуры течения по трекам частиц) часто приводит к получению искаженной информации, особенно для переходного и развитого нестационарного режимов течения. Однако совместное их использование при диагностике осциллирующих течений позволяет существенно улучшить как временное, так и пространственное разрешение измерений.

Данная комплексная методика впервые была применена для диагностики течения в замкнутом цилиндре с вращающимся торцом, где был экспериментально исследован переход от стационарного осесимметричного к нестационарному и несимметричному режимам течения для широкого диапазона изменения режимных параметров. Установлено, что переход характеризуется возникновением азимутальных возмущений с характерными волновыми модами и частотами.

PACS: 47.32.Ff, 47.50.Ef

Введение

В настоящее время лазерная доплеровская анемометрия LDA (Laser Doppler Anemometry), измеряющая скорости сопутствующих потоку частиц в фиксированной точке течения — измерительном объеме — и анализ структуры потока по трекам частиц PIV (Particle Image Velocimetry) являются хорошо известными оптическими методами бесконтактного измерения скорости различных течений жидкости и газа. Для широкого класса течений обычно считается, что влияние на поле скорости засеянных в жидкость частиц при определенном их подборе весьма незначительно, и обе измерительные методики не вносят возмущений в исследуемое течение. Действительно, для стационарных эталонных течений максимальная погрешность мгновенного PIV образа течения не превышает 10% во всех точках тестируемого сечения [1], а для точечных LDA-измерений можно достичь максимальной погрешности еще на порядки меньшего значения [2]. Минимизация погрешности от случайных возмущений в том и другом случае достигается за счет статистического осреднения измеряемых данных, что позволяет получать картину для тестируемого стационарного течения, близкую к реальной.

Принципиально другая ситуация возникает при наличии в потоке пульсаций. В этом случае мгновенные картины течения отличаются друг от друга, а линии тока перестают совпадать с траекториями сопутствующих потоку частиц. Получить адекватную информацию о течении становится чрезвычайно трудно. Но, как оказалось, часто можно повысить качество измеряемых кинематических характеристик пульсирующих течений, если применять

оба метода одновременно. Такое комплексное решение проблемы диагностики пульсирующих течений предполагает для статистического осреднения мгновенных полей скорости (PIV — пространственных картин течения) использовать спектральные характеристики временных пульсаций скорости, получаемых с помощью LDA в фиксированных точках течения, что одновременно обеспечивает пространственное и временное разрешение измерений.

Целью представленной работы является демонстрация эффективности применения комплексной методики для диагностики пульсирующих потоков на важном частном примере интенсивно закрученных течений. Этот выбор связан с тем, что практически все закрученные течения, независимо от способа их генерирования (вращение установок и их элементов, применение разных типов завихрителей и т.п.), при достижении некоторых критических значений режимных параметров самопроизвольно теряют осевую симметрию, становятся пульсирующими [3]. Здесь обе задачи — правильная экспериментальная диагностика переходного режима, так же как и корректные измерения кинематических характеристик развитого пульсирующего течения — представляют интерес для разработки, тестирования и применения разных измерительных методов и методик. С практической точки зрения описание и предсказание переходных и пульсирующих рабочих режимов в вихревых аппаратах имеет большое значение для развития промышленных вихревых технологий, которые используют интенсивную закрутку потока.

В качестве примера рассмотрим закрученное течение, генерируемое в закрытом неподвижном цилиндре

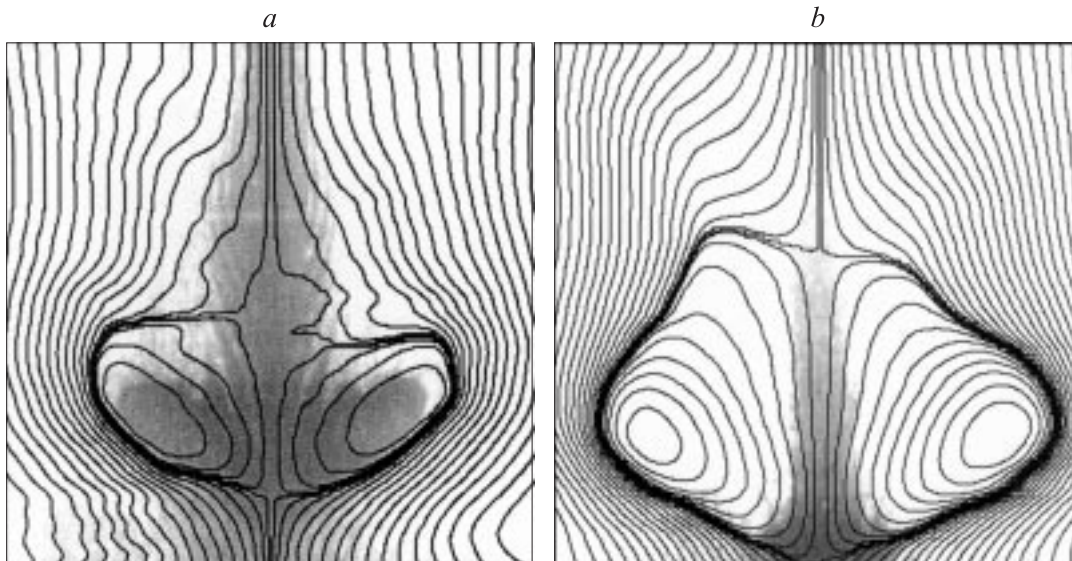


Рис. 1. Примеры визуализации течения на оси цилиндра с наложенными линиями тока, определенными в [7] простым осреднением без учета осевых колебаний пузыревидной структуры: при $Re = 2539$ (a) и 3079 (b).

вращающейся крышкой. Вращение крышки за счет сил трения приводит рабочую жидкость внутри цилиндра во вращение вокруг его геометрической оси. Вблизи крышки жидкость движется от оси к краю цилиндра в результате центробежной силы. Из-за наличия стенок цилиндра рабочая жидкость поворачивает и перемещается вниз вдоль них к неподвижной торцевой крышке и затем вдоль оси цилиндра возвращается к вращающейся крышке, формируя интенсивный приосевой вихрь. Изменение структуры потока в этой конфигурации зависит от двух режимных параметров: отношения высоты цилиндра к радиусу вращающегося диска $h = H/R$ и числа Рейнольдса $Re = \Omega R^2/\nu$, где Ω — угловая скорость вращения крышки и ν — кинематическая вязкость рабочей жидкости. В связи с изучением явления распада приосевого вихря, которое сопровождается образованием пузыревидной области с обратным током (пузыря), данное течение интенсивно исследовалось как численно, так и экспериментально. Из множества экспериментальных исследований следует прежде всего выделить работу Эскудые [4], который с помощью визуализации течения в диаметральной сечении цилиндра наиболее полно систематизировал структуру течения. Для широкого диапазона изменения режимных параметров установки были найдены границы стационарных режимов с разным числом зон распада и границы перехода к нестационарным режимам с осесимметричными осцилляциями вдоль оси. Кроме того, при значениях $h > 3$ он обнаружил существование другого перехода — от стационарного осесимметричного течения сразу к трехмерному нестационарному движению жидкости. Наиболее полное численное изучение возникновения неустойчивых режимов в этом течении было проведено в [5], где были определены критические числа Рейнольдса и частоты возмущений для разных азимутальных волновых мод. Следует отметить, что расчетная

граница перехода к нестационарному режиму течения по числу Рейнольдса хорошо согласовалась с визуальными наблюдениями [4] только в диапазоне $1.86 < h < 2.9$. Ниже значения $h = 1.86$ экспериментальные данные для сравнения отсутствовали, в то время как для значений $2.9 < h < 3.5$ рассчитанная в [5] граница перехода к нестационарному режиму течения не совпадала с наблюдениями [4]. Понятно, что для проведения здесь более корректного сопоставления необходимо использовать другие, более точные, методы диагностики течений, чем простое визуальное наблюдение. Попытки LDA и PIV измерений поля скорости в тестируемом течении уже предпринимались, однако они были выполнены только для нескольких фиксированных режимов течения (см., например, [6–8]). Систематических экспериментальных исследований для диагностики переходных режимов, так же как масштабное тестирование и отладка методик измерения кинематических характеристик для развитого пульсирующего течения, здесь еще не проводились. Проанализируем подробно сложившуюся здесь ситуацию и рассмотрим некоторые пути решения этой экспериментальной проблемы.

1. Основные методы бесконтактной диагностики

1.1. Визуализация

Наиболее простым бесконтактным методом исследования течений жидкости и газа является их визуализация. Визуализация, как правило, выполняется с использованием различных типов вводимых в поток частиц и освещением потока световым сечением. Фиксация разными способами (фото- и видеосъемкой, простым наблюдением) положения частиц в потоке в разные

моменты времени позволяет получить качественную информацию о различных особенностях течения (вихрях, застойных зонах и зонах возвратного тока) и оценить пространственный размер этих областей. Недостатком этого метода является то, что качество картины течения в разных областях светового сечения пропорционально времени записи и концентрации частиц. Существенным ограничением метода является возможность его применения только для стационарного режима течения. Как было показано в [7,8], для рассматриваемого течения в цилиндре с вращающимся торцом при нестационарном режиме с осевыми осцилляциями пузырьвидной области возвратного течения визуальная картина диагностирует пузырь существенно меньших размеров (рис. 1, *a*). При дальнейшем росте амплитуды осцилляций пузырь полностью исчезает при визуализации (рис. 1, *b*), хотя отчетливо диагностируется другими экспериментальными методами и в расчетах. Это объясняется тем, что при нестационарном течении траектории засеянных в жидкость частиц не совпадают с мгновенными линиями тока, частицы вымываются из области возвратного течения, что не позволяет определить реальную структуру потока. Кроме того, следует отметить, что с помощью визуализации не всегда удается правильно диагностировать даже стационарные режимы и определить границу перехода к нестационарному режиму. Это замечание относится к классу течений, в которых всегда присутствующие в экспериментах незначительные внешние возмущения приводят к возникновению лагранжевой хаотизации течений [9]. К такому классу течений относится и рассматриваемый здесь пример. Действительно, при более тщательной визуализации течения авторы [10] нашли асимметрию и неустойчивость для традиционно осесимметричных и стационарных режимов, которая, как оказалась, была связана с лагранжевой хаотизацией частиц меток при усилении внешних возмущений в потоке от неправильно установленной вращающейся крышки [11].

1.2. LDA

Измерительные технологии, основанные на методах лазерной доплеровской анемометрии (LDA), считаются наиболее эффективными при исследованиях кинематических характеристик нестационарного движения жидкости и газа. Применение LDA позволяет определить среднее значение и пульсационные характеристики скорости течения с высоким временным и пространственным разрешением в тестируемом объеме потока. Высокое временное разрешение позволяет проводить измерения пульсационных характеристик течения в широкой полосе частот и ограничивается только количеством частиц, проходящих через измерительный объем в единицу времени. Высокое пространственное разрешение в точке обусловлено тем, что измерительный объем практически точечный (как правило, эллипсоид $500 \times 50 \mu\text{m}$). Это дает возможность идентифицировать мелкомасштабные вихревые структуры.

Недостатком LDA является то, что этот метод позволяет проводить только последовательные измерения скорости в пространстве, переходя от точки к точке исследуемого течения. Это означает, что LDA позволяет получить среднюю скорость потока и его пульсационную составляющую в каждой последующей тестируемой точке с запаздыванием на длину реализации измерения в предыдущей точке и время перемещения прибора. Как правило, при наличии в потоке крупномасштабных пульсаций с периодом колебаний, превосходящим длину реализации, данные измерений в разных точках обычно не совпадают по фазе, за счет этого появляются дополнительные паразитические флуктуации, делающие значение средней скорости потока пилообразным [12]. Профиль или поле скорости будет искажено, либо нужно подбирать время осреднения существенно большим периода пульсаций течения или синхронизировать моменты начала записи сигнала по фазе, что не всегда выполнимо. Например, когда флуктуации скорости представляют собой суперпозицию нескольких колебаний, практически невозможно получить неискаженное поле скорости при последовательном измерении от точки к точке. Следует отметить, что иногда возникают проблемы с LDA-диагностикой даже стационарных режимов течения. Это связано с продолжительностью эксперимента, что требует обеспечивать стабильность условий эксперимента и сохранять режимные параметры течений неизменными длительное время.

1.3. PIV

В отличие от LDA, использование PIV позволяет получать мгновенное распределение скорости в исследуемом сечении и наблюдать мгновенную картину течения в пределах двумерной плоскости светового ножа. Как и при визуализации, недостатком этого метода является то, что точность измерения неодинакова в разных областях светового сечения и пропорциональна концентрации частиц. Кроме того, этот метод является эффективным только для случая, когда одной из компонент скорости (перпендикулярной световому сечению) можно пренебречь. Действительно, между двумя регистрациями мгновенного распределения движущихся в световом сечении светорассеивающих частиц меняется их положение, и часть частиц выходит из тестируемого сечения, а другие частицы появляются в нем. Это приводит к появлению паразитических флуктуаций расчетного поля скорости, причем малая временная база сигнала ограничивает возможность его фильтрации и обуславливает высокую степень влияния таких случайных флуктуаций на точность измерений. Понятно, что случайная ошибка измерения скорости увеличивается (иногда до 10% и более) при увеличении относительного значения компоненты скорости, перпендикулярной световому сечению, когда вероятность исчезновения и появления частиц в тестируемом сечении возрастает. Точность измерения может быть значительно увеличена при статистическом осреднении большего количества

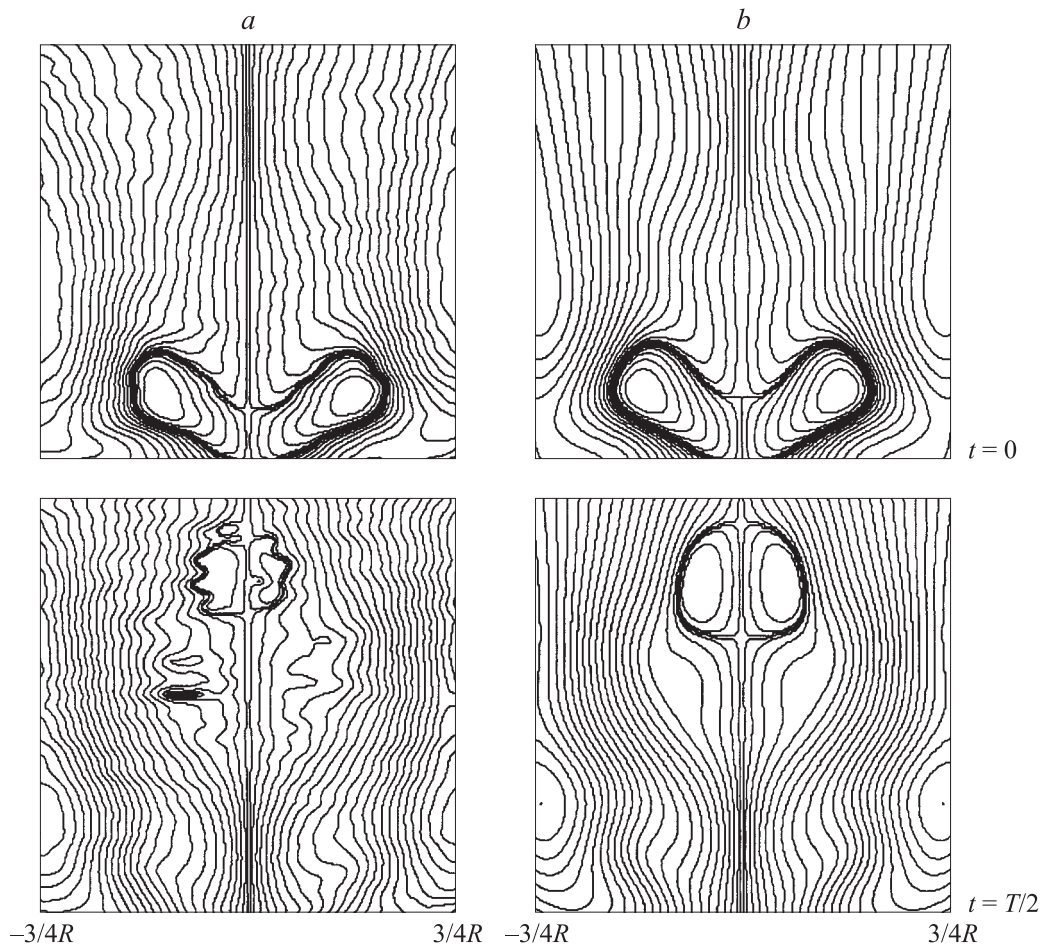


Рис. 2. Сравнение сечения трубок тока, рассчитанных в [8] по данным PIV-измерений (а) и численно (b) для нестационарного режима течения с сильными осесимметричными колебаниями пузырьвидной области распада вихря при $Re = 3004$.

мгновенных полей скорости, но только для стационарных течений. Например, в [7] после 20-кратного осреднения мгновенных PIV-образов в диаметральной сечении цилиндра для стационарных режимов тестируемого течения было получено отличное совпадение с осесимметричным стационарным расчетом. Однако данный прием не проходит в нестационарном случае. Связано это с тем, что в нестационарных, осциллирующих потоках помимо описанной выше случайной ошибки возникает ошибка смещения частиц-меток за счет несовпадения их траекторий с мгновенными линиями тока. Иногда накопление ошибки смещения после многократного осреднения приводит к полному искажению структур течения. В частности, в [7] после многократного осреднения режима течения с осциллирующим вдоль оси пузырем при $h = 2$ и $Re = 3079$ получилась картина с весьма причудливым очертанием пузыря (рис. 1, b), вобравшего в себя все промежуточные положения полного колебательного цикла (рис. 2), найденного в [8]. Таким образом, при PIV-диагностике нестационарных течений возникает дилемма: ошибка смещения убывает с уменьшением количества мгновенных векторных полей при осреднении, но тогда возрастает случайная ошибка.

К сожалению, разрешить эту проблему в рамках самой методики не удастся.

1.4. Совместное применение PIV и LDA

Для успешного изучения кинематических характеристик нестационарного движения кажется естественным объединить оба измерительных комплекса. Первая попытка диагностирования режима закрученного течения в цилиндре с осциллирующим пузырем при $h = 2$ и $Re = 3004$ с одновременным применением обеих методик была успешно реализована [8]. Для оценки временного масштаба нестационарности исследуемого процесса использовался LDA. Сначала информация о временных масштабах пульсаций в потоке и их характерные частоты были получены после спектральной обработки временных реализаций скорости в нескольких точках потока, измеренных с помощью LDA. С учетом информации о периоде основных колебаний при PIV-диагностике течения было применено кратно-периодическое осреднение мгновенных распределений скорости, полученных в диаметральной сечении. Применение данного подхода оказалось весьма перспективным, чтобы распространить его для дальнейших наших исследований.

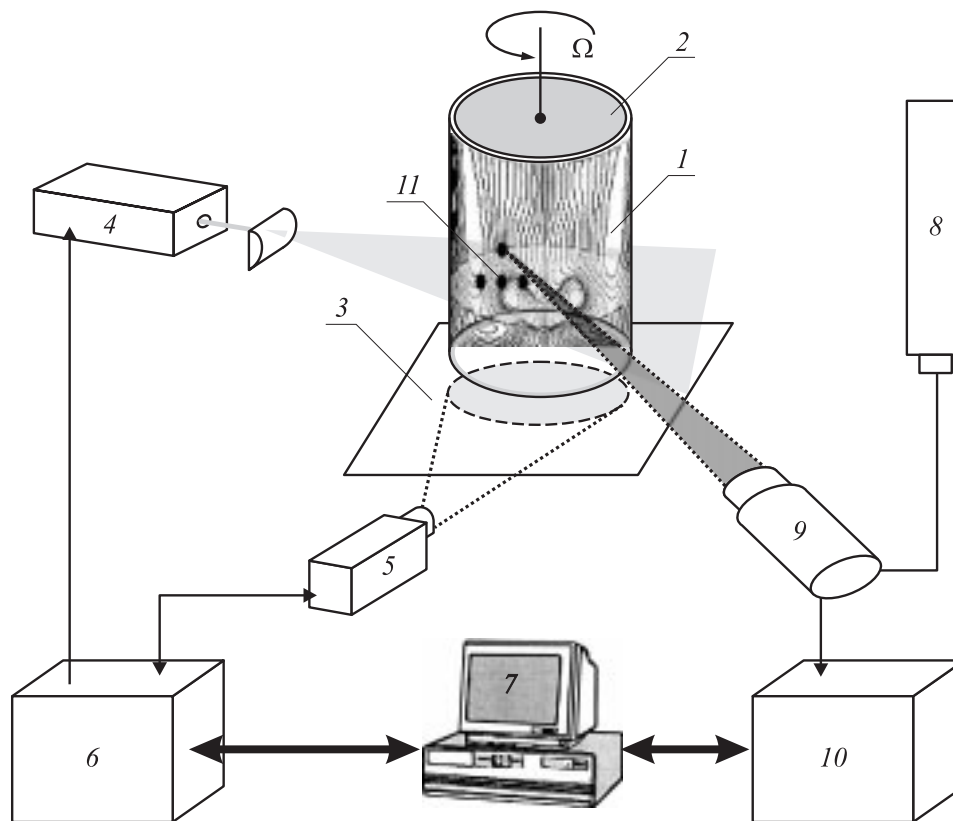


Рис. 3. Схема экспериментальной установки.

2. Экспериментальная установка

Схематически экспериментальная установка показана на рис. 3. Экспериментальные исследования нестационарных режимов закрученных течений были выполнены в цилиндрическом контейнере с внутренним диаметром 288 мм. Рабочая секция контейнера выполнена из прозрачного оргстекла оптического качества. В нашем исследовании использовался режим с верхней вращающейся крышкой и неподвижным дном. Верхняя крышка контейнера приводится во вращение шаговым двигателем, кроме того, возможна ее автоматическая установка на разной высоте, что позволит регулировать высоту замкнутого цилиндра H в диапазоне $0.2 \leq h \leq 4$. В наших экспериментах исследовалась область $1 \leq h \leq 3.5$. Зазор между вращающимся диском и стенкой цилиндра составлял 0.3 мм. Для минимизации оптических aberrаций и термостабилизации цилиндрический контейнер был помещен в стеклянный куб размером $700 \times 700 \times 700$ мм, заполненный водопроводной водой. 80%-ная водно-глицериновая смесь использовалась как рабочая жидкость, а полиамидные сферы нейтральной плотности со средним диаметром $10 \mu\text{m}$ применялись в качестве светорассеивающих частиц.

Для диагностики течения одновременно применялось LDA- и PIV-оборудование фирмы Dantec. Для диагностики в горизонтальном сечении I поля скорости, генерируемого вращающейся крышкой 2 , было исполь-

зовано зеркало 3 , расположенное под углом 45° под цилиндром. Световое сечение около 2 мм PIV измерительной системы было сформировано комбинацией сферических и цилиндрических линз, где в качестве источника лазерного излучения применялся Nd:YAG-лазер 4 (энергия импульса 50 мДж, частота 15 Гц, длина волны $\lambda = 532$ нм). Лазерный нож был установлен в горизонтальной плоскости I на высоте $H/4$ от дна цилиндра. В случае диагностики течения в меридиональной плоскости лазерный нож устанавливался во фронтальном к камере диаметральной сечении цилиндра. Изображения светорассеивающих частиц фиксировались камерой 5 высокого разрешения с двойным буфером Dantec HiSense (1280×1024 псх, $6.7 \mu\text{m}$ расстояние между пикселями). Дополнительно на объектив камеры (фокусное расстояние 60 мм) устанавливался оптический узкополосный фильтр (полоса пропускания 532 нм). Процессор обработки изображений 6 (Dantec 1500 FlowMapProcessor) выполнял синхронизацию системы освещения и камеры. Персональный компьютер 7 со специализированным программным обеспечением (Dantec FlowManager ver. 4.20) использовался для накопления и обработки экспериментальных данных. Размер области вычисления (32×32 псх, с 25% перекрытием) обеспечивал пространственное решение поля скорости в 2.5 мм.

Для измерения флуктуаций компонент скорости во времени использовался 2D лазерный анемометр

(Dantec 2-D Fiberflow LDA), выполненный на аргонном лазере 8 мощностью 2 W и коммерческом процессоре 10 для обработки доплеровских сигналов (BSA57N2). В данном LDA применяется дифференциальная двухчастотная оптическая конфигурация (частота сдвига 40 MHz). Диаметр оптической головки 9 равен 112, фокусное расстояние 600, диаметр лазерных пучков 1.35 mm. Длины волн лазерного излучения составляли 514.5 (зеленый свет) и 488 mm (синий свет). Размер измерительной зоны LDA: $0.12 \times 0.12 \times 1.52$ mm. Доплеровский сигнал от светорассеивающих частиц 11 обрабатывался BSA сигнальным процессором 10 и на персональном компьютере 7.

3. Рабочие параметры и уровни погрешностей

Переход от стационарного к нестационарному режиму течения исследовался в диапазоне значений $1 \leq h \leq 3.5$. Погрешность вычисления h зависела от точности определения высоты рабочей секции H и не превышала 0.15% в автоматическом режиме изменения вертикального положения крышки. Закрутка рабочей жидкости осуществлялась вращением верхней крышки шаговым двигателем с точностью 2400 шагов на один оборот. Основная задача состояла в том, чтобы определить характеристики исследуемого течения для значений чисел Рейнольдса в окрестности 3000 — в той области, которая в [4] была визуально определена как граница перехода к нестационарному режиму течения. Для данной экспериментальной установки и используемой рабочей жидкости угловая скорость вращения диска, обеспечивающая число Рейнольдса $Re = 3000$ соответствует приблизительно одному обороту диска в секунду. Для диапазона чисел Рейнольдса, изучаемого в данной работе, погрешность определения угловой скорости не превышала 0.05%.

Поскольку кинематическая вязкость рабочей жидкости очень чувствительна к температуре, в ходе эксперимента температура тщательно контролировалась цифровым термометром с точностью $\pm 0.05^\circ\text{C}$, что дает неопределенность определения кинематической вязкости рабочей жидкости в пределах 0.2%. Таким образом, суммарная ошибка определения Re не превышала ± 10 в диапазоне чисел Рейнольдса 2000–6000.

Дополнительные погрешности при применении любых оптических методов возникают при измерениях вблизи стенок и через криволинейные границы тестируемых секций. В частности, цилиндрическая стенка контейнера может играть роль своеобразной линзы, искажая при PIV-диагностике и визуализации размеры треков маркирующих частиц в радиальном направлении. Поэтому для оценки искажений векторного поля были выполнены PIV-измерения профилей радиальной компоненты вектора скорости в перпендикулярных сечениях: фронтально — в диаметральном сечении через полукруглую стенку цилиндра и в горизонтальном сечении —

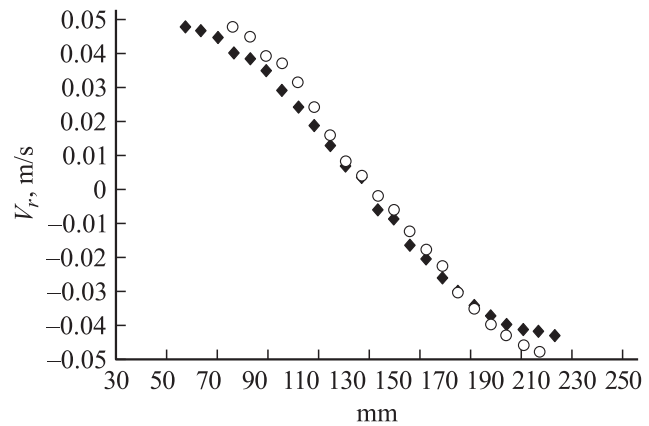


Рис. 4. Значения радиальной компоненты вектора скорости V_r вдоль диаметра цилиндра на высоте $h = 0.1$ для $Re = 2200$, определенные при (◆) вертикальном — фронтальном (через цилиндрическую стенку) и (○) горизонтальном (через плоское дно) PIV-зондировании.

через плоское дно на высоте $0.1H$, где радиальная компонента вектора скорости сравнима по величине с азимутальной и осевой. На рис. 4 приведено сравнение профилей радиальной компоненты вектора скорости, измеренных вдоль диаметра цилиндра на пересечении этих плоскостей при $Re = 2200$. Сопоставление показывает, что искажения за счет цилиндрической формы боковой поверхности стенки контейнера увеличивают значения радиальной компоненты скорости равномерно от центра к периферии до 10% в вертикальном сечении по сравнению с измерениями через плоское дно в горизонтальном сечении, где искажения за счет кривизны стенки отсутствуют. Данный факт следует учитывать при сравнениях, особенно при сопоставлении размера пузыря в эксперименте и при вычислениях.

Более критичным оказывается влияние криволинейной границы для LDA-измерений. В цилиндрическом контейнере поверхность цилиндра является дополнительным оптическим элементом в системе LDA — измеряемый объект (скорость рабочей жидкости в контейнере). Данный элемент вносит дополнительные оптические aberrации, влияющие на формирование оптического зондирующего поля LDA. В случае симметричного расположения пучков LDA относительно оси цилиндра aberrации минимальны. При отклонении от оси симметрии влияние aberrаций на формирование зондирующего поля становится весьма существенным, что приводит к нелинейному изменению коэффициента преобразования LDA. Таким образом, непредсказуемо увеличивается систематическая погрешность измеренной средней скорости, что необходимо всегда учитывать при проведении экспериментальных исследований LDA, когда тестирование проводится через искривленную поверхность рабочей секции.

4. Особенности измерений и обработки данных

Наличие для данного класса течений лагранжевой хаотизации частиц маркеров, возникающее даже при стационарных с эйлеровой точки зрения режимах течения [11], должен приводить к диагностированию хаотических пульсаций любым из описанных выше оптических методов. Чтобы определить границу устойчивости течения, а не частиц-маркеров, заметим, что уровень лагранжева хаоса не должен увеличиваться при фиксированном уровне внешнего воздействия на стационарное течение. Как показано на численном примере в [9], уровень хаоса растет вместе с ростом амплитуды внешнего возмущения. Для тестируемого здесь течения внешним возмущением является не точная горизонтальность вращающейся крышки, которая во всех экспериментах была одинакова, т. е. амплитуда воздействия сохранялась, а менялась лишь частота вращения. Кроме того, при возникновении лагранжева хаоса невозможно выделить доминирующие частоты. Напротив, развитие эйлеровой неустойчивости сначала сопровождается ростом одной или нескольких неустойчивых мод гармонических возмущений, когда это не связано с развитием эйлерова хаоса — турбулентности, как и в нашем случае при относительно малых числах Рейнольдса. Действительно, предварительные наши исследования для $h = 2$ полностью подтвердили эти рассуждения. В работе [8] приведен пример зависимости дисперсии осевой компоненты скорости σ_v^2 при росте угловой скорости вращения крышки или росте числа Рейнольдса. Исследования флуктуаций скорости показывают, что до значения $Re = 2500$ наблюдаются только хаотические пульсации без роста их амплитуды, потом возникают гармонические колебания в потоке, которые определяют потерю устойчивости течением, а не частицами-метками, и характеризуются линейным ростом дисперсии осевой компоненты скорости. Эти данные не противоречат диаграмме режимов из [4]. Таким образом, для определения границы между стационарными и осциллирующими режимами течения необходимо анализировать временные реализации компонент скорости, измеренные LDA в некоторых фиксированных точках течения, чтобы определить момент возникновения растущих гармонических колебаний.

Следует отметить, что в отличие от визуализации [11] выделить лагранжев хаос для стационарного режима течения (до значения $Re = 2500$) при LDA-диагностике не удалось. Связано это с тем, что амплитуда пульсаций возмущений от лагранжевой хаотизации движения частиц-меток оказалась меньше, чем инструментальная погрешность прибора, за счет качества сигнала и погрешности определения доплеровой частоты. Поэтому задача по дальнейшему совершенствованию измерительной техники и созданию новых методик для диагностирования уровня лагранжева хаоса в тестируемых течениях остается актуальной.

Другой важный элемент данного исследования связан с проблемой правильного выбора пространственного

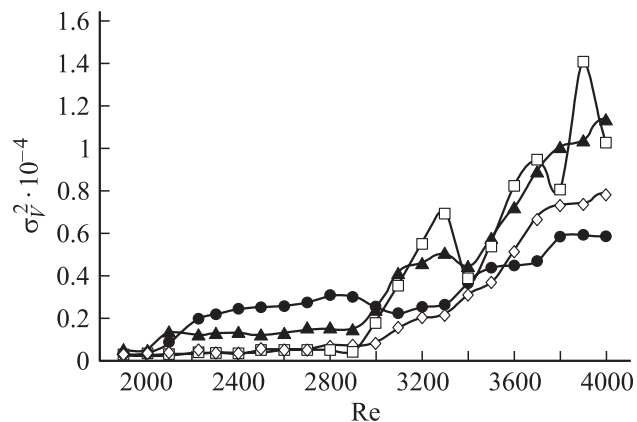


Рис. 5. Зависимость дисперсии азимутальной компоненты вектора скорости, измерений LDA от числа Рейнольдса при $h = 3.5$ в разных точках внутри цилиндра (см. рис. 3); —○— — $R/2, h/2$; —□— — $R/4, h/4$; —▲— — $R/2, h/4$; —●— — $3/4, R, h/4$.

положения тестируемых точек. Исследования пульсаций скорости были выполнены в четырех точках, расположенных на расстояниях $R/4, R/2$ и $3R/4$ от оси цилиндра и на высоте $H/2$ и $H/4$ от неподвижного дна цилиндра (рис. 3). Такой выбор был обусловлен тем, что осцилляции течения всегда сначала появляются в нижней части закрытого контейнера. Здесь влияние вращающегося диска достаточно слабо, и меридиональное течение жидкости у дна, направленное от стенок цилиндра к его оси, характеризуется относительно малыми значениями скорости по сравнению с другими частями цилиндра. Поэтому амплитуды азимутальных волн возмущений наиболее ярко проявляются у неподвижного дна цилиндра на фоне более слабого течения. Однако следует отметить, что начало роста пульсаций не всегда во всех точках происходит одновременно. На рис. 5 приведен график дисперсии скорости при увеличении числа Рейнольдса для $h = 3.5$, иллюстрирующий переход от стационарного к нестационарному режиму в разных точках течения. Видно, что увеличение пульсаций осевой и азимутальной компонент вектора скорости происходит в точках с координатами $(R/2; h/4)$ и $(3R/4; h/4)$ при $Re = 2100$, в то время как рост пульсаций компонент скорости в области распада вихря в точках с координатами $(R/2; h/2)$ и $(R/4; h/4)$ появляется только при $Re \geq 3000$. В связи с тем что визуальные наблюдения в [4] были сконцентрированы в области распада вихря, то и граница возникновения нестационарности была определена автором [4] завышенно в районе $Re = 3000$.

Время LDA-измерения в каждой точке составляло 60 с. Этого оказалось достаточно, чтобы определить значения частот возмущений до пятой азимутальной моды включительно и установить параметры для кратнопериодического статистического осреднения мгновенных PIV-полей скорости. По сути, этот прием есть

аналог фазового осреднения, широко распространено для анализа непрерывных временных реализаций (измеренных, например, LDA) с выраженной основной гармоникой колебаний, когда осреднение можно провести для любой заданной фазы колебаний. Однако при кратнопериодическом осреднении PIV-образов определить начальную фазу колебаний не удастся и просто без привязки к ней с некоторого момента начала измерений производится осреднение мгновенных картин течения, измеренных через равные промежутки времени T , кратные основному периоду колебаний, определенному из анализа временной LDA-реализации. Данная техника легко обобщается для получения осредненных „мгновенных“ картин течения с фиксированным сдвигом фаз относительно начала измерений. Например, для получения осредненных „мгновенных“ PIV-образов течения для n моментов времени внутри полного периода колебаний измерения проводятся через интервал T/n . В этом случае для каждого момента времени внутри полного периода осреднение проводится выборкой только тех полей скорости, которые были получены в соответствующие только ему моменты времени с временной задержкой в полный период, т.е. $0, T, 2T$ и т.д. Как и для стационарного режима течения, такой способ осреднения мгновенных полей скорости обеспечивает значительное уменьшение случайной ошибки измерения, при этом почти полностью исключается ошибка измерения, связанная с нестационарными изменениями в структуре течения.

При изучении формы азимутальных возмущений для всех тестируемых режимов течения PIV-образы поля скорости были получены в горизонтальном сечении цилиндра на высоте $h/4$. Для выделения азимутальной моды малых возмущений из „мгновенного“ поля скорости следует вычлесть основное течение, которое определялось осреднением 100 PIV-образов скорости, измеренных в случайные моменты времени $\bar{U} = \sum_1^{100} U(t)$.

Статистическое осреднение полей скорости позволяло получить распределение средней скорости в исследуемом сечении для каждого выбранного (h, Re) режима течения. „Мгновенное“ поле скорости было вычислено статистическим осреднением 20 мгновенных полей скорости $\overline{U(T_k)} = \sum_1^{20} U(T_k)$, которые были измерены в соответствующие моменты времени с временной задержкой, кратной периоду колебаний T_k исследуемой азимутальной волновой моды k . Поля скорости в экспериментах были получены для четырех или трех (для $k = 4, 5$) моментов времени внутри полного периода. На рис. 6 приведены наложенные друг на друга поля \bar{U} и $\overline{U(T_k)}$. Видно, что отклонения векторов скорости пренебрежимо малы по сравнению с доминирующим вращением. Так как значения радиальной компоненты скорости и возмущения скорости существенно ниже значений азимутальной компоненты скорости, то наблюдать визуально азимутальные моды, используя обычные

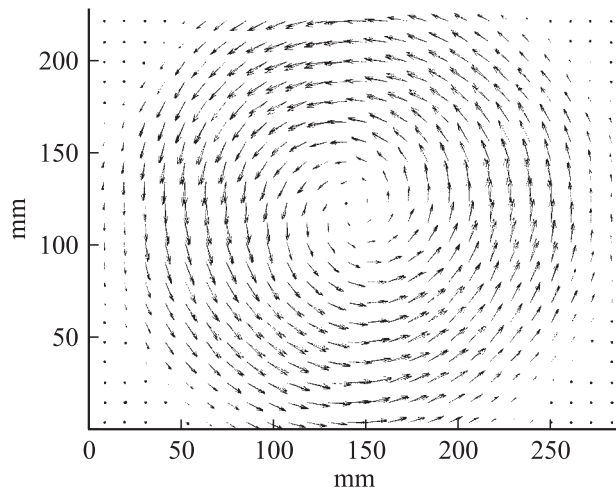


Рис. 6. Сравнение „мгновенного“ и среднего PIV-полей скорости в горизонтальном сечении цилиндра.

приемы визуализации и анализа структуры течения по трекам частиц, не представляется возможным. Поэтому на последнем этапе проводилось вычитание

$$\overline{U(T_k)'} = \bar{U} - \overline{U(T_k)}. \quad (1)$$

Такой подход позволяет в тестируемом сечении извлечь малые отклонения от среднего распределения вектора скорости, соответствующие различным азимутальным волновым модам $k = 3, 4$ и 5 .

Изучение структуры осесимметричных возмущений, соответствующих волновой моде $k = 0$, проводилось в вертикальном диаметральной сечении цилиндра, так как в этом случае изменения структуры течения в азимутальном направлении отсутствуют. Чтобы избежать искажений, связанных с неточностью определения радиальной компоненты из-за кривизны боковой стенки цилиндра, для осесимметричных режимов структура течения определялась через линии уровня функции тока [7,8]. В этом случае функция тока стоксова, т.е. ее значения определяют расход через соответствующую трубку тока, поэтому в диаметральной сечении (рис. 1, 2) были построены линии уровня расхода, определенные через значения осевой компоненты скорости, без привлечения искаженной информации о радиальной компоненте. По этой причине было получено хорошее соответствие с расчетом: в [7] для стационарных режимов простым осреднением PIV-полей осевой компоненты скорости и в [8] для режима с осциллирующим пузырем с помощью кратнопериодического осреднения.

Таким образом, использование LDA позволяет провести диагностику перехода от стационарного к нестационарному режиму течения и обеспечивает информацию для статистического осреднения, необходимого при получении „мгновенных“ PIV-полей скорости с необходимой точностью.

5. Экспериментальные результаты и обсуждение

Экспериментальные исследования структуры течения были выполнены для значений $h \in [1.5, 3.5]$ с шагом 0.1 в диапазоне изменения $Re \in [2000, 5000]$ с шагом 100. В экспериментах для каждого фиксированного значения h определялось наиболее низкое число Рейнольдса, при котором начинался рост амплитуды пульсаций и появлялась выраженная азимутальная волновая мода. Измерения начинались с $Re = 2000$, т.е. с заведомо стационарного режима течения, и продолжались до хаотизации течения. Действительно, при $Re \geq 4500$ для всех h наблюдалась хаотизация движения рабочей жидкости, при которой было трудно извлечь доминирующие частоты колебаний.

В диапазоне $h \in [1.8, 2.7]$ анализ временных LDA-реализаций показал, что критической является волновая мода $k = 0$, т.е. поток остается осесимметричным после возникновения в нем колебаний. В этом случае происходят вертикальные колебания пузыря (рис. 5), которые удобнее наблюдать в диаметральной сечении.

В диапазоне $h \in [2.7, 3.5]$ переход от стационарного осесимметричного режима течения происходит сразу к нестационарному и неосесимметричному режиму: критическими здесь являются азимутальные волновые моды $k = 4$ или 3, которые должны проявляться в горизонтальных сечениях. На рис. 7 приведен пример распределения завихренности, наложенного на поле возмущений скорости для азимутальной волновой моды $k = 3$, возникающей при $h = 3.5$ и $Re = 2500$. Статистическое осреднение для „мгновенных“ картин течения в разные моменты времени, кратные четверти полного периода пульсаций, позволяет наблюдать для этой моды вращение волны возмущений по часовой стрелке. Рис. 8 иллюстрирует появление возмущений одновременно для двух мод $k = 0$ и $k = 4$ для режима с $h = 3.4$ и $Re = 4400$. Спектрограммы LDA-реализации азимутальной компоненты вектора скорости в точках $(R/4; h/4)$ и $(3R/4; h/4)$ показывают, что мода $k = 0$ доминирует вблизи вихревой оси, в то время как мода $k = 4$ преобладает около границы контейнера. Проанализировав режимы существования азимутальных волновых мод $k = 3, 4$ и 5, можно заключить, что осесимметричная волновая мода $k = 0$ сосредоточена вблизи оси вихря, совпадающей с осью цилиндра (точка с радиальной координатой $R/4$), в то время как азимутальные волновые моды $k = 3, 4$ и 5 доминируют на расстоянии, превышающем половину радиуса цилиндра (точка с координатой $3R/4$). Оказалось, что представленные здесь экспериментальные наблюдения о возникновении в тестируемом потоке растущих мод гармонических колебаний находятся в очень хорошем соответствии с численным анализом устойчивости в [5]. Интересным фактом является то, что во всей области параметров $h \in [1.0, 3.5]$ и $Re \in [2000, 5000]$ энергия мод $k = 1$ и 2 была мала по сравнению с энергией осесимметричной

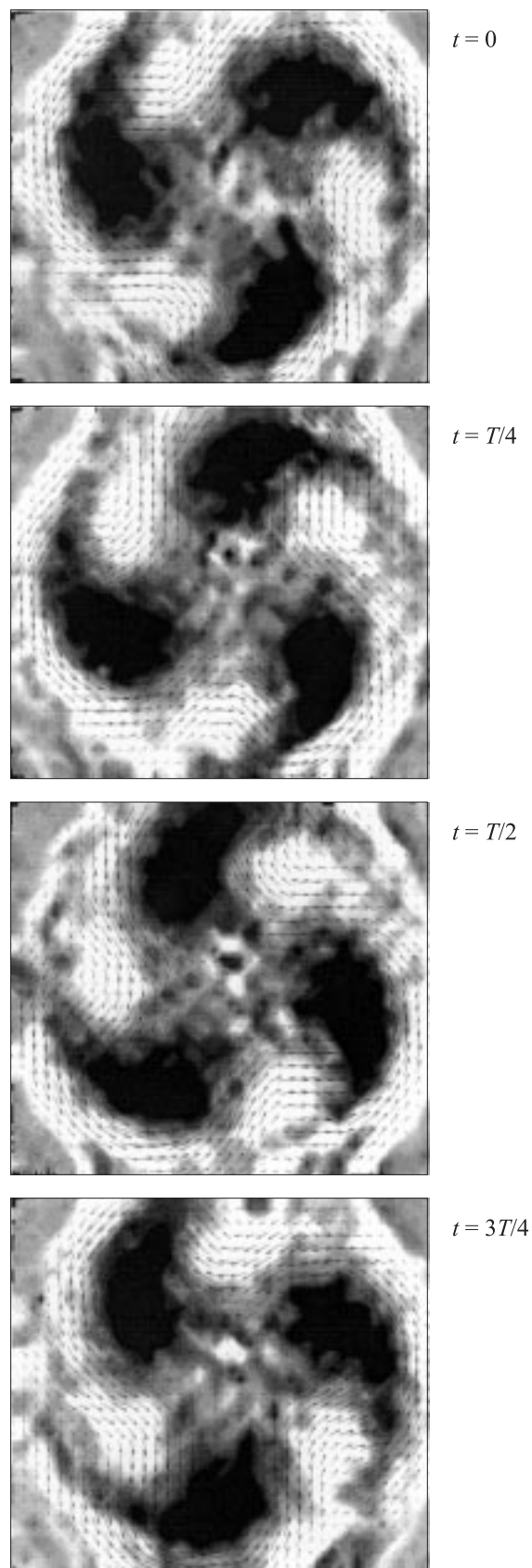


Рис. 7. Завихренность и возмущения скорости для азимутальной волновой моды $k = 3$ в различные моменты времени, кратные четверти полного периода колебаний $T/4$ при $h = 3.5$ и $Re = 2500$.

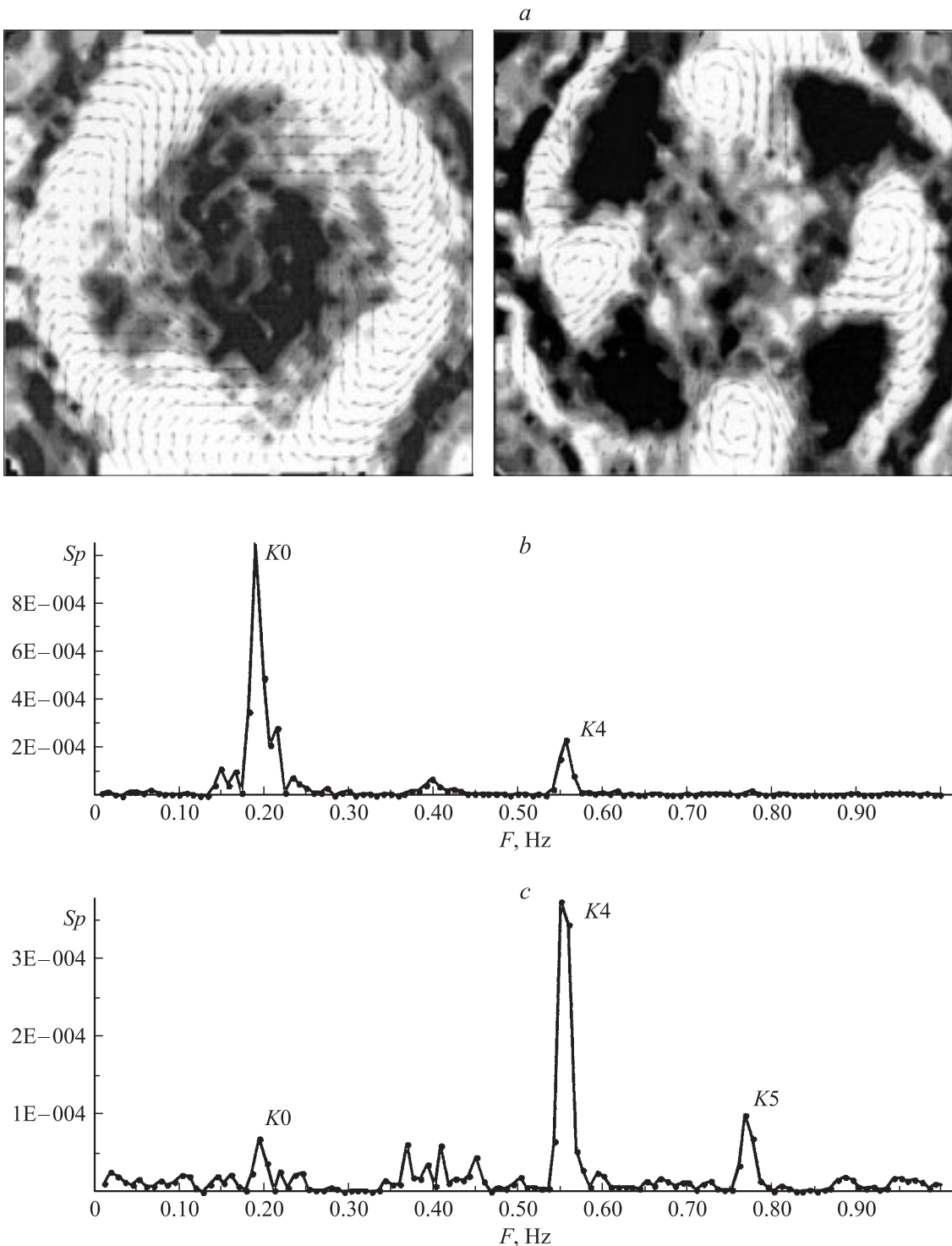


Рис. 8. (а). Завихренность и возмущения скорости азимутальных волновых мод $k = 0$ и $k = 4$, спектральная плотность LDA-реализаций в двух точках: $(R/4; h/4)$ вблизи оси (b) и $(3R/4; h/4)$ вдали от оси (c) для режима с $h = 3.4$ и $Re = 4400$.

моды $k = 0$, и все наши попытки выделить возмущенное поле скорости и завихренности, соответствующие этим модам, не получились.

Таким образом, предложенный подход комплексного использования LDA и PIV позволяет путем анализа временных LDA-реализаций определить начало роста

гармонических колебаний и выделить доминирующую частоту, а затем, используя кратно-периодическое осреднение PIV-образов, после анализа возмущенного поля скорости удается установить азимутальную моду для данной частоты. Кроме того, экспериментальные исследования подтвердили предположение о том, что начало

перехода к нестационарному режиму течения не связано напрямую с явлением возникновения пузыря на оси. Так, например, для $h \geq 3$ переход к неосесимметричному нестационарному режиму начинается прежде, чем формируется пузырьвидная область, а граница перехода к нестационарному режиму течения расположена существенно ниже, чем определено визуализацией в работе [4].

Заключение

Впервые при экспериментальном исследовании переходных и пульсирующих режимов для течений в закрытом цилиндрическом контейнере с вращаемой крышкой был успешно применен комплексный метод диагностики с использованием двух измерительных методик сразу:

1) измерение скорости лазерным доплеровским анемометром — LDA;

2) анализ структуры течения по трекам частиц — PIV.

Данный подход обеспечил одновременное решение двух задач: получения высокой точности измерений и фиксирования пространственной мгновенной картины течения. Действительно, LDA позволяет провести высокоточные измерения, но только в фиксированной точке. Напротив, штатные PIV-системы дают мгновенную картину течения во всей тестируемой плоскости, но с недопустимой погрешностью. Поэтому при раздельном их применении возникают ошибки, приводящие к существенному искажению реальной картины течения.

Проведенные исследования не только позволили решить с высокой точностью конкретную экспериментальную задачу и отработать новую методику исследований, но и поставили задачу создания измерительного комплекса нового поколения, объединяющего обе измерительные методики. Необходимо отметить, что такие работы уже проводятся, см., например, [13,14]. Новый комплекс должен решить важную проблему синхронизации PIV- и LDA-измерений, которая, к сожалению, не поддается решению при использовании раздельных штатных измерительных комплексов. В частности, эта проблема осталась без решения в рамках описанного здесь исследования, так же как и вопрос о влиянии лагранжевой хаотизации на точность измерений в пульсирующих течениях. Причем продвижение в решении последнего вопроса напрямую зависит от создания измерительной техники нового поколения. Актуальность разработки и создания современного единого измерительного комплекса, с другой стороны, определяется еще и все возрастающими требованиями к диагностике течений для оптимизации различных технологических процессов и создания техники нового поколения в энергетике, на транспорте, в машиностроении и пр. Кроме того, увеличение точности при диагностике различных гидродинамических потоков необходимо как непосредственно для совершенствования технологических процессов и техники, так и для разработки и совершенствования современных методов их расчета.

Работа частично финансировалась в рамках проекта РФФИ № 04-01-00124, гранта INTAS (поддержки молодых ученых — кандидатов наук № 03-55-571) и стажировкой Федерального агентства по науке и инновациям (№ 02.44.11.7195).

Список литературы

- [1] Raffel M., Willert C.E., Kompenhans J. Particle Imaging Velocimetry. Berlin: Springer-Verlag, 2001. 269 p.
- [2] Albrecht H.-E., Borys M., Damasche N., Tropea C. Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques. Berlin: Springer, 2003. 738 p.
- [3] Гунта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. С. 588.
- [4] Excuider M.P. // Exps. in Fluids. 1984. Vol. 2. P. 189–196.
- [5] Gelfgat A.Y., Bar-Yoseph P.Z., Solan A. // J. Fluid Mech. 2001. Vol. 438. P. 363–377.
- [6] Liu Y.Z., Chen H.P. // Proc. 10th Int. Symp. on „Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics“. Lisbon, 2000. P. 212.
- [7] Окулов В.Л., Соренсен Ж.Н., Варламова Е.А. // Изв. РАН. ФАО. 2004. Т. 40. № 2. С. 196–210.
- [8] Наумов И.В., Окулов В.Л., Майер К.Е. и др. // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т. 10. № 2. С. 151–156.
- [9] Козлов В.В. Фундаментальные и прикладные проблемы теории вихрей / Под ред. А.В. Борисова и др. Москва–Ижевск: Институт компьютерных технологий, 2003. С. 303–307.
- [10] Spohn A., Mory M., and Hopfinger E.J. // J. Fluid Mech. 1998. Vol. 370. P. 73–99.
- [11] Sotiropoulos F., Webster D.R., Lackey T.C. // J. Fluid Mech. 2002. Vol. 466. P. 215–248.
- [12] Окулов В.Л., Меледин В.Г., Наумов И.В. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 10. С. 29–35.
- [13] Меледин В.Г., Бакакин Г.В., Павлов В.А., Окулов В.Л. // Оптические методы исследования потоков. Тр. 7 МНТК. М.: Изд-во МЭИ, 2003. С. 366–369.
- [14] Садбаков О.Ю., Окулов В.Л., Наумов И.В. и др. // Теплофизика и аэромеханика. 2004. Т. 11. № 4. С. 577–582.