

Подставляя (2.9) в (4.2), получим условие оптимальности процесса нанесения покрытия:

$$(4.3) \quad 1 - (1 - \exp(-E_0^2)) \exp(-E_0^2/(e-1))/E_0^2 > 1 - \varepsilon_S.$$

Вместо (4.3) можно пользоваться графиком I (см. рисунок). Для этого задаем ε_S , вычисляем вероятность $P_0(E_0^2) = 1 - \varepsilon_S$, для которой на оси абсцисс находим E_{0z}^2 . Чтобы выполнилось условие оптимальности, необходимо $E_0^2 > E_{0z}^2$. Если, например, E_0^2 вычислять из (3.3), то регулировать оптимальность процесса напыления можно параметрами β , G , γ , ρ , μ , ν , R_0 , α , a_1 .

Отметим тот факт, что левая часть неравенства (4.2) является теоретической зависимостью пористости ε_N от единственного безразмерного параметра E_0^2 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Кудинов В. В., Иванов В. М. Нанесение плазмой тугоплавких покрытий. — М.: Машиностроение, 1981.
2. Кудинов В. В., Белашенко В. Е. Влияние параметров процесса на условия формирования покрытия и распределение его толщины при напылении // Физика и химия обраб. материалов. — 1977. — № 6.

г. Томск

Поступила 15/V 1990 г.,
в окончательном варианте — 18/X 1990 г.

УДК 532.529 : 532.545

А. Н. Латжин

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯ ТЯЖЕСТИ НА РАССЛОЕНИЕ СУСПЕНЗИЙ В ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПОТОКАХ

В потоках суспензий наблюдаются эффекты структурирования, которые сильно влияют на гидравлические свойства этих потоков. В [1] подведен итог многочисленным экспериментам, подтверждающим наличие радиальной миграции сферических частиц. Эти эксперименты свидетельствуют о том, что в течении Пуазейля равноплотных суспензий частицы смещаются в центр канала. При восходящем движении жидкости с более тяжелыми и нисходящем движении с более легкими частицами последние скапливаются в центральной области течения с образованием в ней плотноупакованного ядра. Если суспензия тяжелых частиц движется вниз или суспензия легких — вверх, то наблюдается противоположная картина — частицы скапливаются вблизи стенок. Аналогичная ситуация имеет место в восходящих потоках смеси жидкости с мелкими пузырьками, когда в пристенной области наблюдается повышенное газосодержание [2, 3]. Такое структурирование в вертикальных потоках вызвано действием в поперечном направлении на частицы инерционной подъемной силы [4]. Модель, позволяющая описать появление неоднородных профилей концентрации в равноплотных суспензиях, приведена в [5]. В ней предполагается, что стационарное распределение концентрации достигается в результате того, что поток частиц в поперечном направлении, обусловленный подъемной силой, уравновешивается противоположно направленным диффузионным потоком, для описания которого вводится действующая на частицы термодинамическая сила. Она находится из условия равенства создаваемого ею конвективного потока частиц диффузионному потоку. В данной работе этот подход применен к вертикальным потокам неравноплотных суспензий в поле силы тяжести.

Рассматривается монодисперсная суспензия мелких сферических частиц радиуса a и плотности d_1 , помещенных в жидкость плотности d_0 . Для определенности считаем, что вследствие малости частиц реальный вклад в диффузию вносит лишь изотропное броуновское движение.

Продольные компоненты уравнения сохранения импульса для движущейся вертикально в трубе в поле силы тяжести суспензии и ее диспер-

гированной фазы можно записать в виде [6]

$$(1) \quad -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu_0 \frac{1}{y} \frac{d}{dy} \left[M(\rho) y \frac{dv}{dy} \right] + dg = 0;$$

$$(2) \quad \beta M(\rho) u + (1 - \rho)(d_1 - d_0)g = \frac{3}{4} \mu_0 \frac{1}{y} \frac{d}{dy} \left[M(\rho) y \frac{dv}{dy} \right],$$

$$\beta = 9\mu_0/2a^2, \quad d = d_0(1 - \rho) + \rho d_1.$$

Здесь x и y — продольная и радиальная координаты; $u = v - w$ — скорость скольжения фаз; v, w — средние скорости жидкости и частиц; p — давление; μ_0 — вязкость чистой жидкости; g — ускорение свободного падения; $M(\rho)$ — возрастающая функция объемной концентрации диспергированной фазы ρ .

Уравнение (2) выведено на основе учета вязкой силы Стокса f_s , силы Факсена f_F , силы тяжести и силы плавучести. Выражения для f_s и f_F взяты из [5]:

$$f_s = \frac{9}{2} \rho \frac{\mu_0}{a^2} M(\rho) u, \quad f_F = \frac{3}{4} \rho \mu_0 \frac{1}{y} \frac{d}{dy} \left[M(\rho) y \frac{dv}{dy} \right].$$

Для поперечной силы используем выражение, полученное в [4]:

$$(3) \quad f_M = \rho \frac{3 \cdot 6,46}{4\pi a} d_0 \left[v_0 M(\rho) \left| \frac{dv}{dy} \right| \right]^{1/2} u \operatorname{sign} \left\{ \frac{dv}{dy} \right\}$$

(v_0 — кинематическая вязкость чистой жидкости). Эта сила вызывает миграцию частиц в поперечном направлении, способствуя появлению неоднородного профиля концентрации. Согласно [5], поперечную компоненту уравнения сохранения импульса диспергированной фазы можно записать из условия равенства силы (3) термодинамической силе

$$(4) \quad f_T = -\frac{3\rho}{4\pi a^3} \left[\frac{\partial \varphi}{\partial \rho} \right]_{p,T} \frac{d\rho}{dy},$$

где φ — химический потенциал частиц: $\varphi = \text{const} + kTF(\rho)$, $F(\rho) = \ln \rho - \rho + \rho \frac{8-5\rho}{(1-\rho)^2}$, а дифференцирование осуществляется при постоянных давлении и температуре.

Далее, вводя безразмерные переменные и параметры:

$$\xi = \frac{y}{R}, \quad V = \frac{\mu_0 v}{R^2 P}, \quad \alpha = \frac{g}{P} d_0, \quad \gamma = \frac{g}{P} d_1$$

(R — радиус трубы, $P = -\partial p/\partial x$), уравнение (1) можно преобразовать:

$$(5) \quad \frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} \left[M(\rho) \xi \frac{dV}{d\xi} \right] + \alpha(1 - \rho) + \gamma\rho + 1 = 0.$$

Учитывая выражение для скорости скольжения, вытекающее из (2):

$$(6) \quad u = \left\{ \frac{3}{4} \frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} \left[M(\rho) \xi \frac{dV}{d\xi} \right] P - (1 - \rho)(d_1 - d_0)g \right\} [\beta M(\rho)]^{-1},$$

представим поперечную компоненту уравнения сохранения импульса диспергированной фазы как

$$(7) \quad M(\rho) \frac{dF}{d\rho} \frac{d\rho}{d\xi} = \Gamma \left[M(\rho) \left| \frac{dV}{d\xi} \right| \right]^{1/2} \left\{ \frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} \left[M(\rho) \xi \frac{dV}{d\xi} \right] A - \frac{4}{3} (1 - \rho)(\gamma - \alpha) \right\}, \quad \Gamma = \frac{6,46}{6} \frac{a^4 (PR)^{3/2}}{d_0^{1/2} v_0 kT}, \quad A = \operatorname{sign} \left\{ \frac{dV}{d\xi} \right\}.$$

Граничные условия для (5) и (7) следуют из соображений симметрии и прилипания на стенках канала:

$$(8) \quad V = 0 \text{ при } \xi = 1, \quad dV/d\xi = 0 \text{ (или } d\rho/d\xi = 0) \text{ при } \xi = 0.$$

Еще одно условие получаем, если известна $\langle \rho \rangle$ (средняя по сечению концентрация частиц) или ρ_f (среднерасходная концентрация):

$$(9) \quad \langle \rho \rangle = 2 \int_0^1 \rho(\xi) \xi d\xi, \quad \rho_f = \int_0^1 \rho(\xi) V(\xi) \xi d\xi \left\{ \int_0^1 V(\xi) \xi d\xi \right\}^{-1}.$$

Уравнение (7) при учете (5) приобретает вид

$$(10) \quad M(\rho) \frac{dF}{d\rho} \frac{d\rho}{d\xi} = -\Gamma \left| M(\rho) \frac{dV}{d\xi} \right|^{1/2} \left\{ 1 + \frac{4}{3} \gamma - \frac{\alpha}{3} - \frac{1}{3} (\gamma - \alpha) \rho \right\}.$$

Таким образом, получена система уравнений (5) и (10) для определения неизвестных функций $V(\xi)$ и $\rho(\xi)$. Как и в [4], принимаем аппроксимационную формулу $M(\rho) = (1 - \rho)^{-5/2}$.

Численный анализ этих уравнений проводился для двух различных ситуаций. В первом случае считалось, что влияние силы Факсена пренебрежимо мало по сравнению с влиянием сил тяжести и плавучести. Это выполнимо при не слишком больших градиентах давления. Тогда уравнение (5) остается прежним, а (10) упрощается:

$$M(\rho) \frac{dF}{d\rho} \frac{d\rho}{d\xi} = -\Gamma \left| M(\rho) \frac{dV}{d\xi} \right|^{1/2} \{ \gamma - \alpha \} (1 - \rho).$$

На рис. 1 в пространстве параметров α и γ изображены различные области структурирования частиц суспензии. Из условия $(1 - \rho)\alpha + \rho\gamma = 1$ найдена граница областей параметров, характеризующих движение суспензии вверх или вниз (эта линия изображена точками). Соотношение $(1 - \rho)\alpha + \rho\gamma < 1$ отвечает движению суспензии вверх. Аналогичное неравенство с обратным знаком соответствует движению суспензии вниз. Из условия отсутствия всякого структурирования при равенстве нулю скорости скольжения фаз u получено уравнение линии ($\alpha = \gamma$), изображенной штриховой прямой; параметры, лежащие на ней, отвечают однородному распределению концентрации частиц в потоке, а следовательно, и строго параболическому (пуазейлевскому) профилю скорости жидкости. Значения α и γ , взятые из области I, соответствуют миграции частиц к стенкам трубы. Параметры из области II описывают миграцию частиц к центру потока. Для случая движения суспензии вверх были построены профили концентрации $\rho(\xi)$. Они представлены на рис. 2 при условии смещения частиц к центру (кривые 1) и к стенкам трубы (кривые 2). Сплошные линии — графики функции $\rho(\xi)$ при $\Gamma = 100$, штриховые — при $\Gamma = 250$. В данных расчетах считалась известной концентрация диспергированной фазы ρ_0 на оси канала (при миграции частиц в центр потока) или вблизи стенки трубы (в противоположной ситуации).

С помощью формул (9) определены средние концентрации $\langle \rho \rangle$ и ρ_f при разных ρ_0 , α , γ , Γ . Результаты расчетов приведены в табл. 1.

Аналогичный анализ проведен при условии действия на частицы диспергированной фазы наряду с силами плавучести и тяжести силы Факсена. Такая ситуация имеет место при весьма больших градиентах давления в суспензии достаточно легких жидкости и частиц. Причем жидкость должна обладать большой вязкостью. Тогда функции $V(\xi)$ и $\rho(\xi)$ будут определяться из уравнений (10) и (5). Так же как и в случае отсутствия силы Факсена, в пространстве параметров α и γ найдены области структурирования, которые изображены на рис. 1. В данной ситуации, как и прежде, линия из точек есть линия раздела областей параметров, соответствующих движению суспензии вверх или вниз. Линия a найдена из условия равенства нулю скорости скольжения фаз. Например, координаты точек, лежащих ниже этой линии и выше точечной, характеризуют миграцию частиц к стенкам канала. Из рис. 1 видно, что в данной ситуации при движении суспензии вверх частицы всегда стремятся к центру канала независимо от соотношения плотностей жидкости и диспергированной фазы. Это объясняется тем, что из-за действия силы Факсена частицы всегда отстают от жидкости, вследствие чего поперечная сила на-

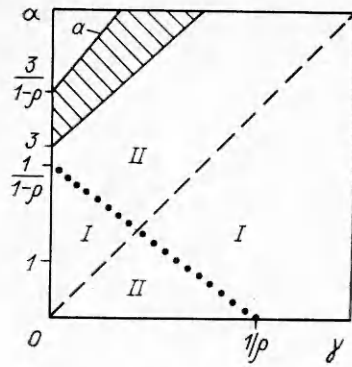


Рис. 1

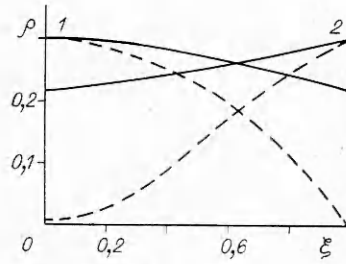


Рис. 2

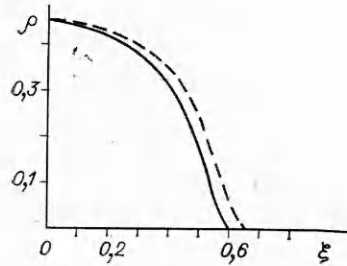


Рис. 3

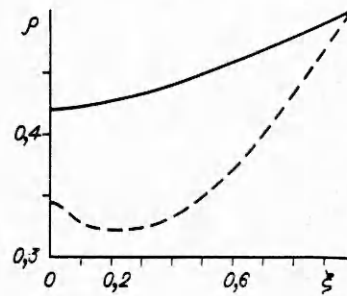


Рис. 4

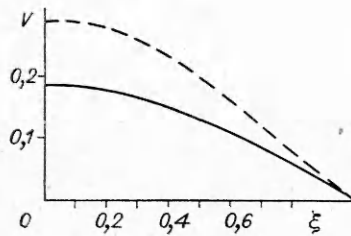


Рис. 5

правлена в центр течения. Для этого случая при $\Gamma = 100$ построены профили $\rho(\xi)$, приведенные на рис. 3, где сплошная линия относится к $\alpha = 0,1$, $\gamma = 0,2$, а штриховая — к $\alpha = \gamma = 0$, что соответствует течению равноплотной суспензии при отсутствии поля силы тяжести. Этот профиль совпадает с аналогичным из [5].

Из-за изменения с поперечной координатой ξ концентрации диспергированной фазы $\rho(\xi)$ для определенных параметров α и γ сила Факсена при движении суспензии вниз может становиться по абсолютному значе-

Таблица 1

ρ_0	Γ							
	100				250			
	γ	α	γ	α	γ	α	γ	α
	0,2	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1	0,2
$\langle \rho \rangle$	ρ_f	$\langle \rho \rangle$	ρ_f	$\langle \rho \rangle$	ρ_f	$\langle \rho \rangle$	ρ_f	
0,15	0,0605	0,0802	0,0325	0,0464	0,0206	0,0334	0,0004	0,0054
0,3	0,259	0,270	0,240	0,250	0,153	0,196	0,070	0,127
0,45	0,441	0,443	0,438	0,440	0,429	0,434	0,417	0,423
0,6	0,5989	0,5992	0,5985	0,5987	0,5973	0,5979	0,5963	0,5968

нию больше или меньше силы плавучести за вычетом силы тяжести. В результате этого меняет знак скорость скольжения фаз u , что приведет к изменению направления силы (3). Возникающие в таком течении профили концентрации и скорости приведены на рис. 4 и 5 (сплошные линии отвечают $\Gamma = 100$, штриховые — $\Gamma = 250$). Параметры α и γ для такого течения принадлежат заштрихованной области на рис. 1.

Так же как и выше, при использовании (9) была составлена табл. 2 значений концентраций $\langle \rho \rangle$ и ρ_f . Расчеты, проделанные при $\alpha = \gamma = 0$ и $\Gamma = 100$, совпадают с приведенными в [4].

Таким образом, дано объяснение процессов структурирования разных типов в вертикальных потоках броуновских суспензий в поле силы тяжести. Из приведенных на рис. 2—4 профилей концентрации видно, что при увеличении радиуса частиц такое структурирование становится более существенным, что в свою очередь приводит к появлению у потока псевдопластических свойств. Рис. 5 демонстрирует описание экспериментальных результатов, говорящих о притуплении профилей скорости и отличия их от Пуазейлевского при наличии неоднородного распределения концентрации диспергированной фазы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brenner H. Hydrodynamic resistance of particles at small Reynolds numbers // *Advances in Chemical Engineering*.— New York: Academic Press, 1978.
2. Однорал В. П. Локальные характеристики восходящего газожидкостного потока в вертикальной трубе // *Физическая гидродинамика и теплообмен*.— Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1978.
3. Валукина Н. В., Козьменко Б. К., Кашинский О. Н. Характеристики монодисперсной газожидкостной смеси при течении в вертикальной трубе // *ИФЖ*.— 1979.— Т. 36, № 4.
4. Saffman P. G. The lift a small sphere in a slow shear flow // *J. Fluid Mech.*— 1965.— V. 22, pt 2; 1968.— V. 31, pt 3.
5. Буевич Ю. А. Расслоение равноплотной суспензии броуновских частиц в потоках Пуазейля // *ПМТФ*.— 1991.— № 5.
6. Буевич Ю. А., Марков В. Г. Реологические свойства однородных мелкодисперсных суспензий. Нестационарные течения // *ИФЖ*.— Т. 34, № 6.

г. Свердловск

Поступила 8/VI 1989 г.,
в окончательном варианте — 28/IX 1990 г.

УДК 532.517.4

П. Г. Заец, А. Т. Онуфриев, Н. А. Сафаров, Р. А. Сафаров

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ОТНОСИТЕЛЬНО ПРОДОЛЬНОЙ ОСИ ТРУБЕ

Цель работы — экспериментальное изучение поведения различных характеристик в турбулентном потоке. Такие данные полезны для развития представлений о влиянии завихренности на поведение масштабов, корреляционных функций и спектральных распределений. Описание установки и вопросы методической работы изложены в [1] и более подробно в [2, 3].

Установка содержит подводящее устройство с участком прямолинейной круглой трубы длиной в 100 калибров, что обеспечивает получение развитого турбулентного воздушного потока с параметрами, соответствующими имеющимся в литературе данным при рассмотренных режимах.