ЛИТЕРАТУРА

1. **Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М.** Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972.
2. **Никулин Д. А., Потехин Г. С., Стрелец М. Х.** Приближенная система уравнений для описания нестационарной концентрационной естественной конвекции в бинарных газовых смесях.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 5.
3. **Никулин Д. А., Стрелец М. Х.** Математическая модель и результаты расчетов нестационарного тепломассообмена при естественной конвекции бинарных смесей с произвольным отношением плотностей.— В кн.: Тепломассообмен-VI. Т. 1, ч. 3. Минск, 1980.
4. **Роуч П.** Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.
5. **Ramshaw J. D., Trapp J. A.** A numerical technique for low-speed homogeneous two-phase flow with sharp interfaces.— J. Comput. Phys., 1976, vol. 21, N 4.
6. **Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б.** Численный расчет газодинамических процессов, сопровождающих горение конденсированных веществ.— ФГВ, 1980, т. 16, № 4.
7. **Яненко Н. Н.** Метод дробных шагов решения задач математической физики. Новосибирск: Наука, 1976.
8. **Никулин Д. А., Стрелец М. Х.** О возможности автоколебательных решений нестационарных задач смешанной конвекции в газовых смесях.— ДАН СССР, 1981, т. 260, № 3.

УДК 532.529

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОВОЙ СТРУИ С ТЯЖЕЛЫМИ ЧАСТИЦАМИ НА ОСНОВЕ ДВУХПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Л. Б. Гавин, В. А. Наумов, В. В. Шор

(*Калининград*)

Теоретические [1—4] и экспериментальные [5, 6] исследования, проведенные в последнее время, показывают, что дисперсные частицы оказывают существенное влияние на газодинамические параметры и турбулентную структуру двухфазных струй. При теоретическом исследовании течений такого рода возникают две основные задачи: формулировка исходной системы уравнений и представление неизвестных корреляционных моментов. Решение первой получено в [7] путем пространственного осреднения микроуравнений, описывающих процессы внутри составляющих фаз; вторая до настоящего времени решалась в рамках теории пути смешения [1—3]. При этом в [2] вместо формулы Прандтля применяется уравнение переноса турбулентной вязкости «чистого» газа.

Для исследования турбулентных течений в однофазных средах в настоящее время широко используются двухпараметрические модели, содержащие уравнения переноса энергии турбулентных пульсаций и скорости ее диссипации [8, 9]. Такие модели позволяют не только рассчитывать осредненные параметры и характеристики турбулентности с учетом предыстории потока, но и более обоснованно учесть влияние внешних воздействий. В [4] впервые использовано уравнение переноса пульсационной энергии для расчета струи с малой концентрацией капель в предположении отсутствия осредненного скольжения фаз. При этом влияние капель на пульсационную энергию учтено приближенно, введением эмпирических поправок к традиционным членам, описывающим генерацию и диссипацию турбулентной энергии; масштаб турбулентности считается пропорциональным ширине струи.

В данной работе для численного исследования турбулентной газовой струи с твердыми частицами в условиях существенной неравновесности по скоростям составляющих фаз предложена модель e — ε; получены выражения для неизвестных корреляционных моментов, обусловленных присутствием дисперсной фазы.

1. Постановка задачи. Система уравнений для осредненных величин, описывающая истечение осесимметричной двухфазной турбулентной струи, имеет вид

$$\frac{\partial u_g}{\partial y} + \frac{1}{y}\frac{\partial}{\partial y}(y v_g) = 0; \tag{1.1}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho_p u_p) + \frac{1}{y}\frac{\partial}{\partial y}\left(y\left(\rho_p v_p + \langle \rho_p' v_p' \rangle\right)\right) = 0; \tag{1.2}$$

$$\rho_g\left(u_g\frac{\partial u_g}{\partial x} + v_g\frac{\partial u_g}{\partial y}\right) + \frac{1}{y}\frac{\partial}{\partial y}\left(y\rho_g\langle u_g' v_g'\rangle\right) = -F_x; \tag{1.3}$$

$$\rho_p u_p\frac{\partial u_p}{\partial x} + \left(\rho_p v_p + \langle \rho_p' v_p'\rangle\right)\frac{\partial u_p}{\partial y} + \frac{1}{y}\frac{\partial}{\partial y}\left(y\rho_p\langle u_p' v_p'\rangle\right) = F_x; \tag{1.4}$$

$$(1.5)\qquad u_g\frac{\partial e}{\partial x}+v_g\frac{\partial e}{\partial y}=\frac{1}{y}\frac{\partial}{\partial y}\left(y\frac{\nu_t}{k_2}\frac{\partial e}{\partial y}\right)+\nu_t\left(\frac{\partial u_g}{\partial y}\right)^2-\varepsilon-\varepsilon_p;$$

$$(1.6)\qquad u_g\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}+v_g\frac{\partial \varepsilon}{\partial y}=\frac{1}{y}\frac{\partial}{\partial y}\left(y\frac{\nu_t}{k_3}\frac{\partial \varepsilon}{\partial y}\right)+k_4\frac{\varepsilon}{e}\nu_t\left(\frac{\partial u_g}{\partial y}\right)^2-k_5\frac{\varepsilon^2}{e}-\Phi_p,$$

где x, y — продольная и поперечная координаты; u, v — проекции осредненной составляющей скорости на оси x, y соответственно; ρ — распределенная плотность; индексы g и p относятся к параметрам несущей и дисперсной фазы соответственно; e, ε — энергия турбулентных пульсаций и скорость ее диссипации:

$$e=\frac{1}{2}\sum_i\langle u_{gi}'^2\rangle,\quad \varepsilon=\nu\sum_{i,j}\left\langle\left(\frac{\partial u_{gi}'}{\partial x_j}\right)^2\right\rangle;$$

ν, ν_t — молекулярная и турбулентная кинематическая вязкость; u_{gi}' — проекция пульсационной составляющей скорости газа на i-ю ось; F_x — проекция силы межфазного взаимодействия на ось x; как и в [2], принимаем $v_g=v_p=v$.

Для конкретизации системы уравнений уточним представление силы межфазного взаимодействия. В [10] показано, что при малых объемных долях дисперсной фазы силой Архимеда и силой, обусловленной эффектом присоединенных масс, можно пренебречь. Как показывает анализ, проведенный согласно [11, 12] для рассматриваемых размеров частиц, в отсутствие начального вращения вклад силы Магнуса незначителен. Тогда сила межфазного взаимодействия определяется скоростной неравновесностью между фазами и имеет вид

$$(1.7)\qquad \mathbf{F}^*=\frac{3}{4}c_f(\mathbf{V}_g^*-\mathbf{V}_p^*)|\mathbf{V}_g^*-\mathbf{V}_p^*|\rho_g^0\rho_p/(\rho_p^0\delta),$$

где δ — диаметр частицы; $\rho_p^0=\rho_p/\alpha_p$ — истинная плотность; α_p — объемная доля дисперсной фазы; индекс * относится к актуальным значениям величин. Коэффициент сопротивления сферической частицы, как и в [2], определяется по стандартной кривой зависимостью

$$c_f=24(1+0{,}179\sqrt{\mathrm{Re}^*}+0{,}013\,\mathrm{Re}^*)/\mathrm{Re}^*,\ \mathrm{Re}^*=|\mathbf{V}_g^*-\mathbf{V}_p^*|\delta/\nu.$$

Заменим в (1.7) актуальные значения скоростей и распределенной плотности суммой осредненных и пульсационных составляющих $\mathbf{V}^*=\mathbf{V}+\mathbf{V}'$, $\rho_p^*=\rho_p+\rho_p'$. Проведя операцию осреднения, получим для проекций пульсационной и осредненной составляющих силы межфазного взаимодействия

$$(1.8)\qquad F_i'=\gamma_i\Big((u_{gi}'-u_{pi}')\rho_p+\frac{\gamma_y}{\gamma_i}(u_{gi}-u_{pi})\rho_p'+(u_{gi}'-u_{pi}')\rho_p'-$$
$$-\langle(u_{gi}'-u_{pi}')\rho_p'\rangle\Big),$$
$$F_i=\gamma_y(u_{gi}-u_{pi})\rho_p+\gamma_i\langle(u_{gi}'-u_{pi}')\rho_p'\rangle,$$
$$\gamma_x=\beta(1+0{,}269\sqrt{\mathrm{Re}}+0{,}026\mathrm{Re}),\quad \beta=18\rho_g^0\nu/(\delta^2\rho_p^0),$$
$$\gamma_y=\beta(1+0{,}179\sqrt{\mathrm{Re}}+0{,}013\mathrm{Re}),\mathrm{Re}=|u_g-u_p|\delta/\nu.$$

Уравнения (1.5), (1.6) получены из уравнения движения несущей среды, в правой части которого содержится сила межфазного взаимодействия. При этом добавочные члены, обусловленные влиянием частиц, имеют вид

$$(1.9)\qquad \varepsilon_p=\frac{1}{\rho_g}\sum_i\langle F_i'u_{gi}'\rangle,\quad \Phi_p=\frac{\nu}{\rho_g}\sum_{i,j}\left\langle\frac{\partial F_i'}{\partial x_j}\frac{\partial u_{gi}'}{\partial x_j}\right\rangle.$$

Граничные условия

(1.10) $$y = 0:\ \partial u_g/\partial y = \partial u_p/\partial y = \partial \rho_p/\partial y = \partial e/\partial y = \partial \varepsilon/\partial y = v = 0;$$

(1.11) $$y = \infty:\ u_g = u_p = u_s,\ \rho_p = \rho_{ps},\ e = e_s,\ \varepsilon = \varepsilon_s;$$

(1.12) $$x = 0:\ u_g = u_{g0}(y),\ u_p = u_{p0}(y),\ v = v_0(y),\ \rho_p = \rho_{p0}(y),$$
$$e = e_0(y),\ \varepsilon = \varepsilon_0(y).$$

Система уравнений (1.1)—(1.6) должна быть замкнута.

2. Замыкание системы уравнений. Для газа будем использовать обычное представление [9]

$$\langle u_g' v_g' \rangle = -\nu_t \frac{\partial u_g}{\partial y}, \quad \nu_t = k_1 \frac{e^2}{\varepsilon}.$$

Подставляя значение пульсации силы, определяемое по формуле (1.8), в (1.9), получим выражение для ε_p:

(2.1) $$\varepsilon_p = \frac{1}{\rho_g} \sum_i \gamma_i \Big(\langle (u_{gi}' - u_{pi}') u_{gi}' \rangle \rho_p + \frac{\gamma_y}{\gamma_i} (u_{gi} - u_{pi}) \langle u_{gi}' \rho_p' \rangle +$$
$$+ \langle (u_{gi}' - u_{pi}') u_{gi}' \rho_p' \rangle \Big).$$

Опустим в (2.1) тройную корреляцию, второе слагаемое можно также опустить, так как $u_{gi} = u_{pi}$ при $i = y, z$, а при $i = x$ мал корреляционный момент $\langle u_{gi}' \rho_p' \rangle$, связанный с продольным переносом массы дисперсной фазы вследствие пульсаций скорости газа. В результате получим

$$\varepsilon_p = \sum_i \gamma_i \left(\langle u_{gi}'^2 \rangle - \langle u_{pi}' u_{gi}' \rangle \right) \rho_p / \rho_g.$$

Для представления корреляционного момента $\langle u_{pi}' u_{gi}' \rangle$ запишем в интегральной форме уравнение движения одиночной частицы [13]:

(2.2) $$u_{pi}'(t) = u_{pi}'(0) \exp(-\gamma_i t) + \gamma_i \int_0^t \exp(-\gamma_i (t - \tau)) u_{gi}'(r_p(\tau), \tau)\, d\tau,$$

где $u_{gi}'(r_p(\tau), \tau)$ — эйлерова скорость несущей среды вдоль траектории частицы; $r_p(\tau)$ — смещение частицы. Умножим обе части (2.2) на $u_{gi}'(t)$ и, проведя осреднение по ансамблю частиц и по времени, получим

(2.3) $$\langle u_{pi}'(t) u_{gi}'(t) \rangle = \langle u_{pi}'(0) u_{gi}'(t) \rangle \exp(-\gamma_i t) +$$
$$+ \gamma_i \int_0^t \exp(-\gamma_i s) \langle u_{gi}'(\tau) u_{gi}'(\tau + s) \rangle\, ds.$$

Коэффициент эйлеровой пространственно-временной корреляции скоростей газа вдоль траектории частицы, как и в [13], будем аппроксимировать экспоненциальной зависимостью

(2.4) $$R_{ij}(s) = \frac{\langle u_{gi}'(t) u_{gj}'(t + s) \rangle}{\langle u_{gi}'(t) u_{gj}'(t) \rangle} = \exp(-\varphi_{ij} |s|).$$

В [13] получено для продольной и поперечной корреляций:

$$\varphi_{xx} = \left(c_\beta \langle u_g'^2 \rangle^{1/2} + | u_g - u_p | \right) / \Lambda,$$
$$\varphi_{yy} = \frac{\left(c_\beta \langle u_g'^2 \rangle^{1/2} + | u_g - u_p | \right)^2}{\left(c_\beta \langle u_g'^2 \rangle^{1/2} + 0{,}5\, | u_g - u_p | \right) \Lambda}; \quad c_\beta \simeq 1.$$

Эйлеров интегральный пространственный масштаб турбулентности находится по формуле $\Lambda = k_6 e^{3/2}/\varepsilon$. Интегрирование (2.3) с учетом (2.4) для достаточно больших t с использованием гипотезы локальной однородности и изотропности дает

$$\langle u'_{pi}u'_{gi}\rangle = \frac{\gamma_i}{\gamma_i+\varphi_{ii}}\langle u'^2_{gi}\rangle,\quad \varepsilon_p = \frac{2}{3}\varepsilon\frac{\rho_p}{\rho_g}\sum_i\frac{\gamma_i\varphi_{ii}}{\gamma_i+\varphi_{ii}}.$$

В качестве первого шага положим $\Phi_p \simeq 2\gamma_x\varepsilon\rho_p/\rho_g$.

Для получения корреляционного момента $\langle u'_p v'_p\rangle$ перемножим выражения (2.2) при $i = x$ и $i = y$, тогда после осреднения аналогично [14] получим

$$(2.5)\quad \langle u'_p v'_p\rangle = \gamma_x\gamma_y\int\limits_0^\infty\int\limits_{-\infty}^\infty \exp\left(-(\gamma_x+\gamma_y)s-\gamma_x\tau\right)\langle u'_g(t)\,v'_g(t+s)\rangle\,ds\,d\tau.$$

Интегрирование (2.5) с учетом (2.4) дает

$$\langle u'_p v'_p\rangle = \frac{\gamma_x\gamma_y}{\gamma_x+\gamma_y}\left(\frac{1}{\varphi_{xy}+\gamma_x}+\frac{1}{\varphi_{xy}+\gamma_y}\right)\langle u'_g v'_g\rangle.$$

В первом приближении положим $\varphi_{xy} = k_7\varphi_{xx}$.

Корреляционный момент, представляющий собой турбулентный перенос массы дисперсной фазы, может быть представлен в виде

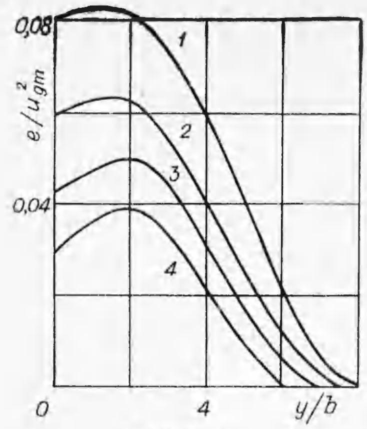
$$\langle\rho'_p v'_p\rangle = -D_p\frac{\partial\rho_p}{\partial y}.$$

Коэффициент поперечной диффузии частиц, как и в [13], определим по их среднеквадратичному смещению

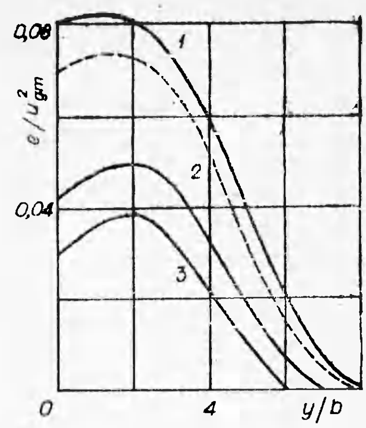
$$D_p = \frac{1}{2}\lim_{t\to\infty}\frac{d}{dt}\langle y_p^2(t)\rangle = \frac{\langle v'^2_g\rangle}{\varphi_{yy}}.$$

3. Анализ результатов численного исследования. Замкнутая таким образом система уравнений (1.1)—(1.6) с граничными условиями (1.10)—(1.12) решалась конечно-разностным методом с использованием неявной шеститочечной схемы второго порядка точности [15]. Условия истечения при проведении расчетов принимались, как и в [6]: $\rho_p^0 = 8500$ кг/м³, радиус сопла $b = 0{,}015$ м, $u_{gz} = u_{pz} = 35$ м/с, индекс z относится к параметрам на срезе сопла на оси струи. Затопленная струя рассматривалась как частный случай спутной струи при коэффициенте спутности, стремящемся к нулю. Коэффициент спутности при расчетах не превышал 1%. Значения эмпирических констант, которые остаются в уравнениях (1.3), (1.5), (1.6) при устремлении концентрации дисперсной фазы к нулю, принимались такими же, как и в однофазных струях [9]. Остальные константы получены из условия наилучшего совпадения результатов расчетов двухфазных струй с экспериментальными данными: $k_6 = 1$, $k_7 = 2$.

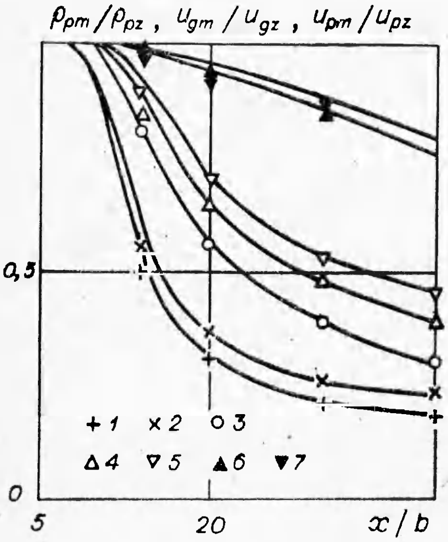
На фиг. 1 приведены профили интенсивности турбулентных пульсаций в сечении $x/b = 40$ при $\delta = 45\cdot10^{-6}$ м для различных начальных удельных расходов частиц ($\varkappa = \rho_p u_p/\rho_g u_g$): $\varkappa_z = 0$; 0,25; 0,5; 1 — кривые *1 — 4* соответственно. Увеличение $\varkappa_z$ приводит к возрастанию ε_p, Φ_p и производства турбулентной энергии. В результате, как показывают численные исследования, уровень e несколько снижается. Одновременно значение скорости газа на оси струи значительно возрастает, поэтому величина e/u^2_{gm} заметно уменьшается, что отмечено и в [1], индекс m относится к параметрам на оси струи. На фиг. 2 показано изменение e/u^2_{gm} при $\varkappa_z = 1$, $x/b = 40$ и различных размерах частиц (10^{-6} м): *1* — однофазная струя; *2* — $\delta = 67$; *3* — $\delta = 45$; штриховой линией показан результат расчета при $\delta = 67$ в отсутствие членов ε_p, Φ_p в соответствующих уравнениях. Уменьшение размера частиц вызывает увеличение ε_p, Φ_p из-за возрастания β и $\nu_t(\partial u_g/\partial y)^2$ из-за роста u_{gm}. Видно, что в результате интенсивность турбулентных пульсаций существенно уменьшается; добавочные члены ε_p, Φ_p оказывают существенное влияние на результаты расчета.



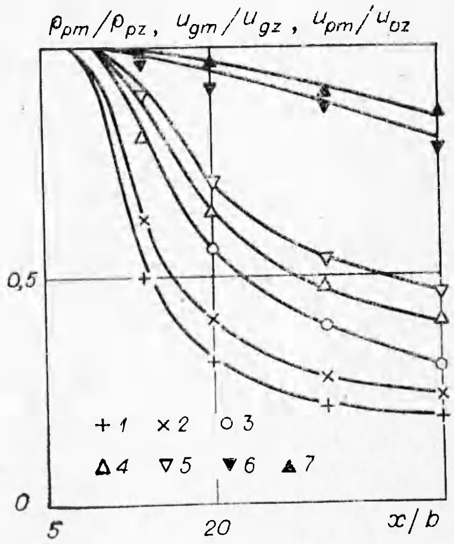
Фиг. 1



Фиг. 2

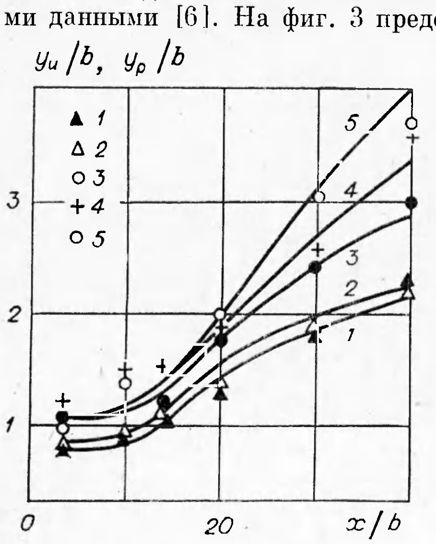


Фиг. 3



Фиг. 4

На фиг. 3—5 приведено сравнение результатов численных расчетов полей газодинамических величин (сплошные линии) с экспериментальными данными [6]. На фиг. 3 представлены профили распределенной плотности дисперсной фазы и продольной скорости обеих фаз вдоль оси струи при $\delta = 45 \cdot 10^{-6}$ м и различных удельных расходах частиц: ρ_{pm}/ρ_{pz} (*1* — $\varkappa_z = 1$; *2* — $\varkappa_z = 0{,}5$); u_{gm}/u_{gz} (*3* — однофазная струя; *4* — $\varkappa_z = 0{,}5$; *5* — $\varkappa_z = 1$); u_{pm}/u_{pz} (*6* — $\varkappa_z = 0{,}5$; *7* — $\varkappa_z = 1$). Видно, что увеличение $\varkappa_z$ вызывает уменьшение спада скоростей газа вдоль оси струи, что объясняется не только увеличением суммарной поверхности частиц и усилением межфазного взаимодействия, но и отмеченным ранее возрастанием ε_p. При этом увеличивается коэффициент поперечной диффузии частиц и уменьшается ρ_{pm}/ρ_{pz}.



Фиг. 5

На фиг. 4 распределения тех же величин, что и на фиг. 3, при $\varkappa_z = 1$

и различных размерах частиц (10^{-6} м): ρ_{pm}/ρ_{pz} (*1* — $\delta = 45$; *2* — $\delta = 67$); u_{gm}/u_{gz} (*3* — однофазная струя; *4* — $\delta = 67$; *5* — $\delta = 45$); u_{pm}/u_{pz} (*6* — $\delta = 45$; *7* — $\delta = 67$). Увеличение размера частиц усиливает неравновесность течения по скоростям из-за уменьшения межфазной поверхности. Это вызывает уменьшение D_p и увеличение ρ_{pm}/ρ_{pz}. На фиг. 5 показано изменение ординат y_ρ, y_u, в которых концентрация дисперсной фазы и скорость газа соответственно достигают половины осевых значений при $\delta = 45 \cdot 10^{-6}$ м и различных $\varkappa_z : y_\rho$ (*1* — $\varkappa_z = 1$; *2* — $\varkappa_z = 0{,}5$); y_u (*3* — $\varkappa_z = 1$; *4* — $\varkappa_z = 0{,}5$; *5* — $\varkappa_z = 0$). При увеличении загрузки струя становится у́же и дальнобойнее, что согласуется с выводами [1].

Заметим, что в рассматриваемых экспериментах [6] частицы в результате взаимодействия со стенками, видимо, приобретали значительную начальную поперечную скорость и соотношение $v_g = v_p$ не выполнялось. По всей вероятности, в данной работе завышена турбулентная диффузия массы дисперсной фазы поперек струи; необходимо дальнейшее уточнение значения эмпирической константы k_6, от которой зависит величина $\langle \rho_p' v_p' \rangle$.

Хорошее согласие результатов расчетов с экспериментальными данными позволяет использовать предложенную модель для численного исследования двухфазных турбулентных струй.

Поступила 3 III 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. **Абрамович Г. Н., Гиршович Т. А.** Турбулентные струи, несущие твердые или капельно-жидкие примеси.— В кн.: Парожидкостные потоки. Минск: ИТМО АН БССР, 1977.
2. **Картушинский А., Фришман Ф.** Численный расчет двухфазной турбулентной затопленной струи.— Изв. АН ЭССР. Физика. Математика, 1980, т. 29, № 4.
3. **Зуев Ю. В., Лепешинский И. А.** Математическая модель двухфазной турбулентной струи.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 6.
4. **Danon H., Wolfshtein M., Hetsroni G.** Numerical calculations of two-phase turbulent round jet.— Int. J. Multiphase Flow, 1977, vol. 3, N 3.
5. **Hetsroni G., Sokolov M.** Distribution of mass, velocity, and intensity of turbulence in a two-phase turbulent jet.— J. Appl. Mech., 1971, vol. 93.
6. **Гиршович Т. А., Картушинский А. И. и др.** Экспериментальное исследование турбулентной струи, несущей тяжелые примеси.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 5.
7. **Нигматулин Р. И.** Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
8. **Коловандин Б. А.** Моделирование теплопереноса при неоднородной турбулентности. Минск: Наука и техника, 1980.
9. **Турбулентность.** Принципы и применения/Под ред. У. Фроста, Т. Моулдена. М.: Мир, 1980.
10. **Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И.** Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газовзвесях.— В кн.: Итоги науки и техники. Механика жидкости и газа. Т. 16. М.: ВИНИТИ, 1981.
11. **Соу С.** Гидродинамика многофазных систем. М.: Мир, 1971.
12. **Бусройд Р.** Течение газа со взвешенными частицами. М.: Мир, 1975.
13. **Шрайбер А. А., Милютин В. Н., Яценко В. П.** Гидромеханика двухкомпонентных потоков с твердым полидисперсным веществом. Киев: Наукова думка, 1980.
14. **Pismen L. M., Nir A.** On the motion of suspended particles in stationary homogeneous turbulence.— J. Fluid Mech., 1978, vol. 84, pt 1.
15. **Дорфман А. Л., Маев В. А.** Численное моделирование струйных течений вязкой жидкости.— ИФЖ, 1976, т. 31, № 4.

УДК 539.217.082.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ СЕТЧАТОГО ФИЛЬТРА НА He, Ar, Xe

В. Д. Акиньшин, Б. Т. Породнов, В. Д. Селезнев, В. В. Сургучев

(*Свердловск*)

Целый ряд проблем в науке, технике и технологии удается разрешить с помощью мелкопористых мембран. В последнее время все более широкое применение находят мембраны, называемые сетчатыми фильтрами. Они получаются путем бомбардировки тонких полимерных пленок ионами высоких энергий [1]. Отличительные особенности таких мембран: высокая плотность и неперекрываемость пор, почти цилиндрическая