

03

Расчет сопротивления и теплоотдачи шара в ламинарном и сильнотурбулентном потоках газа

© Н.Н. Симаков

Ярославский государственный технический университет,
150023 Ярославль, Россия
e-mail: nik_simakov@mail.ru

(Поступило в Редакцию 13 мая 2015 г.
В окончательной редакции 30 марта 2016 г)

При сильной турбулентности набегающего на шар газового потока может возникать ранний кризис сопротивления. Для исследования его влияния на теплоотдачу шара газу выполнен численный эксперимент, в котором моделировалось обтекание шара свободным газовым потоком с меньшей, чем у шара, температурой в двух случаях. В первом случае поток был ламинарным, во втором — сильнотурбулентным. Турбулентность учитывалась значением кинематического коэффициента турбулентной вязкости, гораздо (до 2000 раз) большим, чем у физической вязкости. Результаты расчетов показали, что возникновение раннего кризиса сопротивления при числах Рейнольдса Re порядка 100, выражающееся в значительном (в 4–7 раз) уменьшении гидродинамической силы и коэффициента сопротивления C_d шара, сопровождается также кризисом теплоотдачи шара газу с уменьшением числа Нуссельта Nu в 3–6 раз.

Введение. Ранний кризис сопротивления шара

Во многих технологических процессах для повышения интенсивности тепломассообмена фаз за счет увеличения межфазной поверхности используется распыливание жидкости в газе, например, с помощью форсунок.

При этом образуются капли со средним диаметром примерно $d \sim 10^{-4}$ м. При таких размерах и большом различии динамических коэффициентов вязкости жидкости и обтекающего их газа (для воды и воздуха примерно в 60 раз) деформацией капель и внутренним течением жидкости в них можно пренебречь, рассматривая их как твердые шарики [1].

При расчете процессов с распыливанием жидкости, чтобы вычислить гидродинамическую силу сопротивления капли

$$F = C_d S \rho V^2 / 2 \quad (1)$$

при ее относительном движении в газе со скоростью $V = V_\infty$ (V_∞ — скорость газа вдали от капли), необходимо знать значения коэффициента C_d гидродинамического сопротивления.

Здесь и ниже обозначено $S = \pi d^2 / 4$ — площадь миделева сечения сферической капли, d — ее диаметр, ρ — плотность газа, μ — динамический и $\nu = \mu / \rho$ — кинематический коэффициенты вязкости газа.

Для обтекания шара ламинарным потоком при числах Рейнольдса $Re = Vd\rho/\mu \ll 1$ известна формула Стокса

$$C_d = 24/Re. \quad (2)$$

А для случаев обтекания шара в переходном диапазоне $2 < Re < 700$ известна зависимость Клячко

$$C_d = 24/Re + 4/Re^{1/3}, \quad (3)$$

которая в указанном диапазоне достаточно хорошо аппроксимирует экспериментальные данные, обобщенные кривой Рэлея [2,3].

В работах [4,5] по данным эксперимента установлено (рис. 1), что в сильнотурбулентном двухфазном потоке диаметром D и средней скоростью $\langle V \rangle$, для которого $Re_1 = \langle V \rangle D \rho / \mu \sim 10^5$, величина C_d для капель, обтекаемых при $Re \sim 100$, может уменьшаться в 4–7 раз по сравнению с общеизвестными значениями, определяемыми формулой (3) для ламинарного набегающего

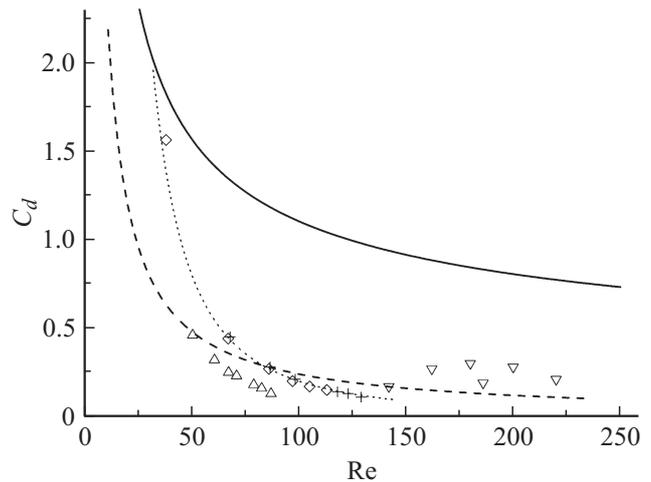


Рис. 1. Зависимости коэффициента сопротивления C_d шара от числа Рейнольдса Re : символы — данные эксперимента с каплями воды в факеле форсунки при давлениях, P : \diamond — 5, $+$ — 3, Δ — 9 бар, пунктирная кривая — аппроксимация части этих данных формулой $C_d = 2000/Re^2$; сплошная кривая — по формуле (3), штриховая линия — по формуле (2), ∇ — данные эксперимента [3] с шариком, обдуваемым струей в конфузоре.

потока. Такой же ранний кризис сопротивления на одиночном твердом шарике не наблюдался при его обтекании свободной газовой струей, но возникал в струе, протекавшей через конфузур [6].

Заметим, что отображающие результаты эксперимента символы на рис. 1 расположены близко к штриховой кривой, соответствующей формуле Стокса (2).

Предположение о возможном значительном влиянии геометрии набегающего потока на гидродинамическое сопротивление обтекаемого тела в численном эксперименте не подтвердилось [7].

Другим объяснением причины раннего кризиса сопротивления сферической частицы была гипотеза о влиянии сильной турбулентности газового потока, которую конфузур по сравнению со свободной струей мог еще больше повысить и сделать достаточной для возникновения раннего кризиса [6,7].

Это предположение подтвердилось численным экспериментом, в котором моделировалось обтекание шара свободным газовым потоком как ламинарным, так и сильнотурбулентным [8].

Как известно, между явлениями переноса импульса, тепла и массы в неоднородном потоке существует аналогия, согласно которой профили скоростей, концентраций примеси и температур в разных сечениях потока могут обладать некоторым подобием [9,10]. С учетом этой аналогии кризис сопротивления шара в сильнотурбулентном потоке с неизбежностью должен влиять на тепло- и массообмен шара с газом. Представлялось интересным оценить это влияние каким-либо образом, например, путем численного моделирования обтекания шара газом с учетом теплообмена.

Теоретическая оценка этого влияния была сделана в работе [11], где было показано, что ранний кризис сопротивления шара должен сопровождаться уменьшением коэффициента теплоотдачи шара газу в 3.5–5.8 раза.

Цель настоящей работы — исследовать методом численного моделирования и подтвердить влияние сильной турбулентности набегающего на шар газового потока (с возникновением раннего кризиса сопротивления) на теплоотдачу нагретого шара газу с меньшей температурой.

1. Моделирование обтекания шара ламинарным потоком газа с учетом их теплообмена

Математическая модель течения газа с малыми (по сравнению со скоростью звука V_s) скоростями V включала в себя уравнение неразрывности

$$\partial\rho/\partial t + \text{div}(\rho\mathbf{V}) = 0 \quad (4)$$

и уравнение Навье–Стокса

$$\partial\mathbf{V}/\partial t + (\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V} = -\nabla P/\rho + \nu\Delta\mathbf{V}. \quad (5)$$

Для учета теплообмена между шаром и газом, имеющим температуру T , меньшую, чем шар, математическая модель дополнялась „общим уравнением переноса тепла“ [9], также называемым „уравнением баланса тепла“ [10], которое в данном случае было приведено к виду

$$\rho c_v dT/dt = -P \text{div}\mathbf{V} + \text{div}(\lambda\nabla T) + \Phi_d. \quad (6)$$

Для связи давления и плотности газа по аналогии с работами [7,8] использовалось соотношение

$$dP = \gamma P/\rho d\rho, \quad (7)$$

которое следует из уравнения адиабаты Пуассона $P/\rho^\gamma = \text{const}$, где γ — постоянная адиабаты. В наших расчетах использовалось значение $\gamma = 1.40$, как у воздуха.

В книге [10] предлагалось вместо уравнения Пуассона использовать уравнение Клапейрона–Менделеева

$$P = \rho RT/M, \quad (8)$$

связывающее параметры состояния P , ρ и T идеального газа.

Однако стоит заметить, что уравнение (8) справедливо для газа, находящегося в состоянии термодинамического равновесия. Чего нельзя сказать про движущийся газ с переменными по пространству скоростями и температурами, для которого равновесие можно считать только локальным [12]. Поэтому формулу (8) можно применять для связи средних по времени значений величин P , ρ и T в данной точке пространства, но не для определения связи их дифференциалов.

В уравнениях (4)–(8) и далее использованы также обозначения R — универсальная газовая постоянная, c_v — удельная теплоемкость газа при постоянном объеме, M — молярная масса, λ и $a = \lambda/(\rho c_v)$ — коэффициенты теплопроводности и температуропроводности, $\nu = \mu/\rho$ — кинематический коэффициент вязкости газа. В расчете данные о физических свойствах газа принимались, как для воздуха.

В формуле (6) последний член Φ_d учитывает диссипацию механической энергии газа в тепло. Согласно источникам [9] и [10], при малых скоростях течения и степени сжатия газа (когда можно положить $\text{div}\mathbf{V} \approx 0$) этот член можно представить в виде

$$\Phi_d = \mu/2(\partial V_i/\partial x_k + \partial V_k/\partial x_i)^2. \quad (9)$$

При небольших различиях температур шара и обтекающего его газа изменением коэффициентов μ и λ можно пренебречь. Как показали расчеты, влияние члена Φ_d на распределения скоростей и температур газа при этом также мало. Тогда уравнение (6) приводится к виду

$$\partial T/\partial t = -\mathbf{V}\nabla T - 0.4T \text{div}\mathbf{V} + a\Delta T. \quad (10)$$

С учетом формулы (8) и данных для воздуха здесь использованы соотношения $P/(\rho c_v) = RT/(Mc_v) \approx 0.4T$.

Уравнения (4), (5) и (10) сначала записывались для сферической системы координат, а затем уже представлялись в конечно-разностной форме. В двумерной декартовой системе координат расчетная область имела форму полукольца. А в сферической (полярной) системе координат — форму прямоугольника с размерами 44 точки по радиусу $r_j = jh$ (номера слоев $j = 10-53$) и 26 точек ($i = 0-26$) по угловой координате — полярному углу $\theta_i = 0-\pi$ (rad) между полярной осью OZ и радиус-вектором \mathbf{r} данной точки. Центр симметрии области совпадал с центром шара радиусом $R = 10h$, где h — шаг сетки по r . Направление полярной оси совпадало с направлением набегающего на шар газового потока, однородного вдали от шара.

В выбранной системе координат уравнения (4), (5) и (10) переписывались в конечно-разностной форме с использованием явной схемы Лакса–Вендроффа [13]. Аппроксимация конвективных членов и устойчивость этой схемы были исследованы с помощью спектрального признака в той же работе [13]. Такая же схема использовалась автором настоящей статьи ранее в работах [7,8]. Она является устойчивой при ограничении шага τ по времени условием Куранта–Фридрихса–Леви в виде

$$\tau < h / ((V + V_s)2^{1/2}), \quad (11)$$

где $V = (V_\theta^2 + V_r^2)^{1/2}$ — модуль скорости газа, V_θ и V_r — проекции скорости газа на оси координат, $V_s = (\gamma P / \rho)^{1/2}$ — скорость звука в газе.

В сочетании со схемой Лакса–Вендроффа аппроксимация вязких (диффузионных) членов уравнений (5) и (10) модели проводилась по явной схеме первого порядка точности [13], для которой в случае двумерной сетки условие устойчивости имеет вид

$$\tau \leq h^2 / (4\nu), \quad (12)$$

где вместо ν может быть коэффициент a температуропроводности газа из формулы (10).

Для обеспечения устойчивости разностной схемы в целом необходимо одновременное выполнение обоих условий (11) и (12) [13], из которых второе в данном случае оказалось более сильным.

Разностные аналоги дифференциальных уравнений (4), (5) и (10) дополнялись соответствующими граничными условиями и решались численно до установления стационарного решения. В частности, на поверхности шара граничным условием было $\mathbf{V} = 0$ — обращение скорости газа в нуль. На входной границе области ($j = 53$, $i = 13-26$) плотность ρ и температура газа поддерживались постоянными $\rho = \text{const}$, $T = \text{const} = T_1$. На поверхности шара температура тоже поддерживалась постоянной, но другой $T = \text{const} = T_2 = T_1 + \Delta T$ с небольшим различием $\Delta T \ll T_1$.

По вычисленному полю температур газа вблизи поверхности шара вычисляли поток тепла с поверхности шара площадью f к обтекающему его газу

$$q = dQ/dt = -\lambda \int \partial T / \partial z df. \quad (13)$$

Затем вычисляли коэффициент α теплоотдачи шара газу и значение числа Нуссельта Nu по формулам

$$\alpha = q / (f \Delta T), \quad \text{Nu} = \alpha d / \lambda. \quad (14)$$

По вычисленному полю скоростей и давлений газа интегрированием напряжений по поверхности шара находили действующую на него силу

$$F = \int (-P \cos \theta + 3/2 \nu \rho V_\infty \sin^2 \theta / R) df. \quad (15)$$

Затем вычисляли коэффициент сопротивления C_d шара, выразив его из формулы (1).

2. Результаты численного эксперимента

По вышеописанному алгоритму на языке Паскаль была составлена программа, с использованием которой выполнялись расчеты.

Рассчитанные профили температуры газа представлены на рис. 2–5. На рис. 2 и 3 соответственно представлены радиальные профили температуры газа и профили ее изменения по полярному углу θ_i для стоксовского режима обтекания шара ламинарным потоком газа при $\text{Re} = 0.125$. На рис. 4 и 5 — то же для переходного режима при $\text{Re} = 128$.

На рис. 2 очевидно, что в стоксовском режиме радиальные профили температуры $(T[\theta_i, r_j] - T_1) / \Delta T = t[i, j]$ газа (при $i = \text{const}$) немного отличаются для разных полярных углов θ_i и напоминают о центральной симметрии, какую эти профили имели бы при теплообмене шара с неподвижным газом. На рис. 4 (по сравнению с рис. 2) очевидно, что при обтекании шара в переходном режиме радиальные профили сильно деформированы в направлении потока, и от упомянутой симметрии уже ничего не осталось. Это обусловлено

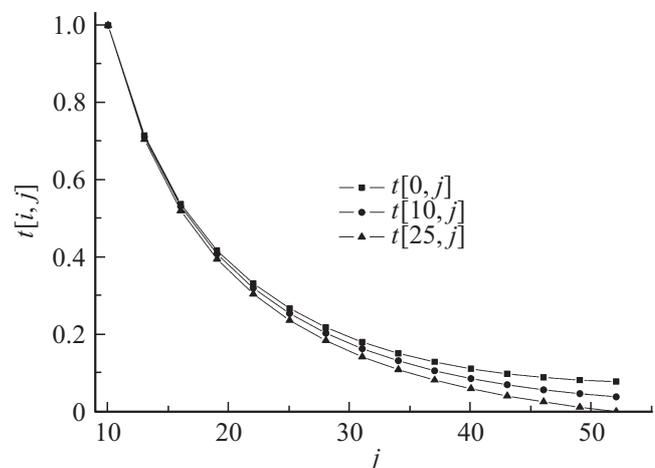


Рис. 2. Радиальные профили температуры газа, полученные для стоксовского режима обтекания шара газом при $\text{Re} = 0.125$.

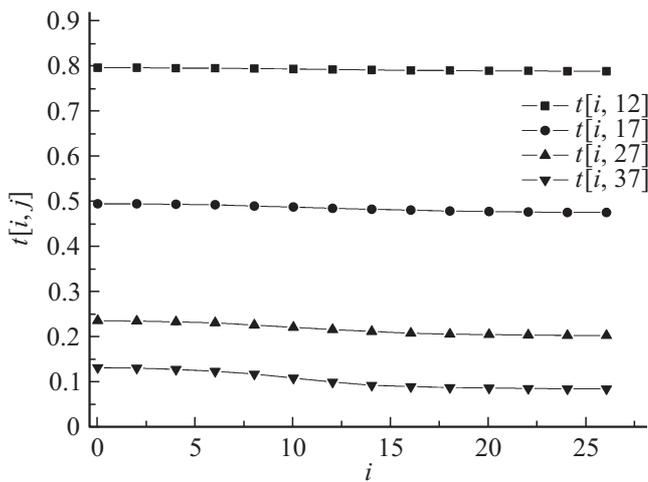


Рис. 3. Профили изменения температуры газа по полярному углу θ_i , полученные для стоксовского режима обтекания шара газом при $Re = 0.125$.

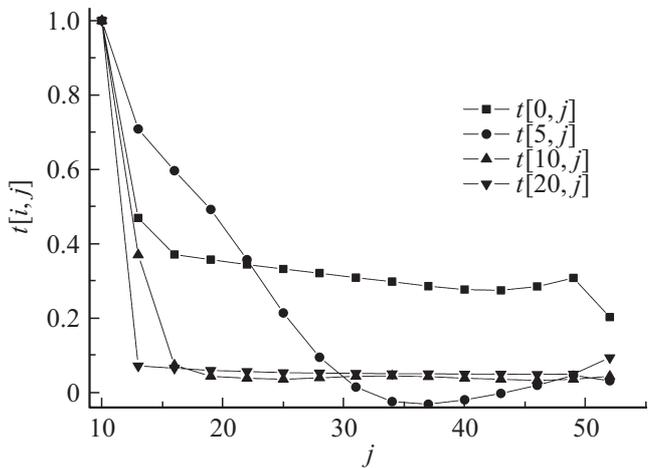


Рис. 4. То же, что на рис. 2, но для переходного режима обтекания шара газом при $Re = 128$.

изменением характера обтекания шара газом с возрастанием числа Re , в частности, возникновением вблизи „кормовой“ области шара возвратно-вихревого течения, которое надежно и ярко проявилось на профилях скорости газа, приведенных в работе [8].

На рис. 3 очевидно, что в стоксовском режиме обтекания температура $t[i, j]$ газа при $j = \text{const}$ мало изменяется по полярному углу θ_i . На рис. 5, напротив, очевидно, что в переходном режиме обтекания изменение температуры $t[i, j]$ газа (при $j = \text{const}$) по углу θ_i весьма существенно на разных расстояниях r_j от поверхности шара.

Результаты расчетов числа Нуссельта представлены на рис. 6 кружками. Для сравнения в виде кривой приведена известная аппроксимация Ранца–Маршалла [14]

$$Nu = 2 + 0.6Re^{1/2}Pr^{1/3}. \quad (16)$$

Очевидно, рассчитанные по вышеописанной численной модели значения числа Nu для шара, обтекаемого сво-

бодным газовым потоком, во всем исследованном диапазоне значений $0.06 < Re < 400$ хорошо согласуются с известными данными. Небольшое различие значений Nu , рассчитанных по модели и формуле (16) при $Re = 1-2$, можно объяснить изменением режима обтекания от стоксовского к переходному, а также ограниченностью числа узлов расчетной сетки.

На рис. 7 и 8 (в разных масштабах) представлены результаты расчетов коэффициента сопротивления C_d шара (кружки) и графики известных зависимостей — кривыми. Там же ромбами показаны данные эксперимента с каплями распыленной форсункой воды. Очевидно, рассчитанные при $Re < 1$ значения C_d для шара, обтекаемого газовым потоком, согласуются с формулой Стокса (2), а рассчитанные при $Re > 2$ — с формулой

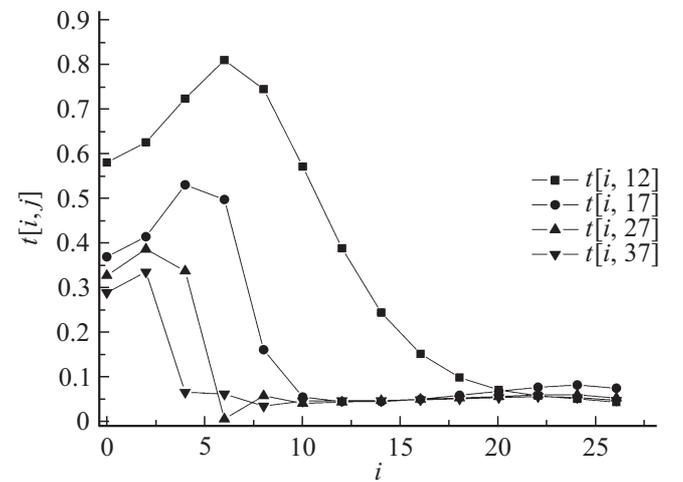


Рис. 5. То же, что на рис. 3, но для переходного режима обтекания шара газом при $Re = 128$.

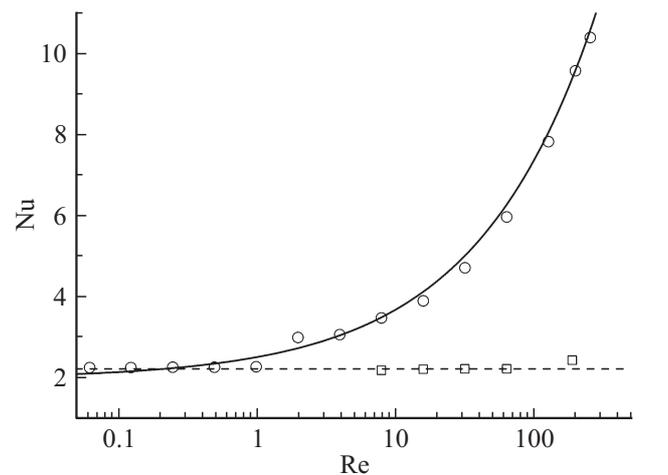


Рис. 6. Зависимости числа Нуссельта Nu от числа Рейнольдса Re для теплоотдачи шара газу: \circ — результаты расчета по численной модели обтекания шара ламинарным потоком газа с учетом их теплообмена, \square — то же для обтекания сильнотурбулентным потоком, сплошная кривая — расчет по формуле (16), пунктирная линия — аппроксимация некоторых результатов расчета.

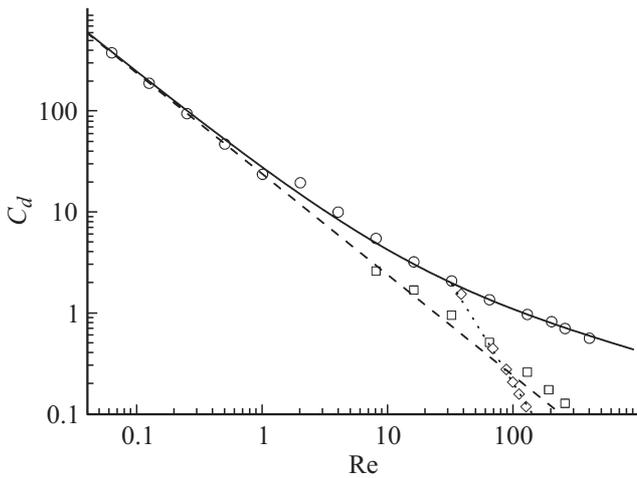


Рис. 7. Зависимости коэффициента сопротивления C_d шара от числа Рейнольдса Re в логарифмическом масштабе: \circ — результаты расчета по численной модели обтекания шара ламинарным потоком газа с учетом их теплообмена, \square — то же для обтекания сильнотурбулентным потоком, штриховая кривая — расчет по формуле (2), сплошная кривая — расчет по формуле (3), \diamond — эксперимент с каплями воды в факеле форсунки при давлении $P = 5 \text{ bar}$, пунктирная кривая — аппроксимация этих данных формулой $C_d = 2000/Re^2$.

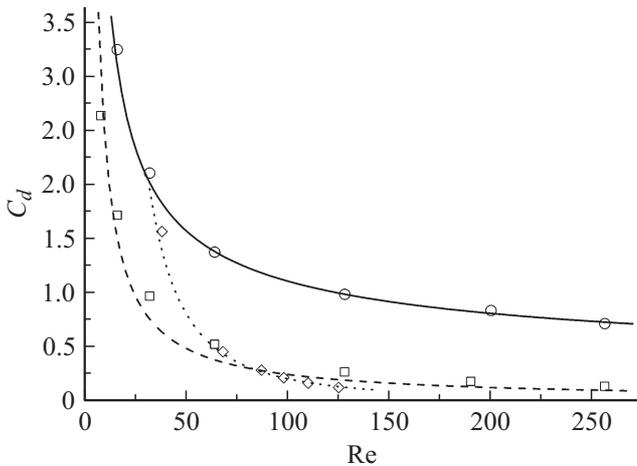


Рис. 8. То же, что на рис. 7, но в другом (линейном) масштабе.

Клячко (3). Небольшое отличие значений C_d , рассчитанных по предложенной модели и по формулам (2) или (3) при $Re = 1-2$, объясняется теми же причинами, что и для зависимости $Nu = Nu(Re)$.

3. Моделирование обтекания шара сильнотурбулентным потоком газа с учетом теплообмена

При численном моделировании обтекания шара турбулентным потоком использовались следующие соображения и представления.

Если неподвижный шар в переходном диапазоне ($Re \sim 10-10^2$) обтекается сильнотурбулентным газовым потоком, например, круглой струей диаметром D , то ее можно охарактеризовать числом Рейнольдса $Re_1 = \langle V \rangle D \rho / \mu \sim 10^5$ и кинематическим коэффициентом турбулентной вязкости ν_τ , который можно полагать неизменным в пределах струи и оценить по формулам

$$\begin{aligned} \nu_\tau &= \sigma (J/\rho)^{1/2} = \sigma (\pi/4)^{1/2} Re_1 \nu = \text{const} \\ &\approx 0.02 Re_1 \nu \sim 2 \cdot 10^3 \nu \gg \nu, \end{aligned} \quad (17)$$

где $J = \pi/4 D^2 \rho \langle V \rangle^2 = \text{const}$ — поток импульса струи, $\langle V \rangle$ — средняя по сечению струи скорость газа, $\sigma \approx \approx 0.021$ — эмпирическая постоянная [10]. Заметим, что, согласно оценке (17), кинематический коэффициент турбулентной вязкости ν_τ в данном случае значительно превосходит аналогичный коэффициент обычной физической вязкости ν .

Согласно теории „пристенной“ турбулентности, у поверхности обтекаемого тела образуется турбулентный пограничный слой, в котором перенос импульса определяется суммарным действием $\nu_\Sigma = \nu_\tau(y) + \nu$ — турбулентной и физической вязкостей [10]. Причем первое слагаемое $\nu_\tau = (0.4y)^2 |\partial V_\theta / \partial y|$ изменяется пропорционально квадрату расстояния $y = r - R$ от поверхности шара и на малой толщине ($\delta \ll R$) пограничного слоя резко возрастает от нуля до максимального значения, определяемого формулой (17) для удаленной от обтекаемого тела части потока.

Уравнения Рейнольдса для осредненных по времени переменных: скорости, плотности и давления, описывающие квазистационарное течение в турбулентном пограничном слое, имеют тот же вид, что и уравнения (4), (5), (7), отличаясь заменой ν на ν_Σ .

В описываемом численном эксперименте использовалась аппроксимация кинематического коэффициента турбулентной вязкости функцией вида

$$\nu_\tau(y) = \nu_\tau(\infty)(1 - R/r)^2 = 2000\nu(1 - R/r)^2, \quad (18)$$

согласно которой $\nu_\tau \rightarrow 0$ при $y = (r - R) \rightarrow 0$ и $\nu_\tau \rightarrow \text{const} = 2000\nu$ при $y \rightarrow \infty$, что соответствует представлениям теории пристенной турбулентности.

Для расчета температуры газа в сильно турбулентном потоке использовалось то же уравнение (10), что и в ламинарном потоке.

В сильнотурбулентном потоке обычно пренебрегают изменением давления в поперечном сечении потока [10]. Если принять, что это верно и в нашем случае, пока нет отрыва пограничного слоя от поверхности тела, то можно пренебречь первым слагаемым в подынтегральном выражении формулы (15).

На рис. 9 и 10 представлены соответственно радиальные профили температуры газа и профили ее изменения по полярному углу θ_i , полученные расчетом при численном моделировании обтекания шара сильнотурбулентным потоком в переходном диапазоне при $Re = 128$. Их

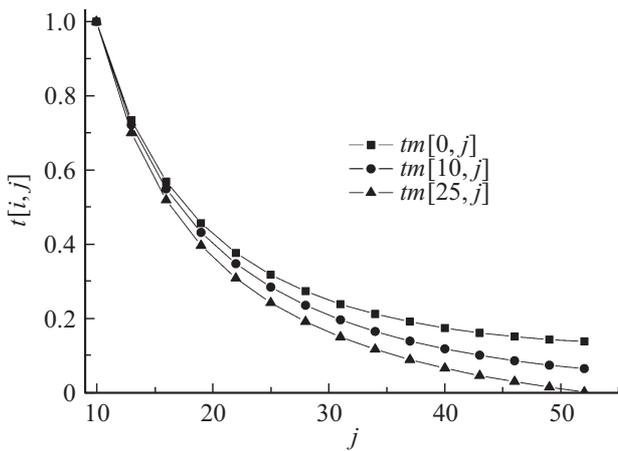


Рис. 9. Радиальные профили изменения температуры газа, полученные расчетом для обтекания шара сильнотурбулентным газовым потоком в переходном режиме при $Re = 128$.

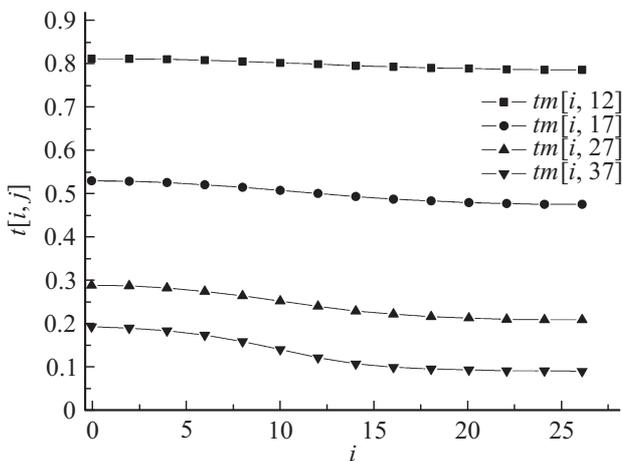


Рис. 10. Профили изменения температуры газа по полярному углу θ_i , полученные расчетом для обтекания шара сильнотурбулентным газовым потоком в переходном режиме при $Re = 128$.

сравнение с профилями на рис. 2, 3 свидетельствует об их заметном сходстве (как и для полей скоростей [8]), что обусловлено влиянием сильной турбулентной вязкости газового потока. Напротив, между профилями на рис. 9, 10 и 4, 5 очевидно значительное различие.

Данные расчета коэффициента сопротивления C_d шара, полученные при численном моделировании его обтекания сильнотурбулентным ($Re_1 \sim 10^5$) потоком, представлены на рис. 7 и 8 квадратиками, расположенными близко к штриховой линии, соответствующей формуле Стокса (2). Там же символами ромбами представлены данные эксперимента [13], полученные для капель воды в факеле распыла форсунки при $P = 5 \text{ bar}$. На рис. 8, очевидно, при $Re > 50$ результаты эксперимента и расчета для обтекания шара сильнотурбулентным потоком согласуются лучше, чем для обтекания ламинарным потоком. Это подтверждает корректность предложенных

модельных представлений о механизме раннего кризиса сопротивления тела в сильнотурбулентном потоке.

Большее различие при $Re < 50$ между данными эксперимента и расчета можно объяснить тем, что в условиях эксперимента в этой области значений числа Re , соответствующей меньшим расстояниям от форсунки [3], степень турбулентности газового потока была еще недостаточной для возникновения раннего кризиса сопротивления каплей.

4. Ранний кризис теплоотдачи

В работах [7,8] приведено объяснение раннего кризиса сопротивления шара влиянием изначально сильной турбулентности набегающего на него потока. Большая турбулентная вязкость ν_t потока создает условия обтекания и профили осредненных по времени скоростей газа — сходные со стоковским обтеканием при $Re < 1$. А малая (по сравнению с ν_t) величина физической вязкости ν , которая играет основную роль вблизи поверхности шара, уменьшает его коэффициент сопротивления C_d в несколько раз.

Как отмечалось во Введении, с учетом аналогии между явлениями переноса импульса, тепла и массы примеси кризис сопротивления шара в сильнотурбулентном потоке с неизбежностью должен влиять на тепло- и массообмен шара с газом. В работе [11] сделана попытка оценить это влияние следующим образом.

Для связи параметров $ad/\lambda = Nu(Re, Pr)$ конвективного теплообмена сферической капли с газовым потоком известно из [14] уравнение Ранца–Маршалла (16), которое упрощается с учетом того, что для газов $Pr^{1/3} \approx 1$.

При кризисе сопротивления улучшается обтекание шарообразной капли, приближаясь к стоковскому, при этом число $Nu(Re) \rightarrow Nu(0) = 2$. В переходном диапазоне чисел Re , где возникает ранний кризис сопротивления каплей, согласно (16): $Nu_1 = 7$ при $Re_1 = 70$ и $Nu_2 = 11.5$ при $Re_2 = 250$. Тогда отношения $Nu_1/Nu(0) \approx 3.5$, а $Nu_2/Nu(0) \approx 5.8$.

Таким образом, интенсивность теплообмена капли с газом при раннем кризисе сопротивления должна уменьшаться в 3.5–5.8 раза, т.е. примерно так же, как коэффициент C_d гидродинамического сопротивления капли.

Оказалось возможным проверить эту оценку аналогично работе [8] — путем численного моделирования обтекания шара сильнотурбулентным газовым потоком с учетом теплообмена шара с газом. Для этого описанная в [8] гидродинамическая модель была дополнена уравнением (10), учитывающим теплообмен шара с газом.

На рис. 6 квадратиками показаны результаты расчета числа Нуссельта Nu в зависимости от числа Рейнольдса Re по представленной выше модели обтекания шара сильнотурбулентным потоком газа с учетом их теплообмена. Очевидно, в переходном диапазоне чисел $Re = 8–200$ значения числа Nu мало отличаются от тех, что свойственны стоковскому обтеканию шара ламинарным потоком и примерно равны 2.2. Это обстоятельство отмечено на рис. 6 штриховой линией.

Заключение

Таким образом, описанный в разд. 1 и 2 настоящей работы численный эксперимент показал, что, во-первых, предложенный алгоритм расчета обтекания шара ламинарным газовым потоком с учетом теплообмена позволяет вполне удовлетворительно рассчитывать поля скоростей, давлений и температуры газа, силу и коэффициент сопротивления шара, поток тепла и коэффициент теплоотдачи шара обтекающему газовому потоку. Результаты расчета хорошо согласуются с известными данными.

Во-вторых, сочетание предложенного алгоритма с элементами теории пристенной турбулентности позволило смоделировать обтекание шара сильнотурбулентным потоком, рассчитать и в этом случае поля скоростей и температур газа. А также позволило рассчитать коэффициент сопротивления C_d шара (в согласии с экспериментальными данными для раннего кризиса сопротивления) и характеризующее теплоотдачу шара число Нуссельта Nu , значения которого оказались заниженными в несколько раз по сравнению с Nu для ламинарного обтекания шара в переходном режиме.

Это подтвердило правильность сделанного в работе [11] предположения о возможности возникновения раннего кризиса теплоотдачи, которым, как оказалось, сопровождается кризис сопротивления.

Список литературы

- [1] Броунштейн Б.И., Фишбеин Г.А. Гидродинамика, массо- и теплообмен в дисперсных системах. Л.: Химия, 1977. 280 с.
- [2] Torobin L.B., Gauvin W.H. // Can. J. Chem. Eng. 1959. Vol. 37. N 4. P. 129–141.
- [3] Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя / Пер. с нем. М.: Наука, 1974. 712 с.
- [4] Симаков Н.Н. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 2. С. 46–51.
- [5] Simakov N.N., Simakov A.N. // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 97. P. 114901.
- [6] Симаков Н.Н. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 7. С. 1–7.
- [7] Симаков Н.Н. // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 11. С. 23–30.
- [8] Симаков Н.Н. // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 4. С. 16–20.
- [9] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, Т. IV. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
- [10] Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978. 736 с.
- [11] Симаков Н.Н. // Тр. Междунар. научно-технической конф. Проблемы ресурсо- и энергосберегающих технологий в промышленности и АПК. / Под ред. проф. В.Н. Блиничева. Иваново: ИГХТУ, 2014. Т. 2. С. 389–395.
- [12] Федоренко Р.П. Введение в вычислительную физику. М.: Изд-во МФТИ, 1994. 528 с.
- [13] Поттер Д. Вычислительные методы в физике / Пер. с англ. М.: Мир, 1975. 392 с.
- [14] Ranz W.E., Marshall W.R. // Chem. Eng. Progress, 1952. Vol. 48. N 5. P. 173.