

Р и с. 5

дит слияние фронта пламени и предшествующего ему простого скачка в волну детонации.

Численные расчеты проводились при $\omega = 0$, $\nu = 3$, $p_0 = 0$. Результаты для детонации Чепмена — Жуге представлены на рис. 3, 4. Параметры отнесены к их значениям на ударной волне, распространяющейся по инертному газу. Равновесные течения при $\omega = 0$ могут быть изучены и для ненулевой объемной доли

частиц. Здесь, однако, следует изменить уравнение состояния смеси ($e = p(A + B\rho)/\rho$, A , B — постоянные).

Полученные результаты могут быть распространены на неавтомоделную задачу о втекании горючего газа в инертную двухфазную смесь, когда члены взаимодействия f и q рассчитываются по более точным формулам

$$f = (3/8)C_D(v_1 - v_2)|v_1 - v_2|\rho_1\rho_2/(\rho_{22}a),$$

$$q = (3/2)Nu k(T_1 - T_2)/(\rho_{22}a^2),$$

где C_D — коэффициент сопротивления; Nu — число Нуссельта; k — теплопроводность газа; a — радиус частиц; ρ_{22} — истинная плотность частиц.

На рис. 5 представлены параметры двухфазной смеси справа от контактного разрыва, найденные при решении задачи методом малого параметра [6] при $\nu = 1$, $2\rho_{22}a^2/(9\mu) = 0,01$ (μ — вязкость газа).

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорян С. С., Марченко Т. В., Якимов Ю. Л. О нестационарных движениях газа в ударных трубах переменного сечения // ПМТФ.— 1961.— № 4.
2. Коробейников В. П., Марков В. В., Меньшов И. С. Задача о сильном взрыве в запыленном газе // Тр. Мат. ин-та им. В. А. Стеклова.— 1984.— Т. 163.
3. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике.— М.: Наука, 1987.
4. Шидловская Л. В. Задача о движениях газа в трубах переменного сечения и ее приложения к возмущениям солнечного ветра // Изв. АН СССР.— МЖГ.— 1976.— № 3.
5. Захаров Н. С., Коробейников В. П. Автомоделные движения газа при локальном подводе массы и энергии в горючей смеси // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1979.— № 4.
6. Коробейников В. П. Метод малого параметра в течениях запыленного газа // УМН.— 1985.— Т. 40, вып. 4(24).

г. Владивосток

Поступила 23/IV 1990 г.,
в окончательном варианте — 27/XI 1990 г.

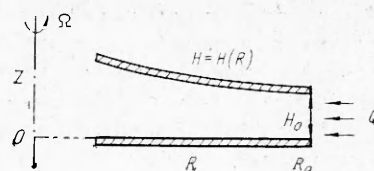
УДК 532.517.4

В. К. Никульчиков, Н. Д. Сосновский, А. В. Шваб

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ТЕЧЕНИЯ В УЗКИХ ЗАЗОРАХ МЕЖДУ ПРОФИЛИРОВАННЫМИ ВРАЩАЮЩИМИСЯ ПОВЕРХНОСТЯМИ

В современных энергетических установках, турбомашинах, аппаратах химической технологии широко используются вращающиеся каналы различной формы. В частности, применяемые в порошковой технологии эффективные воздушно-центробежные классификаторы и разработанные на их основе экспресс-анализаторы [1, 2] позволяют с высокой производительностью фракционировать по размерам частиц порошкообразные материалы и определять их гранулометрический состав. Рабочей зоной

этих устройств служит узкий зазор между вращающимися профилированными поверхностями, в котором происходит разделение частиц на фракции по крупности в потоке под действием силы сопротивления и центробежной силы. Схема зоны сепарации приведена на рис. 1.



Р и с. 1

В данной работе изучается закрученное турбулентное течение несжимаемого газа на основе нестационарных параболических уравнений, полученных в приближении «узкого канала». Исследуется несимметричный канал, когда одна из ограничивающих поверхностей является плоской и перпендикулярной к оси вращения, а вторая — профилированной так, что ширина зазора меняется по закону $H = H(R)$ (R — радиус). Нестационарный характер течения вызван принудительным изменением скорости вращения стенок Ω или расхода Q через зазор. Задача в стационарной постановке рассматривалась в [3] на основе двухпараметрической модели Лаундера — Джонса [4, 5].

Дальнейшее повышение эффективности работы названных аппаратов связано с установлением основных физических закономерностей на основе моделей, адекватно описывающих гидродинамику нестационарных закрученных осесимметричных потоков, направленных как к оси вращения ($Q < 0$, рис. 1), так и к периферии ($Q > 0$).

1. Для обезразмеривания уравнений движения жидкости в зазоре за радиальный масштаб длины принят радиус входа R_0 , за аксиальный — входная ширина зазора H_0 , за масштаб времени T — период изменения T_0 параметров Ω или Q . Масштабом скорости выбрана величина

$$U_0 = \frac{1}{T_0 H_0} \left| \int_0^{T_0} \int_0^{H_0} U(R_0, Z, T) dZ dT \right|,$$

где $U(R_0, Z, T)$ — радиальная компонента скорости на входе в зазор.

Для замыкания осредненных уравнений Рейнольдса использована модель Лаундера — Джонса переноса кинетической энергии пульсаций K и скорости диссипации турбулентной энергии E [4]. Масштабом для K принята

$$K_0 = \frac{1}{T_0 H_0} \int_0^{T_0} \int_0^{H_0} K(R_0, Z, T) dZ dT.$$

Масштаб скорости диссипации энергии турбулентности можно связать с масштабом кинетической энергии пульсаций через соотношение А. Н. Колмогорова $E_0 = c_d K_0^{3/2} / L_0$ (L_0 — линейный масштаб турбулентности на входе, константа $c_d \approx 0,1$ [6]).

Уравнения турбулентного нестационарного осесимметричного движения жидкости в цилиндрической системе координат записаны в предположении малости относительной ширины канала $\beta = H_0/R_0$. Это предположение позволило при оценке порядков отдельных членов системы уравнений Рейнольдса отбросить некоторые из них, как и в классическом методе получения уравнений пограничного слоя. Так, из вязких членов наибольший порядок имеет член со второй производной по аксиальной координате, остальные по сравнению с ним — порядок β^2 . Производные от турбулентных напряжений Рейнольдса оставлены тоже только по аксиальной координате. Тогда с учетом формулы Буссинеска безразмерное уравнение переноса импульса в радиальном направлении, например, принимает вид

$$\text{Sh} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{w}{\beta} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{v^2}{r} + \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{\beta \text{Re}} \frac{\partial}{\partial z} \left[(1 + \nu_t) \frac{\partial u}{\partial z} \right].$$

Аналогично преобразуются уравнения для окружной компоненты скорости, для переноса кинетической энергии турбулентных пульсаций и скорости диссипации энергии турбулентности, а вместо уравнения для аксиальной компоненты получается известное условие $\partial p/\partial z = 0$.

С целью упрощения численного интегрирования уравнений сделана замена аксиальной координаты $z = Z/H_0$ по соотношению $z = \xi h(r)$, которая сводит область с криволинейной границей в плоскопараллельный канал, где $h = h(r) = H(R)/H_0$ — безразмерное уравнение профиля ограничивающей поверхности. Для проведения расчетов на равномерной сетке введена новая координата s , связанная с ξ соотношением $\xi = g(s)$, где $g(s)$ — некоторая специально подобранная функция, для которой постоянному шагу по s соответствует уменьшающийся у стенок шаг по ξ . После двойного преобразования координат уравнения течения жидкости, неразрывности и $k - \varepsilon$ -модели турбулентности получены в окончательном виде

$$(1.1) \quad \text{Sh} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} - \left(u \frac{gh'}{g'h} - \frac{w}{\beta g'h} \right) \frac{\partial u}{\partial s} - \frac{v^2}{r} + \frac{\partial p}{\partial r} = \\ = \frac{1}{\beta g'h^2 \text{Re}} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{1 + \nu_t}{g'} \frac{\partial u}{\partial s} \right);$$

$$(1.2) \quad \text{Sh} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} - \left(u \frac{gh'}{g'h} - \frac{w}{\beta g'h} \right) \frac{\partial v}{\partial s} + \frac{uv}{r} = \frac{1}{\beta g'h^2 \text{Re}} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{1 + \nu_t}{g'} \frac{\partial v}{\partial s} \right);$$

$$(1.3) \quad \frac{1}{r} \frac{\partial (ru)}{\partial r} - \frac{gh'}{g'h} \frac{\partial u}{\partial s} + \frac{1}{\beta g'h} \frac{\partial w}{\partial s} = 0;$$

$$(1.4) \quad \text{Sh} \frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial r} - \left(u \frac{gh'}{g'h} - \frac{w}{\beta g'h} \right) \frac{\partial k}{\partial s} = \frac{1}{\beta g'h^2 \text{Re}} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{1 + \nu_t}{g'} \frac{\partial k}{\partial s} \right) + \\ + \frac{\nu_t}{\beta g'h^2 \text{Re} \text{Tu}^2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial s} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial s} \right)^2 \right] + \frac{\text{DiTu}}{\beta} \varepsilon - \frac{2}{\beta g'h^2 \text{Re}} \left(\frac{\partial k^{1/2}}{\partial s} \right)^2;$$

$$(1.5) \quad \text{Sh} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} - \left(u \frac{gh'}{g'h} - \frac{w}{\beta g'h} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial s} = \frac{1}{\beta g'h^2 \text{Re}} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\sigma + \nu_t}{\sigma g'} \frac{\partial \varepsilon}{\partial s} \right) + \\ + \frac{c_{\varepsilon 1} \nu_t}{\beta g'h^2 \text{Re} \text{Tu}^2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial s} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial s} \right)^2 \right] \frac{\varepsilon}{k} - \frac{c_{\varepsilon 2} \text{DiTu}}{\beta} \frac{\varepsilon^2}{k} + \\ + \frac{2\nu_t}{\beta g'h^4 \text{Re}^2 \text{DiTu}^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{1}{g'^2} \left(\frac{\partial u}{\partial s} \right)^2 + \frac{1}{g'^2} \left(\frac{\partial v}{\partial s} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^2.$$

Безразмерные переменные и искомые функции в (1.1)–(1.5) введены по соотношениям: $t = T/T_0$, $r = R/R_0$, $u = U/U_0$, $v = V/U_0$, $w = W/U_0$, $p = P/\rho U_0^2$, $\nu_t = \nu_T/\nu$, $k = K/K_0$, $\varepsilon = E/E_0$. Здесь Z — аксиальная координата; U , V , W — радиальная, окружная и аксиальная компоненты скорости жидкости; P — давление; ν , ν_T — коэффициенты молекулярной и турбулентной вязкости; $g' = dg/ds$; $h' = dh/dr$.

Константы модели и зависимость для относительного коэффициента турбулентной вязкости выбраны в соответствии с [5]: $\nu_t = c_\mu \text{Re}_k$, где $c_\mu = 0,09 \exp[-3,4/(1 + 0,02 \text{Re}_k^2)]$; $\text{Re}_k = \text{Re} \text{Tu} k^2/\text{Di} \varepsilon$; $c_{\varepsilon 1} = 1,44$; $c_{\varepsilon 2} = 1,92 [1 - 0,3 \exp(-\text{Re}_k^2)]$; $\sigma = 1,3$.

В качестве краевых условий задаются начальное и входное распределение компонент скорости и характеристик турбулентности, прилипающие к вращающимся поверхностям, их непроницаемость, вырождение турбулентности на стенках:

$$(1.6) \quad t = 0: u, v, k, \varepsilon(r, s, t) = u_n, v_n, k_n, \varepsilon_n(r, s);$$

$$(1.7) \quad r = 1: u, v, k, \varepsilon(r, s, t) = u_b, v_b, k_b, \varepsilon_b(s, t);$$

$$(1.8) \quad s = 0, s = 1: u, w, k, \varepsilon(r, s, t) = 0, v(r, s, t) = \text{Ro}^{-1} r \omega(t).$$

Поскольку аксиальная компонента находится из уравнения неразрывности первого порядка, одно из условий непроницаемости (1.8) для w

оказывается лишним. Оно может использоваться для определения градиента давления. Однако более удобно $\partial p/\partial r$ вычислять из уравнения сохранения расхода, являющегося следствием этого условия. Поэтому одно из граничных условий (1.8) для w заменяется интегральным условием сохранения расхода по радиусу

$$(1.9) \quad rh \int_0^1 g' u ds = q(t).$$

$$\text{Здесь } \omega = \Omega/\Omega_0; \Omega_0 = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} \Omega dT; q = Q/Q_0; Q_0 = \frac{1}{T_0} \left| \int_0^{T_0} Q dT \right|.$$

Отметим также, что входное распределение окружной скорости (1.7) можно представить как

$$v_B(s, t) = \frac{V_B}{U_0} = \frac{V_0}{U_0} \frac{V_B}{V_0} = \text{Ro}_{\text{ж}}^{-1} \bar{v}_B(s, t).$$

$$\text{Здесь } \bar{v}_B(s, t) = V_B/V_0; V_B = V(R_0, Z, T); V_0 = \frac{1}{T_0 H_0} \int_0^{T_0} \int_0^{H_0} V_B dZ dT.$$

Таким образом, нестационарный поток в профилированных вращающихся каналах характеризуется следующими критериями подобия, вытекающими из уравнений (1.1)–(1.5) и граничных условий (1.6)–(1.9): $\text{Sh} = R_0/U_0 T_0$ — число Струхаля, $\text{Re} = U_0 H_0/\nu$ — число Рейнольдса, $\text{Ro} = U_0/\Omega_0 R_0$ и $\text{Ro}_{\text{ж}} = U_0/V_0$ — числа Россби, представляющие степень закрутки твердых границ и жидкости соответственно, β и $h = h(r)$ — геометрические критерии. Турбулентность характеризуется критериями $\text{Tu} = \sqrt{K_0}/U_0$, $\text{Di} = c_d H_0/L_0$.

2. Нестационарные уравнения осредненного движения и k — ε -модели турбулентности являются нелинейными уравнениями параболического типа, которые можно представить в общей форме

$$(2.1) \quad \text{Sh} \frac{\partial f}{\partial t} + a \frac{\partial f}{\partial r} + b \frac{\partial f}{\partial s} = c \frac{\partial}{\partial s} \left(d \frac{\partial f}{\partial s} \right) + e,$$

где коэффициенты a, b, c, d, e зависят от координат, времени и искомых функций f . Для численного решения системы уравнений использовалась двухслойная неявная разностная схема [7] второго порядка аппроксимации по s и первого по r и t , которая для уравнения (2.1) имеет вид

$$(2.2) \quad \text{Sh} \frac{f_{i,j+1}^{m+1} - f_{i,j+1}^m}{\Delta t} + a_{i,j+1}^{m+1} \frac{f_{i,j+1}^{m+1} - f_{i,j}^{m+1}}{\Delta r} + b_{i,j+1}^{m+1} \frac{f_{i+1,j+1}^{m+1} - f_{i-1,j+1}^{m+1}}{2\Delta s} = \\ = c_{i,j+1}^{m+1} \frac{d_{i+1/2,j+1}^{m+1} (f_{i+1,j+1}^{m+1} - f_{i,j+1}^{m+1}) - d_{i-1/2,j+1}^{m+1} (f_{i,j+1}^{m+1} - f_{i-1,j+1}^{m+1})}{\Delta s^2} + e_{i,j+1}^{m+1}.$$

Здесь $\Delta t, \Delta r, \Delta s$ — шаги по времени, по радиальной и поперечной координатам; индексы m, i, j отвечают направлениям t, s, r .

Уравнение неразрывности (1.3) аппроксимировалось в виде

$$(2.3) \quad \frac{r_{j+1} (u_{i+1,j+1}^{m+1} + u_{i,j+1}^{m+1}) - r_j (u_{i+1,j}^{m+1} + u_{i,j}^{m+1})}{2r_{j+1} \Delta r} - \frac{g_{i+1/2} h_{j+1} (u_{i+1,j+1}^{m+1} - u_{i,j+1}^{m+1})}{g_{i+1/2} h_{j+1} \Delta s} + \\ + \frac{1}{\beta g_{i+1/2} h_{j+1}} \frac{w_{i+1,j+1}^{m+1} - w_{i,j+1}^{m+1}}{\Delta s} = 0.$$

Решение системы разностных уравнений (2.2) и (2.3) с разностными аналогами граничных условий (1.6)–(1.9) осуществлялось следующим образом. Вначале методом установления находилось стационарное поле скорости и характеристик турбулентности, соответствующее начальному условию (1.6). Решение проводилось итерационно на $(m+1)$ -м слое по

времени с использованием прогонки по поперечной координате s , затем полученное распределение сравнивалось с предыдущим на m -м слое и, если их разница превышала наперед заданное малое число хотя бы в одной точке пространства, значения искомым функций на m -м слое присваивались значения $(m + 1)$ -го слоя, после чего итерации повторялись вновь до выполнения условия сходимости во всех точках. Найденное стационарное поле для начальных значений параметров потока служило начальным условием для нестационарной задачи. Она решалась по той же схеме (2.2), (2.3), однако сходимость итераций проверялась не между $(m + 1)$ -м и m -м слоями по времени, а между предыдущей и последующей итерациями на $(j + 1)$ -м слое по радиусу $(m + 1)$ -го слоя по времени. При выполнении условия сходимости итераций для всех значений j на $(m + 1)$ -м слое переходили к расчету искомым величин в следующий момент времени.

Градиент давления $\partial p/\partial r$, входящий в уравнение (1.1), определялся из интегрального условия сохранения расхода по радиусу (1.9), для чего использовался прием, детально описанный в [7]. Суть его состоит в том, что решение разностного уравнения для $u_{i,j+1}^{m+1}$ ввиду линейности можно представить как $u_{i,j+1}^{m+1} = \overset{\circ}{u}_{i,j+1}^{m+1} + \tilde{u}_{i,j+1}^{m+1} (-\partial p/\partial r)_{j+1}^{m+1}$ — решение, формально отвечающее $\partial p/\partial r = 0$, а $\tilde{u}_{i,j+1}^{m+1}$ — решение разностного уравнения с правой частью, равной 1).

3. Проверка метода решения и возможности применения $k - \varepsilon$ -модели к данному типу течения осуществлялась с помощью тестовых расчетов в плоскопараллельном канале $h(r) = 1$ для режимных параметров [8] при стационарном течении жидкости от оси вращения к периферии. Отсутствие в литературе экспериментальных данных не позволило провести тестирование нестационарного потока. Однако совпадение полей скорости, рассчитанных по стационарным уравнениям [3] и методом установления, свидетельствует в пользу правильности метода решения и нестационарной задачи. В плоскопараллельном канале расчет проводился для половины зазора по высоте в силу симметрии, при этом узлов сетки по поперечной координате было 51, аксиальным масштабом служила величина $H_0/2$. Функция, задающая сгущение сетки у стенки, имела вид $g(s) = \sin \pi s/2$. При таком сгущении сетки последний шаг у стенки $\Delta \xi \approx 4,9 \cdot 10^{-4}$, что обеспечивало попадание в вязкий подслой не менее 10 точек.

Результаты сравнения окружной и радиальной компонент скорости и давления с экспериментальными [8] приведены на рис. 2. Как и у авторов эксперимента, получено, что при одинаковых параметрах $Re_1 = Re/r$ и $Re_2 = rRe/R_0$ распределения радиальной компоненты, отнесенной к среднерасходной скорости $U_a = Q/2\pi RH$, и окружной компоненты, отнесенной к местной линейной скорости границ ΩR , близки к подобным — рис. 2, а ($Re_1 = 1602$, $Re_2 = 3265$, $Ro Tu = 0,1$, $Di = 2$, $\beta = 0,085$, кривые 1, 4 и кружки отвечают радиусу $r = 1,71$, 2, 5 и треугольники — $r = 2,43$, 3, 6 и квадраты — $r = 2,71$). Расчетные значения перепада давления, отнесенного к давлению на выходе канала p_k , также хорошо соответствуют экспериментальным точкам [8] — рис. 2, б ($\beta = 0,057$, $Di = 2$, кривая 1 — $Re = 1780$, $Ro = 1,37$, $Tu = 0,07$, 2 — $Re = 3990$, $Ro = 3,07$, $Tu = 0,03$).

Удовлетворительное согласование расчетного и экспериментального распределений компонент скорости жидкости и давления свидетельствует о работоспособности $k - \varepsilon$ -модели для рассмотренного класса вращающихся течений.

4. При проведении численных расчетов нестационарного турбулентного течения от периферии к оси вращения в профилированных каналах использовалась равномерная сетка, имеющая 51 узел по поперечной координате и 26 узлов по радиусу, включая граничные. Расчет велся до радиуса $r = 0,5$. Шаги по времени $\Delta t = 0,001 \div 0,01$. Законы изменения режимных параметров во времени принимались как периодическими $|q| = 1 + A \sin 2\pi t$ ($|A| < 1$ — амплитуда колебаний), так и линейно

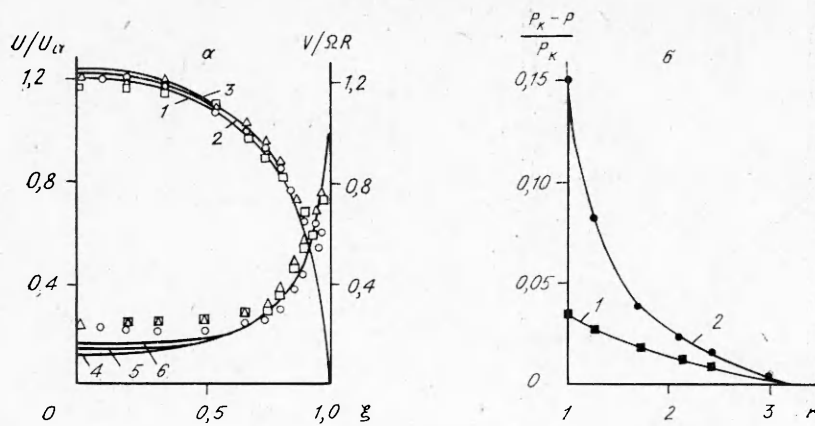
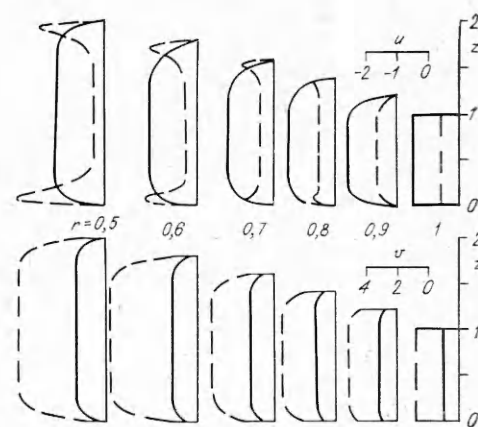
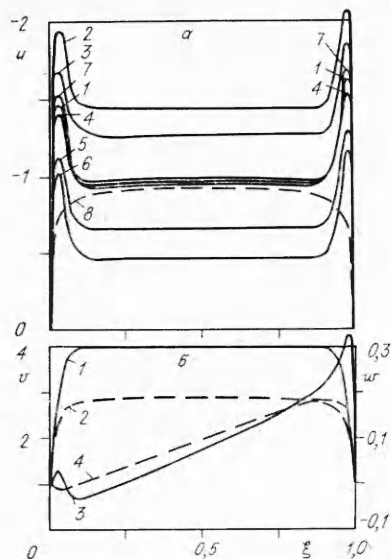


Рис. 2

возрастающими или убывающими $\omega = B + 2(1 - B)t$ ($0 < B < 2$ — начальное значение параметра). Компоненты скорости жидкости и характеристик турбулентности полагались однородными по аксиальной координате на входе в канал.

На рис. 3 представлены эпюры компонент скорости жидкости в разные моменты времени при пульсирующем расходе по закону $q = -(1 + 0,5 \sin 2\pi t)$ и постоянной скорости вращения границ $\omega = 1$. Остальные параметры следующие: $Re = 1050$, $Ro = 0,5$, $Ro_{ж} = 0,5$, $Sh = 12,5$, $\beta = 0,1$, $Tu = 0,2$, $Di = 2$. Уравнение профиля расширяющегося к оси вращения канала имеет вид $h = 3 - 2r$. Кривые 1—7 на рис. 3, а соответствуют эпюрам радиальной компоненты скорости жидкости на радиусе $r = 0,5$ в моменты времени $t = 0; 0,2; 0,4; 0,5; 0,6; 0,8; 1$. Наибольшие деформации профиля радиальной компоненты скорости наблюдаются при минимальных значениях расходного параметра $|q|$. Асимметрия эпюр проявляется в основном в пристеночной области, причем пики скорости у верхней профилированной поверхности в большинстве случаев выше, чем у нижнего диска. Влияние нестационарности потока видно из сравнения кривых 1, 4 и 7 при одном и том же значении расхода q . Кривая 1 отвечает стационарному решению в начальный момент времени, 4 и 7 — убывающему и возрастающему участкам синусоиды. Наибольшая деформация эпюры радиальной скорости наблюдается при возрастающем расходе, наименьшая — при убывающем $|q|$, а стационарная эпюра лежит посередине. Однако влияние нестационарности заметно сказывается при $Sh > 1$. При меньших числах Струхали эпюры скорости практически совпадают. Такие режимы можно считать квазистационарными и решать для них стационарную задачу в каждый требуемый момент времени, что гораздо проще.

Распределения окружной компоненты скорости в разные моменты времени при изменяющемся расходе мало отличаются от стационарного и на графике сливаются в одну кривую (рис. 3, б: линии 1 и 2 на $r = 0,5$ и 0,7); видно, что при задании на входе равномерного профиля скорости однородность сохраняется в инерционном ядре, занимающем значительную долю зазора, вплоть до радиуса $r = 0,5$. Окружная компонента скорости в инерционном ядре потока развивается по радиусу как вихресток. Ее уровень оказывает существенное влияние на распределение радиальной компоненты скорости по сечению. Так, на средних и начальных радиусах профиль радиальной компоненты скорости имеет обычный вид (линия 8 на $r = 0,7$ при $t = 0$, рис. 3, а). На последующих радиусах за счет неравномерности распределения окружной компоненты по ширине канала и возрастания ее уровня появляются так называемые пристенные слои Экмана, в которых поток ускоряется по сравнению с ядром и на $r = 0,5$ уже значительно опережает его, т. е. возрастают деформации профиля радиальной компоненты скорости (например, кривая 1 на рис. 3, а).



Р и с. 4

Р и с. 3

Распределения аксиальной компоненты скорости на радиусах $r = 0,5$ и $0,7$ приведены на рис. 3, б (соответственно линии 3 и 4); видно, что скорость поперечного течения увеличивается при приближении к оси вращения у верхней профилированной поверхности. Интенсивность турбулентности в большинстве случаев уменьшается в глубине канала по сравнению с начальной либо сохраняет вдоль радиуса примерно одинаковое значение.

Рис. 4 иллюстрирует развитие эпюр радиальной и окружной компонент скорости жидкости по радиусу и во времени в расширяющемся к оси вращения канале $h = 3 - 2r$ при одновременном изменении режимных параметров по законам $|q| = 1,5 - t$, $\omega = 0,5 + t$, т. е. при уменьшении расхода жидкости и увеличении скорости вращения стенок. При этом $Sh = 0,01$, а остальные режимно-геометрические критерии отвечают рис. 3. Сплошные линии — эпюры скорости в момент времени $t = 0$, штриховые — в момент $t = 0,9$. Из графиков видно, что из-за возрастания центробежной силы во времени и падения расхода растут деформации эпюр радиальной компоненты скорости и на радиусе $r = 0,5$ приближаются к критическим значениям, после чего начинаются возвратные течения, расчет которых невозможен в рамках модели пограничного слоя.

Как показали исследования, влияние режимных критериев Ro , $Ro_{ж}$ на течение определяется взаимодействием сил продольной инерции потока и центробежных факторов. С совместным ростом этих критериев при фиксированных остальных увеличивается продольная инерция и профиль радиальной компоненты стремится сохранить свой вид. С их уменьшением возрастают центробежные эффекты и профиль радиальной компоненты скорости претерпевает деформацию.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. с. 740305 СССР. Центробежный классификатор/В. А. Шваб, А. Т. Росляк и др. // Открытия. Изобретения. — 1980. — № 22.
2. А. с. 1486888 СССР. Устройство для анализа дисперсного состава порошков/В. К. Никульчиков, А. А. Колесников и др. // Открытия. Изобретения. — 1989. — № 22.
3. Сосновский Н. Д. Гидродинамика и процесс разделения твердых частиц во вращающихся каналах с профилированными границами: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Л.: ЛПИ, 1988.
4. Jones W. P., Launder B. E. The prediction of laminarization with two equation model of turbulence // Intern. J. Heat and Mass Transfer. — 1972. — V. 15, N 2.
5. Лаундер, Приддин, Шарма. Расчет турбулентного пограничного слоя на вращающихся и криволинейных поверхностях // Тр. Амер. о-ва инж.-мех. Теор. основы инж. расчетов. — 1977. — № 1.

6. Турбулентность. Принципы и применения/Под ред. У. Фроста и Т. Моулдена.— М.: Мир, 1980.
7. Дорфман Л. А. Численные методы в гидродинамике турбомашин.— Л.: Энергия, 1974.
8. Bakke E., Kreider J. F., Kreith F. Turbulent source flow between parallel stationary and co-rotating disks // J. Fluid Mech.— 1973.— V. 58, pt 2.

г. Томск

Поступила 6/III 1990 г.,
в окончательном варианте — 18/II 1991 г.

УДК 532.529

Г. М. Махвиладзе, Д. В. Серов, С. Е. Якуш

ОБ ОСАЖДЕНИИ ОБЛАКА БИДИСПЕРСНОГО АЭРОЗОЛЯ НА ПЛОСКУЮ ГОРИЗОНТАЛЬНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

Характерная особенность движения облака монодисперсных частиц в открытом пространстве под действием силы тяжести — яркое проявление коллективных эффектов, обусловленных гидродинамическим взаимодействием падающих частиц через несущую газовую среду. По степени этого взаимодействия принято выделять два режима оседания [1, 2]. В режиме увлечения частицы полностью или частично увлекают находящуюся между ними среду, в результате чего скорость падения совокупности частиц превосходит скорость падения одиночной частицы, а облако приобретает форму чаши или тора. В режиме фильтрации частицы оседают практически независимо друг от друга, скорость движения центра тяжести облака равна скорости падения отдельной частицы, форма облака меняется весьма слабо. Режим увлечения осуществляется, если в облаке имеется достаточно большая концентрация мелких частиц [2]. При увеличении размера частиц или уменьшении их концентрации происходит переход к режиму фильтрации.

В теоретических работах [2—5] по изучению свободного осадения совокупности мелких частиц под действием силы тяжести рассматривались частицы одинакового размера (монодисперсный аэрозоль). Между тем реальные аэрозольные образования обычно состоят из частиц различных размеров. Распространенной является ситуация, когда можно выделить частицы двух характерных размеров (бидисперсный аэрозоль). Примером могут служить природные дождевые или градовые облака, состоящие из тумана и дождевых капель.

В данной работе предложенный в [2] подход к исследованию монодисперсного аэрозоля обобщается на случай бидисперсного облака. Показано, что облако бидисперсного аэрозоля в процессе седиментации либо разделяется на два независимо движущихся монодисперсных образования, либо оседает в виде единого образования. Найдены условия, при которых реализуется каждый из указанных режимов осадения. Изучены закономерности рассеяния частиц на поверхности осадения.

1. Пусть в начальный момент над плоской горизонтальной поверхностью в покоящемся газе образовалось облако твердых или жидких сферических частиц двух сортов. Частицы состоят из одного и того же материала и отличаются только диаметрами. Под действием силы тяжести они начинают двигаться вниз, увлекая за собой несущую среду — газ. Задача заключается в расчете нестационарного движения частиц и газа вплоть до полного осадения частиц на подстилающую поверхность. Считается, что размер облака в одном из горизонтальных направлений намного больше, чем в другом, что позволяет искать решение, не зависящее от одной из пространственных координат, — плоская задача (как показано в [6], все закономерности, характерные для плоского случая, с высокой точностью сохраняются и для осесимметричного облака). Предполагается справедливым основное допущение механики сплошных сред [7] о возможности описания исследуемой системы как совокупности трех