

3. Патент України 5506. Спосіб одержання структурно-забарвленого сечовиноформальдегідного олігомеру. 1990. Опубл. Б. № 7-1.
4. Патент України 24394. Спосіб одержання кольорових органічних наповнювачів. 1998. Опубл. Б. № 5.
5. Бельський Е.Ф., Рискін І.В. Хімія і технологія пігментів Л. Хімія., 1974., с.656.
6. Маслош В.З. Изучение микрокапсулирования двуокиси титана карбамидоформальдегидными олигомерами / Маслош В.З., Островерхова И.А., Маслош О.В. // Доповіді НАН України – 2010 -№7 – С.126 – 129.

Обґрунтовано розрахункову модель і визначено умови фізичної подібності руху завислих частинок біля поверхні обертового проникного циліндра. Виявлено закономірності, які дозволяють керувати ковзанням фаз поблизу зовнішньої поверхні циліндра з метою вдосконалення процесів класифікації та сепарації завислих твердих домішок

Ключові слова: обертовий циліндр, прилежовий шар, суспензія

Обоснована расчетная модель и определены условия физического подобия движения взвешенных частиц у поверхности вращающегося пронизываемого цилиндра. Выведены закономерности, позволяющие управлять скольжением фаз вблизи наружной поверхности цилиндра в интересах совершенствования процессов классификации и сепарации взвешенных твердых примесей

Ключевые слова: вращающийся цилиндр, пограничный слой, суспензия

Computation model of suspended particles motion close to the surface of rotating permeable cylinder is substantiated and physical similarity conditions are determined. The regularities are found out permitting to control the phases slip nearby cylinder outside surface in the interests of suspended solid particles classification and separation processes

Key words: rotating cylinder, boundary layer, suspension

УДК [532.54:62-251.1]:544.773.4

ОСОБЕННОСТИ ПРОТЕКАНИЯ СЛАБО- КОНЦЕНТРИРОВАННОЙ СУСПЕНЗИИ ЧЕРЕЗ ПЕРФОРИРОВАННЫЙ ВРАЩАЮЩИЙСЯ ЦИЛИНДР

Е. В. Мочалин

Доктор технических наук, доцент, заведующий кафедрой
Кафедра теоретической и строительной механики
Донбасский государственный технический университет
пр. Ленина, 16, г. Алчевск, Украина, 94204
Контактный тел.: (06442) 2-68-87
E-mail: y_mochalin@mail.ru

1. Введение

В очень многих технических приложениях необходимо рассматривать течения суспензий или жидкостей, содержащих твердые примеси, в виде достаточно мелких частиц. Среди огромного множества примеров можно упомянуть транспортировку и классификацию измельченных твердых веществ в горнообогатительном комплексе, процессы и аппараты химических технологий, задачи экологии.

Большое внимание специалистов привлекает возможность сепарации и классификации содержащихся в жидкости твердых частиц вращающимся пронизываемым цилиндром. Эта задача имеет ряд особенностей, не рассмотренных ранее и не позволяющих в готовом виде использовать известные решения задачи о движении жидкости, содержащей взвешенные частицы. Поэтому новые данные об особенностях протекания суспензии через вращающийся пронизываемый цилиндр представляют безусловный интерес.

2. Характеристика проблемы и задачи исследования

В наиболее общем виде движение суспензий описывается дифференциальными уравнениями движения гетерогенных сред, в которых обе фазы рассматриваются как взаимопроникающие континуумы [1]. В строгом подходе применение этих уравнений наталкивается на огромные трудности, начиная с определения тензоров напряжений в каждой из фаз. Поэтому в практических расчетах везде, где это возможно, стараются разделить задачи о движении несущей фазы и взвешенных частиц.

Это возможно в тех случаях, когда присутствие примесей не оказывает заметного влияния на поток несущей жидкости. Такой подход иногда называют методом «пассивной примеси». В работах [2,3] отмечается, что этот метод применим при объемных концентрациях твердых примесей $k_c < 0.04$. Кроме этого, при $k_c < 0.02$ [4] эффекты взаимодействия между взвешенными в жидкости твердыми частицами пренебрежимо малы, и каждую частицу можно считать движущейся в потоке несущей фазы без взаимодействия с другими частицами.

Это позволяет свести задачу о движении слабоконцентрированной суспензии к последовательному расчету поля скоростей и давлений несущей фазы, как однофазной жидкости, и расчету движения одиночной пробной частицы. При этом иногда приходится принимать во внимание увеличение вязкости суспензии по сравнению с вязкостью чистой жидкости. Для этого имеется несколько известных соотношений [5,6].

Уравнение движения пробной частицы имеет следующий вид:

$$\rho_p \frac{\pi d_p^3}{6} \frac{d\mathbf{V}_p}{dt} = \rho_p \frac{\pi d_p^3}{6} \mathbf{g} + \mathbf{F}_\Sigma, \tag{1}$$

где $\rho_p, d_p, \mathbf{V}_p$ – плотность, эквивалентный диаметр и скорость частицы; \mathbf{g} – ускорение свободного падения; \mathbf{F}_Σ – суммарная сила, действующая на частицу со стороны несущей жидкости.

Даже в таком относительно простом подходе, которым отличается метод «пассивной примеси», записать выражение для \mathbf{F}_Σ в общем случае не представляется возможным, поскольку такое общее выражение не получено даже для случая движения сферической частицы с переменной скоростью в однородном потоке вязкой несжимаемой жидкости.

Поэтому в большинстве известных решений на основе конкретных особенностей каждой отдельно взятой задачи выделяется несколько сил (чаще всего 2...3), которые в наибольшей степени определяют межфазное взаимодействие в рассматриваемых условиях, а остальными факторами пренебрегают. При этом решающее значение имеет анализ гидродинамических особенностей рассматриваемой задачи, адекватный учет которых определяет успех решения поставленной задачи.

Настоящая работа посвящена исследованию важных, с точки зрения потенциального использования в технических устройствах, особенностей движения взвешенных частиц у поверхности вращающегося в жидкости пронцаемого цилиндра.

3. Обоснование модели межфазного взаимодействия

В рамках модели «пассивной примеси» рассмотрим движение взвешенной частицы в рассчитанном поле скоростей несущей жидкости. Расчетная схема задачи представлена на рис. 1. Жидкость, содержащая взвешенные примеси в достаточно малой концентрации, подается равномерно через пронцаемую поверхность неподвижного наружного цилиндра и протекает через поверхность вращающегося с угловой скоростью Ω перфорированного внутреннего цилиндра радиусом R_1 .

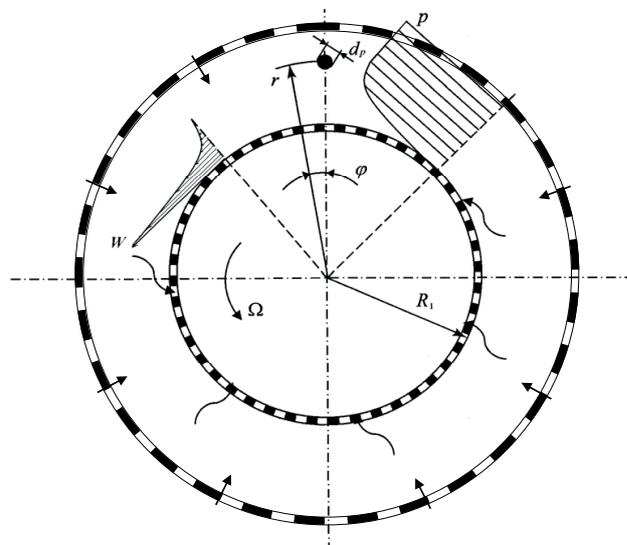


Рис. 1. Расчетная схема задачи о движении взвешенной частицы

Рассматривая осесимметричное движение в горизонтальной плоскости, исключим из рассмотрения силу тяжести. Определяя суммарную силу межфазного взаимодействия, будем исходить из достаточно полного ее представления, соответствующего уравнению Бассэ-Буссинеска-Озеена [1,7]:

$$\mathbf{F}_\Sigma = \mathbf{F}_a + \mathbf{F}_c + \mathbf{F}_m + \mathbf{F}_B + \mathbf{F}_M, \tag{2}$$

где слагаемые в правой части соответствуют выталкивающей или Архимедовой силе, силе лобового сопротивления, силе, обусловленной эффектом присоединенной массы, наследственной силе Бассэ и силе Магнуса-Жуковского соответственно.

Выталкивающая сила обусловлена неравномерным распределением давления жидкости по поверхности частицы и определяется следующим выражением:

$$\mathbf{F}_a = \oint_{S_p} -p \mathbf{n} dS, \tag{3}$$

где p – давление, \mathbf{n} – единичный вектор внешней нормали и S_p – поверхность частицы.

Вместо (3) обычно используется упрощенное выражение этой силы – $\mathbf{F}_a = \frac{\pi d_p^3}{6} \rho \left(\frac{d\mathbf{V}}{dt} - \mathbf{g} \right)$, справедливое при условии малости размера частицы по сравнению с расстоянием, на котором характеристики движения суспензии меняются существенным образом. Однако учитывая резкое изменение окружной скорости вбли-

зи поверхности вращающегося цилиндра, мы будем исходить из точного определения (3).

Одной из основных сил, определяющих движение взвешенной в жидкости частицы, которую, как правило, всегда рассматривают при учете скольжения фаз, является сила гидродинамического или лобового сопротивления, обусловленная обтеканием частицы жидкостью в относительном движении. Вектор этой силы в общем виде определяется равенством

$$F_c = K_c \frac{\rho}{2} (\mathbf{V} - \mathbf{V}_p) |\mathbf{V} - \mathbf{V}_p| \frac{\pi d_p^2}{4} k_{fp},$$

где K_c – коэффициент лобового сопротивления частицы; \mathbf{V} – скорость несущей жидкости в точке, совпадающей с центром частицы; k_{fp} – коэффициент, характеризующий отклонение формы частицы от сферической, который в общем случае изменяется от 1 до 3 (сферической форме частиц соответствует значение $k_{fp} = 1$).

Число Рейнольдса, характерное для обтекания взвешенной частицы потоком несущей жидкости, будем определять следующим образом:

$$Re_p = \frac{\rho |\mathbf{V} - \mathbf{V}_p| d_p}{\mu}, \quad (4)$$

где μ – динамическая вязкость жидкости.

При $d_p < 10^{-4}$ м обычно выполняется условие $Re_p < 10$, при котором с точностью до 8% справедливо [8] равенство: $K_c = 33/Re_p$. При этом для сферических частиц имеем:

$$F_c = \frac{33}{8} \mu (\mathbf{V} - \mathbf{V}_p) \pi d_p. \quad (5)$$

Сила Магнуса или Жуковского возникает при вращении частицы в жидкости. Как показано в работе [1], ее величина определяется следующей общей формулой:

$$F_m = K_m \rho \frac{\pi d_p^3}{6} ((\mathbf{V} - \mathbf{V}_p) \times \boldsymbol{\omega}_p), \quad (6)$$

$$K_m = K_m(Re_p, Re_{\omega_p}), \quad Re_{\omega_p} = \frac{\rho |\boldsymbol{\omega}_p| d_p^2}{\mu}$$

где $\boldsymbol{\omega}_p$ – вектор угловой скорости частицы.

Вместо угловой скорости дисперсной частицы $\boldsymbol{\omega}_p$, в формулах (6) часто используют [1,9] локальную угловую скорость несущей жидкости:

$$\boldsymbol{\omega}_p \approx \frac{1}{2} \text{rot} \mathbf{V} = \frac{1}{2r} \frac{\partial(rV_\phi)}{\partial r} \mathbf{i}_z. \quad (7)$$

Задача о ламинарном течении однофазной вязкой жидкости в рассматриваемой области рассмотрена в работе [10]. Для распределения окружной скорости получено следующее выражение:

$$V_\phi = W \tilde{r}^{1-Re_\phi v_o}, \quad (8)$$

где $W = \Omega R_1$ – окружная скорость вращающейся поверхности; $\tilde{r} = r/R_1$ – безразмерная радиальная координата; $Re_\phi = \rho W R_1 / \mu$ – окружное число Рейнольдса; $v_o = V_o / W$ – безразмерная скорость протекания жидкости сквозь вращающуюся поверхность (скорость отсоса жидкости); V_o – физическая скорость отсоса.

На основе выражений (7), (8) при имеем оценку

$$|\boldsymbol{\omega}_p| \sim \frac{Re_\phi v_o W}{2R_1}$$

Коэффициент силы Магнуса изменяется в пределах [1] $3/4 \leq K_m \leq 2$. В оценочном анализе примем $K_m \approx 1$. Для скорости скольжения фаз имеем оценку $|\mathbf{V} - \mathbf{V}_p| \sim W$. В итоге из выражений (6) получаем следующее выражение для порядка величины силы Магнуса:

$$F_m \sim \rho W^2 R_1^2 \frac{\pi \tilde{d}_p^3}{12} Re_\phi v_o, \quad (9)$$

где $\tilde{d}_p = d_p / R_1$ – безразмерный диаметр частицы.

Для порядка величины силы лобового сопротивления на основе (5) имеем оценку

$$F_c \sim \frac{33}{8} \mu W \pi d_p = \rho W^2 R_1^2 \frac{33 \pi \tilde{d}_p}{8 Re_\phi}. \quad (10)$$

Формулы (9),(10) дают следующий результат для отношения порядков сил:

$$\frac{F_m}{F_c} \sim 0.02 \tilde{d}_p^2 (Re_\phi)^2 v_o.$$

В диапазоне значений $\tilde{d}_p \sim 10^{-4} \dots 10^{-3}$, $v_o \sim 10^{-2} \dots 10^{-1}$, $Re_\phi \sim 10^4 \dots 10^5$ имеем

$$F_m / F_c \sim 10^{-5} \dots 1.$$

На основе полученной оценки делаем вывод о возможности преимущественно не учитывать силу Магнуса при исследовании движения взвешенной частицы вблизи поверхности вращающегося пронцаемого цилиндра при тех размерах частиц, значениях радиуса цилиндра и его угловой скорости, которые соответствуют указанным выше диапазонам изменения характерных безразмерных параметров.

С нестационарностью обтекания частицы потоком несущей жидкости связано появление силы, характеризующей эффект присоединенной массы, и наследственной силы Бассэ. Их определение дается выражениями [1,7]:

$$F_m = \frac{1}{2} \frac{\pi d_p^3}{6} \rho \left(\frac{d\mathbf{V}}{dt} - \frac{d\mathbf{V}_p}{dt} \right), \quad (11)$$

$$F_B = \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi \rho \mu} \int_{t_0}^t \frac{(d\mathbf{V}/d\tau - d\mathbf{V}_p/d\tau)}{\sqrt{t-\tau}} d\tau. \quad (12)$$

В работе [1] сформулирован параметр, определяющий степень влияния нестационарных эффектов на динамику движения взвешенной частицы. Этот критерий характеризует соотношение порядков величин сил F_m, F_B и F_c и определяется следующим образом:

$$K_{in} = \sqrt{Sh \cdot Re_p}, \quad Sh = \frac{d_p}{U_p^* t^*}, \quad Re_p = \frac{\rho U_p^* d_p}{\mu}. \quad (13)$$

Связь между значениями параметра K_{in} и величинами сил F_m, F_B, F_c дается следующими соотношениями [1]:

$$K_{in} \ll 1: F_m \ll F_B \ll F_c, \quad (14)$$

$$K_{in} \gg 1: F_m \gg F_B \gg F_c. \quad (15)$$

Характерную относительную скорость частицы определим как $U_p^* = W$. При $Re_\phi v_o > 10^2$, как показано в [10], окружное движение жидкости сосредоточено в достаточно тонком пограничном слое у поверхности вращающегося цилиндра. Толщину пограничного слоя определим как расстояние от поверхности вращающегося цилиндра, на котором окружная скорость жидкости равна $0.01W$. Из формулы (8) при этом будем иметь

$$\delta = \left(0.01^{1/(1-Re_\phi v_o)} - 1\right) R_1,$$

и для характерного времени изменения относительной скорости частицы получим выражение

$$t^* = \frac{\left(0.01^{1/(1-Re_\phi v_o)} - 1\right) R_1}{V_o}.$$

После этого соотношения (13) примут вид:

$$Sh = \frac{d_p V_o}{W \left(0.01^{1/(1-Re_\phi v_o)} - 1\right) R_1},$$

$$Re_p = \frac{W d_p}{v}, \quad K_{in} = \tilde{d}_p \sqrt{\frac{Re_\phi v_o}{0.01^{1/(1-Re_\phi v_o)} - 1}}.$$

Для приведенных выше диапазонов значений $\tilde{d}_p, Re_\phi v_o$ получаем $K_{in} \sim 10^{-3} \dots 10^{-1}$. Полученный результат на основе соотношения (14) позволяет сделать вывод о преобладании силы лобового сопротивления над силами F_m, F_B .

По результатам выполненного анализа приходим к возможности оставить для дальнейшего рассмотрения в правой части уравнения (1) только силы F_a, F_c (выталкивающую силу и силу лобового сопротивления). Заметим, что сила инерции фигурирует в левой части уравнения (1).

На основе решения, полученного в работе [10], распределение давления в несущей жидкости в безразмерной форме можно записать следующим образом:

$$\tilde{p}(\tilde{r}) = \rho W^2 \left(\tilde{p}_1 + \frac{1}{2-2Re_\phi v_o} \left(\left(\tilde{r} + \frac{\tilde{d}_p}{2} \sin \theta \right)^{2-2Re_\phi v_o} - 1 \right) + \frac{v_o^2}{2} \left(1 - \frac{1}{\left(\tilde{r} + \frac{\tilde{d}_p}{2} \sin \theta \right)^2} \right) \right). \quad (16)$$

Выражение (16) позволяет определить выталкивающую силу на основе непосредственного определения (3). Такой подход позволяет учесть так называемый эффект Саффмана [11], с которым связывают появление силы, действующей на частицы взвеси в сдвиговых потоках с большими градиентами скорости. Эту силу приходится вводить дополнительно при упрощенном определении Архимедовой силы.

4. Интегрирование дифференциальных уравнений движения взвешенной частицы

На основе соотношений (1) – (3), (5), (8), (16), с учетом обоснованных упрощений, приходим к следующей безразмерной записи дифференциальных уравнений движения взвешенной частицы в цилиндрической системе координат;

$$\frac{dv_{pr}}{d\tilde{r}} = \frac{v_{pj}^2}{v_{pr} \tilde{r}} - \frac{f_1(\tilde{r})}{v_{pr} \tilde{r}_p} - \frac{a_0}{\tilde{r}_p}, \quad (17)$$

$$\frac{dv_{p\phi}}{d\tilde{r}} = -\frac{v_{p\phi}}{\tilde{r}} + \frac{1}{v_{pr} \tilde{r}_p} (f_3(\tilde{r}) - a_0 v_{p\phi}), \quad (18)$$

где

$$f_1(\tilde{r}) = \frac{a_0 v_o}{\tilde{r}} + f_2(\tilde{r}), \quad f_3(\tilde{r}) = a_0 \tilde{r}^{1-Re_\phi v_o}, \quad a_0 = \frac{25}{\tilde{d}_p^2 Re_\phi},$$

$$f_2(\tilde{r}) = \frac{3}{4\tilde{d}_p (1-Re_\phi v_o)} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left(\tilde{r} + \frac{\tilde{d}_p}{2} \sin \theta \right)^{2-2Re_\phi v_o} \sin 2\theta d\theta -$$

$$-\frac{6v_o^2}{\tilde{d}_p^3} \left(\ln \frac{\tilde{r} + \tilde{d}_p/2}{\tilde{r} - \tilde{d}_p/2} - \frac{\tilde{r}\tilde{d}_p}{\tilde{r}^2 - \tilde{d}_p^2/4} \right) =$$

$$= \frac{6}{\tilde{d}_p^3} \left[\frac{(\tilde{r} + \tilde{d}_p/2)^{4-2Re_\phi v_o} - (\tilde{r} - \tilde{d}_p/2)^{4-2Re_\phi v_o}}{(1-Re_\phi v_o)(4-2Re_\phi v_o)} - \right.$$

$$\left. - \tilde{r} \frac{(\tilde{r} + \tilde{d}_p/2)^{3-2Re_\phi v_o} - (\tilde{r} - \tilde{d}_p/2)^{3-2Re_\phi v_o}}{(1-Re_\phi v_o)(3-2Re_\phi v_o)} \right] -$$

$$-\frac{6}{\tilde{d}_p^3} v_o^2 \left[\ln \frac{\tilde{r} + \tilde{d}_p/2}{\tilde{r} - \tilde{d}_p/2} - \frac{\tilde{r}\tilde{d}_p}{\tilde{r}^2 - \tilde{d}_p^2/4} \right].$$

Через $\tilde{\rho}_p$ обозначена относительная плотность частицы – $\tilde{\rho}_p = \rho_p/\rho$.

Начальные условия сформулируем в виде отсутствия скольжения фаз в начальной точке за пределами пограничного слоя у поверхности вращающегося цилиндра, что записывается следующим образом:

$$v_{pr}(\tilde{r}_0) = -\frac{v_o}{\tilde{r}_0},$$

$$v_{p\phi}(\tilde{r}_0) = 0,$$

$$\tilde{r}_0 > 1 + \tilde{\delta} = 0.01^{1/(1-Re_\phi v_o)} \quad (19)$$

где $\tilde{\delta} = \delta/R_1$ – безразмерная толщина погранслоя.

Задача (17) – (19) представляет собой задачу Коши для системы обыкновенных дифференциальных уравнений, численное решение которой в настоящее время не представляет труда.

Из формулировки этой задачи следует, что движение частицы в рассматриваемых условиях полностью определяется четырьмя безразмерными параметрами: $\tilde{d}_p, \tilde{\rho}_p, Re_\phi v_o$, которые можно рассматривать как критерии подобия.

На рис. 2 – 4 представлены графики изменения окружной компоненты скорости взвешенной частицы и жидкости (в точке, соответствующей центру частицы) в зависимости от радиальной координаты. Эти графики позволяют установить условия, при которых скольжение фаз становится существенным, и наоборот, определить условия при которых скольжением фаз в окружном направлении можно пренебречь.

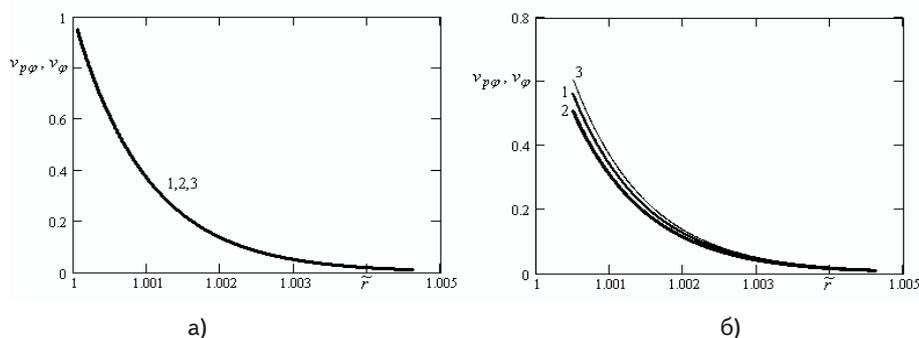


Рис. 2. Изменение окружной скорости частицы ($v_{pφ}$) и жидкости ($v_φ$) снаружи вращающегося пронцаемого цилиндра при $Re_φ = 1 \cdot 10^4$ и значениях $\tilde{d}_p = 10^{-4}, v_o = 0.1$ (а), $\tilde{d}_p = 10^{-3}, v_o = 0.1$ б): 1 – $v_{pφ}$ ($\tilde{\rho}_p = 2$); 2 – $v_{pφ}$ ($\tilde{\rho}_p = 5$) 3 – $v_φ$

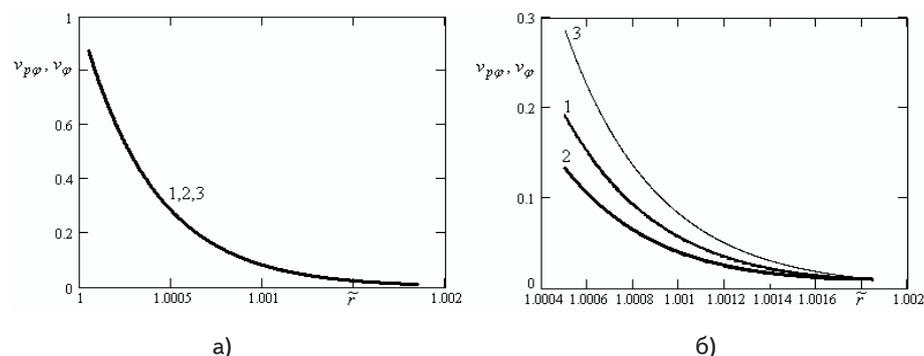


Рис. 3. Изменение окружной скорости частицы ($v_{pφ}$) и жидкости ($v_φ$) снаружи вращающегося пронцаемого цилиндра при $Re_φ = 5 \cdot 10^5$, $v_o = 0.005$ и диаметрах частицы $\tilde{d}_p = 10^{-4}$ (а) и $\tilde{d}_p = 10^{-3}$ б): 1 – $v_{pφ}$ ($\tilde{\rho}_p = 2$); 2 – $v_{pφ}$ ($\tilde{\rho}_p = 5$) 3 – $v_φ$

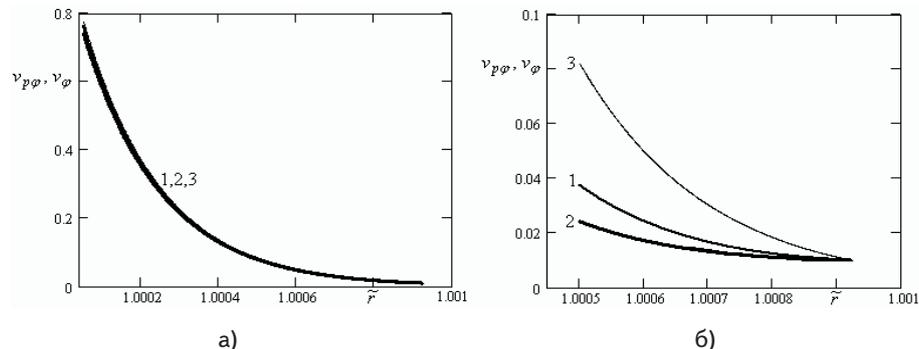


Рис. 4. Изменение окружной скорости частицы ($v_{pφ}$) и жидкости ($v_φ$) снаружи вращающегося пронцаемого цилиндра при $Re_φ = 5 \cdot 10^5$, $v_o = 0.01$ и диаметрах частицы $\tilde{d}_p = 10^{-4}$ (а) и $\tilde{d}_p = 10^{-3}$ б): 1 – $v_{pφ}$ ($\tilde{\rho}_p = 2$); 2 – $v_{pφ}$ ($\tilde{\rho}_p = 5$) 3 – $v_φ$

Анализ представленных данных позволяет заметить, что окружное скольжение фаз становится заметным в тех случаях, когда толщина погранслоя невелика по сравнению с размером частицы, что можно приближенно охарактеризовать условием $\tilde{d}_p > 0.1\delta$.

Это объясняется в первую очередь кратковременностью разгона частицы и большими градиентами скорости несущей жидкости. Разность скоростей части-

цы и жидкости в большей мере проявляется при больших значениях относительной плотности частицы, что вполне очевидно.

Особый интерес представляет радиальное скольжение фаз, обусловленное, главным образом, действием центробежных сил инерции. При определенных условиях, под действием этих сил, частица может прекратить движение в радиальном направлении к поверхности вращающегося перфорированного цилиндра, не доходя до нее. Это при необходимости можно использовать для улучшения сепарации либо классификации частиц с одновременным предохранением поверхности цилиндра от интенсивного истирания.

На рис. 5, 6 приведены графики изменения радиальной и окружной компонент скорости частицы вблизи пронцаемой поверхности вращающегося цилиндра, иллюстрирующие ситуацию, когда при определенных сочетаниях определяющих параметров частица не доходит до поверхности цилиндра. Наряду с компонентами скорости $v_{pr}, v_{pφ}$ частицы приведены также графики изменения радиальной компоненты скорости жидкости (линия 5).

Вертикальная линия с номером 6 отмечает расстояние от поверхности цилиндра, равное половине диаметра частицы.

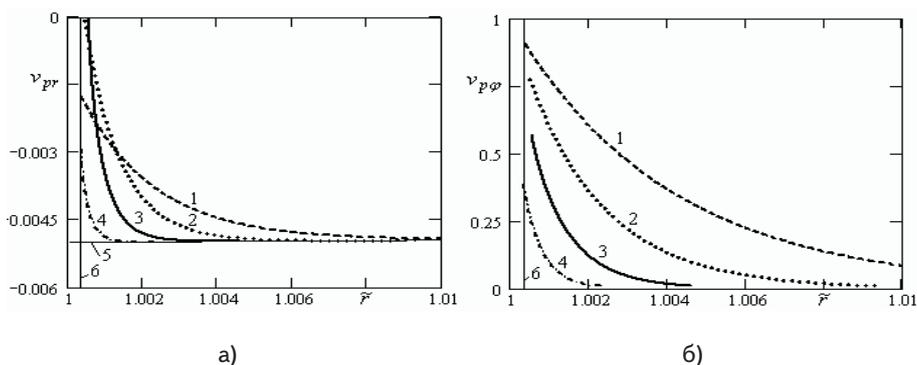


Рис. 5. Изменение радиальной (а) и окружной (б) компонент скорости взвешенной частицы вблизи вращающейся поверхности при $\tilde{\rho}_p = 2$, $\tilde{d}_p = 7 \cdot 10^{-4}$: 1 – $Re_φ = 5 \cdot 10^4$; 2 – $Re_φ = 1 \cdot 10^5$; 3 – $Re_φ = 2 \cdot 10^5$; 4 – $Re_φ = 4 \cdot 10^5$; 5 – $v_r(\tilde{r})$; 6 – $\tilde{r} = 1 + \tilde{d}_p/2$

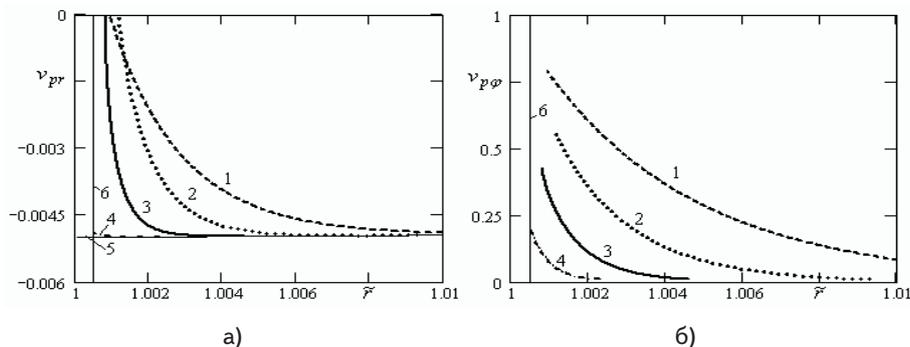


Рис. 6. Изменение радиальной (а) и окружной (б) компонент скорости взвешенной частицы вблизи вращающейся поверхности при $\tilde{\rho}_p = 2$, $\tilde{d}_p = 1 \cdot 10^{-3}$: 1 – $Re_\phi = 5 \cdot 10^4$; 2 – $Re_\phi = 1 \cdot 10^5$; 3 – $Re_\phi = 2 \cdot 10^5$; 4 – $Re_\phi = 4 \cdot 10^5$; 5 – $v_r(\tilde{r})$; 6 – $\tilde{r} = 1 + \tilde{d}_p/2$

Здесь следует еще раз отметить важность соотношения размеров частицы и пограничного слоя. В частности, анализ представленных на рис. 5, 6 результатов расчета, показывает, что максимальный эффект воздействия центробежных сил на движение взвешенной частицы в рассматриваемой задаче имеет место при $\tilde{d}_p \sim 0.1\delta$. Более мелкие частицы в меньшей степени подвержены воздействию поля центробежных сил. Большие же частицы слишком малое время находятся в пределах пограничного слоя в поле сил инерции и не успевают погасить свою начальную скорость в направлении нормали к поверхности.

5. Выводы

Выполненными исследованиями обоснована расчетная модель, позволяющая исследовать движение взвешенных частиц в слабоконцентрированных су-

спензиях при протекании последних через поверхность вращающегося цилиндра. При этом установлено определяющее влияние соотношения размеров частиц и толщины пограничного слоя по окружной скорости у поверхности вращающегося цилиндра на величину скорости скольжения фаз. В частности, окружное скольжение фаз становится заметным, когда толщина пограничного слоя не превышает размер частиц более чем на

порядок. В то же время максимальное влияние на радиальное скольжение фаз центробежные силы оказывают в тех случаях, когда размер взвешенных частиц на порядок меньше толщины пограничного слоя. При этом показана возможность и определены условия исключения контакта частиц из этого диапазона с поверхностью вращающегося цилиндра.

Полученные результаты открывают возможности совершенствования технологических процессов, связанных с классификацией и сепарацией взвешенных твердых веществ, в частности, в горно-обогатительном производстве.

В качестве направления дальнейших исследований можно указать учет взаимодействия взвешенных частиц между собой и с поверхностью цилиндра, что позволит рассматривать более концентрированные суспензии.

Представляет интерес также возможное влияние примесей на движение несущей жидкости.

Литература

1. Нигматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред [Текст] / Р.И. Нигматулин. – М.: Наука, 1978. – 336 с.
2. Хапфель Дж. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса [Текст] / Дж. Хапфель, Г. Бреннер. – М.: Мир, 1976. – 630 с.
3. Соу С. Гидродинамика многофазных систем [Текст] / С. Соу. – М.: Мир, 1971. – 536 с.
4. Новомлинский В.В. Математическое моделирование неизотермических одно- и двухфазных закрученных потоков [Текст] / В.В. Новомлинский // Инженерно-физический журнал. – Т.60. – № 2. – С. 191 – 197.
5. Эйнштейн А. Собрание научных трудов [Текст] / А. Эйнштейн. – М.: Наука, 1966. – Т.3. – С. 75 – 90.
6. Криль С.И. К вопросу об эффективной вязкости суспензий сферических частиц / С.И. Криль [Текст] // Вестник НТУ ХПИ. – 2001. – Вып. 129. – Ч.1. – С. 147 – 157.
7. Хинце И.О. Турбулентность, ее механизм и теория [Текст] / И.О. Хинце. – М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1963. – 680 с.
8. Белянин П.Н. Центробежная очистка рабочих жидкостей авиационных гидросистем [Текст] / П.Н. Белянин. – М.: Машиностроение, 1976. – 328 с.
9. Дейч М.Е. Газодинамика двухфазных сред [Текст] / М.Е. Дейч, Г.А. Филиппов. – М.: Энергоиздат, 1981. – 472 с.
10. Мочалин Е.В. Движение жидкости в окрестности вращающегося пронизываемого цилиндра [Текст] / Е.В. Мочалин // Вісник Східноукраїнського національного університету. – 2003. – №12(68), Ч.2. – С.197 – 202.
11. Saffman P.G. The lift on a small sphere in a slow shear flow / P.G. Saffman // J. Fluid Mech. – 1965. – Vol.22. – P. 385 – 400.