

УДК 532.529: 662.62

РОХМАН Б.Б.

*Институт угольных энерготехнологий НАН и Минтопэнерго Украины*

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА ДВИЖЕНИЯ МОНОДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ НА СТАБИЛИЗИРОВАННОМ УЧАСТКЕ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА

На основі замкненої системи рівнянь для других та третіх кореляційних моментів пульсацій швидкостей частинок досліджено вплив турбулентних і псевдотурбулентних ефектів в анізотропному полі пульсаційної енергії твердої фази на характер течії суміші газу та частинок на стабілізованій ділянці труби. Наведено приклади числових результатів.

На основе замкнутой системы уравнений для вторых и третьих корреляционных моментов пульсаций скоростей частиц исследовано влияние турбулентных и псевдотурбулентных эффектов в анизотропном поле пульсационной энергии твердой фазы на характер течения газозвеси на стабилизированном участке трубы. Приведены примеры численных результатов.

On the basis of the closed system of the equations for the second and third correlation moments of particles velocities fluctuations the influence of turbulent and pseudo-turbulent effects in an anisotropic fluctuation energy field of a firm phase on character of gas-particle flow on the stabilized part of a pipe is investigated. Examples of numerical results are given.

 $B$  – расход; $C_1, C_2, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}$  – эмпирические постоянные; $F$  – сила; $g$  – ускорение свободного падения; $K$  – коэффициент восстановления скорости при ударе; $k$  – кинетическая пульсационная энергия; $N$  – частота ударов; $P$  – давление газа; $R$  – радиус канала; $r, z$  – радиальная и продольная координаты; $u, v, w$  – осредненные значения составляющих вектора скорости; $\beta$  – истинная объемная концентрация частиц; $\delta$  – диаметр частицы; $\varepsilon$  – диссипация пульсационной энергии; $\eta$  – кинематический коэффициент вязкости; $\rho$  – плотность; $\sigma$  – эмпирическая постоянная; $\tau$  – время динамической релаксации; $\omega_1, \omega_2$  – функции; $\Gamma_p$  – генерация турбулентной энергии газа в следах за частицами; $\Phi_p$  – диссипация турбулентной энергии газа за счет действия силы межфазного взаимодействия.**Индексы нижние:** $a$  – сила аэродинамического сопротивления; $g$  – газ; $k$  – пульсационная энергия газа; $m$  – среднее значение; $n$  – коэффициент восстановления нормальной составляющей скорости при ударе; $o$  – ось потока; $p$  – частица; $t$  – пульсации; $w$  – стенка; $z$  – продольная ось; $\varepsilon$  – диссипация пульсационной энергии газа; $\tau$  – коэффициент восстановления тангенциальной составляющей скорости при ударе.**Индексы верхние:** $'$  – пульсационная составляющая при временном осреднении; $\langle \rangle$  – осреднение по времени.

При изучении основных закономерностей двухфазных турбулентных течений большую

роль играют методы математического моделирования, так как получение подобной информации

из экспериментов связано с большими трудностями. При моделировании газодисперсных потоков возникает необходимость в построении актуальных уравнений сохранения массы и импульса. В [1] в рамках статистического подхода осуществляется переход от дискретной структуры смеси к движению двух континуальных сред. В результате пространственного осреднения микроуравнений получены эйлеровы осредненные уравнения сохранения массы и импульса для каждой фазы. В [2] данные уравнения были осреднены по времени при помощи процедуры Рейнольдса. При этом в уравнениях для осредненных величин появляются дополнительные слагаемые  $\langle u'_p v'_p \rangle$ ,  $\langle u'_g v'_g \rangle$  и т.д. Используя ту же процедуру Рейнольдса, можно построить уравнения переноса вторых моментов, которые будут содержать третьи моменты, и т.д. Поэтому, чтобы получить замкнутую систему уравнений, этот процесс на каком-то этапе следует “оборвать”, т.е. ввести дополнительные гипотезы о связи “старших” и “младших” корреляций.

В настоящей работе в рамках континуальной теории гетерогенных сред на стабилизированном участке трубы сформулирована стационарная изотермическая осесимметричная система уравнений, описывающая восходящее движение газозвеси с учетом межфазного и межчастичного взаимодействия. Пульсационные параметры газа определяются на основе  $k$ - $\varepsilon$  модели турбулентности, а замыкание уравнения переноса импульса частиц осуществляется с использованием градиентного подхода.

На участке установившегося течения нет осредненного радиального движения газа и частиц, и осредненные параметры не изменяются в продольном направлении. Предполагается, что объемная концентрация твердой фазы равномерно распределена по сечению канала. С учетом сказанного, система уравнений переноса осредненных параметров газодисперсного потока может быть представлена следующим образом:

$$\frac{\rho_g}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r(\eta_{ig} + \eta_g) \frac{\partial u_g}{\partial r} \right] - \frac{\partial P}{\partial z} - F_{az} = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\rho_p \beta}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \eta_{ip} \frac{\partial u_p}{\partial r} \right] + F_{az} - \rho_p \beta g = 0; \quad (2)$$

$$\frac{\rho_g}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( \frac{\eta_{ig}}{\sigma_k} + \eta_g \right) \frac{\partial k_g}{\partial r} \right] + \rho_g \eta_g \left( \frac{\partial u_g}{\partial r} \right)^2 - \rho_g (\varepsilon_g + \varepsilon_p) + \Gamma_p = 0; \quad (3)$$

$$\frac{\rho_g}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( \frac{\eta_{ig}}{\sigma_\varepsilon} + \eta_g \right) \frac{\partial \varepsilon_g}{\partial r} \right] + \rho_g C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon_g}{k_g} \omega_1 \eta_{ig} \left( \frac{\partial u_g}{\partial r} \right)^2 - \rho_g C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon_g^2}{k_g} \omega_2 - \rho_g \Phi_p = 0. \quad (4)$$

Для вычисления коэффициента турбулентной вязкости “газа” частиц  $\eta_{ip}$  используются уравнения переноса моментов  $\langle v'_p v'_p \rangle$ ,  $\langle w'_p w'_p \rangle$ ,  $\langle w'_p v'_p \rangle$ , полученные на основании разработанной методики расчета [3, 4]. Суть этой методики заключается в том, что третьи моменты, фигурирующие в уравнениях переноса вторых моментов, выражаются через корреляции второго порядка при помощи алгебраических уравнений [3]:

$$\langle v'_p v'_p v'_p \rangle = -\tau \left[ \langle v'_p v'_p \rangle \frac{\partial \langle v'_p v'_p \rangle}{\partial r} - \frac{2 \langle w'_p v'_p \rangle^2}{r} \right]; \quad (5)$$

$$\langle w'_p w'_p w'_p \rangle = -\tau \left[ \langle w'_p v'_p \rangle \frac{\partial \langle w'_p w'_p \rangle}{\partial r} + \frac{2 \langle w'_p v'_p \rangle \langle w'_p w'_p \rangle}{r} \right]; \quad (6)$$

$$\langle v'_p v'_p w'_p \rangle = -\tau \left[ \frac{2 \langle v'_p v'_p \rangle \langle w'_p v'_p \rangle}{3} \frac{\partial \langle w'_p v'_p \rangle}{\partial r} + \frac{2 \langle v'_p v'_p \rangle \langle w'_p v'_p \rangle}{3r} + \frac{\langle w'_p v'_p \rangle \partial \langle v'_p v'_p \rangle}{3 \partial r} - \frac{4 \langle w'_p v'_p \rangle \langle w'_p w'_p \rangle}{3r} \right]; \quad (7)$$

$$\langle v'_p w'_p w'_p \rangle = -\tau \left[ \frac{\langle v'_p v'_p \rangle \partial \langle w'_p w'_p \rangle}{3 \partial r} + \right]$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{2 \langle w'_p v'_p \rangle}{3} \frac{\partial \langle w'_p v'_p \rangle}{\partial r} - \frac{2 \langle w'_p w'_p \rangle^2}{3r} + \\
 & + \left. \frac{2 \langle v'_p v'_p \rangle \langle w'_p w'_p \rangle}{3r} + \frac{2 \langle w'_p v'_p \rangle^2}{3r} \right]. \quad (8)
 \end{aligned}$$

Такой подход позволяет получить замкнутое описание движения дисперсной фазы на уровне уравнений для корреляций второго порядка. Приведем эти уравнения [4]:

$$\begin{aligned}
 & \rho_p \beta \left[ \frac{\partial}{r \partial r} \left( r \tau \langle v'_p v'_p \rangle \frac{\partial \langle v'_p v'_p \rangle}{\partial r} \right) - \frac{2}{r} \frac{\partial (\tau \langle w'_p v'_p \rangle^2)}{\partial r} - \right. \\
 & \frac{2 \tau \langle v'_p v'_p \rangle}{3r} \frac{\partial \langle w'_p w'_p \rangle}{\partial r} - \frac{4 \tau \langle w'_p v'_p \rangle}{3r} \frac{\partial \langle w'_p v'_p \rangle}{\partial r} + \\
 & + \frac{4 \tau \langle w'_p w'_p \rangle^2}{3r^2} - \frac{4 \tau \langle v'_p v'_p \rangle \langle w'_p w'_p \rangle}{3r^2} - \\
 & \left. - \frac{4 \tau \langle w'_p v'_p \rangle^2}{3r^2} \right] + \frac{2 \rho_p \beta}{\tau} (\langle v'_p v'_g \rangle - \langle v'_p v'_p \rangle) + \\
 & + 2 \left\{ \frac{\delta^2 \rho_p}{6912 \beta} \left( \frac{\partial u_p}{\partial r} \right)^2 \left( \frac{1 - K_n}{2} - \frac{1 - K_\tau}{7} \right)^2 - \right. \\
 & \left. - C_1 \rho_p \beta \langle v'_p v'_p \rangle (1 - K_n^2) \right\} N = 0. \quad (9)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \rho_p \beta \left[ \frac{\partial}{3r \partial r} \left( r \tau \langle v'_p v'_p \rangle \frac{\partial \langle w'_p w'_p \rangle}{\partial r} \right) + \right. \\
 & + \frac{2 \partial}{3r \partial r} \left( r \tau \langle w'_p v'_p \rangle \frac{\partial \langle w'_p v'_p \rangle}{\partial r} \right) - \frac{2}{3r} \frac{\partial (\tau \langle w'_p w'_p \rangle^2)}{\partial r} + \\
 & + \frac{2}{3r} \frac{\partial (\tau \langle v'_p v'_p \rangle \langle w'_p w'_p \rangle)}{\partial r} + \frac{2}{3r} \frac{\partial (\tau \langle w'_p v'_p \rangle^2)}{\partial r} + \\
 & + \frac{2 \tau \langle v'_p v'_p \rangle}{3r} \frac{\partial \langle w'_p w'_p \rangle}{\partial r} + \frac{4 \tau \langle w'_p v'_p \rangle}{3r} \frac{\partial \langle w'_p v'_p \rangle}{\partial r} - \\
 & \left. - \frac{4 \tau \langle w'_p w'_p \rangle^2}{3r^2} + \frac{4 \tau \langle v'_p v'_p \rangle \langle w'_p w'_p \rangle}{3r^2} + \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \left. + \frac{4 \tau \langle w'_p v'_p \rangle^2}{3r^2} \right] + \frac{2 \rho_p \beta}{\tau} (\langle w'_p w'_g \rangle - \langle w'_p w'_p \rangle) + \\
 & + 2 \left\{ \frac{\delta^2 \rho_p}{6912 \beta} \left( \frac{\partial u_p}{\partial r} \right)^2 \left( \frac{1 - K_n}{2} - \frac{1 - K_\tau}{7} \right)^2 - \right. \\
 & \left. - C_2 \rho_p \beta \langle w'_p w'_p \rangle (1 - K_n^2) \right\} N = 0. \quad (10)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \rho_p \beta \left[ \frac{2 \partial}{3r \partial r} \left( r \tau \langle v'_p v'_p \rangle \frac{\partial \langle w'_p v'_p \rangle}{\partial r} \right) + \right. \\
 & + \frac{2}{3r} \frac{\partial (\tau \langle v'_p v'_p \rangle \langle w'_p v'_p \rangle)}{\partial r} + \\
 & + \frac{\partial}{3r \partial r} \left( r \tau \langle w'_p v'_p \rangle \frac{\partial \langle v'_p v'_p \rangle}{\partial r} \right) - \\
 & - \frac{4}{3r} \frac{\partial (\tau \langle w'_p v'_p \rangle \langle w'_p v'_p \rangle)}{\partial r} - \frac{\tau \langle w'_p v'_p \rangle}{r} \frac{\partial \langle w'_p w'_p \rangle}{\partial r} + \\
 & - \frac{10 \tau \langle w'_p v'_p \rangle \langle w'_p w'_p \rangle}{3r^2} + \frac{2 \tau \langle v'_p v'_p \rangle}{3r} \frac{\partial \langle w'_p v'_p \rangle}{\partial r} + \\
 & + \frac{2 \tau \langle v'_p v'_p \rangle \langle w'_p v'_p \rangle}{3r^2} + \frac{\tau \langle w'_p v'_p \rangle}{3r} \frac{\partial \langle v'_p v'_p \rangle}{\partial r} \left. \right] + \\
 & + \frac{\rho_p \beta}{\tau} (\langle v'_g w'_p \rangle + \langle v'_p w'_g \rangle - 2 \langle w'_p v'_p \rangle) = 0. \quad (11)
 \end{aligned}$$

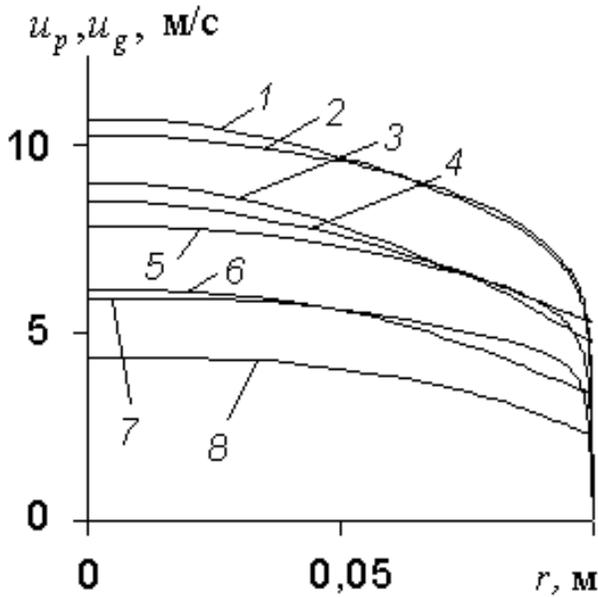
Полные расходы газа и частиц находятся из очевидных соотношений:

$$B_g = 2\pi \rho_g \int_0^R u_g r dr; \quad B_p = 2\pi \rho_p \beta \int_0^R u_p r dr. \quad (12)$$

Граничные условия на оси и стенке канала для уравнений (1)-(3), (9)-(11) задаются подобно [3], а для уравнения (4) – соотношениями:

$$(\partial \varepsilon_g / \partial r)_o = 0; \quad \varepsilon_{gw} = \eta_g (\partial^2 k_g / \partial r^2)_w. \quad (13)$$

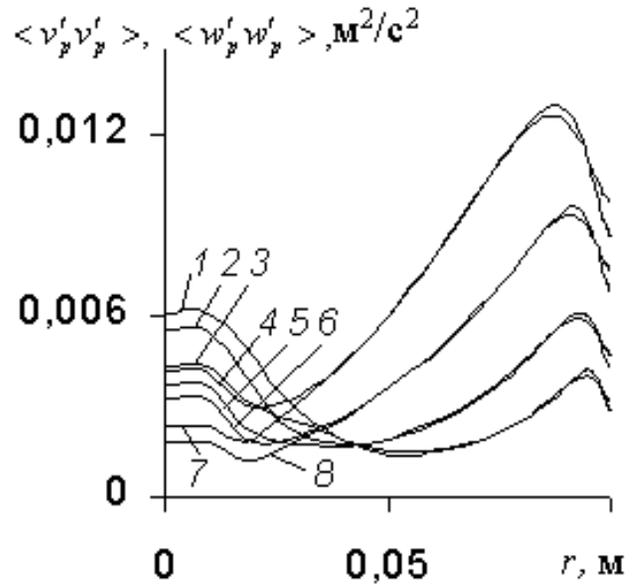
Приведенная система уравнений (1)-(12) с граничными условиями (13) интегрировалась методом прямой и обратной прогонки на неравномерной сетке, сгущающейся у стенки канала; при этом градиент давления исключался с помощью известного метода [5].



**Рис. 1. Профили осредненных аксиальных скоростей газа и частиц:**  
 вариант I: 2 –  $u_g$ , 4 –  $u_p$ ; вариант II: 5 –  $u_g$ , 6 –  $u_p$ ; вариант III: 7 –  $u_g$ , 8 –  $u_p$ ; вариант IV: 1 –  $u_g$ , 3 –  $u_p$ .

Обсудим результаты расчетов четырех вариантов, начальные условия для которых приведены в таблице. Рис. 1 иллюстрирует распределение аксиальных скоростей фаз. В ядре потока дисперсная фаза отстает от газа тем больше, чем больше скорость витания частиц. В пристеночной области, где скорость несущей среды резко снижается, частицы опережают газ – здесь сила  $F_{az} < 0$ , и взвешивание частиц обусловлено действием реингольдсовых напряжений (первый член уравнения (2)); рис. 1, кривые 3, 4, 6, 8).

На рис. 2 приведены профили вторых моментов пульсаций скоростей частиц. Наличие минимума функции  $\langle v'_p v'_p \rangle (r)$  в точке  $r = 0,018$  м (кривая 8) можно объяснить влиянием пятого,

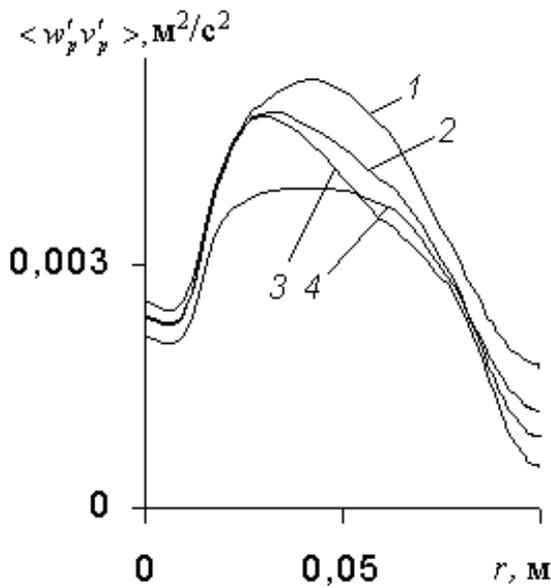


**Рис. 2. Профили вторых корреляционных моментов пульсаций скоростей дисперсной фазы:**  
 вариант I: 4 –  $\langle w'_p w'_p \rangle$ , 7 –  $\langle v'_p v'_p \rangle$ ; вариант II: 2 –  $\langle w'_p w'_p \rangle$ , 5 –  $\langle v'_p v'_p \rangle$ ; вариант III: 1 –  $\langle w'_p w'_p \rangle$ , 3 –  $\langle v'_p v'_p \rangle$ ; вариант IV: 6 –  $\langle w'_p w'_p \rangle$ , 8 –  $\langle v'_p v'_p \rangle$ .

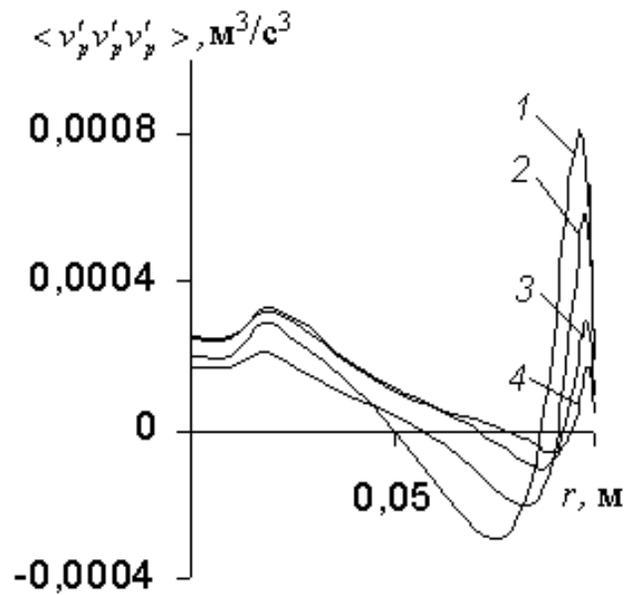
восьмого и девятого членов уравнения (9). На участке  $0,0095 \text{ м} < r < 0,018 \text{ м}$  скорость генерации псевдотурбулентной энергии частиц, обусловленная межчастичными столкновениями (десятый член уравнения), незначительна из-за малой величины производной  $\partial u_p / \partial r$  (заметим, что частота соударений пропорциональна  $|\partial u_p / \partial r|$ , см. [6]). Кроме того, производство турбулентной энергии дисперсной фазы (восьмой член уравнения) меняется слабо, и поэтому убывание функции  $\langle v'_p v'_p \rangle (r)$  связано со значительным уменьшением пятого члена уравнения ( $\partial \langle w'_p w'_p \rangle / \partial r < 0$ ; рис. 2, кривая 6). В интервале  $0,018 \text{ м} < r < 0,093 \text{ м}$  порождение турбулентной энергии дисперсной фазы, обусловленное межфазным взаимодействием, уменьшается, а скорость генерации псевдотурбулентной энергии значительно увеличивается. При этом влияние пятого члена уравнения (9) становится незначительным из-за увеличения координаты  $r$ . В результате функция  $\langle v'_p v'_p \rangle (r)$  монотонно возрастает в этой области. В пристеночной зоне скорость производства пульсационной энергии (турбулентной и псевдотурбулент-

Таблица.

№ варианта	$u_{gm}$	$\delta$	$\beta$	$\rho_p$	$\rho_g$
	м/с	м	—	кг/м <sup>3</sup>	кг/м <sup>3</sup>
I	8,5	$0,3 \cdot 10^{-3}$	0,0006	1600	1,3
II	6,5	$0,3 \cdot 10^{-3}$	0,001	1600	1,3
III	5	$0,28 \cdot 10^{-3}$	0,001	1600	1,3
IV	8,5	$0,3 \cdot 10^{-3}$	0,001	1600	1,3



**Рис. 3. Распределение касательного реинольдсова напряжения  $\langle w'_p v'_p \rangle$  по поперечному сечению потока: 1 – вариант I; 2 – вариант II; 3 – вариант III; 4 – вариант IV.**



**Рис. 4. Распределение третьего момента пульсаций скоростей дисперсной фазы  $\langle v'_p v'_p v'_p \rangle$  на участке установившегося движения газозвеси: 1 – вариант I; 2 – вариант IV; 3 – вариант II; 4 – вариант III.**

ной) заметно снижается, что способствует убыванию кривой  $\langle v'_p v'_p \rangle (r)$ .

На рис. 3 представлены результаты расчетов корреляции  $\langle w'_p v'_p \rangle$ . На участке  $0,0095 \text{ м} < r < 0,018 \text{ м}$  (кривая 1), где скорость генерации величины  $\langle w'_p v'_p \rangle$  за счет действия силы  $F_{az}$  (десятый член уравнения (11)) меняется слабо, резкое возрастание кривой  $\langle w'_p v'_p \rangle (r)$  обусловлено существенным уменьшением шестого члена уравнения (11). Последнее связано с убыванием функции  $\langle w'_p w'_p \rangle (r)$  (рис. 2, кривая 4) в этой области и увеличением координаты  $r$ . На нисходящей ветви производство момента  $\langle w'_p v'_p \rangle$  значительно снижается за счет убывания функций  $\langle v'_g w'_p \rangle (r)$  и  $\langle v'_p w'_g \rangle (r)$  в рассматриваемом диапазоне, и в результате производная  $\partial \langle w'_p v'_p \rangle / \partial r$  становится отрицательной.

На рис. 4 приведены значения третьего момента  $\langle v'_p v'_p v'_p \rangle$ . В диапазоне  $0,0095 \text{ м} < r < 0,02 \text{ м}$  функция  $\langle v'_p v'_p \rangle (r)$  убывает, а ее градиент  $\partial \langle v'_p v'_p \rangle / \partial r$  стремится к нулю (рис. 2, кривая 7). Поэтому влияние первого члена правой части уравнения (5) на характер зависимости  $\langle v'_p v'_p v'_p \rangle (r)$  (рис. 4, кривая 1) мало. Возрастание функции  $\langle v'_p v'_p v'_p \rangle (r)$  связано с увеличением второго члена правой части уравнения (5), обус-

ловленным быстрым ростом кривой  $\langle w'_p v'_p \rangle (r)$  в этой зоне (рис. 3, кривая 1). В интервале  $0,02 \text{ м} < r < 0,05 \text{ м}$ , где величина  $\langle w'_p v'_p \rangle$  изменяется слабо, а функция  $\langle v'_p v'_p \rangle (r)$  и ее производная увеличиваются, влияние первого члена становится ощутимым, а второго – уменьшается за счет роста координаты  $r$ . В результате кривая  $\langle v'_p v'_p v'_p \rangle (r)$  убывает на этом участке. В диапазоне  $0,05 \text{ м} < r < 0,08 \text{ м}$  первый член превалирует над вторым из-за уменьшения тангенциальной  $\langle w'_p v'_p \rangle$  и увеличения нормальной  $\langle v'_p v'_p \rangle$  составляющих реинольдсовых напряжений. В итоге, функция  $\langle v'_p v'_p v'_p \rangle (r)$  продолжает убывать в этой области. При дальнейшем росте координаты  $r$  ( $0,08 \text{ м} < r < 0,088 \text{ м}$ ) первый член уравнения уменьшается ( $\partial \langle v'_p v'_p v'_p \rangle / \partial r \rightarrow 0$ ) до величины второго слагаемого, вследствие чего функции  $\langle v'_p v'_p v'_p \rangle (r) \rightarrow 0$ . В пристеночной зоне ( $0,088 \text{ м} < r < 0,0972 \text{ м}$ ) производная  $\partial \langle v'_p v'_p v'_p \rangle / \partial r < 0$ , а ее величина (по модулю) увеличивается. Поэтому кривая  $\langle v'_p v'_p v'_p \rangle (r)$  продолжает возрастать в этом диапазоне.

Рис. 5 иллюстрирует распределение третьего момента  $\langle w'_p w'_p v'_p \rangle$ . На нисходящей ветви ( $0,0095 \text{ м} < r < 0,02 \text{ м}$ ) основную роль в формиро-

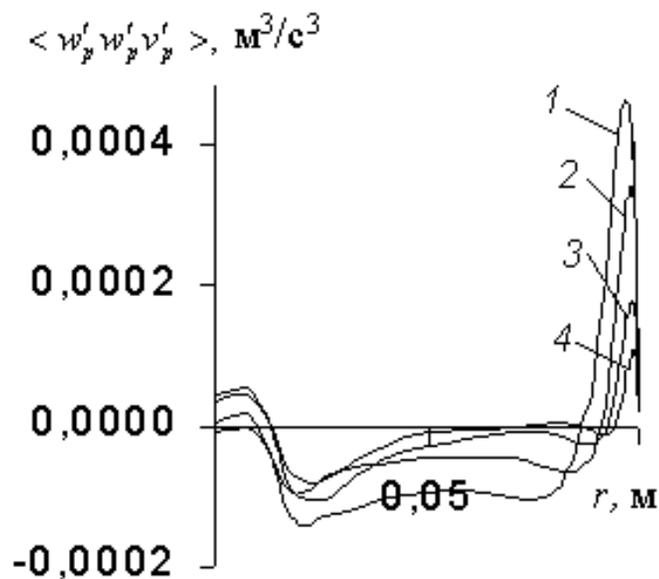


Рис. 5. Профили третьего корреляционного момента пульсаций скоростей частиц  $\langle w'_p w'_p v'_p \rangle$ : 1 – вариант I; 2 – вариант IV; 3 – вариант II; 4 – вариант III.

вании профиля  $\langle w'_p w'_p v'_p \rangle (r)$  (кривая 1) играют второе, третье и пятое слагаемые правой части уравнения (8). Убывание кривой  $\langle w'_p w'_p v'_p \rangle (r)$  на этом участке связано, с одной стороны, с увеличением второго и пятого члена указанного уравнения за счет быстрого роста кривой  $\langle w'_p v'_p \rangle (r)$ , с другой – уменьшением третьего слагаемого, обусловленным убыванием функции  $\langle w'_p w'_p \rangle (r)$  (рис. 2, кривая 4). В интервале  $0,08 \text{ м} < r$  поведение функции  $\langle w'_p w'_p v'_p \rangle (r)$  зависит от первого, второго, третьего и четвертого слагаемых уравнения (8). При этом алгебраическая сумма третьего и четвертого членов уравнения близка к нулю ( $\langle v'_p v'_p \rangle (r) \approx \langle w'_p w'_p \rangle (r)$ ). В диапазоне  $0,08 \text{ м} < r < 0,088 \text{ м}$  происходит уменьшение первого слагаемого ( $\partial \langle w'_p w'_p \rangle / \partial r \rightarrow 0$ ) до величины второго, и, как следствие, функция  $\langle w'_p w'_p v'_p \rangle (r)$  стремится к нулю. На участке  $0,088 \text{ м} < r < 0,098 \text{ м}$  зависимость  $\langle w'_p w'_p v'_p \rangle (r)$  продолжает возрастать, что связано с изменением знака производной  $\partial \langle w'_p w'_p \rangle / \partial r$  и повышением ее абсолютного значения. В пристеночной зоне ( $0,098 \text{ м} < r$ ) убывание функции  $\langle w'_p w'_p v'_p \rangle (r)$  обусловлено быстрым убыванием кривой  $\langle v'_p v'_p \rangle (r)$  (рис. 2, кривая 7).

На рис. 6 приведены результаты расчетов третьего момента  $\langle v'_p v'_p w'_p \rangle$ . В интервале

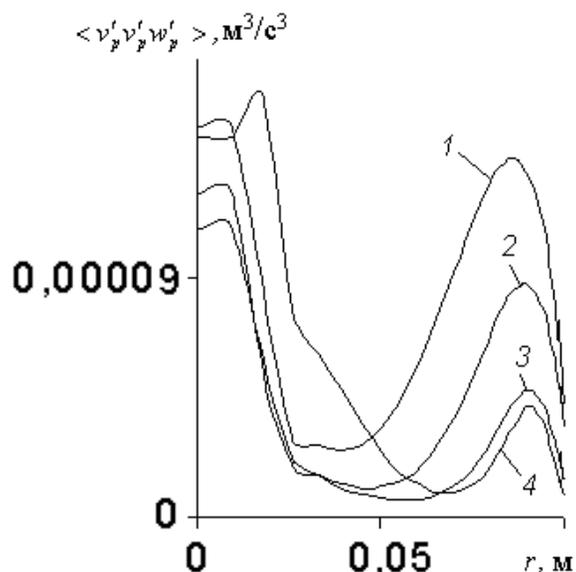


Рис. 6. Распределение корреляции третьего порядка  $\langle v'_p v'_p w'_p \rangle$  по поперечному сечению потока: 1 – вариант I; 2 – вариант IV; 3 – вариант II; 4 – вариант III.

$0,0095 \text{ м} < r < 0,03 \text{ м}$  характер кривой  $\langle v'_p v'_p w'_p \rangle (r)$  (кривая 1) определяется четвертым членом правой части уравнения (7). Уменьшение величины  $\langle w'_p w'_p \rangle$  и рост координаты  $r$  в рассматриваемой области лишь частично компенсируется увеличением момента  $\langle w'_p v'_p \rangle$ , что в итоге приводит к убыванию зависимости  $\langle v'_p v'_p w'_p \rangle (r)$ . В диапазоне  $0,045 \text{ м} < r < 0,08 \text{ м}$  происходит возрастание кривой  $\langle v'_p v'_p \rangle (r)$  и величины  $|\partial \langle w'_p v'_p \rangle / \partial r|$  (первый член правой части уравнения (7)), что, в свою очередь, обеспечивает рост зависимости  $\langle v'_p v'_p w'_p \rangle (r)$  в этой зоне.

### Выводы

Предложенная модель позволяет получить детальную информацию об осредненных и пульсационных характеристиках газа и частиц, необходимую для конструирования технических устройств, предназначенных для пневмотранспорта сыпучих материалов, очистки газов от твердых примесей, сжигания твердого топлива.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Нигматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. – М.: Наука, 1978. – 336 с.

2. Шрайбер А.А., Гавин Л.Б., Наумов В.А., Яценко В.П. Турбулентные течения газозвеси. – К.: Наукова думка, 1987. – 240 с.

3. Рохман Б.Б. Модель расчета газодисперсных течений на стабилизированном участке трубы // Промышленная теплотехника. – 2005. – Т. 27, № 5. – С. 41–49.

4. Рохман Б.Б. Об уравнениях переноса корреляционных моментов пульсаций скоростей дисперсной фазы на стабилизированном участке осесимметричного двухфазного потока. Часть I // Пром. теплотехника. – 2005. – Т. 27, № 3. – С. 9–16.

5. Симуни Л.М. Численное решение задачи о неизотермическом движении жидкости в плоской трубе // Инж.-физ. журнал. – 1966. – 10, №1. – С. 85–91.

6. Рохман Б.Б., Шрайбер А.А. Математическое моделирование аэродинамики и физико-химических процессов в надслоевом пространстве топки с циркулирующим кипящим слоем // Инж.-физ. журнал. – 1993. – 65, № 5. – С. 521–526; 1994. – 66, № 2. – С. 159–167.

Получено 26.02.2008 г.

УДК 66.063.6

ГРАБОВ Л.Н., МЕРЩИЙ В.И., ПОСУНЬКО Д.В.

*Институт технической теплофизики НАН Украины*

## ДИСПЕРГИРОВАНИЕ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ

Створено дослідний стенд для відпрацювання технологій отримання рідких дисперсних систем та однорідних сумішей із різнорідних компонентів на основі методів дискретно-імпульсної багатofакторної обробки. Проведено дослідно-промислове відпрацювання технологій диспергування багатofазних систем у харчовій та фармацевтичній промисловості, та отримано промислові партії комплексних емульгуючих паст, пасти Теймурова та аерозолів.

Создан экспериментальный стенд для отработки технологий получения жидких дисперсных систем и однородных смесей из разнородных компонентов на основе метода дискретно-импульсной многофакторной обработки. Проведена опытно-промышленная отработка технологий диспергирования многофазных систем в пищевой и фармацевтической промышленности, и получены промышленные партии комплексных эмульгирующих паст, пасты Теймурова и аэрозолей.

Based on the method of discrete-pulse multiple-factor processing, we have manufactured an experimental facility for the development of technologies for the production of liquid disperse systems and homogeneous mixtures from heterogeneous components. The experimental-industrial development of the technologies of dispersion of multiphase systems in food and pharmaceutical industry has been carried out. Industrial batches of complex emulsifying pastes, Teymurov's paste and aerosols have been produced.

$t$  – температура;

$N$  – мощность;

$\tau$  – время;

ДИВЭ – дискретно-импульсный ввод энергии;

ГТП – гигротермические процессы;

ИБОНХ – Институт биоорганической химии и нефтехимии;

ИТТФ – Институт технической теплофизики;

НПО – научно-производственное объединение.

В пищевой, химической, фармацевтической и других отраслях промышленности часто возникает задача создания жидких дисперсных систем и гомогенных смесей из взаимонерастворимых жидких компонентов (система “жидкость-жидкость”), жидких и твердых компонентов (система

“жидкость-твердое тело”) и газообразных, жидких и твердых компонентов (система “газ-жидкость-твердое тело”) [1–5].

В связи с тем, что такие системы могут состоять из десятков компонентов, получение дисперсных однородных гетерогенных систем пред-