

УДК 532.529

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕЧЕНИЯ В СЛЕДЕ ЗА КРУПНОЙ ДВИЖУЩЕЙСЯ ЧАСТИЦЕЙ

© 2022 г. А. Ю. Вараксин^{1, 2, *}, А. А. Мочалов^{1, 2}, А. А. Желебовский^{1, 2}

¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

*E-mail: varaksin_a@mail.ru

Поступила в редакцию 03.12.2021 г.

После доработки 28.03.2022 г.

Принята к публикации 07.06.2022 г.

Предпринята попытка измерения характеристик течения, формирующегося за крупной частицей, движущейся в нисходящем турбулентном потоке воздуха в канале. Измерения проводились с использованием PIV-метода, позволяющего фиксировать мгновенные поля скоростей. Приводятся и анализируются данные по деформации поля мгновенной скорости воздуха в турбулентном следе за крупной частицей.

DOI: 10.31857/S0040364422050143

ВВЕДЕНИЕ

Особенности движения дисперсной примеси в виде частиц (капель) в турбулентных потоках газа (жидкости) и ее обратное влияние на характеристики турбулентности несущей фазы являются ключевыми проблемами теории двухфазных течений [1].

Хорошо известно, что присутствие в двухфазном потоке крупных частиц ведет к дополнительной генерации энергии турбулентности.

Все исследования, касающиеся образования турбулентных вихрей за плохообтекаемыми телами (частицами), можно условно разбить на несколько групп:

1) классические исследования следов за обтекаемыми телами (прежде всего, сферической формы) [2, 3];

2) изучение влияния турбулентности набегающего потока на развитие турбулентного следа, образующегося за одиночной сферой (частицей) [4–6];

3) исследования турбулентности, индуцируемой частицами, в неподвижном газе (жидкости) [7, 8];

4) изучение влияния частиц на ламинарно-турбулентный переход для течения суспензий с крупными частицами в трубе [9–11];

5) исследования влияния крупных частиц на характеристики турбулентности двухфазного потока [12–23].

В опубликованных недавно обзорах [2, 3] приводятся и анализируются работы нескольких последних десятилетий, посвященные экспериментальным и численным исследованиям развития сложных нестационарных вихревых структур за

одиночной неподвижной сферой с ростом числа Рейнольдса. Отмечается, что в последние годы благодаря использованию обладающих высоким пространственно-временным разрешением метода PIV для физического и метода DNS для численного моделирования удалось получить много новой информации, касающейся как осредненных параметров, так и тонких структурных характеристик отрывного течения за неподвижной сферой.

В [4] выполнено прямое численное моделирование влияния изотропного турбулентного потока на течение в следе за одиночной сферической частицей. Число Рейнольдса частиц изменялось в диапазоне от 50 до 600, а их диаметр превышал колмогоровский пространственный масштаб турбулентности в 1.5–10 раз. Изучено влияние турбулентности набегающего потока на осредненную и мгновенную структуру следа. Показано, что осредненная (по времени) структура следа в случае турбулентности окружающего потока характеризуется меньшим дефицитом скорости и более пологим профилем скорости. Энергия набегающего потока, потерянная в следе, восстанавливается быстрее в турбулентном градиентном потоке, чем в случае однородного потока. Энергия пульсаций скорости увеличивается в следе при низкой интенсивности турбулентности набегающего потока и затухает при более высокой интенсивности. Полученные результаты находятся в согласии с результатами экспериментальных исследований [5, 6].

В [7] выполнено численное моделирование (основанное на осредненных уравнениях Рейнольдса) процесса генерации турбулентности каплями, образующимися при струйном распыле жидкости в

неподвижном воздухе. Выявлено, что кинетическая энергия генерируемой турбулентности определяется величиной относительной скорости капель и воздуха и становится максимальной в равновесной области, где капли достигают предельной скорости осаждения. Краткий обзор подобного рода работ содержится в [8].

Экспериментальное исследование влияния присутствия крупных частиц диаметром 5.7–13.3 мм на ламинарно-турбулентный переход при течении жидкости в трубе (диаметр – 33.5 мм) выполнено в [9]. Установлено, что присутствие крупных частиц нейтральной плавучести в суспензии приводит к ламинарно-турбулентному переходу (отличающемуся от классического) даже при невысоком объеме содержания (5%) частиц.

В пионерской экспериментальной работе [12] показано, что наличие в турбулентном потоке крупных пластиковых частиц (диаметр – 3000 мкм) приводит к существенному росту интенсивности пульсаций газа по поперечному сечению трубы вследствие образования турбулентных следов.

Имеется значительное количество работ, авторы которых пытались предложить безразмерные критерии, отвечающих за “направление” (ламинаризация или турбулизация) влияния частиц. В [13] предложено использовать в качестве основного безразмерного параметра отношение диаметра частиц к характерному масштабу длины турбулентного потока d_p/l . Показано, что существует критическое значение этого параметра $d_p/l \approx 0.1$, ниже которого частицы подавляют турбулентность, а выше которого генерируют ее. В [14] предложен другой безразмерный параметр – число Рейнольдса частицы Re_p . Предполагается, что крупные частицы ($Re_p > 400$) вызывают вихри за собой, дестабилизирующие течение и трансформирующие энергию осредненного движения в энергию турбулентности. Мелкие же частицы подавляют энергию турбулентности, расходуя ее на собственное ускорение (вовлечение в пульсационное движение).

В [15] предложена аналитическая модель для определения члена, отвечающего за дополнительную генерацию турбулентности, в уравнении баланса пульсационной энергии на основе решения для автомодельного турбулентного следа. Такая интерпретация автомодельного решения для дальнего следа позволяет надеяться на работоспособность модели не только при малых, но и при умеренных объемных концентрациях частиц в отличие от работ, в которых дополнительные члены, обусловленные генерацией турбулентных пульсаций скорости, вводятся на основе эмпирических соображений [16–18] или прямого использования автомодельного решения для следа [19].

Дальнейшее развитие работа [15] получила в [20, 21], где на основе двухпараметрической k – ϵ -модели турбулентности для двухфазного потока получено выражение, предсказывающее влияние частиц различной инерционности на величину энергии турбулентности несущей фазы.

Среди последних работ, посвященных прямому численному моделированию ламинаризирующего и турбулизирующего влияния частиц на несущую фазу, можно выделить работы [22, 23].

Цель настоящей работы – проведение измерений мгновенных характеристик течения, формирующегося за движущейся в турбулентном потоке крупной частицей с хорошим пространственным разрешением.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Для изучения нисходящих турбулентных двухфазных потоков использовалась экспериментальная установка, схема которой показана на рис. 1. Визуализация несущего воздуха реализована при помощи генератора частиц-трассеров 1 (модель Safex F2010) путем ввода в поток микрокапель глицерина (диаметр от 1 до 5 мкм). Инерция данных частиц-трассеров настолько мала, что они практически полностью отслеживают все турбулентные пульсации скорости воздуха. Требуемая концентрация частиц-трассеров достигается путем регулирования расхода глицерина.

На входе в вертикальный канал с целью стабилизации воздушного потока установлен лемнискатный насадок 2. Внутри лемнискатного насадка вдоль оси канала располагался узел подачи крупных частиц 3. В роли крупных частиц дисперсной фазы использовались пластиковые частицы диаметром $d_p = 6$ мм (плотность частиц $\rho_p = 1050$ кг/м³). С целью снижения эффекта отражения света и засветки приемной оптики производилось чернение поверхности крупных частиц.

После прохождения лемнискатного насадка двухфазный поток попадает в круглую трубу 4 длиной 850 мм (внутренний диаметр – 100 мм), которая переходит в канал квадратного сечения 5 длиной 1000 мм со стороной 100 мм. Расстояние от места ввода крупных частиц до измерительной области 6 составляло 1700 мм. Улавливание крупных частиц производилось с использованием циклона 7. В корпусе циклона устанавливался регулируемый вентилятор, посредством которого осуществлялась подача воздуха через канал с требуемым расходом.

Предметом настоящего исследования являлось изучение характеристик течения в следе за одиночными движущимися крупными частицами 8.

Для измерений мгновенных скоростей воздуха используется метод 2D PIV (Particle Image Veloci-

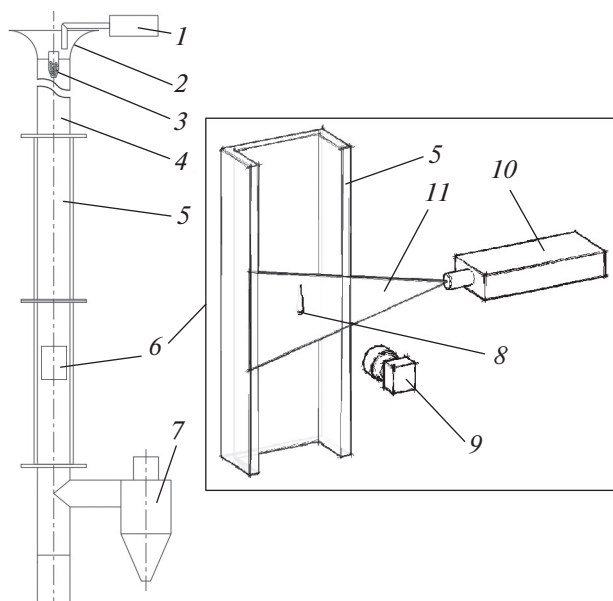


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – генератор частиц-трассеров, 2 – лемнискатный насадок, 3 – узел подачи крупных частиц, 4 – круглая труба, 5 – канал квадратного сечения, 6 – измерительная область и диагностические средства, 7 – циклон с регулируемым вентилятором, 8 – движущаяся крупная частица, 9 – кросскорреляционная камера, 10 – импульсный лазер, 11 – плоскость “лазерного ножа”.

metry). К преимуществам этого метода относятся бесконтактность, хорошее пространственное разрешение и широкий динамический диапазон.

Использование метода PIV позволяет получать мгновенные поля скоростей воздуха и затем производить необходимую статистическую обработку для получения требуемых характеристик турбулентного потока (распределения осредненных скоростей, среднеквадратичных пульсационных (rms) скоростей, напряжений Рейнольдса, завихренности и др.).

Основным диагностическим оборудованием является 2D PIV-система компании Dantec Dynamics. В состав данной системы входят монохромная кросскорреляционная камера 9 (модель Flow Sense EO 2M) с разрешением 1600×1200 пикселей с установленным объективом (модель Zeiss 50 mm f/1.4 ZF.2) и двоянный импульсный лазер 10 (модель Dual Power 145-15) с энергией 145 мДж и длиной волны 532 нм, служащий для формирования лазерного ножа 11.

Таким образом, описанная выше экспериментальная установка позволяла формировать нисходящий воздушный турбулентный поток воздуха, в который вводятся крупные сферические частицы и микрометровые частицы-трассеры, необходимые для измерения полей мгновенных скоростей в формируемом следе за крупными частицами.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В экспериментах выполнены измерения полей мгновенных скоростей воздуха как в отсутствие крупных сферических частиц, так и в следах, развивающихся за движущимися в потоке одиночными крупными частицами.

На рис. 2 приведены типичная фотография частицы, полученная кросскорреляционной камерой, и используемая система координат. Центр прямоугольной системы координат ($x - y$) находится в задней критической точке частицы (рис. 2а). Ось x направлена вниз по потоку. Задняя критическая точка частицы имеет координаты $X = 0, Y = 0$.

Отметим, что большая разница в диаметрах частиц-трассеров и крупных частиц дисперсной фазы позволяет проводить измерения полей мгновенных скоростей воздуха в интересующей области течения в следе за частицей (рис. 2б).

Вначале были выполнены измерения профиля осредненной скорости несущего воздуха. Измерения показали, что осредненная скорость несущего воздуха на оси канала $V_{xc} = 1.8$ м/с. Соответствующее этой скорости число Рейнольдса равно $Re = 10100$.

Затем проводились измерения осредненной скорости крупных частиц. Данная скорость равна $V_{px} = 5.2$ м/с. Из этого следует вывод, что крупные частицы значительно опережали несущий воздух и практически достигалось условие гидродинамической стабилизации двухфазного течения. Число Рейнольдса частицы, определяемое по относительной скорости воздуха и крупных частиц и диаметру последних, равно $Re_p = 1360$.

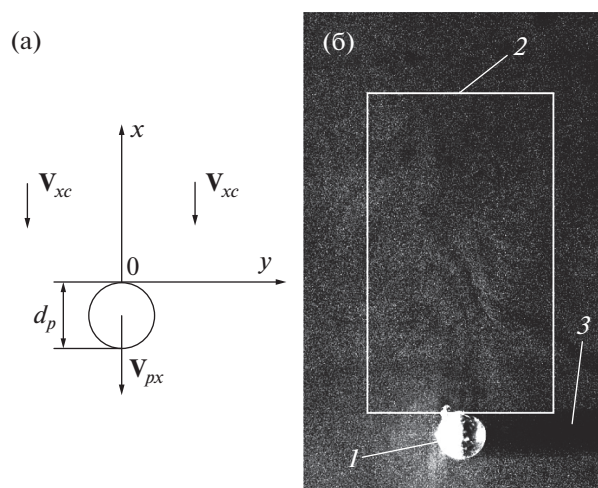


Рис. 2. Движение крупной частицы в нисходящем турбулентном потоке: (а) – используемая система координат; (б) – фотография движущейся частицы: 1 – частица, 2 – исследуемая область течения в следе за частицей, 3 – тень в лазерном ноже.

Данное значение свидетельствует в пользу того, что за крупными движущимися частицами должны образовываться развитые турбулентные следы, которые характеризуются наличием нестационарных трехмерных вихревых структур. Данные вихревые структуры действительно наблюдались в эксперименте, а их характеристики являлись предметом настоящего исследования.

Остановимся на одном важном моменте. В настоящей работе рассматривается течение с крупными частицами. Особенностью этого класса двухфазных потоков является различие в осредненных ($V_x \neq V_{px}$) скоростях фаз и полная инертность частиц по отношению к турбулентным пульсациям скорости газа, т.е. пульсационная скорость частиц $v'_{px} = 0$ и $Stk_L \rightarrow \infty$.

Число Стокса в крупномасштабном пульсационном движении Stk_L определяется как

$$Stk_L = \frac{\tau_p}{T_L}, \quad (1)$$

где τ_p – время динамической релаксации частицы, T_L – временной лагранжев интегральный масштаб турбулентности.

Время динамической релаксации частицы записывается в следующем виде:

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu C(Re_p)}. \quad (2)$$

Здесь μ – динамическая вязкость, $C(Re_p) = 0.11Re_p/6$ – поправочная функция к закону сопротивления Стокса для крупных частиц ($Re_p > 1000$).

Временной лагранжев интегральный масштаб турбулентности обычно представляется как

$$T_L = C_\mu^{1/2} k / \varepsilon = l / (C_\mu^{1/4} k^{1/2}), \quad (3)$$

где $C_\mu = 0.09$ – постоянная, k – кинетическая энергия турбулентности, ε – скорость диссипации энергии турбулентности, l – интегральный пространственный масштаб турбулентности (длина пути смешения Прандтля–Никурадзе).

Для проведения оценок приняты допущения, что $l \approx 0.07 H$ (H – ширина канала), $2k \approx 3\overline{v_{xc}^2} \approx 0.0075 V_{xc}^2 (\overline{v_{xc}^2} - \text{квадрат пульсационной скорости газа на оси канала})$. Тогда, используя соотношения (1)–(3), можно получить для оси канала $Stk_L \approx 39$ (таблица). Полученное число Стокса свидетельствует о том, что рассматриваемые в данном исследовании частицы не вовлекаются в пульсационное движение и их пульсационная скорость пренебрежимо мала.

На основе PIV-измерений получены векторные карты как несущего потока без крупных сферических частиц, так и в следах за крупными сферическими частицами. Векторные карты несущего

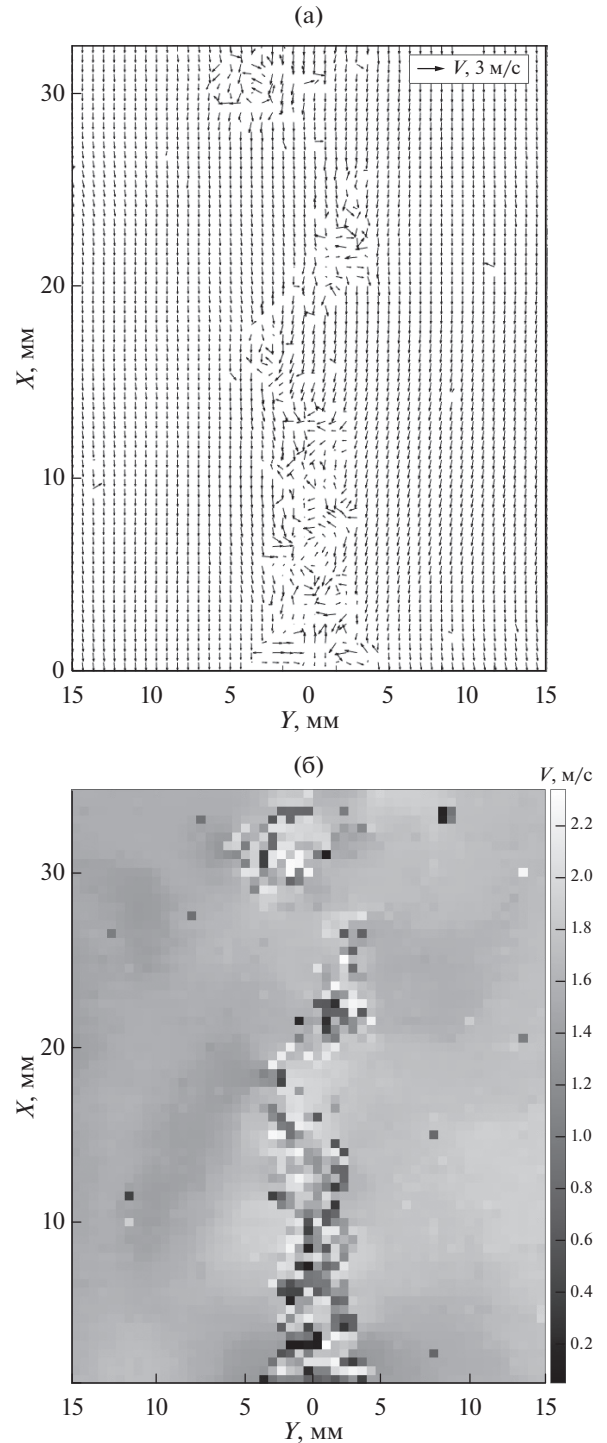


Рис. 3. Поле мгновенных скоростей воздуха в следе за крупной частицей и в окружающем потоке: (а) – исходная векторная карта, (б) – восстановленные значения скоростей.

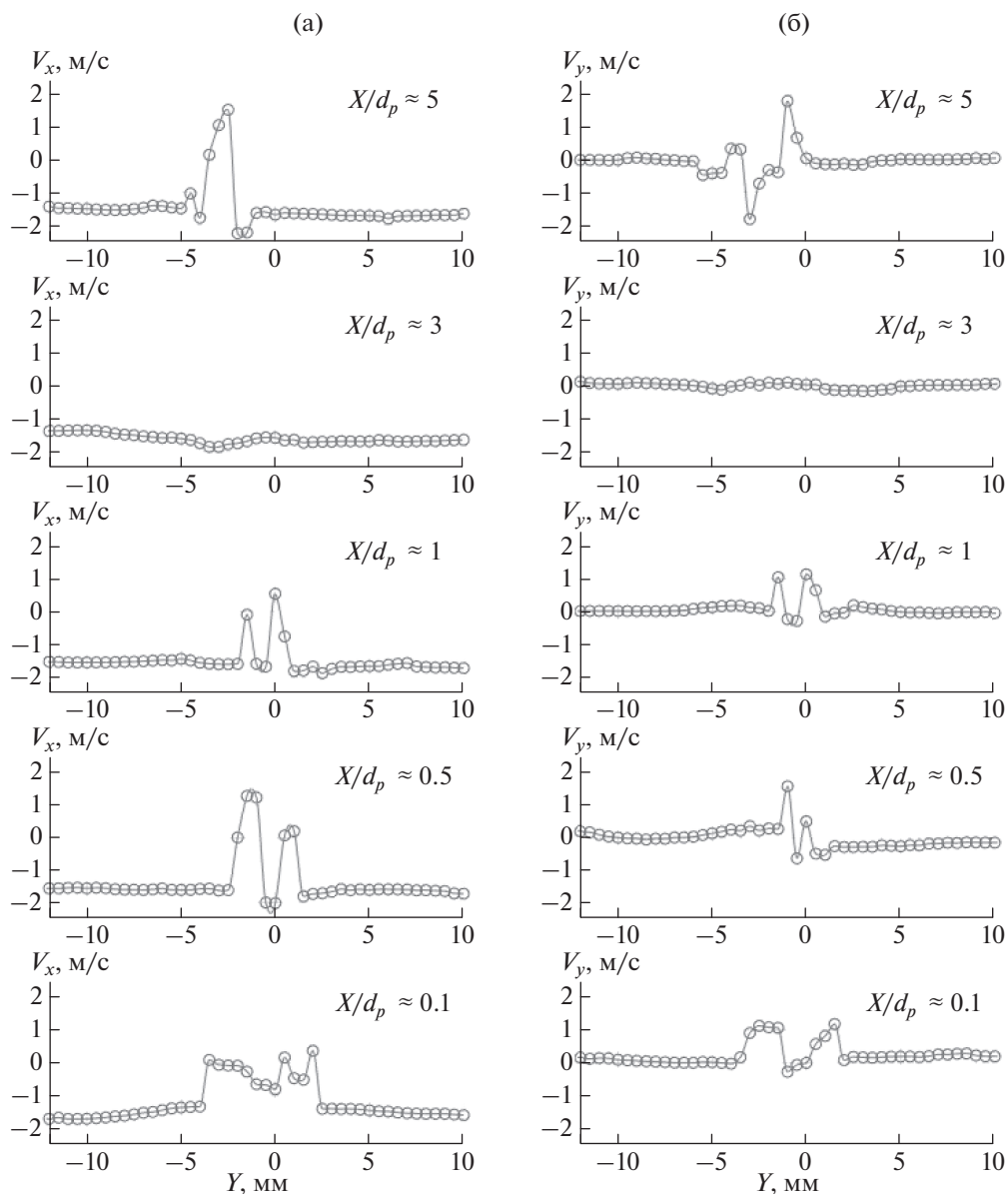


Рис. 4. Распределения мгновенной скорости воздуха в следе за крупной частицей и в окружающем потоке на разных расстояниях от поверхности частицы: (а) – продольная скорость, (б) – поперечная скорость.

го воздушного потока определялись при помощи автокорреляционного алгоритма по изображениям частиц-трассеров. Использовались два сеточных разбиения. Для определения характеристик несущего потока применялась укрупненная сетка с квадратной ячейкой 64×64 пикселей, что соответствует физическому размеру в канале $2.5 \times 2.5 \text{ мм}^2$. Для нахождения характеристик течения в следе за частицей определено предельное пространственное разрешение векторной карты с размером расчетных областей 16×16 пикселей, что соответствует физическому размеру $0.5 \times 0.5 \text{ мм}^2$.

На рис. 3 приведены типичные мгновенные поля мгновенных скоростей воздуха в следе за круп-

ной частицей. Показаны исходная векторная карта (рис. 3а) и значения мгновенных скоростей (градиентная интерпретация) воздуха в следе за крупной частицей и окружающем потоке (рис. 3б).

Приведенные на рис. 3 данные по мгновенным скоростям являются ценной первичной информацией для последующей обработки и анализа структуры и характеристик сложных нестационарных вихревых структур в турбулентных следах за движущимися крупными частицами.

На рис. 4 приведены распределения продольной v_x и поперечной v_y составляющих мгновенной скорости воздуха в следе за крупной частицей

Основные характеристики исследуемого потока

d_p , мм	ρ_p , кг/м ³	V_{xc} , м/с	V_{px} , м/с	Re	Re_p	μ , кг/(м с)	τ_p , с	k , м ² /с ²	l , м	T_L , с	Stk _L
6	1050	1.8	5.2	10100	1360	18×10^{-6}	4.7	0.012	0.007	0.12	39

и окружающем потоке для разных расстояний X/d_p от поверхности частицы.

Происходит значительная деформация профиля продольной скорости воздуха вследствие присутствия крупной частицы (рис. 4а). Так, в непосредственной близости от поверхности крупной частицы ($X/d_p = 0.1$) скорость воздуха становится близкой к нулю. При $X/d_p = 0.5$ распределение мгновенной скорости воздуха имеет два выраженных пика, которые связаны с генерируемой в следе за движущейся частицей вихревой структуры. С увеличением расстояния от частицы вниз по потоку ($X/d_p = 1$) деформация профиля мгновенной скорости снижается, что, по-видимому, вызвано затуханием присоединенных вихрей вследствие вязкости окружающего воздуха. При $X/d_p = 3$ возмущения потока практически не наблюдаются, что свидетельствует в пользу отсутствия вихревых структур в данном сечении. При дальнейшем увеличении расстояния ($X/d_p = 5$) можно опять наблюдать значительную деформацию профиля скорости воздуха. Вероятно, данная деформация связана с нахождением в исследуемой области вихревой структуры в виде отсоединенного вихря.

Данные рис. 4б отчетливо показывают, что происходит генерация поперечной составляющей скорости воздуха вследствие присутствия крупной частицы. В невозмущенном (присутствии крупной частицы) потоке указанная составляющая скорости близка к нулю. С увеличением расстояния от частицы вниз по потоку поперечная скорость уменьшается и к сечению $X/d_p = 3$ практически исчезает. При $X/d_p = 5$ можно наблюдать характерное для вихревых структур распределение скоростей, однозначно свидетельствующее в пользу высказанного ранее (при анализе рис. 4а) предположения о нахождении в данном сечении отсоединенного вихря.

На рис. 5 приведены распределения продольной и поперечной составляющих мгновенных скоростей воздуха в следе за крупной частицей и окружающем ее потоке для двух выборочных сечений: $Y/d_p = -0.5$ (рис. 5а, 5б) и $Y/d_p = 0.5$ (рис. 5в, 5г). Эти сечения располагаются на расстоянии одного радиуса слева и справа от вертикальной оси частицы соответственно.

Данные рис. 5 дают важную дополнительную информацию о местоположении и протяжен-

ности (в продольном направлении) наблюдаемых вихревых структур, генерируемых в следе за движущейся частицей.

Например, наличие эффектов деформации профиля продольной скорости (рис. 5а) и генерации поперечной скорости (рис. 5б) и их отсутствие (рис. 5в, 5г) в области $X = 0-9$ мм ($X/d_p = 0-1.5$) говорят о том, что область существования присоединенных вихрей смещена влево от вертикальной оси крупной частицы и ее протяженность (в рассмотренном сечении) равна 9 мм. Наличие тех же эффектов (рис. 5в, 5г) и их отсутствие (рис. 5а, 5б) в области $X = 9-15$ мм ($X/d_p = 1.5-2.5$) свидетельствуют в пользу того, что область существования отсоединенного вихря, напротив, смещена вправо от вертикальной оси крупной частицы и ее протяженность (в рассмотренном сечении) составляет 6 мм. В целом же данные рис. 5 находятся в хорошем согласии с выводами, сделанными при анализе рис. 4.

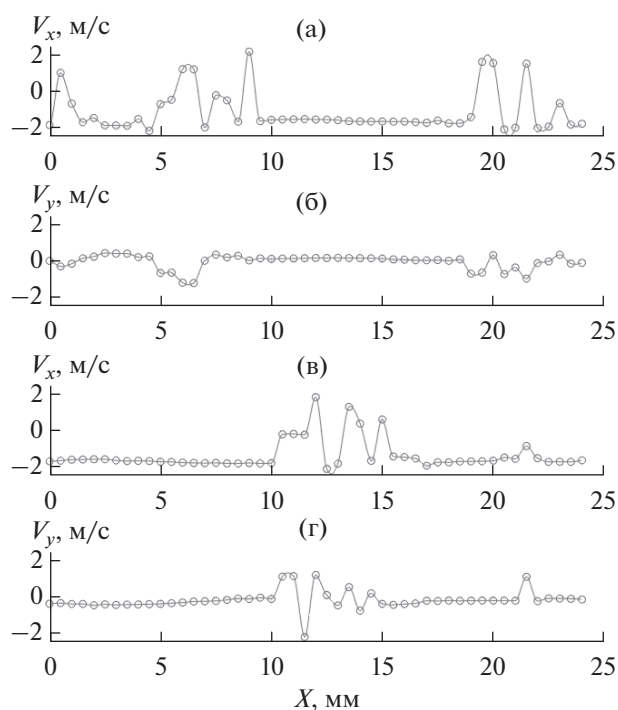


Рис. 5. Распределения мгновенной скорости воздуха в следе за крупной частицей и в окружающем потоке для двух выборочных сечений: (а), (б) — $Y/d_p \approx -0.5$; (в), (г) — 0.5 ; (а), (в) — продольная скорость; (б), (г) — поперечная скорость.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведена апробация возможности использования методов визуализации и оптической диагностики для изучения вихревого следа за крупной частицей с хорошим пространственным разрешением. Приведены и проанализированы результаты измерения характеристик течения, формирующегося в следе за крупной частицей, движущейся в нисходящем турбулентном потоке воздуха в канале.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 20-19-00551).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Вараксин А.Ю.* Влияние частиц на турбулентность несущего потока газа // ТВТ. 2015. Т. 53. № 3. С. 441.
2. *Tiwary S.S., Pal E., Bale S., Minocha N., Patwardhan A.W., Nandakumar K., Joshi J.B.* Flow Past a Single Stationary Sphere. 1. Experimental and Numerical Techniques // Powder Technol. 2020. V. 365. P. 115.
3. *Tiwary S.S., Pal E., Bale S., Minocha N., Patwardhan A.W., Nandakumar K., Joshi J.B.* Flow Past a Single Stationary Sphere. 2. Regime Mapping and Effect of External Disturbances // Powder Technol. 2020. V. 365. P. 215.
4. *Bagchi P., Balachandar S.* Response of the Wake of an Isolated Particle to an Isotropic Turbulent Flow // J. Fluid Mech. 2004. V. 518. P. 95.
5. *Wu J.-S., Faeth G.M.* Sphere Wakes at Moderate Reynolds Numbers in a Turbulent Environment // AIAA J. 1994. V. 32. P. 535.
6. *Wu J.-S., Faeth G.M.* Effect of Ambient Turbulence Intensity on Sphere Wakes at Intermediate Reynolds Numbers // AIAA J. 1994. V. 33. P. 171.
7. *Gai G.D., Kudriakov S., Thomine O., Mimouni S., Hadjadj A.* Two-fluid RANS Modelling of Turbulence Created by a Vertically Falling/Moving Particle Cloud // Flow, Turbul. Combust. 2022. V. 108. № 3. P. 819.
8. *Gai G.D., Hadjadj A., Kudriakov S., Thomine O.* Particles-induced Turbulence: A Critical Review of Physical Concepts, Numerical Modelings, and Experimental Investigations // Theor. Appl. Mech. Lett. 2020. V. 10. P. 241.
9. *Leskovec M., Lundell F., Innings F.* Pipe Flow with Large Particles and Their Impact on the Transition to Turbulence // Phys. Rev. Fluids. 2020. V. 5. P. 112301.
10. *Singh S., Potherat A., Pringle C.C.T., Bates I.R.J., Holdsworth M.* Simultaneous Eulerian-Lagrangian Velocity Measurements of Particulate Pipe Flow in Transitional Regime // Rev. Sci. Instrum. 2020. V. 91. P. 095110.
11. *Hogendoorn W., Chandra B., Poelma C.* Suspension Dynamics in Transitional Pipe Flow // Phys. Rev. Fluids. 2021. V. 6. P. 064301.
12. *Tsuji Y., Morikawa Y., Shiomi H.* LDV Measurements of an Air-Solid Two-phase Flow in a Vertical Pipe // J. Fluid Mech. 1984. V. 139. P. 417.
13. *Gore R.A., Crowe C.T.* Effect of Particle Size on Modulating Turbulent Intensity // Int. J. Multiphase Flow. 1989. V. 15. № 2. P. 279.
14. *Hetsroni G.* Particles-turbulence Interaction // Int. J. Multiphase Flow. 1989. V. 15. № 5. P. 735.
15. *Зайчик Л.И., Вараксин А.Ю.* Влияние следа за крупными частицами на интенсивность турбулентности несущего потока // ТВТ. 1999. Т. 37. № 4. С. 683.
16. *Yuan Z., Michaelides E.E.* Turbulence Modulation in Particulate Flows – a Theoretical Approach // Int. J. Multiphase Flow. 1992. V. 18. № 5. P. 779.
17. *Кондратьев Л.В.* Структура турбулентного течения газозвеси в пристеночной области трубы // ИФЖ. 1988. Т. 55. № 6. С. 1029.
18. *Деревич И.В.* Влияние примеси крупных частиц на турбулентные характеристики газозвеси в каналах // ПМТФ. 1994. № 2. С. 70.
19. *Yarin L.P., Hetsroni G.* Turbulence Intensity in Dilute Two-phase Flows. 3. The Particles-turbulence Interaction in Dilute Two-phase Flow // Int. J. Multiphase Flow. 1994. V. 20. № 1. P. 27.
20. *Вараксин А.Ю.* О влиянии макро-, микро- и наночастиц на турбулентность несущего газа // Докл. РАН. Физика, техн. науки. 2021. Т. 497. № 1. С. 36.
21. *Вараксин А.Ю.* Анализ механизмов влияния макро-, микро- и наночастиц на энергию турбулентности несущего газа // ТВТ. 2021. Т. 59. № 4. С. 527.
22. *Yu Z.S., Xia Y., Guo Y., Lin J.Z.* Modulation of Turbulence Intensity by Heavy Finite-size Particles in Upward Channel Flow // J. Fluid Mech. 2021. V. 913. P. A3.
23. *Yang B., Peng C., Wang G.C., Wang L.P.* A Direct Numerical Simulation Study of Flow Modulation and Turbulent Sedimentation in Particle-laden Downward Channel Flows // Phys. Fluids. 2021. V. 33. P. 093306.