

УДК 622.753:622.648.24

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТОЛКА ВЗВЕШИВАНИЯ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ РАЗЛИЧНОЙ ПЛОТНОСТИ В НАПОРНОМ ВЗВЕСЕНЕСУЩЕМ ПОТОКЕ

Е. В. СЕМЕНЕНКО

*Институт геотехнической механики им. Н.С. Полякова НАН Украины, Днепропетровск**Получено 21.12.2006*

На основании решения уравнения Чена для движения одиночной частицы, в котором учтены силы Бассэ, Магнуса, Сафмена, Архимеда, силы инерционной природы, силы, связанные с наличием присоединенных масс, силы аэродинамического сопротивления и силы тяжести, предложена новая величина для оценки взвешивающей способности потока жидкости и проанализирована ее зависимость от параметров течения и свойств транспортируемого материала. Полагая, что при течении в цилиндрической трубе вертикальная пульсация жидкости описывается периодической синусоидальной зависимостью, а разница между средними скоростями жидкости и твердых частиц пропорциональна гидравлической крупности частиц, получено выражение для вертикальной скорости твердой частицы. Анализ этой зависимости показывает, что вертикальная скорость частицы в напорном турбулентном потоке складывается из двух слагаемых, одно из которых не изменяется с течением времени, а второе описывает колебания по периодическому закону в окрестности стационарного значения. Доказано, что частица будет взвешиваться потоком, то есть двигаться вверх под воздействием турбулентных пульсаций, если величина первого слагаемого положительна, и осаждаться на дно потока, если эта величина меньше нуля.

На основі розв'язання рівняння Чена для руху поодинокі частинки, яке враховує сили Басе, Магнуса, Сафмена, Архимеда, сили інерційної природи, сили, які пов'язані з наявністю приєднаної маси, сили аеродинамічного опору та сили ваги, запропонована нова величина для оцінки здатності потоку рідини до зважування та проаналізована її залежність від параметрів течії та властивостей матеріалу, що транспортується. Вважаючи, що при течії в циліндричному трубопроводі вертикальна пульсація швидкості рідини підпорядковується періодичній синусоїдальній залежності, а різниця між усередненими швидкостями рідини та твердої частинки пропорційна гідрравлічній крупності частинки, отримано формулу для вертикальної швидкості твердої частинки. Аналіз цієї залежності свідчить, що вертикальна швидкість частинок в напорному турбулентному потоці складається із двох додатків, один з яких не змінюється з плином часу, а другий описує коливання за періодичним законом навколо стаціонарного значення. Доведено, що частинка буде зависати в потоці, тобто рухатися до гори під дією турбулентних пульсацій, якщо значення першого додатку перебільшує нуль, і випадати на дно потоку, якщо навпаки.

A new estimation parameter of fluid flow weighing ability is offered and its dependence on parameters of current and properties of transported material is analyzed basing the Chens equation for movement of a single particle in which Base, Magnus, Safman and Archimed forces are taken into consideration as well as forces of the inertial nature, the forces connected to presence of attached weights, forces of aerodynamic resistance and gravity. Assuming that vertical pulsation of fluid flow in a cylindrical pipe is described by periodic sinusoidal dependence, and the difference of average speeds of conveyance fluid and solid particles is proportional the hydraulic size of particles, equation determining the vertical speed of a solid particle is worked out. The analysis of this dependence reveals, that vertical speed of a particle in a pressure turbulent flow is composed of two components. Hence, the sign and value of the first component determine increase or decrease of average speed. It is proved, that the particle suspended by a flow, moves upwards under influence of turbulent pulsations if the size of the first component is positive, and precipitates on a bottom of the flow when this size is less than zero.

## ВВЕДЕНИЕ

Напорные взвесенесущие потоки широко используются в различных технологиях для транспортировки твердых частиц различной крупности и плотности [1–5]. Обычно для этого применяют трубопроводы круглого поперечного сечения, выполненные из металла, полиэтилена или поливинилхлорида [3, 5]. Энергоемкость и транспортирующая способность таких потоков существенно зависит от потолка взвешивания, то есть высоты, отсчитанной от дна потока, на которую он способен взвешивать твердые частицы [3–5]. От этого параметра зависит не только режим течения, но и характер износа внутренней поверхности трубопровода, а также

величина смещения динамической оси потока над его геометрической осью [5]. Течение гидро-смеси со скоростями, при которых происходит выпадение твердых частиц на дно, недопустимо для гидротранспорта, а взвешивание частиц на большую высоту приводит к ухудшению показателей энергосбережения. Поэтому задача оценки потолка взвешивания частиц в напорном взвесенесущем потоке является актуальной при расчетах гидротранспортных сетей.

Основная часть известных исследований, проводимых в области гидротранспорта, направлена на установление зависимости критической скорости гидротранспортирования от параметров твердых частиц и характеристик трубопровода, а также зависимости гидравлического уклона в сверхкрити-

ческих и критических режимах течения от концентрации и скорости пульпы [3, 5]. Известные исследования параметров течения в режимах со слоем заилиения малочисленны и в основном посвящены движению с плотным высококонцентрированным донным слоем [4]. Промежуточные режимы течения напорных взвесенесущих потоков, когда частицы образуют в нижней части трубопровода подвижный неплотный слой, практически не изучены, хотя многими авторами считаются наиболее рациональными [3–5].

В некоторых работах предпринята попытка рассмотреть такие режимы течения экспериментально [6, 7], а также, основываясь на различных предположениях, использовать для расчета распределения концентрации пульпы по высоте потока систему параболических или гиперболических уравнений [7, 8]. Однако экспериментальные результаты ограничены условиями проведения опытов, параболические уравнения предполагают равномерное распределение твердых частиц по потоку, а гиперболические не учитывают в должной степени параметры частиц и трубопровода. Кроме того, ни один из подходов не раскрывает физической сущности рассматриваемого процесса.

Известны исследования, направленные на определение средних и пульсационных скоростей твердых частиц с учетом действующих на них сил Бассэ, Магнуса, Сафмена, Архимеда, сил инерционной природы, связанных с наличием присоединенных масс, а также силы аэродинамического сопротивления и силы тяжести [9–11]. Однако в этих работах не рассматривается вопрос оценки взвешивающей способности потока и величины потолка взвешивания на основании анализа сил, действующих на частицу со стороны жидкости [12–14].

Целью данной статьи является определение потолка взвешивания частиц различной плотности в напорном взвесенесущем потоке в зависимости от скорости и концентрации гидросмеси на основании анализа сил, действующих на одиночную частицу твердого материала, выраженных через осредненные параметры течения.

Для анализа основных сил, определяющих потолок взвешивания частиц, рассмотрим случай движения одиночной частицы в напорном потоке жидкости [12–14]. Примем следующую систему координат – ось  $OX$  направим вдоль потока и будем называть это направление осевым, ось  $OY$  – вертикально вверх и будем называть это направление вертикальным. В принятой системе координат уравнение движения твердой частицы в вертикальном направлении имеет вид [9–14]

$$\begin{aligned} & \frac{\pi}{6}d^3 \left( \rho_p + \frac{\rho_f}{2} \right) \frac{dv_p}{dt} + 3\pi\mu dv_p + \\ & + \frac{3}{2}d^2 \sqrt{\pi\rho_f\mu} \int_0^t \frac{dv_p}{dt} \frac{dx}{\sqrt{t-x}} = \frac{\pi}{4}d^3 \rho_f \frac{dv_f}{dt} + \\ & + 3\pi\mu dv_f + \frac{3}{2}d^2 \sqrt{\pi\rho_f\mu} \int_0^t \frac{dv_f}{dt} \frac{dx}{\sqrt{t-x}} + F_\Sigma, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $F_\Sigma$  – суммарная сила,

$$\begin{aligned} F_\Sigma = & C_m d^3 \rho_f (u_f - u_p) \Omega + \\ & + 1.61 d^3 \rho_f (u_f - u_p) \sqrt{\nu \frac{du_f}{dy}} - \frac{\pi}{4} d^3 g (\rho_p - \rho_f); \end{aligned} \quad (2)$$

$d$  – диаметр частицы;  $\rho_p$  – плотность частицы;  $\rho_f$  – плотность жидкости;  $\mu$  – динамический коэффициент вязкости жидкости;  $v_f$  – вертикальная скорость жидкости;  $v_p$  – вертикальная скорость частицы;  $t$  – время;  $C_m$  – коэффициент силы Магнуса [10, 11];  $u_f$  – осевая скорость жидкости;  $u_p$  – осевая скорость частицы;  $\Omega$  – угловая скорость вращения частицы [10, 11];  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости жидкости;  $C_x$  – коэффициент силы сопротивления [9, 15];  $g$  – ускорение свободного падения;  $y$  – расстояние по вертикали от дна потока.

В принятой системе координат, полагая, что при течении в цилиндрической трубе вертикальная пульсация жидкости описывается периодической зависимостью  $v_f = V_0 \sin \omega t$  [7, 9], а также что разница между осевыми скоростями жидкости и частицы пропорциональна гидравлической крупности частицы [5, 10, 11], было получено решение уравнения Чена для движения твердой частицы диаметром от 0,25 до 3 мм в вертикальном направлении [12–14, 16]:

$$v_p = V_0 \Psi \sin(\omega t - \phi_0) + w_s (\Phi - 1), \quad (3)$$

$$\Psi = \sqrt{\frac{10\theta^2 + 9 + \sqrt{2\theta}(9 + 3\theta)}{(a^2 + 9)\theta^2 + 9 + \sqrt{2\theta}(9 + 3a\theta)}},$$

$$\Phi = \sqrt{\frac{FrRe}{Ar}} \left( \frac{\lg^{-2/3}(0.147Re)}{0.101\bar{y}^{2/3}\delta^{1/6}} + \frac{\lg^{-1/2}(0.147Re)}{0.284\sqrt{\bar{y}\delta}} \right),$$

$$w_s = \frac{gd^2}{18\nu} Ar, \quad a = 1 + \frac{2}{3} Ar, \quad Re = \frac{u_{cp} D}{\nu},$$

$$\operatorname{tg} \phi_0 = \frac{3(a-1)\theta(1+\sqrt{0.5\theta})}{a\theta^2 + 9(1+\theta) + 3\sqrt{2\theta}(3+a\theta)}, \quad \delta = \frac{d}{D},$$

$$\theta = 5\sqrt{\frac{\lambda}{8}}\delta^2 \operatorname{Re}, \quad Ar = \frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_f}, \quad Fr = \frac{u_{cp}^2}{gD},$$

где  $V_0$  – максимальное значение пульсации вертикальной скорости;  $\omega$  – лагранжева частота турбулентных пульсаций;  $D$  – диаметр трубопровода;  $u_{cp}$  – средняя по сечению скорость жидкости.

Величина  $w_S$ , полученная сопоставлением суммарной силы  $F_\Sigma$  и силы Стокса, показывает, с какой скоростью относительно жидкости должна двигаться частица, чтобы эти две силы уравновешивали друг друга. Аналитически формула для  $w_S$  тождественна формуле, по которой рассчитывается гидравлическая крупность частиц диаметром 0–0.25 мм. Для таких частиц величины  $w_S$  и гидравлическая крупность совпадают. Для частиц большей крупности эти величины различны.

Анализ зависимости (3) показывает, что вертикальная скорость частицы при движении в напорном потоке по круглому трубопроводу складывается из двух слагаемых, одно из которых не изменяется с течением времени, а второе описывает колебания по периодическому закону около стационарного значения. Следовательно, возрастание или снижение средней величины  $v_p$  определяется знаком и величиной  $F_\Sigma$ , которая является равнодействующей сил, действующих на частицу со стороны жидкости.

Из формулы (3) следует, что частица будет взвешиваться потоком, то есть двигаться вверх под воздействием турбулентных пульсаций, если величина  $\Phi$  положительна, и будет осаждаться на дно потока, если эта величина меньше нуля. Таким образом, величина  $\Phi$  может рассматриваться как характеристика взвешивающей способности потока [12–14]. При этом расстояние от дна потока, при котором величина  $\Phi$  равна нулю, и будет толчком взвешивания частиц. Проанализируем зависимость этой величины от параметров потока и свойств твердой частицы.

Входящее в выражение (2) скольжение скорости частицы, то есть разница между осевыми скоростями жидкости и частицы, при течении в горизонтальных трубах пропорционально гидравлической крупности частицы, т.е. скорости ее осаждения в неограниченной жидкости [5, 9–11, 15]:

$$u_f - u_p = w_0(1 - \sigma)^q, \quad (4)$$

где  $w_0$  – скорость осаждения частицы в неограниченной жидкости;  $\sigma$  – объемная концентрация частиц в потоке;  $q$  – показатель степени, изменяющийся в диапазоне от 1 до 2 [5].

Гидравлическая крупность частиц во многом определяется их размерами. Для частиц диаметром 0–0.25 мм гидравлическая крупность вычисляется по формуле Стокса, а для частиц диаметром 0.25–3 мм – по формуле Реттингера [15]. Поэтому исследования взвешивающей способности потока были проведены отдельно для стоксовских частиц (диаметром 0–0.25 мм) и для реттингеровских частиц (диаметром 0.25–3 мм).

Для стоксовских частиц выражения для отношений сил Магнуса и Сафмена к весу частицы запишутся следующим образом [9–11]:

$$\bar{F}_M = 0.5 Ar \operatorname{Re}^{2/3} \delta^{4/3} \left( \frac{d\bar{u}_f}{d\bar{y}} \right)^{2/3},$$

$$\bar{F}_S = 0.17 Ar \delta \sqrt{\operatorname{Re}} \sqrt{\frac{d\bar{u}_f}{d\bar{y}}}. \quad (5)$$

Для реттингеровских частиц силы Магнуса и Сафмена могут быть представлены в безразмерном виде:

$$\bar{F}_M = 8.97k \frac{\sqrt{ArFr}}{\operatorname{Re}^{1/3} \delta^{1/6}} \left( \frac{d\bar{u}_f}{d\bar{y}} \right)^{2/3},$$

$$\bar{F}_S = 3.08k \sqrt{\frac{ArFr}{\operatorname{Re} \delta}} \sqrt{\frac{d\bar{u}_f}{d\bar{y}}}, \quad (6)$$

$$\frac{d\bar{u}_f}{d\bar{y}} = \frac{D}{u_{cp}} \frac{du_f}{dy},$$

где  $k$  – коэффициент в формуле Реттингера ( $k = 1.634_{1.741}$ ), [15].

При вычислении производной в формулах (5) и (6) предполагалось, что величина  $\bar{u}_f$  изменяется по логарифмическому закону. При этом для вычисления коэффициента гидравлического сопротивления трения  $\lambda = a/\lg^2(b\operatorname{Re})$  были выбраны трубы, отшлифованные гидросмесью,  $a = 0.30864$  и  $b = 0.14678$  [5, 17].

Поскольку в данной работе рассматривается течение со скоростями выше критической, то при дальнейших исследованиях предполагается, что на движение твердых частиц не оказывают влияние параметры вязкого подслоя [5, 9].

С учетом формул (4)–(6) величину  $\Phi$  для стоксовских и реттингеровских частиц соответствен-

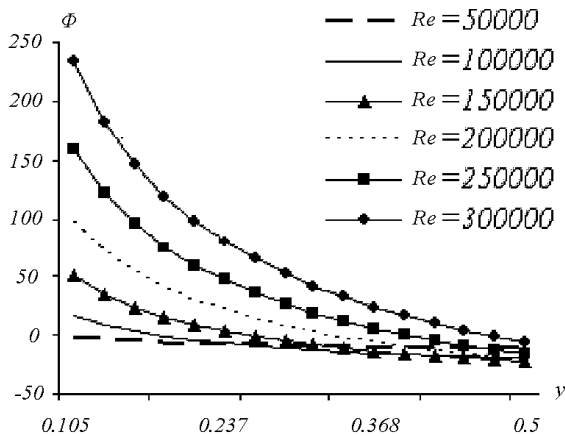


Рис. 1. Распределение  $\Phi$  для стоксовских частиц по сечению трубопровода ( $D = 0.1$  и  $d = 0.01$ ) при различных значениях критерия Рейнольдса

но можно определить по формулам

$$\Phi = 0.17\delta \left( \frac{(\delta Ar)^{1/3}}{0.34} \left( \frac{2.5Re}{\bar{y}Ar} \sqrt{\frac{\lambda}{8}} + 1 \right)^{1/6} + 1 \right) \times \sqrt{\frac{2.5Re}{\bar{y}Ar} \sqrt{\frac{\lambda}{8}} - 1}, \quad (7)$$

$$\Phi = 3.08k \left( \frac{(\delta)^{1/3}}{0.34} \left( \frac{2.5}{\bar{y}Re} \sqrt{\frac{\lambda}{8}} + 1 \right)^{1/6} + 1 \right) \times \sqrt{\frac{Fr}{Ar\delta} \frac{2.5}{\bar{y}Re} \sqrt{\frac{\lambda}{8}} - 1}. \quad (8)$$

Расчеты, проведенные по формулам (7) и (8), показывают, что для стоксовских частиц величина  $\Phi$  во всем диапазоне изменения параметров положительна, то есть они полностью увлекаются потоком жидкости и равномерно распределяются по сечению (см. рис. 1). Для ретингеровских частиц существуют области, где  $\Phi$  больше нуля, и области, где  $\Phi$  меньше нуля, то есть эти частицы концентрируются в нижней части потока, причем размер этой зоны зависит от скорости жидкости и диаметра частиц (см. рис. 2 и 3).

Зависимость (1) получена для движения одиночной частицы в потоке жидкости и условно применима для описания течения гидросмеси с малой концентрацией твердого материала ( $\sigma \leq 0.05$ ), когда взаимное влияние частиц друг на друга пренебрежимо мало [3–5, 9–11].

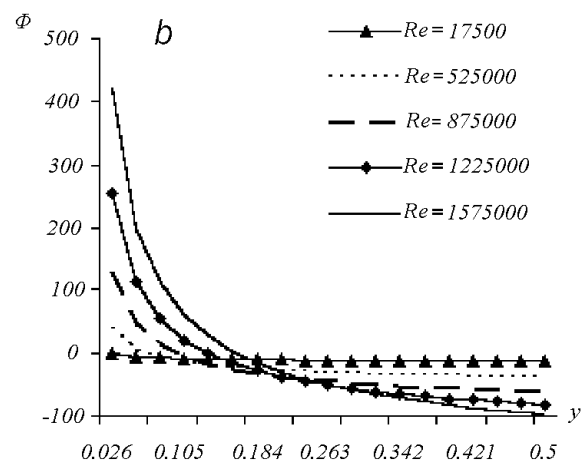
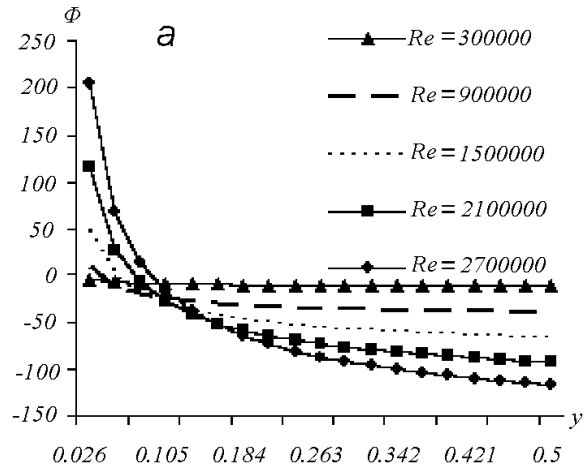


Рис. 2. Распределение  $\Phi$  по сечению трубопровода при  $D$  и  $d$ , соответственно равных 0.35; 0.0029 (а) и 0.6; 0.0017 (б)

Полученный результат был обобщен для случая течения гидросмеси, образованной из частиц диаметром более и менее 0.25 мм [3]. Анализ среднего за период турбулентной пульсации значения силы, действующей на частицу в вертикальном направлении, показывает, что эта величина будет больше нуля, если выполняется условие [12–14]

$$\left( a_1 Re^{2/3} + a_2 Re^{1/2} - \zeta_G^P \right) \left( \frac{2}{3} b_1 Re^{1/6} + \frac{b_2}{2} \right) \geq \geq (1 - a_0 \cos \phi_0) b_0 \frac{G(1-G)(1-2G)}{\bar{y}_*^2 (1 - \bar{y}_*)^2 Re^{1/2}}, \quad (9)$$

$$a_0 = \frac{4\delta_P}{3} \Psi_0 \left( \frac{\lambda}{8} \right)^{1/4} \sqrt{\frac{Re}{\zeta_\nu^C}},$$

$$\Psi = \sqrt{\frac{5\pi}{2} \frac{10\theta^2 + 9\zeta_\nu^C + 3\sqrt{2\theta\zeta_\nu^C}(3\zeta_\nu^C + \theta)}{(a^2 + 9)\theta^2 + 9\zeta_\nu^C + 3\sqrt{2\theta\zeta_\nu^C}(3\zeta_\nu^C + a\theta)}}$$

$$Ar^P = \frac{\rho_p - \rho_0}{\rho_0},$$

$$a_1 = 9.81 \frac{k\zeta_\Omega^C \zeta_w^P \sqrt{\zeta_G^P}}{\delta_p^{1/6} \sqrt{ArGm}} \left(\frac{\lambda}{G^2}\right)^{1/3},$$

$$a_2 = 2.89 \frac{k\zeta_w^P \sqrt{\zeta_G^P}}{\sqrt{\delta_p ArGm}} \left(\frac{\lambda}{G^2}\right)^{1/4},$$

$$\zeta_c^P = \frac{0.186 + \sigma}{0.435 - \sigma} \frac{1}{\zeta_d^P},$$

$$b_0 = 162 \left( \frac{\chi_0 \text{Re}}{\delta_p ArGm \zeta_G^P} \left(1 + \sqrt{\frac{R_C S}{Ar^C}}\right) \right)^2,$$

$$b_1 = 9.81 \frac{k\zeta_\Omega^C \zeta_w^P \sqrt{\zeta_G^P}}{\delta_p^{1/6} \sqrt{ArGm}} \left(\frac{\lambda}{G^5}\right)^{1/3},$$

$$\theta = 5 \sqrt{\frac{\lambda}{8}} \delta_p^2 \text{Re},$$

$$b_2 = 2.89 \left(\frac{\lambda}{G^6}\right)^{1/4} \frac{k\zeta_w^P \sqrt{\zeta_G^P}}{\sqrt{\delta_p ArGm}},$$

$$\text{tg } \phi_0 = \frac{3(a-1)\theta \left(\sqrt{\zeta_\nu^C} - \sqrt{0.5\theta}\right) \sqrt{\zeta_\nu^C}}{a^2\theta^2 + 9(\zeta_\nu^C + \theta) + 3\sqrt{2\theta\zeta_\nu^C}(\zeta_\nu^C + a\theta)},$$

$$\lambda = \frac{0.308}{\lg^2 \left(\frac{0.148 \text{Re}}{\zeta_\nu^C}\right)},$$

$$Gm = \frac{gD^3}{\nu_0^2}, \quad a = 1 + \frac{2}{3} Ar^P \zeta_G^P,$$

$$\zeta_G^P = \frac{1 - \frac{Ar^C}{Ar^P} R_C \sigma}{1 + Ar^C R_C \sigma}, \quad \delta_p = \frac{d_p}{D},$$

$$\zeta_w^C = \left(1 - \delta_C^{3/2}\right) 91 - \sigma^n,$$

$$\zeta_w^P = \left(1 - \delta_P^{3/2}\right) 91 - \sigma^n,$$

$$\zeta_M^C = \zeta_G^C \zeta_w^C \zeta_\Omega^C, \quad Ar^C = \frac{\rho_C - \rho_0}{\rho_0},$$

$$\zeta_\nu^C = \frac{1 + Ar^C R_C \sigma}{1 + 2.5 R_C \sigma + 10.05 R_C^2 \sigma^2},$$

$$\zeta_\Omega^C = (\zeta_\nu^C)^{1/3} \left(\frac{0.186 + \sigma}{0.435 - \sigma}\right)^{2/3},$$

$$\zeta_S^P = \zeta_w^P \sqrt{\zeta_\nu^C \zeta_G^P},$$

$$\zeta_d^C = \frac{(1 + Ar^C R_C \sigma)(1 - \delta_C^{3/2})(1 - \sigma)^n}{1 + 2.5 R_C \sigma + 10.05 R_C^2 \sigma^2},$$

$$\zeta_d^P = \frac{(1 + Ar^C R_C \sigma)(1 - \delta_P^{3/2})(1 - \sigma)^n}{1 + 2.5 R_C \sigma + 10.05 R_C^2 \sigma^2},$$

$$\delta_C = \frac{d_C}{D},$$

$$\zeta_c^C = \frac{0.186 + \sigma}{0.435 - \sigma} \frac{1}{\zeta_d^C}, \quad \zeta_S^C = \zeta_G^C \zeta_w^C \sqrt{\zeta_\nu^C},$$

$$\zeta_G^C = \frac{1 - R_C \sigma}{1 + Ar^C R_C \sigma}, \quad \zeta_M^P = \zeta_w^P \zeta_\Omega^C \sqrt{\zeta_G^P},$$

где  $G$  – потолок взвешивания частиц;  $\bar{y}_*$  – безразмерная высота максимума осевой скорости потока [5];  $Ar^P$ ,  $Ar^C$  – параметр Архимеда соответственно для частицы диаметром более и менее 0.25 мм;  $\chi_0$  – отношение средней величины вертикальной пульсации к средней скорости при турбулентном течении воды в круглой трубе ( $\chi_0 = 0.05$ );  $\rho_0$ ,  $\rho_P$ ,  $\rho_C$  – плотность соответственно воды, частиц диаметром более 0.25 мм и менее 0.25 мм;  $R_C$  – объемная доля частиц диаметром менее 0.25 мм в транспортируемом материале;  $d_P$ ,  $d_C$  – крупность соответственно частиц диаметром более и менее 0.25 мм;  $\nu_0$  – кинематическая вязкость воды.

Итак, если на некоторой высоте по сечению трубопровода условие (9) выполняется, то частицы рассматриваемого материала могут быть подняты до этой высоты турбулентными пульсациями потока, если же нет, то частицы данного материала не могут быть подняты потоком до этой точки при данных параметрах. Величины параметров, при которых неравенство (9) обращается в равенство, считаются предельными для рассматриваемых условий.

Для условий гидротранспортного комплекса и обогатительной фабрики Вольногорского горно-металлургического комбината (ВГМК) с помощью зависимости (9) были проведены исследования границ области миграции частиц (рис. 4).

Расчеты выполнялись при следующих условиях:  $\rho_C = 2300 \text{ /}^3$ ;  $d_P = 2.5 \text{ мм}$ ;  $d_C = 0.5 \text{ мм}$ ;  $R_P = 40\%$ ;  $R_C = 60\%$ ;  $D = 0.6 \text{ м}$ ;  $1 \leq \sigma \leq 41\%$ ;  $0.5 \leq V_0 \leq 10.5 \text{ м}$ .

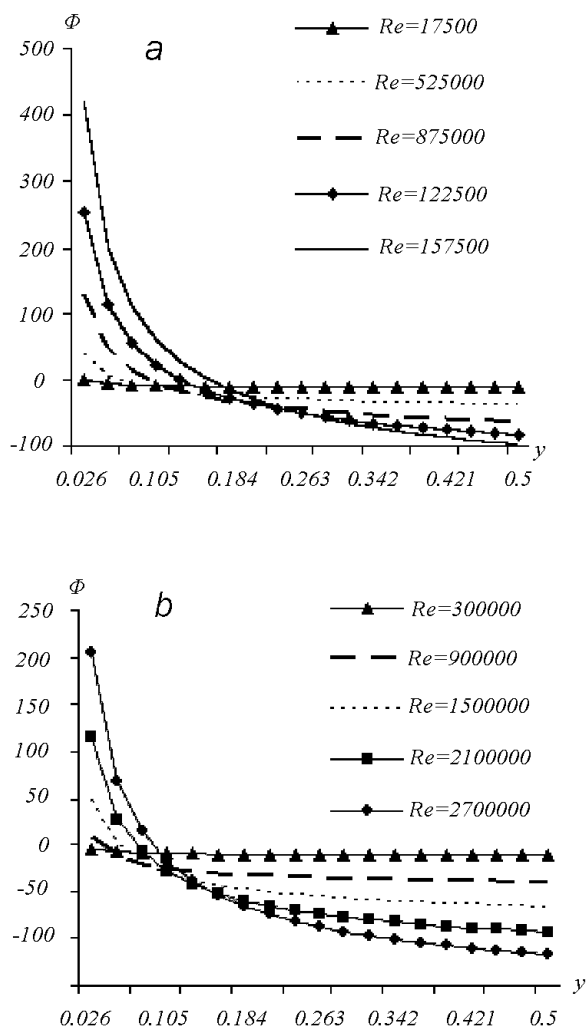


Рис. 3. Распределение  $\Phi$  по сечению трубопровода при: а -  $D = 0.35$  и  $d = 0.0029$ ; б -  $D = 0.6$  и  $d = 0.0017$

### ВЫВОДЫ

В работе впервые разработана и научно обоснована методика определения потолка взвешивания частиц различной плотности в напорном взвешенном потоке в зависимости от скорости и концентрации гидросмеси. Эта методика позволяет оценить потолок взвешивания частиц на основании анализа сил, действующих на одиночную частицу твердого материала, выраженных через осредненные параметры течения. С использованием данной методики возможен расчет потолка взвешивания транспортируемых частиц в потоках воды и гидросмеси. Методика положена в основу алгоритма и программного обеспечения расчетов режимов гидротранспортирования полидисперсных ра-

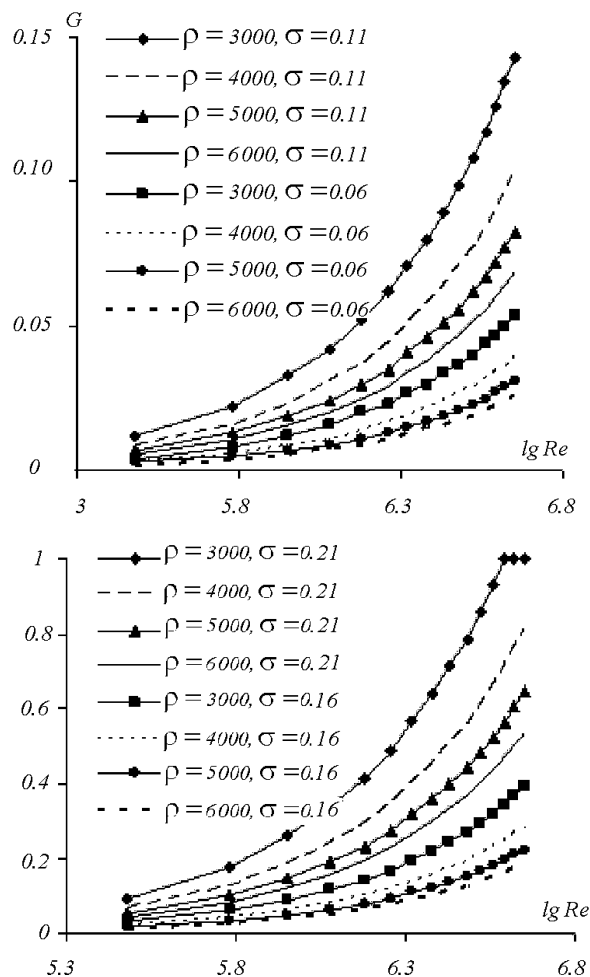


Рис. 4. Зависимость высоты миграции частиц разной плотности от числа Рейнольдса для разных концентраций гидросмеси

знофракционных гидросмесей, которое внедрено на ВГМК, в Донецком государственном техническом университете, Национальном горном университете, Донбасском государственном металлургическом институте.

1. Звягильский Е.Л., Блюсс Б.А., Назимко Е.И., Семенов Е.В. Совершенствование режимов работы гидротранспортных установок технологий углеобогащения. – Севастополь: Вебер, 2002. – 247 с.
2. Гуменик И.Л., Сокил А.М., Семенов Е.В., Шурьгин В.Д. Проблемы разработки россыпных месторождений. – Днепропетровск: Січ, 2001. – 224 с.
3. Смолдырёв А.Е. Гидро- и пневмотранспорт в металлургии. – М.: Металлургия, 1985. – 383 с.
4. Дмитриев Г.П., Махарадзе Л.И., Гочиташвили Т.Ш. Напорные гидротранспортные системы. – М.: Недра, 1991. – 304 с.

5. Асауленко И.А., Витошкин Ю.К., Карасик В.М., Криль С.И., Очеретько В.Ф. Теория и прикладные аспекты гидротранспортирования твердых материалов.– К.: Наук. думка, 1981.– 364 с.
6. Дементьев М.А., Печенкин М.В. Поля концентрации взвеси и кинематика взвесенесущих потоков // Известия ВНИИГ.– 1967.– 84.– С. 12–18.
7. Тюков О.В. Турбулентная диффузия и процесс переноса взвешенных частицы условиях гидротранспорта // Труды координационного совещания по гидротехнике.– 1971.– Вып. 57. - Л.: Энергия.– С. 10–15.
8. Гиргидов А.Д. Два подхода к описанию турбулентной диффузии // Гидравлика и гидромеханика.– Вып. 17. - К.: Техника.– 1973.– С. 24–30.
9. Медников Е.П. Турбулентный перенос и осаждение аэрозолей.– М.: Недра, 1981.– 175 с.
10. Шрайбер А.А., Милютин В.Н., Яценко В.П. Гидромеханика двухкомпонентных потоков с твердым полидисперсным веществом.– К.: Наук. думка, 1980.– 252 с.
11. Шрайбер А.А., Гавин Л.Б., Наумов В.А., Яценко В.П. Турбулентные течения газозвеси.– К.: Наук. думка, 1987.– 240 с.
12. Семенов Е.В. Определение критической скорости гидротранспортирования путем оценки взвешивающей способности потока // Горн. электро-механика и автоматика: Науч.-техн. сб.– 2004.– N 72.– С. 129–135.
13. Семенов Е.В. Оценка взвешивающей способности и критических параметров напорных взвесенесущих потоков // Всеукраинский научно-технический журнал "Промышленная гидравлика и пневматика".– 2005.– N 1(7).– С. 24–30.
14. Блюсс Б.А., Семенов Е.В., Шурыгин В.Д. Расчет областей миграции частиц полидисперсного разноплотностного материала по сечению трубопровода при напорном гидротранспорте // Научно-технический сборник "Обогащение полезных ископаемых Днепропетровск.– 2005.– Вып. №22(63).– С. 115–121.
15. Фоменко Т.Г. Гравитационные процессы обогащения полезных ископаемых.– М.: Недра, 1966.– 332 с.
16. Хинце И.О. Турбулентность.– М.: Физматгиз, 1963.– 680 с.
17. Альтшуль А.Д. Гидравлические сопротивления.– М.: Недра, 1970.– 216 с.