

УДК 528.87 + 535.8 + 621.378

Ю. Н. Дубнищев, В. Г. Меледин, И. В. Наумов, В. В. Сотников

(Новосибирск)

ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА НИЗКОСКОРОСТНЫХ ЗАКРУЧЕННЫХ ПОТОКОВ *

Разработан экспериментальный комплекс для исследования эволюции вихревых структур в закрученных низкоскоростных потоках в диапазоне чисел Рейнольдса $1,5 \cdot 10^3 \div 9 \cdot 10^3$. Комплекс состоит из стабилизированного гидродинамического стенда и измерительной системы, основанной на лазерном доплеровском анемометре с адаптивной временной селекцией $2D$ -вектора скорости, функциональные возможности которого расширены на измерение низких скоростей за счет применения адекватной компьютерной обработки сигналов. Получены пространственные и временные распределения ортогональных компонент $2D$ -вектора скорости, спектральные плотности и вейвлет-спектры пульсаций компонента скорости.

Введение. Интерес к изучению низкоскоростных закрученных потоков в современной гидро- и аэродинамике объясняется общепризнанным пониманием фундаментального и прикладного значения этих исследований, связанного с надеждами на построение экспериментально обоснованных физических моделей эволюции вихревых структур [1, 2]. Главные трудности здесь заключаются в необходимости разработки адекватной технологии невозмущающих измерений и создания прецизионного экспериментального стенда, воспроизводящего режимы течений при числах Рейнольдса $1,5 \cdot 10^3 \div 9 \cdot 10^3$.

Именно в этом диапазоне происходит существенная перестройка структуры вихревого ядра закрученного потока, проявляющаяся через пространственно-временные изменения тангенциальной и осевой составляющих скорости.

Для успешного изучения низкоскоростных закрученных потоков необходимо комплексное решение поставленной задачи, включающее создание стабилизированного гидродинамического стенда, измерительного комплекса, основанного на лазерной анемометрии [3], функциональные возможности которой расширены на исследование низкоскоростных кинематических процессов, адекватную компьютерную обработку и представление экспериментальных результатов.

Описание экспериментальной установки. Функциональная схема экспериментального комплекса показана на рис. 1. Комплекс содержит гидроди-

* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 99-02-17123, 99-02-16702).

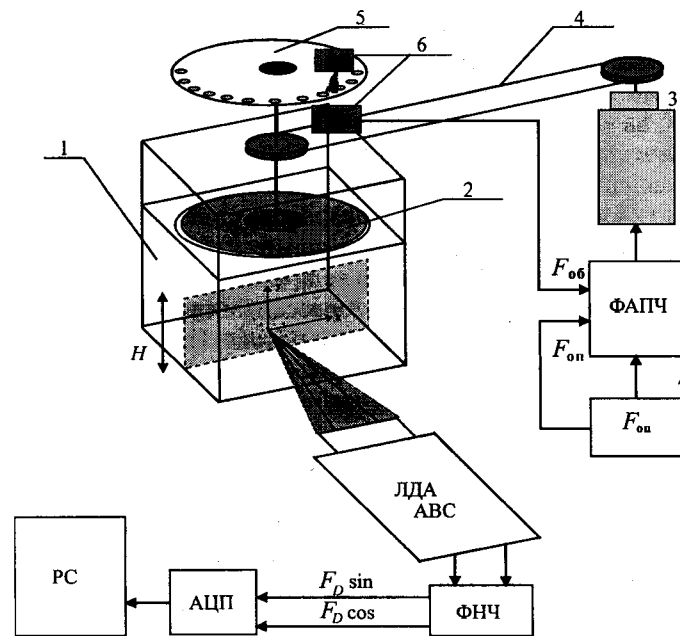


Рис. 1. Функциональная схема лазерного измерительного комплекса

намический стенд и модифицированный лазерный доплеровский анемометр с адаптивной временной селекцией $2D$ -вектора скорости (ЛДА АВС) [4].

В состав гидродинамического стенда входит прямоугольная кювета 1 размером $120 \times 120 \times 160$ мм с прозрачными стенками оптического качества и система генерации стабильного закрученного низкоскоростного потока. Закрученный поток в кювете индуцируется вращающимся диском 2, погруженным в исследуемую жидкость. Диск приводится во вращение двигателем 3 через механическую передачу 4. Постоянство режима течения в исследуемом объеме обеспечивает частотно-фазовая система стабилизации скорости вращения диска. На оси вращения диска установлен обтюратор 5 с оптоэлектронным датчиком 6, вырабатывающим 144 импульса за полный оборот. Скорость вращения диска стабилизируется за счет использования петли фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). Опорная частота, определяющая скорость вращения диска, формируется прецизионным генератором 7. Выходные импульсы оптоэлектронного датчика 6 сравниваются с опорной частотой. Сигнал частотного рассогласования управляет двигателем 3. Скорость вращения диска составляет 0,1–20 оборотов в секунду. Погрешность стабилизации средней скорости вращения не превышает 0,3 %.

Лазерный доплеровский анемометр ЛДА АВС выполнен с дифференциальной конфигурацией зондирующего поля на несущей частоте 80 МГц и позволяет определить две ортогональные компоненты вектора скорости в режиме временного разделения измерительных каналов. Модификация прибора заключается в расширении его динамического диапазона в сторону низких скоростей за счет непосредственной компьютерной обработки узкополосных доплеровских сигналов, сформированных в виде квадратурной пары. Выполняется фильтрация и перенос спектра фотозлектрического сигнала в область промежуточной (нулевой) частоты несущей. При этом информация о модуле скорости движения исследуемых объектов содержится в час-

тоте, а информация о знаке скорости – в относительной фазе квадратурной пары выходного сигнала. Пространственное позиционирование зондирующего поля в исследуемом потоке осуществляется координатно-измерительным столом, на котором установлена кювета.

Аналитический доплеровский сигнал вводится в компьютер с помощью высокопроизводительного стандартного интерфейса АЦП с частотой дискретизации до 44 кГц [5]. Алгоритм цифрового спектрального анализа согласован со специфическими характеристиками сигналов ЛДА и позволяет выделить информацию о направлении и величине скорости потока. На рис. 2, *a* показаны временные сигналы от светорассеивателей – полистироловых шариков размером 5–20 мкм в закрученном потоке. На рис. 2, *b* показан сигнал от одиночного светорассеивателя после применения кубической сплайн-интерполяции. Синхронная дискретизация квадратурной пары сигналов сохраняет точные фазовые соотношения между косинусоидальной и синусоидальной составляющими. На рис. 2, *c* приведена одна из реализаций спектральной плотности доплеровского сигнала осевой компоненты скорости.

Алгоритм цифровой обработки доплеровского сигнала. Доплеровский сдвиг частоты сигналов ЛДА определяется при помощи алгоритма, основанного на интегрировании спектра доплеровского сигнала. Воспользу-

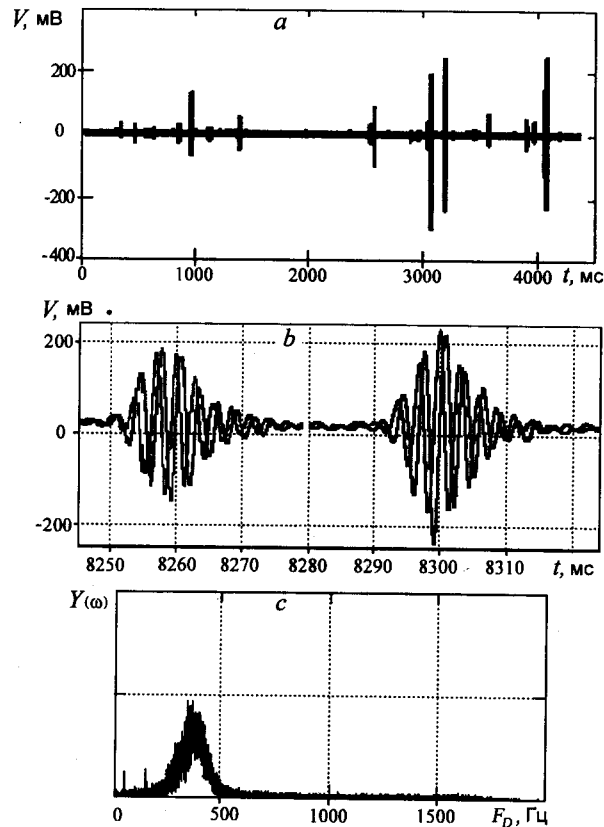


Рис. 2. Временные сигналы от полистироловых светорассеивателей диаметром 5–20 мкм в закрученном потоке (*a*), сигнал от одиночного светорассеивателя (*b*), спектральная плотность осевой компоненты скорости (*c*)

емся известной интерференционной моделью дифференциальной схемы анемометра [3]. В дифференциальной схеме ЛДА с гауссовыми пучками сигнал от одиночной частицы, пересекающий центр зондирующего оптического поля в момент времени t , (без учета шумов и пьедестала), моделируется выражением

$$x(t) = A e^{-\xi[\omega_D(t-t_i)]^2} e^{j\omega_D(t-t_i)}, \quad (1)$$

где A – амплитудный множитель; ξ – коэффициент, зависящий от конфигурации зондирующего оптического поля. В частности, для дифференциальной схемы $\xi = \frac{2}{\pi^2 M^2}$; M – число пространственных периодов в зондирующем поле на уровне $\exp(-2)$ от интенсивности в центре пучка; ω_D – доплеровский сдвиг частоты: $\omega_D = \mathbf{V}(\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2) = \gamma v_x$, \mathbf{V} – вектор скорости рассеивающей частицы, пересекающей зондирующее поле, формируемое лазерными пучками с волновыми векторами \mathbf{K}_1 и \mathbf{K}_2 ; v_x – проекция вектора скорости на направление, задаваемое вектором чувствительности $\mathbf{K} = \mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2$; γ – известная постоянная, задаваемая конфигурацией оптической измерительной схемы и длиной волны лазерного излучения.

Структура оптического зондирующего поля считается априорно заданной, светорассеивающая частица осуществляет временную развертку пространственной структуры поля. Скорость рассеивающей частицы находится косвенным путем по результатам измерения частоты сигнала (1). Сигнал $x(t)$ анализируется в виде дискретных выборок определенного объема. Квадратурная пара доплеровских сигналов определяется как $u(t) = \text{Re}[x(t)]$ и $v(t) = \text{Im}[x(t)]$. Исходная информация о принятом сигнале представляется в дискретной форме массивами из N отсчетов мгновенных значений $\{v_k\}$ и $\{u_k\}$, где $u_k = u(kT_0)$, и $v_k = v(kT_0)$, где $k = 1, \dots, N$; T_0 – период дискретизации. Требуемая для обработки длительность сигнала равна $T = NT_0$, спектральное разрешение $\Delta\omega = 2\pi/T$.

Обрабатывается аналитический доплеровский сигнал: $x_k = u_k - jv_k$. На практике, наряду с полезным сигналом ЛДА, на выходе схемы предварительной фильтрации присутствует аддитивный нестационарный гауссовый шум $\varepsilon_1(t)$ [3]. При применении цифровых методов обработки доплеровского сигнала дополнительный вклад в шумовую составляющую вносит шум аналого-цифрового преобразователя ε_{2k} вследствие динамических процессов и квантования по уровню. Дискретизированный аналитический сигнал ЛДА можно записать как

$$y_k = x_k + \varepsilon_{1k} + \varepsilon_{2k}. \quad (2)$$

Подробный анализ погрешности измерения доплеровской частоты цифровыми методами приведен в [6]. Как известно, уменьшение погрешности спектральных измерений доплеровского сдвига частоты достигается обычно за счет статистического усреднения. При исследовании сверхмалых скоростей в рамках классического спектрального анализа значительное время накопления, обеспечивая фильтрацию доплеровского сигнала, приводит к существенному искажению истинной динамической картины явления. Применение аналитического сигнала позволяет существенно сократить время накопления при сохранении точностных характеристик.

Значение доплеровского сдвига частоты определяется оценкой положения максимума модуля спектральной плотности. Исходная информация со-

держится в выборке (2) смеси сигнала и шума, а спектральная плотность импульса определяется как дискретное преобразование Фурье (ДПФ)

$$\hat{Y}(n\Delta\omega) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} y(kT_0) e^{-j\frac{2\pi}{N}nk}. \quad (3)$$

Пусть $\hat{Y}(m\Delta\omega)$ – максимальное значение модуля спектральной плотности $\hat{Y}(\omega)$, где m – номер отсчета ДПФ-выборки в окрестности ω_D . Спектральная плотность доплеровского сигнала в точке m запишется как

$$G(\omega) = \frac{1}{m} \sqrt{\frac{\pi}{\xi}} A \sum_{n=-N/2}^{N/2} e^{-\frac{1}{4\xi} \left(\frac{n-m}{m}\right)^2}. \quad (4)$$

Критерием качества одночастичного сигнала ЛДА является соответствие между формой измеренного спектра (3) и исходной моделью (4). Выполним фильтрацию спектральной плотности $\hat{Y}(\omega)$. Пусть η – коэффициент, определяемый степенью сигнального и аппаратного уширений доплеровского спектрального пика ω_D . Используя прямоугольную функцию $\Pi(n\Delta\omega)$, равную 1 в интервале $(m - \eta\xi m, m + \eta\xi m)$ и нулю вне этого интервала, получаем

$$\hat{V}(\omega) = \hat{Y}(\omega)\Pi(\omega) = \sum_{n=-N/2}^{N/2} \left[\sum_{k=0}^{N-1} y(kT_0) e^{-j\omega kT_0} \right] \Pi(n\Delta\omega).$$

Пусть K – номер отсчета ДПФ-выборки для истинного положения ω_D : $K = \omega_D / \Delta\omega$. Значение ω_D можно оценить из условия

$$\sum_{k=-N/2}^K |\hat{V}(k\Delta\omega)| \leq \frac{\sum_{n=-N/2}^{N/2} |\hat{V}(n\Delta\omega)|}{2} \leq \sum_{k=-N/2}^{K+1} |\hat{V}(k\Delta\omega)|.$$

Источниками погрешности измерения ω_D являются неоптимальная предварительная аналоговая фильтрация и погрешности дискретизации сигнала. При неоптимальной фильтрации частотная характеристика входного ФНЧ деформирует спектр исследуемого сигнала. Причиной возникновения погрешности дискретизации, как известно, являются искажения спектра по сравнению с исходным спектром, смещающие оценку максимума модуля спектральной плотности. Искажения становятся существенными при значениях частоты дискретизации, близких к удвоенной центральной частоте спектра доплеровского сигнала.

При выполнении дискретизации спектр узкополосного доплеровского сигнала $Y(\omega)$ и его отображения оказываются разнесенными вдоль оси частот [7]: $\hat{Y}(\omega) = \frac{1}{T_0} \sum_{k=-\infty}^{\infty} Y(\omega - k\omega_0)$.

Спектральная плотность $\hat{Y}(\omega)$ представляет собой последовательность гауссовых изображений исходных спектров, сдвинутых вдоль оси частот на величину $k\omega_0$. При приближении частоты дискретизации ω_0 к удвоенной час-

тоте доплеровского сдвига на каждый исходный спектр накладывается его зеркальная копия. Перекрывание спектров зависит от ширины доплеровского спектрального пика.

После фильтрации прямоугольной функцией в интервале $[-\omega_0/2, \omega_0/2]$ смещение центральной частоты доплеровского спектрального пика относительно истинного положения можно представить в виде

$$\bar{\omega} = \frac{\int_{-\omega_0/2}^{\omega_0/2} \omega Y(\omega) d\omega}{\int_{-\omega_0/2}^{\omega_0/2} Y(\omega) d\omega} = \frac{\int_{-\omega_0/2}^{\omega_0/2} \omega \sum_{n=-1}^1 Y\left(\omega - n \frac{2\pi}{T_0}\right) d\omega}{\int_{-\omega_0/2}^{\omega_0/2} \sum_{n=-1}^1 Y\left(\omega - n \frac{2\pi}{T_0}\right) d\omega}. \quad (5)$$

Для минимизации ошибки нахождения ω_D интервал между выборками необходимо определять фактической шириной спектра с учетом сигнального и аппаратного уширений. Аппаратное уширение спектра доплеровского сигнала – величина постоянная и зависит от параметров оптической схемы ЛДА. Для ЛДА АВС [4] в случае одиночной частицы, пересекающей центр зондирующего оптического поля, аппаратное уширение составляет 10 % на уровне $\exp(-2)$ от максимального значения модуля спектральной плотности $Y(\omega)$. Сигнальное уширение определяется ориентацией потока относительно решетчатых интерференционных полос, образующихся в области пересечения лазерных пучков ЛДА. Таким образом, в рассматриваемом измерительном комплексе уширение доплеровского спектрального пика может составлять 10–100 % в зависимости от ориентации исследуемого потока относительно зондирующего поля ЛДА.

Методом численного моделирования выполнена оценка смещения доплеровской частоты в зависимости от частоты дискретизации (рис. 3). При $\omega_0 = 2\omega_D$ смещение центральной частоты доплеровского спектрального пика (5) относительно истинного положения находится в интервале 2–21 % вследствие ориентации потока по отношению к области измерения. При $\omega_0 > 2,6\omega_D$ погрешность определения центральной доплеровской частоты не превышает 0,1 % независимо от уширения доплеровского спектрального пика.

Описание эксперимента и обсуждение результатов. На экспериментальной установке проводились исследования тангенциальной и осевой компонент скорости в центральном сечении кюветы на высоте 83 мм относительно нижнего края. В качестве светорассеивающих частиц использовались

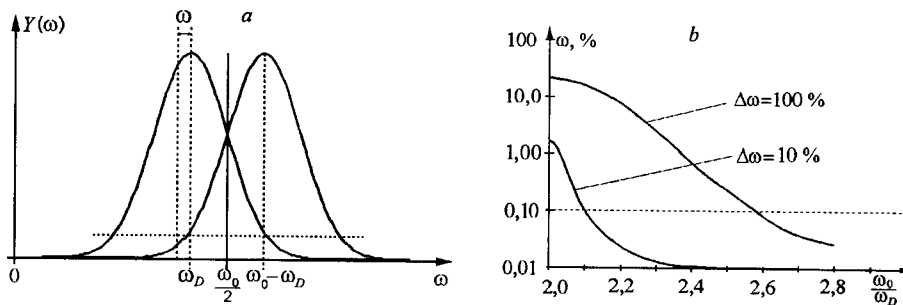


Рис. 3. Смещение центральной частоты доплеровского спектрального пика (а) и график зависимости относительного смещения от частоты дискретизации (б)

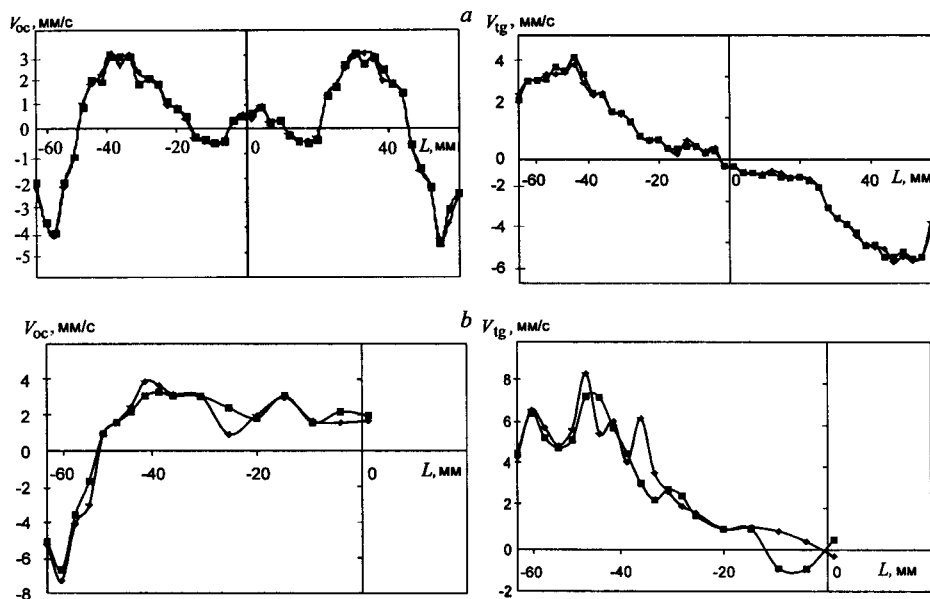


Рис. 4. Профили осевой и тангенциальной компонент скорости в центральном сечении прямоугольной кюветы на высоте $H = 83$ мм при различных числах Рейнольдса. По горизонтали – расстояние от центра кюветы (мм), по вертикали – значение компоненты скорости (мм/с) для чисел Рейнольдса: а – 2500, б – 4000

полистироловые шарики размером 5–20 мкм. Частота дискретизации 8 кГц выбиралась с учетом того, что максимальные доплеровские сдвиги частоты не превышали 2 кГц. Время выборки составляло 12 с. В качестве исследуемой жидкости использовалась вода. Исследования проводились в диапазоне

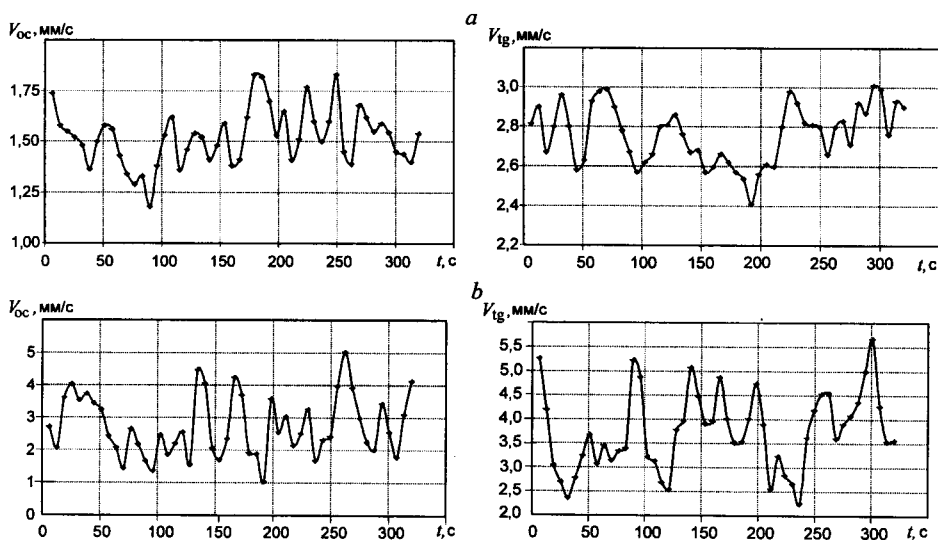


Рис. 5. Временные пульсации осевой и тангенциальной компонент вектора скорости при различных числах Рейнольдса: а – 2300, б – 4000

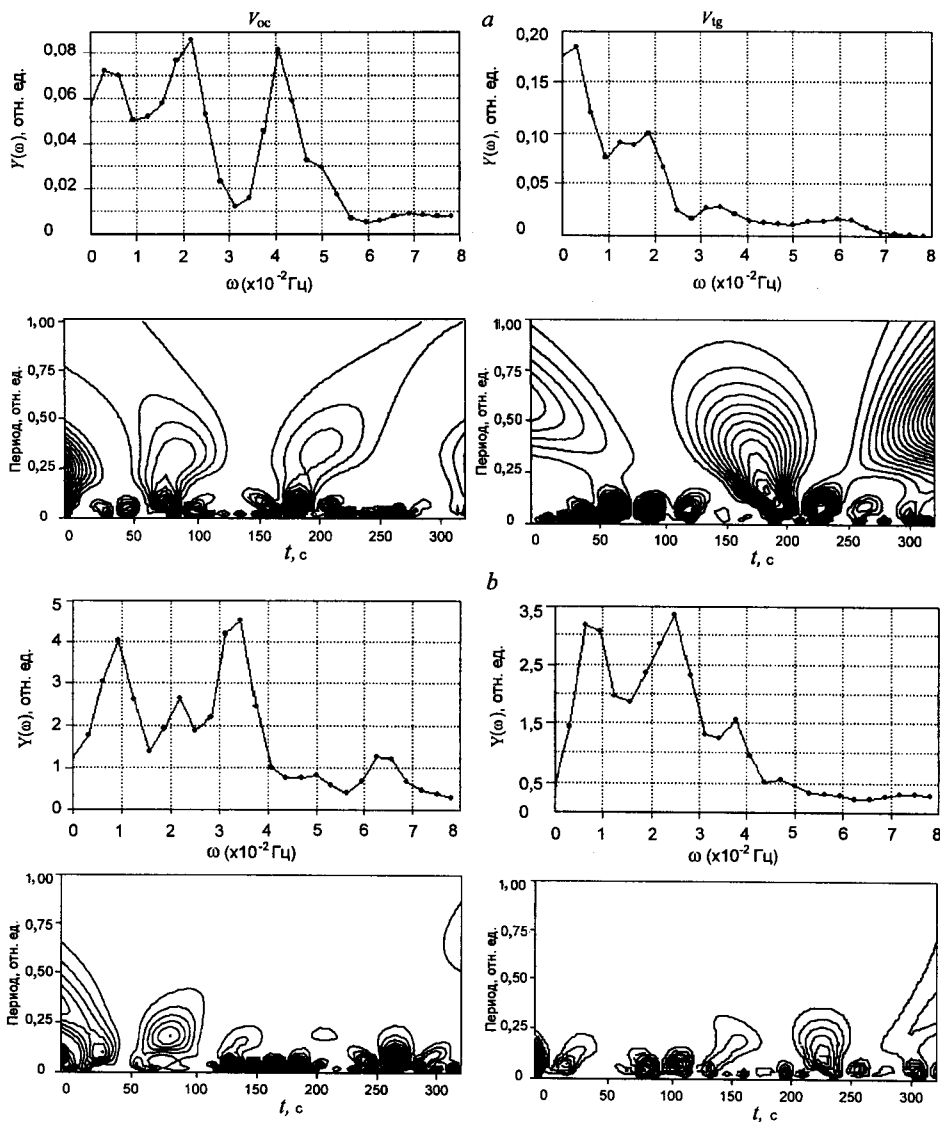


Рис. 6. Спектральные плотности и вейвлет-спектры пульсаций осевой и тангенциальной компонент скорости при различных числах Рейнольдса: *a* – 2300, *b* – 4000

чисел Рейнольдса $1,5 \cdot 10^3 \div 9 \cdot 10^3$. Число Рейнольдса для используемой прямоугольной кюветы определялось выражением $Re = \frac{\Omega R^2}{\nu}$, где Ω – угловая

скорость возмущающих колебаний (скорость вращения диска); R – радиус диска; ν – кинематическая вязкость исследуемой жидкости (воды).

На рис. 4 показаны профили осевой и тангенциальной компонент скорости, измеренные в центральном сечении кюветы на высоте $H = 83$ мм при различных числах Рейнольдса. С целью повышения точности экспериментальных данных проведены двукратные измерения в одной точке, при этом время между измерениями составляло от 90 до 210 с. Числа Re 4000 и 2500

выбраны из условия существования границы стационарной/нестационарной структуры течения для цилиндрического закрытого контейнера [2].

Для числа Re 4000 профили скорости исследованы в половине осесимметричного объема кюветы. При проведении измерений локальной скорости получено, что для Re 4000 структура течения в прямоугольной камере не является стационарной. Характерный радиус области прецессии вихревого ядра составляет ~ 20 мм. Для числа Re 2500 проведены измерения полного профиля компонент вектора скорости в центральном сечении кюветы. На графике осевой компоненты скорости рис. 4, а видна устойчивая область распада вихревой структуры на оси вращения диска, при этом радиус области распада ~ 20 мм. Кроме того, видно, что при числе Re 2500 структура течения не является стационарной в отличие от цилиндрического закрытого контейнера [2].

Экспериментальные результаты показывают, что максимальное значение флуктуаций осевой и тангенциальной компонент скорости находится в области $2/3R$ от оси вращения диска. На высоте $H = 83$ мм и расстоянии от оси вращения 40 мм проведено исследование зависимости прецессии вихревого ядра в прямоугольной кювете от чисел Рейнольдса. Для чисел Re 5000, 4000, 3000, 2300 выполнены временные измерения значений осевой и тангенциальной компонент скорости. Количество точек в выборке 50, время усреднения в точке 4 с, время дискретизации 6,4 с. Общая длина выборки 320 с. На рис. 5 показаны результаты измерения пульсаций осевой и тангенциальной компонент скорости во времени, соответствующие режимам течения при числах Re 4000 и 2300. На рис. 6 приведены спектральные плотности и вейвлет-спектры соответствующих выборок [8].

Установлено, что вихревая структура закрученного течения в закрытом прямоугольном контейнере прецессирует, частота и радиус прецессии вихревого ядра зависят от возмущающего воздействия и не вырождаются при изменении чисел Рейнольдса. Как видно из рис. 7, значение первого низкочастотного пика спектральной плотности осевой компоненты скорости пропорционально частоте внешнего возбуждения. В исследованных режимах течения коэффициент пропорциональности оказался равным $1/17$. Подтверждается, что при существовании в закрученном потоке прецессии вихревого

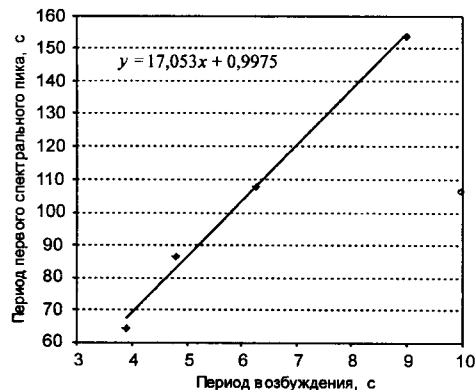


Рис. 7. Зависимость периода первого низкочастотного спектрального пика пульсаций компонент скорости от периода возбуждения

ядра течение нельзя считать стационарным и это необходимо учитывать при лазерной диагностике закрученных потоков.

Заключение. Разработан и реализован экспериментальный комплекс для исследования слабозакрученных низкоскоростных потоков. Комплекс состоит из прецизионного стабилизированного гидродинамического стенда, воспроизводящего режимы закрученных течений в диапазоне чисел Рейнольдса $1,5 \cdot 10^3 \div 9 \cdot 10^3$, и измерительной системы, основанной на лазерном доплеровском анемометре с адаптивной временной селекцией $2D$ -вектора скорости, функциональные возможности которого расширены на измерение низких скоростей за счет применения адекватной компьютерной обработки сигналов и представления результатов. Выполнены исследования эволюции вихревой структуры закрученного потока. Получены пространственные и временные распределения $2D$ -вектора скорости, спектральные плотности и вейвлет-спектры исследуемых процессов. Выявлена прецессия вихревой структуры закрученного течения в закрытом прямоугольном контейнере. Исследована зависимость частоты и радиуса прецессии вихревого ядра от возмущающего воздействия. Подтверждена нестационарность закрученного течения с прецессирующим вихревым ядром, что необходимо учитывать при физическом моделировании процессов. Проведенные исследования отражают адекватность разработанных лазерных измерительных технологий фундаментальной проблеме вихреобразования в закрученных потоках.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексеев С. В., Окулов В. Л. Закрученные потоки в технических приложениях (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 1996. № 3. С. 101.
2. Escudier P. Observation of the flow produced in a cylindrical container by a rotating endwall // Experiments in Fluids. 1984. N 2. P. 189.
3. Дубнищев Ю. Н., Ринкевичюс Б. С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. М.: Наука, 1982.
4. Belousov P. Ya., Dubnishchev Yu. N., Meledin V. G. et al. Laser Doppler anemometry with adaptive temporal selection of the velocity vector // Optica Applicata. 1990. 20, N 3. P. 187.
5. Сотников В. В. Интерактивный ввод аналоговых сигналов в среде MathCAD // Тез. докл. V науч.-техн. конф. «Оптические методы исследования потоков» / Под ред. Ю. Н. Дубнищева, Б. С. Ринкевичюса. М.: МЭИ, 1999. С. 145.
6. Гречихин В. А., Ринкевичюс Б. С. Погрешности цифровых методов измерения частоты одночастичного сигнала ЛДА // Измер. техника. 1993. № 10. С. 43.
7. Макс Ж. Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях: Пер. с франц. М.: Мир, 1983.
8. Меледин В. Г. Вейвлет-анализ сигнала лазерного доплеровского анемометра // Тез. докл. V науч.-техн. конф. «Оптические методы исследования потоков» / Под ред. Ю. Н. Дубнищева, Б. С. Ринкевичюса. М.: МЭИ, 1999. С. 133.

*Институт теплофизики СО РАН,
E-mail: dubnishchev@itp.nsc.ru*

*Поступила в редакцию
17 января 2000 г.*