

УДК 532.5

ПРОФИЛЬ КОНЦЕНТРАЦИИ ВЫСОКОИНЕРЦИОННЫХ ЧАСТИЦ В ПРИСТЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПРИ БОЛЬШИХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Сиковский Дмитрий Филиппович^{1,2},
dphs@mail.ru

¹ Институт теплофизики СО РАН,
Россия, 630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 1.

² Новосибирский государственный университет,
Россия, 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2.

Актуальность работы обусловлена многочисленными применениями турбулентных газодисперсных потоков во многих аппаратах и устройствах, применяемых в добыче полезных ископаемых, при транспортировке природных ресурсов, в энергетике, химической технологии и других отраслях промышленности. В качестве примеров можно привести технологии и установки пневмотранспорта порошкообразных материалов, штреки горных выработок, вентиляционные каналы для помещений различных типов, системы газоочистки и т. д. Течения со взвешенными частицами также широко распространены в природе и являются объектами исследований в метеорологии, геоморфологии, гидравлике русловых процессов и речных наносов и др. Взаимодействие инерционных частиц с неоднородными пристенными турбулентными потоками является весьма сложным явлением, требующим детального моделирования на основе глубокого понимания механизмов взаимодействия частиц с многомасштабными турбулентными вихревыми структурами.

Цель: моделирование распределения и статистических параметров движения высокоинерционных частиц в пристенной зоне турбулентного потока при больших числах Рейнольдса на основе стохастической лагранжевой модели турбулентности среды.

Методы: статистическое моделирование методом Монте-Карло движения частиц на основе стохастической лагранжевой модели турбулентности среды и теории подобия пристенной турбулентности.

Результаты. Стохастическое лагранжево моделирование динамики высокоинерционных частиц в логарифмическом слое пристенной турбулентности при больших числах Рейнольдса показало существенную неравновесность статистики скорости частиц вблизи стенки. Показано, что вблизи стенки имеет место вызванная турбофорезом аккумуляция частиц, вследствие которой концентрация частиц на стенке более чем в 3 раза превышает концентрацию частиц в ядре потока при условии упругого отскока частиц от стенки. В то же время интенсивность пульсаций нормальной к стенке компоненты скорости частиц не равна нулю на стенке и составляет примерно 1/3 от интенсивности пульсаций скорости в ядре потока.

Ключевые слова:

Турбулентность, газодисперсные потоки, турбофорез, статистическое моделирование, ланжевенская модель.

Введение

Турбулентные течения с взвешенными частицами широко распространены в природе и различных сферах человеческой деятельности. Большинство встречающихся в технических устройствах газодисперсных течений ограничено твёрдыми поверхностями, взаимодействие частиц с которыми может иметь важные последствия для их эксплуатации, например, образование наносов, шлакование, эрозия и др. В связи с этим разработка адекватных моделей пристенных газодисперсных турбулентных течений является актуальной задачей для современной гидрогазодинамики многофазных систем [1, 2]. Задача эта осложняется наблюдаемой в этих течениях неравновесностью динамики частиц при сопоставимых временах релаксации частицы и характерных временных масштабах турбулентности (временах декорреляции), за которые частица проходит путь, сопоставимый с размером неоднородности полей статистических моментов скорости среды. В результате перенос частиц приобретает свойство нелокальности, когда статистический режим скорости частицы в рассматриваемой точке зависит от параметров турбулентности в некоторой её окрестности, внутри которой эти параметры существенно изменяются. Другим важным явлением, тесно связанным с неравновес-

ностью и нелокальностью динамики частиц, является кластеризация инерционных частиц в турбулентности [1, 2], которая в неоднородных потоках может проявляться как в виде сильных флуктуаций плотности частиц, вызванных формированием кластеров [3, 4], так и в виде резкого роста средней концентрации частиц вблизи стенки [1, 2, 5–7]. Возникающая в результате кластеризации неоднородность распределения частиц может существенно влиять на процессы тепло-массо-переноса с участием дисперсной фазы [8].

В работе [6] было проведено исследование поведения концентрации частиц в вязком подслое для среднеинерционных частиц (по терминологии [1]) с числами Стокса $1 \leq \tau_i \leq 100$, где $\tau_i = v_*^2 \tau / \nu$; τ – время динамической релаксации частицы; v_* – динамическая скорость; ν – кинематическая вязкость среды. В этом случае, как известно, концентрация частиц в глубине вязкого подслоя вблизи стенки может на 2–3 порядка превышать концентрацию частиц в ядре потока. В настоящей работе рассматривается случай высокоинерционных частиц с числами Стокса 100 и более, для которых характерная длина пробега $v_* \tau$ заметно превышает толщину вязкого подслоя. В результате динамика таких частиц не зависит от особенностей турбулентности вязкого подслоя и определяется взаимодействием

частиц с турбулентным движением среды в логарифмическом слое, занимающем основную часть пристенной зоны турбулентного течения при больших числах Рейнольдса.

Постановка задачи

Рассматривается турбулентное течение в плоском канале полушириной δ на участке гидродинамической стабилизации, когда все статистические параметры потока зависят только от расстояния до стенки y . Число Рейнольдса, построенное по полуширине канала, динамической скорости v_* и кинематической вязкости среды ν , считается достаточно большим: $Re_\tau = v_* \delta / \nu \sim 10^4$, что соответствует числам Рейнольдса, построенным по расходной скорости и ширине канала $Re = 2\bar{U}\delta / \nu \sim 10^6$. Согласно общепринятым представлениям, в диапазоне расстояний с ориентировочными границами $30\nu/v_* < y < 0,1\delta$ располагается так называемый логарифмический слой, получивший своё название благодаря наблюдаемому в этом интервале логарифмическому закону для средней продольной скорости потока [9, 10]. Расстояние $y \sim 0,1\delta$ можно условно назвать границей пристенной зоны турбулентного потока, в пределах которой масштаб турбулентности в ядре потока δ практически не влияет на статистический режим турбулентных пульсаций. Нижняя граница $y \sim 30\nu/v_*$ определяет толщину пристенной области, в которой существенно влияние молекулярной вязкости на турбулентное течение (вязкий подслой+буферная зона). В логарифмическом слое, таким образом, единственными определяющими параметрами турбулентности являются динамическая скорость v_* и расстояние до стенки y . В частности, такие важные параметры для турбулентного теплопереноса, как интенсивность нормальной к стенке компоненты скорости среды, лагранжев масштаб времени турбулентности и коэффициент турбулентной диффузии пассивного скаляра, определяются следующими выражениями

$$\langle v_f^2 \rangle^{1/2} = av_*, \quad (1)$$

$$T_L = \kappa_L \frac{y}{v_*}, \quad (2)$$

$$D_t = \langle v_f^2 \rangle T_L = \kappa_L a^2 v_* y, \quad (3)$$

где a , κ_L – коэффициенты, значения которых должны стремиться к универсальным при $Re_\tau \rightarrow \infty$.

Величина коэффициента a в (1) может быть оценена по данным DNS турбулентного течения в плоском канале для $Re_\tau = 5200$ [11], как $a = 1,13$. Учитывая известную связь между коэффициентами турбулентной диффузии и вязкости через турбулентное число Прандтля $D_t = \nu_t / Pr_t$ [9, 10] и выражение для турбулентной вязкости в логарифмическом слое $\nu_t = \kappa_* y$ и принимая общепринятые значения постоянной Кармана $\kappa = 0,41$ и турбулентного числа Прандтля $Pr_t = 0,9$, можно из (3) найти коэффициент $\kappa_L = \kappa / (a^2 Pr_t) = 0,356$.

Рассмотрим теперь динамику взвешенных частиц в логарифмическом слое, уравнение движения которых описывается приближением точечных сил [1, 12]

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{v}_p, \quad \tau \frac{d\mathbf{v}_p}{dt} + \mathbf{v}_p = \mathbf{v}_f(\mathbf{x}_p, t), \quad (4)$$

где \mathbf{x}_p , \mathbf{v}_p – координата и скорость центра масс частицы; $\mathbf{v}_f(\mathbf{x}_p, t)$ – скорость среды вдоль траектории частицы; τ – время динамической релаксации частицы, в стоксовом приближении равно $\tau = \tilde{\rho} d_p^2 / (18\nu)$, где d_p – диаметр частицы; $\tilde{\rho} = \rho_p / \rho_f$ – отношение плотностей частицы и среды.

Поскольку рассматривается статистически однородное течение в продольном и трансверсальном направлении, далее нас будет интересовать движение частиц по нормали к стенке, для чего будет использован одномерный вариант уравнений (4) для нормальной к стенке местоположения $y_p(t)$ и скорости $v_p(t)$ частицы. Также суспензия частиц предполагается имеющей малую весовую концентрацию, так что отсутствует обратное влияние частиц на турбулентность среды.

Скорость среды вдоль траектории частицы будем моделировать случайным марковским диффузионным процессом, описываемым стохастическим дифференциальным уравнением, соответствующим нормализованной Ланжевеновской модели [13], верифицированной на турбулентном течении в канале с более низкими числами Рейнольдса. Для нормальной к стенке компоненты скорости среды это уравнение имеет вид

$$v_f = av_* u,$$

$$du = \left[U_d(y_p) - \frac{u}{T_{Lp}(y_p)} \right] dt + \left[\frac{2}{T_{Lp}(y_p)} \right]^{1/2} dW, \quad (5)$$

где $W = W(t)$ – винеровский процесс (гауссов процесс с независимыми приращениями $dW(t)$ с вариацией $\langle (dW(t))^2 \rangle = dt$); $T_{Lp}(y_p)$ – характерное время декорреляции скорости среды вдоль траектории, принимаемое равным лагранжеву временному масштабу турбулентности среды вдоль траектории частиц.

Определение лагранжева масштаба времени турбулентности среды вдоль траектории частиц в неоднородной турбулентности является нерешённой задачей. Известные модели лагранжевых временных масштабов турбулентности вдоль траектории частицы относятся к более простому случаю однородной изотропной турбулентности [14–16]. В качестве грубого приближения ниже будет использоваться корреляция [14], ранее использованная в стохастических лагранжевых моделях переноса инерционных частиц в неоднородных турбулентных течениях [17, 18]:

$$T_{Lp} = \frac{T_L}{0,356} \left[1 - \frac{0,644}{(1 + 0,356 \tau / T_L)^{0,4(1 + 0,00356 \tau / T_L)}} \right], \quad (6)$$

где локальный лагранжев масштаб турбулентности $T_L = T_L(y)$ определяется из (2).

Скорость дрейфа $U_d(y)$ в (5) определяется выражением [13]

$$U_d(y) = \frac{d[f_v \langle (v_f^2) \rangle^{1/2}]}{dy}, \quad f_v = \frac{T_{Lp}(y)}{\tau + T_{Lp}(y)}. \quad (7)$$

Стохастическое дифференциальное уравнение (5) понимается в смысле Ито [19]. Для случая однородной турбулентности ($T_{Lp} = \text{const}$, $U_d = 0$) оно совпадает с уравнением Ланжевена, решение которого имеет среднеквадратичную интенсивность, равную единице: $\langle u^2 \rangle = 1$, $\langle u \rangle = 0$, и экспоненциальную автокорреляционную функцию $\langle u(0)u(t) \rangle = \exp(-t/T_{Lp})$. При столкновении частицы со стенкой ставится условие упругого отскока частицы.

При рассматриваемых больших числах Re_τ для вязкого подслоя в пристенной зоне становится пренебрежимо малой и логарифмический слой занимает основную часть пристенной области. Поэтому, как показано в [1, 20], динамика высокоинерционных частиц с числом Стокса $\tau_+ = v_*^2 \tau / \nu \gg 1$ в логарифмическом слое не зависит от характера турбулентного течения в вязком подслое. При этом статистический режим скорости частиц определяется динамической скоростью v_* и величиной автомодельной переменной $\eta = y / (v_* \tau)$. Обезразмеривая (4)–(7) с помощью характерных масштабов v_* и τ , получаем систему уравнений

$$\frac{d\eta}{dt} = v, \quad \frac{dv}{dt} + v = v_f, \quad v_f = au, \quad (8)$$

$$du = \left[U_d(\eta) - \frac{u}{T_{Lp}(\eta)} \right] dt + \left[\frac{2}{T_{Lp}(\eta)} \right]^{1/2} dW, \quad (9)$$

$$U_d(\eta) = a \frac{d}{d\eta} \left[\frac{T_{Lp}(\eta)}{1 + T_{Lp}(\eta)} \right],$$

$$T_{Lp} = \eta \left[1 - \frac{0,644}{(1 + \eta^{-1})^{0,4(1+0,01\eta^{-1})}} \right]. \quad (10)$$

Численное моделирование динамики частиц

Задача (8)–(10) решалась численно с помощью экспоненциальной конечно-разностной схемы типа «предиктор–корректор» второго порядка точности, предложенной в [21]. В расчётах использовалось 5000 частиц, в начальный момент времени распределённых равномерно в расчётной области $\eta \in [0, \eta_{\max}]$ с начальными скоростями u и v , имеющими нормальное распределение вероятностей с интенсивностями, соответствующими квазиравновесным значениям. Верхняя граница расчётной области была выбрана $\eta_{\max} = 200$. Расчёт велся с достаточно малым шагом $dt = 10^{-3}$ для того, чтобы разрешить особенность решения, связанную с обращением в нуль времени на стенке: $T_{Lp}(0) = 0$, которая делает задачу (8)–(10) жёсткой. Если на каком-либо шаге времени частица «выходила за стенку», т. е. значение её координаты становилось отрицательным, то знаки координаты и скорости

частицы менялись на противоположные: $\eta_i \rightarrow -\eta_i$, $v_i \rightarrow -v_i$, что соответствовало упругому отскоку частиц от стенки. При выходе частиц за границы расчётной области, т. е. при $\eta_i > \eta_{\max}$, координата, скорость частицы и скорость среды менялись следующим образом: $\eta_i \rightarrow 2\eta_{\max} - \eta_i$, $v_i \rightarrow -v_i$, $u_i \rightarrow -u_i$, что моделировало симметрично расположенную расчётную область за осью канала $\eta = \eta_{\max}$. Благодаря этим условиям количество частиц в расчётной области оставалось постоянным. Время расчёта подбиралось достаточным для достижения стационарной статистики скорости частиц и составляло 15000 безразмерных единиц. Статистическое осреднение результатов проводилось, начиная с момента времени $t = 4000$. При осреднении расчётная область разбивалась на 200 интервалов, сгущённых к началу координат для лучшего разрешения повышенной концентрации частиц вблизи стенки.

Обсуждение результатов численного моделирования

Полученные распределения среднеквадратичной интенсивности пульсаций нормальной к стенке компоненты скорости частиц и концентрации частиц приведены на рис. 1, а, б, соответственно. Поведение кривых при больших значениях автомодельной координаты η согласуется с результатами теории подобия [20], согласно которой при $\eta \rightarrow \infty$ частицы ведут себя как пассивная примесь. Это связано с тем, что величина η пропорциональна отношению лагранжева масштаба времени турбулентности к времени релаксации частицы. Поэтому при $\eta > 20$ концентрация частиц перестаёт зависеть от расстояния до стенки, как должно быть в случае хорошо перемешанной пассивной примеси. При $\eta > 1$ интенсивность пульсаций скорости частиц практически совпадает с равновесной интенсивностью, определяемой выражением [1]

$$\langle v^2 \rangle = \frac{a^2}{1 + T_{Lp}^{-1}(\eta)}. \quad (11)$$

Выражение (11) является аналогом известного соотношения Чена [22], полученного в локально-равновесном приближении, которое предполагает, что статистический режим пульсаций скорости среды вдоль траектории частицы мало меняется за характерное время декорреляции T_{Lp} . При соблюдении условия локального равновесия интенсивность флуктуаций скорости частицы определяется локальными параметрами турбулентности среды в рассматриваемой точке: временем декорреляции $T_{Lp}(\eta)$ и интенсивностью флуктуаций скорости среды (1), что и отражено в (11).

При приближении к стенке при малых $\eta < 1$ интенсивность флуктуаций скорости частиц выходит на постоянную величину $\sqrt{\langle v^2 \rangle} = 0,37$ и существенно превышает равновесные значения. Такое поведение связано с тем, что в области $\eta < 1$ характерная длина пробега частиц под действием инерции $v_* \tau$ сопоставима или превышает расстояние до стенки, в результате чего условие локального равновесия нарушается. Турбулентный перенос частиц стано-

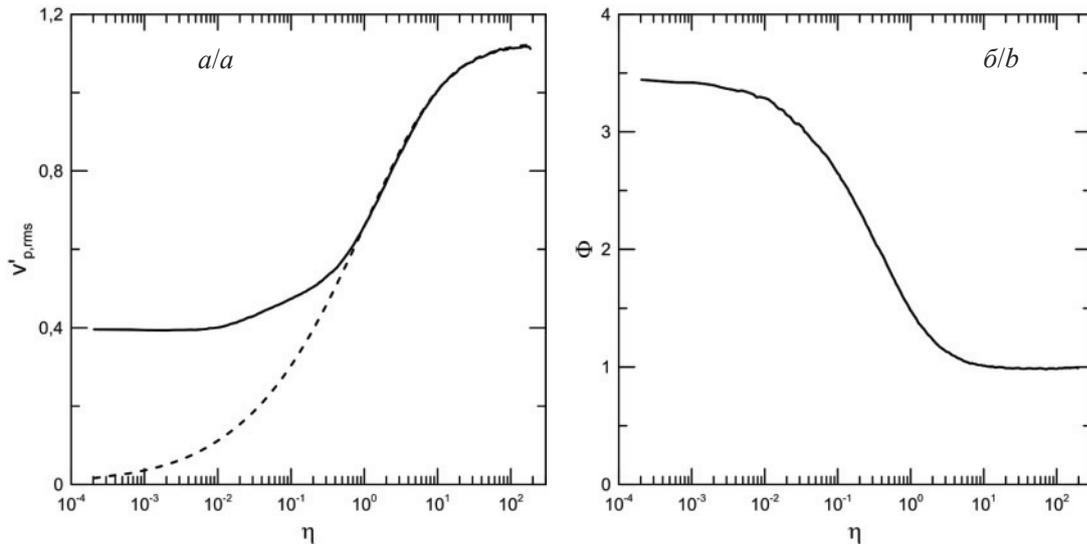


Рис. 1. Среднеквадратичная интенсивность пульсации нормальной к стенке компоненты скорости частиц (а) и концентрация частиц в логарифмическом слое, отнесённая к концентрации в ядре потока (б)

Fig. 1. RMS intensity of the fluctuation of wall-normal particle velocity (a) and the particle concentration in the log layer, divided by the bulk concentration (b)

вится нелокальным, так как определяется статистикой скорости среды во всей области $\eta \sim 1$ или $y \sim \nu_* \tau$, в которой время декорреляции существенно меняется и падает до нуля на стенке.

На рис. 1, б хорошо виден существенный рост концентрации частиц в области $\eta < 1$. По результатам расчётов концентрация частиц на стенке в 3,44 раз превышает концентрацию в ядре потока. Скопление частиц у стенки вызвано явлением турбофореза – миграции частиц против градиента интенсивности пульсаций скорости частиц [1, 23, 24].

Существенная неравновесность турбофореза в логарифмическом слое затрудняет его моделирование с помощью квазиравновесных моделей замыкания рей-

нольдсовых напряжений частиц. Например, модель Л.И. Зайчика даёт для рассматриваемой задачи концентрацию частиц на стенке почти в 1,5 раза выше ($\Phi_w = 5,4$) и на треть заниженную интенсивность флуктуаций скорости частиц на стенке $\sqrt{\langle v^2 \rangle_w} = 0,28$ [1].

Нелокальность статистики скорости частиц связана с подлетающими к стенке высокоскоростными частицами, вносящими вклад в «тяжёлые хвосты» функции плотности вероятности (ФПВ) скорости частицы, что иллюстрирует рис. 2, а. На нём хорошо видно существенное отличие ФПВ от гауссовой. В то же время вдали от стенки, при $\eta \gg 1$, ФПВ скорости частицы практически совпадает с равновесным гауссовым распределением (рис. 2, б).

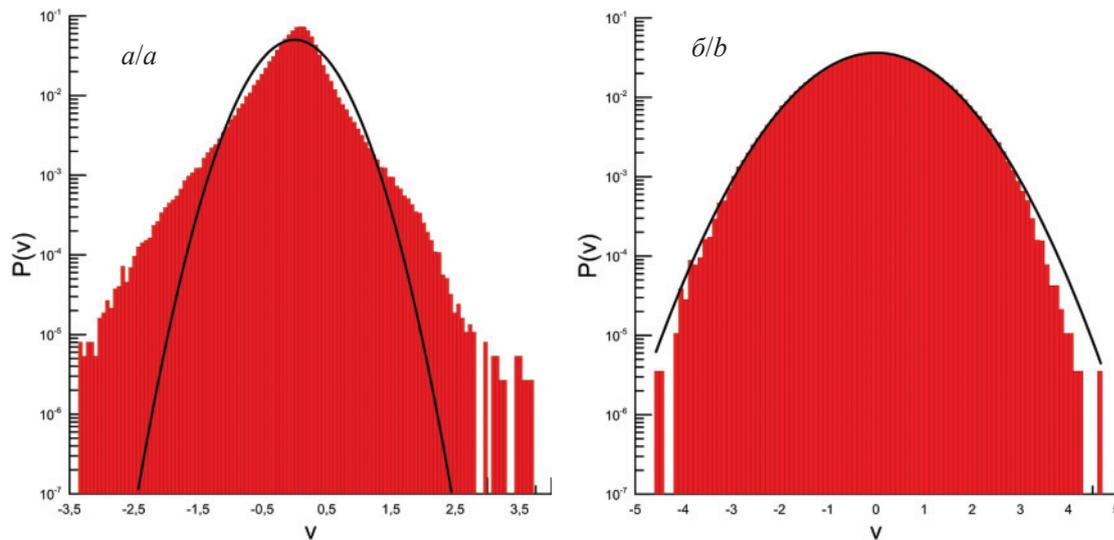


Рис. 2. Функции плотности вероятности скорости частиц на различных расстояниях до стенки: $\eta=0,1$ (а) и $\eta=200$ (б). Линия – распределение Гаусса

Fig. 2. Probability distribution function of wall-normal particle velocity at different positions: $\eta=0,1$ (a) and $\eta=200$ (b). The solid line is the normal PDF

К сожалению, в настоящее время отсутствуют какие-либо экспериментальные данные либо данные прямого численного моделирования, с которыми можно было бы сравнить полученные результаты. Это связано с трудностями, возникающими при натурном или численном моделировании пристенных турбулентных течений с требуемыми большими числами Рейнольдса 10^6 и более. В этих условиях стохастическое Лагранжево моделирование остаётся пока единственным источником информации о происходящих в турбулентных газодисперсных течениях процессах переноса высокоинерционных частиц.

Заключение

Рассмотрена динамика высокоинерционных частиц в пристенной турбулентности при больших числах Рейнольдса, когда основную часть пристенной

зоны занимает логарифмический слой, при условии упругого отскока частиц от стенки. Стохастическое лагранжево моделирование динамики инерционных частиц в логарифмическом слое показало существенную неравновесность скорости частиц в области расстояний $y < v_* \tau$, выражающуюся в наличии «тяжёлых хвостов» ФПВ скорости частицы. За счёт турбофореза частиц наблюдается более чем трёхкратное увеличение их концентрации вблизи стенки. Результаты стохастического лагранжево моделирования заметно отличаются от результатов, полученных с помощью модели переноса напряжений Рейнольдса частиц, что связано с неравновесностью статистики скорости частиц в логарифмическом слое.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН. Стохастические модели и численные алгоритмы разработаны при поддержке гранта РФФИ 19-08-00781.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зайчик Л.И., Алипченков В.М. Статистические модели движения частиц в турбулентной жидкости. – М.: Физматлит, 2007. – 312 с.
2. Reeks M.W. Transport, mixing and agglomeration of particles in turbulent flows // Flow, Turbulence and Combustion. – 2014. – V. 92. – P. 3–25.
3. Esmaily-Moghadam M., Mani A. Analysis of the clustering of inertial particles in turbulent flows // Physical Review Fluids. – 2016. – V. 1. – P. 084202.
4. Inhomogeneous growth of fluctuations of concentration of inertial particles in channel turbulence / I. Fouxon, L. Schmidt, P. Ditlevsen, M. Reeuwijk, M. Holzner // Physical Review Fluids. – 2018. – V. 3. – P. 064301.
5. Sikovsky D.Ph. Singularity of inertial particle concentration in the viscous sublayer of wall-bounded turbulent flows // Flow, Turbulence and Combustion. – 2014. – V. 92. – P. 41–64.
6. Сиковский Д.Ф. Профиль концентрации инерционных частиц в турбулентном течении в плоском канале // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов. – 2018. – Т. 329. – № 1. – С. 89–98.
7. Belan S. Concentration of diffusional particles in viscous boundary sublayer of turbulent flow // Physica A. – 2016. – V. 443. – P. 128–136.
8. Pouransari H., Mani A. Particle-to-fluid heat transfer in particle-laden turbulence // Physical Review Fluids. – 2018. – V. 3. – P. 074304.
9. Pope S.B. Turbulent flows. – Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000. – 771 p.
10. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. Теория турбулентности. – СПб.: Гидрометеиздат, 1992. – 694 с.
11. Lee M., Moser R.D. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to // Journal of Fluid Mechanics. – 2015. – V. 774. – P. 395–415.
12. Li Z., Wei J., Yu B. Analysis of interphase forces and investigation of their effect on particle transverse motion in particle-laden channel turbulence // International Journal of Multiphase Flow. – 2017. – V. 88. – P. 11–29.
13. Sikovsky D.Ph. Stochastic Lagrangian Simulation of Particle Deposition in Turbulent Channel Flows // Flow, Turbulence and Combustion. – 2015. – V. 95. – P. 561–582.
14. Wang L.-P., Stock D.E. Dispersion of heavy particles in turbulent motion // Journal of Atmospheric Science. – 1993. – V. 50. – № 13. – P. 1897–1913.
15. Derevich I.V. Influence of internal turbulent structure on intensity of velocity and temperature fluctuations of particles // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2001. – V. 44. – P. 4505–4521.
16. Деревич И.В. Спектральная модель диффузии тяжелой инерционной примеси в случайном поле скорости сплошной среды // Теплофизика и аэромеханика. – 2015. – Т. 22. – № 2. – С. 151–170.
17. Carlier J.Ph., Khalij M., Oesterle B. An improved model for anisotropic dispersion of small particles in turbulent shear flows // Aerosol Science and Technology. – 2005. – V. 39. – P. 196–205.
18. Dehbi A. Validation against DNS statistics of the normalized Langevin model for particle transport in turbulent channel flows // Powder Technology. – 2010. – V. 200. – P. 60–68.
19. Гардинер К.В. Стохастические методы в естественных науках. – М.: Мир, 1986. – 528 с.
20. Сиковский Д.Ф. Закономерности осаждения частиц из турбулентного газодисперсного потока в каналах // Известия РАН. Механика жидкости и газа. – 2010. – № 1. – С. 84–95.
21. Minier J.-P., Peirano E., Chibbaro S. Weak first- and second-order numerical schemes for stochastic differential equations appearing in Lagrangian two-phase flow modeling // Monte Carlo Methods and Applications. – 2003. – V. 9. – P. 93–133.
22. Хинце И.О. Турбулентность. – М.: Изд-во физ.-мат. лит., 1963. – 680 с.
23. Transfer of particles in nonisotropic air turbulence / M. Caporali, F. Tampieri, F. Trombetti, O. Vittori // Journal of Atmospheric Science. – 1975. – V. 32. – P. 565–568.
24. Mitra D., Haugen N.E.L., Rogachevskii I. Turbophoresis in forced inhomogeneous turbulence // The European Physical Journal Plus. – 2018. – V. 133. – P. 35.

Поступила 14.02.2019 г.

Информация об авторах

Сиковский Д.Ф., кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории физических основ энергетических технологий Института теплофизики СО РАН; доцент кафедры физики неравновесных процессов Физического факультета Новосибирского государственного университета.

UDC 532.5

CONCENTRATION PROFILE OF HIGH INERTIA PARTICLES AT LARGE REYNOLDS NUMBER WALL TURBULENCE

Dmitriy F. Sikovsky^{1,2},
dphs@mail.ru

¹ Kutateladze Institute of Thermophysics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
1, Academician Lavryentiev avenue, Novosibirsk, 630090, Russia.

² Novosibirsk State University,
2, Pirogov street, Novosibirsk, 630090, Russia.

The relevance of the discussed issue is caused by the numerous applications of turbulent gas-dispersed flows in many technical devices used in extraction of minerals, in the technologies of transportation of natural resources, energy and other industries. As an example, technologies and installations for pneumatic transport of powdered materials, tunnels of underground excavations, ventilation ducts for various types of rooms, gas cleaning systems, etc. can be cited. Flows with suspended particles are also widespread in nature and are objects of research in meteorology, geomorphology, hydraulics of river sediments, etc. The interaction of inertial particles with inhomogeneous near-wall turbulent flows is a very complex phenomenon that requires detailed modeling based on a deep understanding of mechanisms of particle interaction with multiscale turbulent vortex structures.

The aim of the study is modeling of space distribution and statistical parameters of the motion of high inertia particles in the near-wall zone of a turbulent flow at large Reynolds numbers based on a stochastic Lagrangian model of fluid turbulence.

Methods: Monte Carlo statistical simulation of particle motion based on the stochastic Lagrangian model of fluid turbulence and the scaling theory for wall turbulence.

Results. Stochastic Lagrangian modeling of the dynamics of high inertia particles in the logarithmic layer of near-wall turbulence for large Reynolds numbers showed a significant non-equilibrium statistics of the particle velocity near the wall. It was shown that near the wall there is an accumulation of particles caused by turbophoresis, because of which the concentration of particles on the wall is more than three times higher than their concentration in the bulk of the flow provided the elastic rebound of particles from the wall. The intensity of the fluctuations of wall-normal particle velocity is not zero on the wall and is about 1/3 of the intensity of the fluctuations of wall-normal particle velocity in the bulk of the flow.

Key words:

Turbulence, particle-laden flows, turbophoresis, statistical modeling, Langevin model.

The research was carried out within the state task IT SB RAS. The development of stochastic models and numerical algorithms were supported by the RFBR grant no. 19–08–00781.

REFERENCES

1. Zaichik L.I., Alipchenkov V.M., Sinaiski E.G. *Particles in turbulent flows*. Weinheim, Wiley-VCH Verlag, 2008. 297 p.
2. Reeks M.W. Transport, mixing and agglomeration of particles in turbulent flows. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2014, vol. 92, pp. 3–25.
3. Esmaily-Moghadam M., Mani A. Analysis of the clustering of inertial particles in turbulent flow. *Physical Review Fluids*, 2016, vol. 1, p. 084202.
4. Fouxon I., Schmidt L., Ditlevsen P., Reeuwijk M., Holzner M. Inhomogeneous growth of fluctuations of concentration of inertial particles in channel turbulence. *Physical Review Fluids*, 2018, vol. 3, pp. 064301.
5. Sikovsky D.Ph. Singularity of inertial particle concentration in the viscous sublayer of wall-bounded turbulent flows. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2014, vol. 92, pp. 41–64.
6. Sikovsky D.Ph. Profile of inertial particles concentration in turbulent channel flow. *Bulletin of the Tomsk Polytechnic University. Geo Assets Engineering*, 2018, vol. 329, no. 1, pp. 89–98. In Rus.
7. Belan S. Concentration of diffusional particles in viscous boundary sublayer of turbulent flow. *Physica A*, 2016, vol. 443, pp. 128–136.
8. Pouransari H., Mani A. Particle-to-fluid heat transfer in particle-laden turbulence. *Physical Review Fluids*, 2018, vol. 3, pp. 074304.
9. Pope S.B. *Turbulent flows*. Cambridge, Cambridge Univ. Press, 2000. 771 p.
10. Monin A.S., Yaglom A.M. *Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence*. Vol. 1. New York, Dover, 2007. 769 p.
11. Lee M., Moser R.D. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to . *Journal of Fluid Mechanics*, 2015, vol. 774, pp. 395–415.
12. Li Z., Wei J., Yu B. Analysis of interphase forces and investigation of their effect on particle transverse motion in particle-laden channel turbulence. *International Journal of Multiphase Flow*, 2017, vol. 88, pp. 11–29.
13. Sikovsky D.Ph. Stochastic Lagrangian Simulation of Particle Deposition in Turbulent Channel Flows. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2015, vol. 95, pp. 561–582.
14. Wang L.-P., Stock D.E. Dispersion of heavy particles in turbulent motion. *Journal of Atmospheric Science*, 1993, vol. 50, no. 13, pp. 1897–1913.
15. Derevich I.V. Influence of internal turbulent structure on intensity of velocity and temperature fluctuations of particles. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2001, vol. 44, pp. 4505–4521.
16. Derevich I.V. Spektralnaya model diffuzii tyazhelykh inertsionnykh primesi v sluchaynom pole skorosti sploshnoy sredy [Spectral diffusion model of heavy inertial particles in a random velocity field of the continuous medium]. *Thermophysics and Aeromechanics*, 2015, vol. 22, no. 2, pp. 143–162.
17. Carlier J.Ph., Khalij M., Oesterle B. An improved model for anisotropic dispersion of small particles in turbulent shear flows. *Aerosol Science and Technology*, 2005, vol. 39, pp. 196–205.
18. Dehbi A. Validation against DNS statistics of the normalized Langevin model for particle transport in turbulent channel flows. *Powder Technology*, 2010, vol. 200, pp. 60–68.

19. Gardiner G.W. *Handbook of stochastic methods*. Berlin, Heidelberg, Springer Verlag, 1983. 415 p.
20. Sikovskii D.F. Relations for particle deposition in turbulent gas-particle channel flow. *Fluid Dynamics*, 2010, vol. 45, no. 1, pp. 74–84.
21. Minier J.-P., Peirano E., Chibbaro S. Weak first- and second-order numerical schemes for stochastic differential equations appearing in Lagrangian two-phase flow modeling. *Monte Carlo Methods and Applications*, 2003, vol. 9, pp. 93–133.
22. Hinze J.O. *Turbulence. An introduction to its mechanism and theory*. New York, McGraw-Hill, 1959. 586 p.
23. Caporali M., Tampieri F., Trombetti F., Vittori O. Transfer of particles in nonisotropic air turbulence. *Journal of Atmospheric Science*, 1975, vol. 32, pp. 565–568.
24. Mitra D., Haugen N.E.L., Rogachevskii I. Turbophoresis in forced inhomogeneous turbulence. *The European Physical Journal Plus*, 2018, vol. 133, pp. 35.

Received: 14 February 2019.

Information about the authors

Dmitriy F. Sikovsky, Cand. Sc., senior researcher, Kutateladze Institute of Thermophysics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences; associate professor, Novosibirsk State University.