

УДК 532.529

ВРЕМЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ЧАСТИЦ С ТУРБУЛЕНТНЫМИ ВИХРЯМИ

Л.И. ЗАЙЧИК, В.М. АЛИПЧЕНКОВ

Институт высоких температур РАН, Москва

Рассмотрена задача взаимодействия частиц с энергоемкими вихрями в изотропной турбулентности. На основе гипотезы Коррсина определено время взаимодействия частиц с турбулентными вихрями при наличии эффектов инерционности, осредненного скоростного скольжения и межчастичных столкновений.

ВВЕДЕНИЕ

Время взаимодействия частиц с энергоемкими турбулентными вихрями несущего потока — одна из главных характеристик, определяющая их поведение в турбулентном потоке. Характерным временем взаимодействия частицы — турбулентности является интегральный лагранжев масштаб пульсаций скорости несущей сплошной фазы (жидкости) T_{Lp} , вычисленной вдоль траекторий движущихся частиц. Однако хорошо известно, что только для очень мелких (безынерционных) частиц T_{Lp} совпадает с интегральным лагранжевским масштабом турбулентности T_L , определяемым вдоль траекторий жидких частиц. Для инерционных частиц T_{Lp} может существенно отличаться от T_L , и в зависимости от значений параметров, связанных с инерционностью частиц и осредненным межфазным скоростным скольжением, отношение T_{Lp}/T_L может быть как больше, так и меньше единицы. При отсутствии осредненного скоростного скольжения с ростом инерционности частиц происходит непрерывное изменение T_{Lp} от лагранжева до эйлерова макромасштаба турбулентности T_E , вычисленного в движущейся с осредненной скоростью потока системе координат [1 – 3]. Поскольку результаты как теоретического анализа, так и численного моделирования свидетельствуют, что эйлеров макромасштаб превышает лагранжев (см., например, [4 – 9]), то при отсутствии осредненного скоростного скольжения имеет место соотношение $T_{Lp} > T_L$. Напротив, влияние осредненного скольжения, получившее в литературе название эффект пересечения траекторий, приводит к снижению величины T_{Lp} [10, 11].

Результаты прямого стохастического моделирования [12] указывают на рост времени взаимодействия частиц с турбулентными вихрями в результате межчастичных столкновений. На первый взгляд, этот факт (не объясненный в [12]) вызывает удивление, так как представляется, что столкновения должны приводить к уменьшению коррелированности движения жидких и инерционных частиц и, следовательно, к уменьшению времени их взаимодействия. Однако в действительности эффект увеличения T_{Lp} с ростом частоты столкнове-

ний имеет такое же объяснение, как и влияние инерционности частиц, и связан с соотношением $T_E > T_L$.

Целью настоящей статьи является получение простых явных соотношений для определения T_{Lp} в изотропном однородном турбулентном потоке при наличии эффектов инерционности, осредненного скоростного скольжения и межчастичных столкновений.

1. СВЯЗЬ МЕЖДУ ЛАГРАНЖЕВЫМ И ЭЙЛЕРОВЫМ МАСШТАБАМИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Лагранжев корреляционный момент пульсаций скорости жидкой частицы может быть связан с пульсациями скорости в эйлеровой системе координат выражением [1, 7, 13]

$$\langle u'_i(\mathbf{R}(t))u'_j(\mathbf{R}(t+\tau)) \rangle = \int \left\langle u'_i(\mathbf{x}, t)u'_j(\mathbf{x}+\mathbf{r}, t+\tau) \delta \left(\mathbf{r} - \int_t^{t+\tau} \mathbf{u}'(\mathbf{R}(\tau_1)) d\tau_1 \right) \right\rangle d\mathbf{r}, \quad (1)$$

где $\mathbf{R}(t)$ и \mathbf{x} — лагранжевы и эйлеровы координаты, \mathbf{u} — скорость сплошной фазы.

Для получения явной связи между лагранжевыми и эйлеровыми характеристиками турбулентности широкое распространение получила гипотеза Коррзина [14] о возможности независимого представления и, следовательно, осреднения случайных полей эйлеровых пульсаций скорости и смещений жидких частиц. В соответствии с этой гипотезой из (1) получается следующее соотношение, непосредственно связывающее лагранжеву и эйлерову корреляционные функции в однородной стационарной турбулентности:

$$\begin{aligned} \Psi_L(\tau) &= \int \Psi_E(\mathbf{r}, \tau) \phi(\mathbf{r}, \tau) d\mathbf{r}, \\ \Psi_L(\tau) &= \frac{\langle u'_k(\mathbf{R}(t))u'_k(\mathbf{R}(t+\tau)) \rangle}{3u_0^2}, \quad u_0^2 = \frac{\langle u'_k(\mathbf{x}, t)u'_k(\mathbf{x}, t) \rangle}{3}, \\ \Psi_E(\mathbf{r}, \tau) &= \frac{\langle u'_k(\mathbf{x}, t)u'_k(\mathbf{x}+\mathbf{r}, t+\tau) \rangle}{3u_0^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Плотность вероятности смещения жидкой частицы $\phi(\mathbf{r}, \tau)$ на расстояние \mathbf{r} за время τ в (2), как правило, задается в виде гауссова распределения с дисперсией:

$$D(\tau) = 2u_0^2 \int_0^\tau (\tau - \tau_1) \Psi_L(\tau_1) d\tau_1. \quad (3)$$

Пространственно-временная корреляционная функция представляется в виде

$$\Psi_{Eij}(\mathbf{r}, \tau) = \Psi_{Eij}(\mathbf{r}) \Psi_E(\tau), \quad (4)$$

где одноточечная эйлерова автокорреляционная функция определяется как

$$\Psi_E(\tau) = \langle u'_k(\mathbf{x}, t)u'_k(\mathbf{x}, t+\tau) \rangle / 3u_0^2.$$

В изотропной турбулентности тензор $\Psi_{Eij}(\mathbf{r})$ может быть представлен в форме

$$\Psi_{Eij}(\mathbf{r}) = [f(r) - g(r)] \frac{r_i r_j}{r^2} + g(r) \delta_{ij}, \quad g(r) = f(r) + \frac{r}{2} f'(r), \quad (5)$$

где r — модуль вектора \mathbf{r} .

С целью получения явного (безытерационного) выражения для лагранжевой автокорреляционной функции $\Psi_L(\tau)$ зададим плотность вероятности смещений жидких частиц в виде δ -функции:

$$\phi(\mathbf{r}, \tau) = \delta\left(\mathbf{r} - \frac{u_0 \tau}{\sqrt{3}} \mathbf{s}\right), \quad (6)$$

где \mathbf{s} — единичный вектор в направлении \mathbf{r} . В этом случае из (2) с учетом (4) – (6) следует

$$\Psi_L(\tau) = \left[f(r) + \frac{r}{3} f'(r) \right] \Psi_E(\tau), \quad r = u_0 \tau. \quad (7)$$

Лагранжев интегральный масштаб турбулентности, согласно (7), определяется выражением

$$T_L = T_E \int_0^\infty \left[f(\bar{r}) + \frac{\bar{r}}{3} f'(\bar{r}) \right] \Psi_E(\bar{\tau}) d\bar{\tau}, \quad (8)$$

где $\bar{r} = m\bar{\tau}$, $\bar{\tau} = \tau/T_E$, $m = u_0 T_E/L$, L — эйлеров интегральный пространственный масштаб. Из (8) видно, что лагранжев интегральный временной масштаб всегда меньше эйлерова временного масштаба, вычисленного в движущейся системе координат; причем их отношение зависит от параметра турбулентности m и формы корреляционных функций. Известно, что параметр m не является универсальной константой, а определяется типом турбулентного течения и числом Рейнольдса. Следует отметить, что задание плотности вероятности смещений жидких частиц в виде (6) соответствует удержанию только первого члена в разложении (3) при малых временах $D(\tau) = u_0^2 \tau^2$. Этот первый член является определяющим при вычислении интеграла (8), и, как показывают оценки, вклад последующих членов разложения при умеренных значениях параметра m несуществен и становится заметным только при больших m .

Для описания эйлеровых корреляционных функций используются две наиболее часто встречаемые зависимости — экспоненциальная и гауссова, т. е.

$$f(r) = \exp(-r/L), \quad \Psi_E(\tau) = \exp(-\tau/T_E), \quad (9)$$

$$f(r) = \exp(-\pi r^2/4L^2), \quad \Psi_E(\tau) = \exp(-\pi \tau^2/4T_E^2). \quad (10)$$

Формулы (9) дают хорошее представление корреляционных функций при больших числах Рейнольдса, хотя и не являются корректными при $r \rightarrow 0$, $\tau \rightarrow 0$. Выражения (10) отражают поведение корреляционных функций при относительно небольших числах Рейнольдса.

С учетом (9) и (10) из (8) вытекают соответственно следующие соотношения для лагранжева и эйлерова интегральных временных масштабов турбулентности:

$$\frac{T_L}{T_E} = \frac{3+2m}{3(1+m)^2}, \quad (11)$$

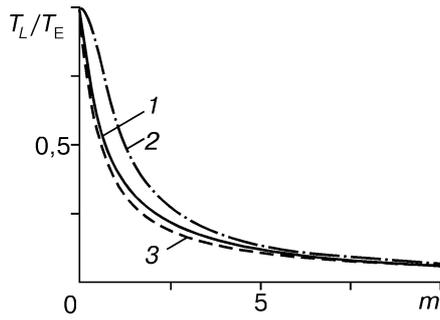


Рис. 1. Отношение лагранжева и эйлерова временных масштабов турбулентности.

1 — формула (11), 2 — формула (12), 3 — данные [9].

$$\frac{T_L}{T_E} = \frac{3 + 2m^2}{3(1 + m^2)^{3/2}}. \quad (12)$$

Зависимости величины T_L/T_E от параметра m , согласно формулам (11) и (12), показаны на рис. 1. Там же приведена зависимость для экспоненциальных корреляционных функций [9], полученная при использовании диаграммной техники и с учетом тождественности описания турбулентной диффузии в лагранжевом и эйлеровом представлениях. Видно, что кривая 1, вычисленная с использованием функций (9), и кривая 3 достаточно близки.

2. ВРЕМЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ С ТУРБУЛЕНТНЫМИ ВИХРЯМИ

Аналогично (1) лагранжев корреляционный момент пульсаций скорости сплошной фазы, вычисленный вдоль траекторий инерционных частиц, связывается с пульсациями скорости в эйлеровой системе координат выражением [1, 7]

$$\begin{aligned} & \langle u'_i(\mathbf{R}_p(t))u'_j(\mathbf{R}_p(t+\tau)) \rangle = \\ & = \int \left\langle u'_i(\mathbf{x}, t)u'_j(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t + \tau) \delta \left(\mathbf{r} - \mathbf{W}\tau - \int_t^{t+\tau} \mathbf{v}'(\mathbf{R}_p(\tau_1)) d\tau_1 \right) \right\rangle d\mathbf{r}, \end{aligned} \quad (13)$$

где $\mathbf{R}_p(t)$ — координаты частиц, \mathbf{v}' — скорость частиц, $\mathbf{W} = \mathbf{V} - \mathbf{U}$ — осредненное скоростное скольжение.

На основе предположения о возможности независимого осреднения эйлеровых пульсаций скорости жидкости и смещений частиц из (13) аналогично (2) следуют выражения, связывающие лагранжевы корреляционные функции вдоль траекторий частиц и пространственно-временные эйлеровы корреляционные функции в параллельном и перпендикулярном к вектору \mathbf{W} направлениях:

$$\begin{aligned} \Psi_{Lp}^l(\tau) &= \int \Psi_E^l(\mathbf{r}, \tau) \phi_p(\mathbf{r}, \tau) d\mathbf{r}, \quad \Psi_{Lp}^n(\tau) = \int \Psi_E^n(\mathbf{r}, \tau) \phi_p(\mathbf{r}, \tau) d\mathbf{r}, \\ \Psi_{Lp}^l(\tau) &= \frac{\langle u'_i(\mathbf{R}_p(t))u'_i(\mathbf{R}_p(t+\tau)) \rangle}{u_0^2}, \quad \Psi_{Lp}^n(\tau) = \frac{\langle u'_n(\mathbf{R}_p(t))u'_n(\mathbf{R}_p(t+\tau)) \rangle}{u_0^2}, \\ \Psi_E^l(\mathbf{r}, \tau) &= \frac{\langle u'_i(\mathbf{x}, \tau)u'_i(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t + \tau) \rangle}{u_0^2}, \quad \Psi_E^n(\mathbf{r}, \tau) = \frac{\langle u'_n(\mathbf{x}, \tau)u'_n(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t + \tau) \rangle}{u_0^2}, \end{aligned} \quad (14)$$

где u_p, u_n — компоненты скорости по параллельному и перпендикулярному вектору \mathbf{W} направлениям.

Плотность вероятности смещения скорости инерционной частицы в (14) аналогично выражению (6) для жидкой частицы зададим в виде δ -функции:

$$\phi_p(\mathbf{r}, \tau) = \delta\left(\mathbf{r} - W\tau - \frac{u_0\psi(\tau)}{\sqrt{3}}\mathbf{s}\right). \quad (15)$$

Величина $u_0\psi(\tau)$ представляет собой эффективную длину пробега частицы в пульсационном движении, определяемую из решения уравнений движения

$$\frac{dR'_p}{d\tau} = v', \quad \frac{dv'}{d\tau} = \frac{u' - v'}{\tau_u}, \quad R'_p = v' = 0 \text{ при } \tau = 0, \quad (16)$$

где τ_u — время динамической релаксации частиц. Приближенным решением (16) будет

$$v' = \frac{1}{\tau_u} \int_0^\tau u' \exp\left(-\frac{\tau - \tau_1}{\tau_u}\right) d\tau_1 \approx u_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_u}\right)\right],$$

$$R'_p = \int_0^\tau v' d\tau_1 \approx u_0 \left\{ \tau + \tau_u \left[\exp\left(-\frac{\tau}{\tau_u}\right) - 1 \right] \right\}. \quad (17)$$

В соответствии с (17) положим

$$\psi(\tau) = \tau + \tau_u \left[\exp\left(-\frac{\tau}{\tau_u}\right) - 1 \right]. \quad (18)$$

Выражения (14) с учетом (4), (5), (15) принимают вид

$$\Psi_{Lp}^l(\tau) = \left[\frac{f(r) - g(r)}{r^2} \left(W\tau + \frac{u_0\psi(\tau)}{\sqrt{3}} \right)^2 + g(r) \right] \Psi_E(\tau),$$

$$\Psi_{Lp}^n(\tau) = \left[\frac{f(r) - g(r)}{r^2} \frac{u_0^2 \psi^2(\tau)}{3} + g(r) \right] \Psi_E(\tau),$$

$$r = \sqrt{\left(W\tau + \frac{u_0\psi(\tau)}{\sqrt{3}} \right)^2 + \frac{2}{3} u_0^2 \psi^2(\tau)}, \quad (19)$$

где W — модуль вектора \mathbf{W} .

Для безынерционных частиц ($\tau_u = W = 0$) формулы (19) с учетом (18) переходят в (7). При отсутствии осредненного пульсационного скольжения ($W = 0$) для инерционных частиц из (19) следует

$$\Psi_{Lp}^l(\tau) = \Psi_{Lp}^n(\tau) = \left[f(r) + \frac{r}{3} f'(r) \right] \Psi_E(\tau), \quad r = u_0\psi(\tau).$$

При больших числах Стокса ($St \gg 1$, $St = \tau_u / T_E$) или в случае, если осредненная скорость скольжения существенно превышает скорость пульсационного движения ($\gamma \gg 1$, $\gamma = W/u_0$), из (19) получаем

$$\Psi_{Lp}^l(\tau) = f(r)\Psi_E(\tau), \quad \Psi_{Lp}^n(\tau) = g(r)\Psi_E(\tau), \quad r = W\tau. \quad (20)$$

Лагранжевы интегральные временные масштабы пульсаций скорости жидкости, вычисленные вдоль траекторий частиц в параллельном и перпендикулярном к вектору скорости осредненного скольжения направлениях, определяются в соответствии с (18) и (19) выражениями

$$T_{Lp}^l(\tau) = T_E \int_0^\infty \left[\frac{f(\bar{r}) - g(\bar{r})}{\bar{r}^2} \left(m\gamma\bar{\tau} + \frac{m\psi(\bar{\tau})}{\sqrt{3}} \right)^2 + g(\bar{r}) \right] \Psi_E(\bar{\tau}) d\bar{\tau},$$

$$T_{Lp}^n(\tau) = T_E \int_0^\infty \left[\frac{f(\bar{r}) - g(\bar{r})}{\bar{r}^2} \frac{m^2 \psi^2(\bar{\tau})}{3} + g(\bar{r}) \right] \Psi_E(\bar{\tau}) d\bar{\tau},$$

$$\bar{r} = m\sqrt{(\gamma\bar{\tau} + \psi(\bar{\tau})/\sqrt{3})^2 + 2\psi^2(\bar{\tau})/3}, \quad \psi(\bar{\tau}) = \bar{\tau} + \text{St}[\exp(-\bar{\tau}/\text{St}) - 1]. \quad (21)$$

Зависимости (21) отражают влияние инерционности частиц и эффекта пересечения траекторий, характеризуемых соответственно числом Стокса St и параметром γ . Форма пространственной и временной эйлеровых корреляционных функций в (21) также описывается экспоненциальной или гауссовой функциями (9) и (10).

На рис. 2 показано влияние инерционности частиц на время взаимодействия частиц с турбулентными вихрями при отсутствии эффекта пересечения траекторий ($\gamma = 0$) для $m = 1$. Кривые 1 и 2 рассчитаны по (21) соответственно для экспоненциальных корреляционных функций (9) с учетом (11) и для гауссовых корреляционных функций (10) с учетом (12). Видно, что с ростом числа St происходит монотонное увеличение T_{Lp} от лагранжева до эйлерова макромасштаба. Здесь же представлена аппроксимационная зависимость результатов численного решения, приведенная в [3] для $m = 1$:

$$\frac{T_{Lp} - T_L}{T_E - T_L} = 1 - \frac{1}{(1 + \text{St})^{0,4(1+0,01\text{St})}}.$$

Рис. 3 демонстрирует влияние эффекта пересечения траекторий на время взаимодействия частиц с турбулентными вихрями, следующее из (21), в сравнении с результатами прямого стохастического моделирования динамики частиц с использованием метода крупных вихрей для расчета турбулентных характеристик несущего потока [15]. Кривые 1, 2 получены для экспоненциальных функций (9), а 3, 4 — для гауссовых функций (10). В работе [15] расчеты выполнены для частиц диаметром $d_p = 45, 57$ и 90 мкм при отношении плотностей материала частиц и несущего потока $\rho_p/\rho = 2000$. Из рисунка видно, что с ростом параметра скольжения влияние инерционности частиц (числа Стокса) на величину T_{Lp} элиминируется.

Особенно наглядно влияние осредненного скоростного скольжения на T_{Lp} проявляется в предельном случае очень инерционных частиц ($\text{St} \rightarrow \infty$). В этом случае времена взаимодействия частиц с турбулентными вихрями для экспоненциальной и гауссовой корреляционной функций в соответствии с (20) определяются формулами

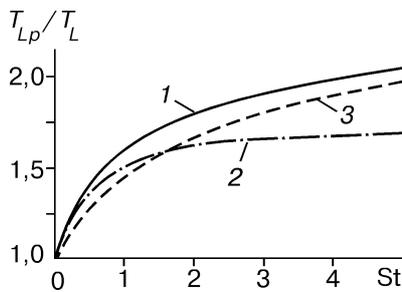


Рис. 2. Влияние числа Стокса на время взаимодействия частиц с турбулентными вихрями.

1 — зависимости (21) и (9), 2 — зависимости (21) и (10), 3 — данные [3].

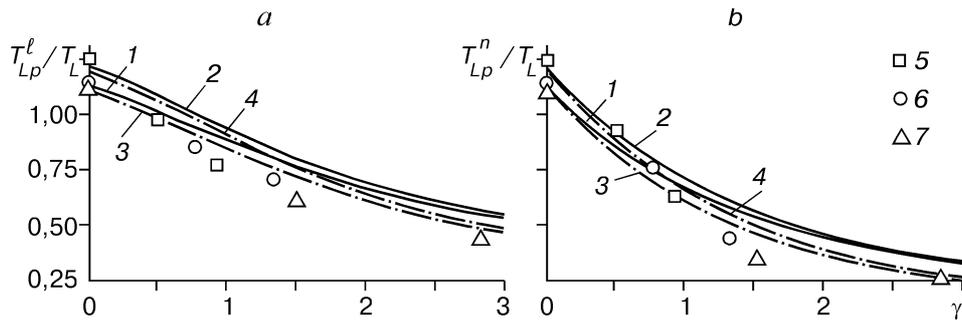


Рис. 3. Влияние осредненного скольжения на времена взаимодействия частиц с турбулентными вихрями в параллельном (а) и перпендикулярном (б) направлениях ($m = 1$). 1, 2 — (21) и (9); 3, 4 — (21) и (10); 1, 3 — $St = 0,1$; 2, 4 — $St = 0,2$; 5 — 7 — данные [15].

$$\frac{T_{Lp}^l}{T_E} = \frac{1}{1+m\gamma}, \quad \frac{T_{Lp}^n}{T_E} = \frac{2+m\gamma}{2(1+m\gamma)^2}, \quad \frac{T_{Lp}^l}{T_E} = \frac{1}{(1+m^2\gamma^2)^{1/2}}, \quad \frac{T_{Lp}^n}{T_E} = \frac{2+m^2\gamma^2}{2(1+m^2\gamma^2)^{3/2}}.$$

В другом предельном случае сильного влияния эффекта пересечения траекторий ($\gamma \rightarrow \infty$) независимо от формы корреляционных функций из (21) следуют известные соотношения, впервые полученные в [11]:

$$T_{Lp}^l = L/W, \quad T_{Lp}^n = L/2W, \quad T_{Lp}^l / T_{Lp}^n = 2.$$

3. ВЛИЯНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ ЧАСТИЦ

Эффект столкновений может быть проанализирован путем учета в (19) их влияния на эффективную длину пробега частиц в пульсационном движении $\psi(\tau)$. Предположим, что столкновения приводят к потере памяти о предшествующем участии частиц в пульсационном движении несущего потока, и, следовательно, вовлечение частиц в турбулентное движение, т. е. взаимодействие с турбулентными вихрями, каждый раз после столкновения начинается заново. В этом случае из уравнений движения (16) следует

$$v' = \frac{1}{\tau_u n \tau_c} \int_{\tau_u n \tau_c}^{\tau} u' \exp\left(-\frac{\tau - \tau_1}{\tau_u}\right) d\tau_1 \approx u_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau - n\tau_c}{\tau_u}\right) \right],$$

$$R'_p = u_0 \left\{ \tau + n\tau_u \left[\exp\left(-\frac{\tau}{\tau_u}\right) - 1 \right] + \tau_u \left[\exp\left(-\frac{\tau - n\tau_c}{\tau_u}\right) - 1 \right] \right\},$$

$$n\tau_c < \tau < (n+1)\tau_c, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (22)$$

где τ_c — время между столкновениями. В соответствии с (22) примем

$$\psi(\bar{\tau}) = \bar{\tau} + nSt \left[\exp\left(-\frac{\bar{\tau}}{St}\right) - 1 \right] + St \left[\exp\left(-\frac{\bar{\tau} - n\bar{\tau}_c}{St}\right) - 1 \right],$$

$$n\bar{\tau}_c < \bar{\tau} < (n+1)\bar{\tau}_c, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad \bar{\tau}_c = \tau_c / T_E. \quad (23)$$

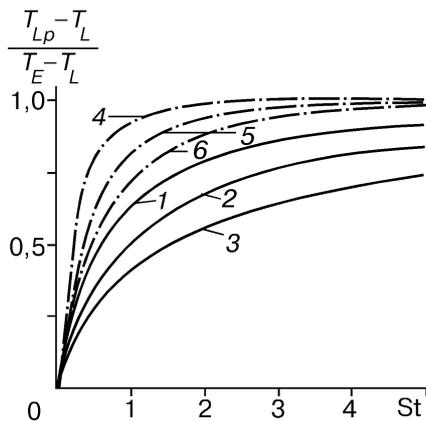


Рис. 4. Влияние числа Стокса и столкновений на время взаимодействия частиц с турбулентными вихрями ($m = 1$).
 1–3 — (21) и (9); 4–6 — (21) и (10); 1, 4 — $\bar{\tau}_c = 0,5$; 2, 5 — $\bar{\tau}_c = 1$; 3, 6 — $\bar{\tau}_c = 10$.

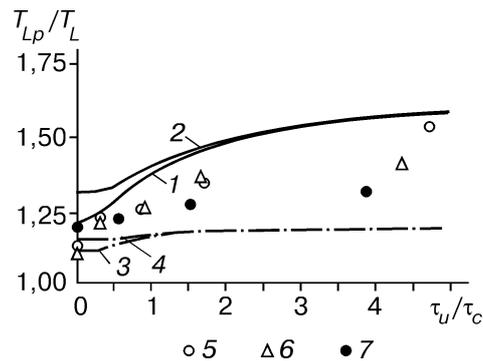


Рис. 5. Влияние столкновений на время взаимодействия частиц с турбулентными вихрями ($m = 0,5$).
 1, 2 — (21) и (9); 3, 4 — (21) и (10); 1, 3 — $St = 0,5$; 2, 4 — $St = 1$; 5–7 — данные [12].

Из (23) следует, что эффективная длина пробега с уменьшением времени между столкновениями (т. е. с ростом частоты столкновений) так же, как и при увеличении их инерционности, снижается.

На рис. 4 показано совместное влияние инерционности частиц и столкновений на время взаимодействия с турбулентными вихрями при отсутствии осредненного скольжения. Кривые 1–3 рассчитаны при $m = 1$ по (21), (23) для экспоненциальных корреляционных функций (9), а кривые 4–6 — для гауссовых корреляционных функций (10). Видно, что эффект столкновений приводит к увеличению времени взаимодействия и аналогично влиянию инерционности частиц объясняется переходом от лагранжева к эйлерову временному масштабу турбулентности.

Рис. 5 демонстрирует влияние межчастичных столкновений на T_{Lp} в сопоставлении с результатами прямого стохастического моделирования движения частиц в изотропном турбулентном поле, генерируемом при помощи метода крупных вихрей [12]. Расчеты [12] выполнены для частиц диаметром $d_p = 656$ мкм и плотностью $\rho_p = 50, 100$ и 200 кг/м³, движущихся в воздухе. Видно качественное согласие влияния столкновений на T_{Lp} , полученное на основе представленной модели и в [12]. Однако так как результаты в существенной степени зависят от формы корреляционных функций, то для количественного согласия с расчетами [12], по-видимому, необходимо использовать более точные корреляционные функции, чем (9) и (10).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, представленная модель, описывающая влияние инерционности частиц, осредненного скоростного скольжения и межчастичных столкновений на время взаимодействия частиц с энергоемкими турбулентными вихрями несущего потока, предсказывает рост времени взаимодействия частицы — турбулентность с увеличением как инерционности частиц, так и частоты межчастичных столкновений. Этот эффект связан с меньшим значением лагранжева интегрального временного масштаба турбулентности по сравнению с эйлеровым масштабом, вычисленным в движущейся системе координат, так как при отсутствии осредненного скоростного скольжения время взаимодействия частиц с турбулентными вихрями с ростом инерционности частиц и частоты

столкновений монотонно изменяется от лагранжева до эйлерова макромасштаба турбулентности. В соответствии с известным эффектом пересечения траекторий модель предсказывает уменьшение времени взаимодействия частицы — турбулентность с ростом эффекта межфазного скоростного скольжения. Полученные результаты согласуются с данными прямого стохастического моделирования в изотропной однородной турбулентности на основе метода крупных вихрей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Грант № 99-02-17001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reeks M.W. On the dispersion of small particles suspended in an isotropic turbulent fluid // J. Fluid Mech. — 1977. — Vol. 83, No. 3. — P. 529 – 546.
2. Шрайбер А.А., Гавин Л.Б., Наумов В.А., Яценко В.П. Турбулентные течения газозвеси. — Киев: Наук. думка, 1987. — 240 с.
3. Wang L.P., Stock D.E. Dispersion of heavy particles in turbulent motion // J. Atmospheric Sci. — 1993. — Vol. 50, No. 13. — P. 1897 – 1913.
4. Kraichnan R.H. Relation between the Lagrangian and Eulerian correlation times of a turbulent velocity field // Phys. Fluids. — 1964. — Vol. 7. — P. 142 – 143.
5. Yeung P.K., Pope S.B. Lagrangian statistics from direct numerical simulation of isotropic turbulence // J. Fluid Mech. — 1989. — Vol. 207. — P. 531 – 541.
6. Sawford B.L. Reynolds number effects in Lagrangian stochastic models of turbulent dispersion // Phys. Fluids A. — 1991. — Vol. 3, No. 6. — P. 1577 – 1586.
7. Деревич И.В. Турбулентная диффузия инерционных частиц в поле массовых сил // Инж.-физ. журн. — 1993. — Т. 64, № 2. — С. 141 – 149.
8. Hesthaven J.S., Nielsen A.H., Pecheli H.L., Rasmussen J.J. The Eulerian — Lagrangian transformation in two-dimensional random flows // J. Atmospheric and Terrestrial Phys. — 1995. — Vol. 57, No. 3. — P. 215 – 223.
9. Степанов А.С. О связи эйлеровых и лагранжевых характеристик турбулентности // Метеорология и гидрология. — 1996. — № 5. — С. 50 – 59.
10. Yudin M.I. Physical consideration on heavy-particle dispersion // Advances in Geophysics. — 1959. — Vol. 6. — P. 185 – 191.
11. Csanady G.T. Turbulent diffusion of heavy-particles in the atmosphere // J. Atmos. Sci. — 1963. — Vol. 20. — P. 201 – 208.
12. Berlemont A., Simonin O., Sommerfeld M. Validation of inter-particle collision models based on large eddy simulation // Amer. Soc. Mech. Eng. — 1995. — Vol. 228. — P. 359 – 369.
13. Phythian R. Dispersion by random velocity field // J. Fluid Mech. — 1975. — Vol. 67. — P. 145 – 153.
14. Corrsin S. Progress report on some turbulent diffusion research // Advances in Geophysics. — 1959. — Vol. 6. — P. 161 – 184.
15. Deutsch E., Simonin O. Large eddy simulation applied to the modelling of particulate transport coefficients in turbulent two-phase flows // Proc. 8th Symp. on Turbulent Shear Flows Munich. — 1991. — P. 10.1.1 – 10.1.6.

Статья поступила в редакцию 5 ноября 1998 г.