© Р.Н. Максимов, 2008

УДК 622.762

*Р.Н. Максимов*

# *ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ СО СТЕНКОЙ КАНАЛА КОНЦЕНТРАТОРА С ВИНТОВЫМ ПОТОКОМ ПУЛЬПЫ*

**Семинар № 21**

Для разделения мелкозернистых материалов по плотности в восходящем потоке воды разработана новая конструкция концентратора, повышение эффективности разделения в котором достигается за счет создания восходящего винтового потока пульпы.

В концентраторе (рис. 1) камера разделения выполнена в виде канала круглого сечения, внутри которого, последовательно по всей длине, по винтовой линии, установлены деформаторы потока, расположенные под углом к его продольной оси [1]. Работа концентратора заключается в разделении мелкозернистых материалов в восходящем водном потоке. При этом менее плотные частицы, движущиеся вдоль стенки канала в результате стесненного падения, "вымываются" и уносятся потоком вверх [2]. Более плотные частицы последовательно попадают в вихри образованные деформаторами потока и выводятся из канала, образуя нижний продукт.

Теория гидравлической классификации в вертикальной камере с восходящим потоком воды основана на двух основных положениях [3-5]:

- скорость обтекания частицы в канале равна скорости стесненного падения его при данном значении разрыхленности взвеси (или равна скорости свободного падения частицы при классификации в сильно разбавленных пульпах);
- скорость движения частицы относительно неподвижных стенок канала равна разности между скоростью восхо-

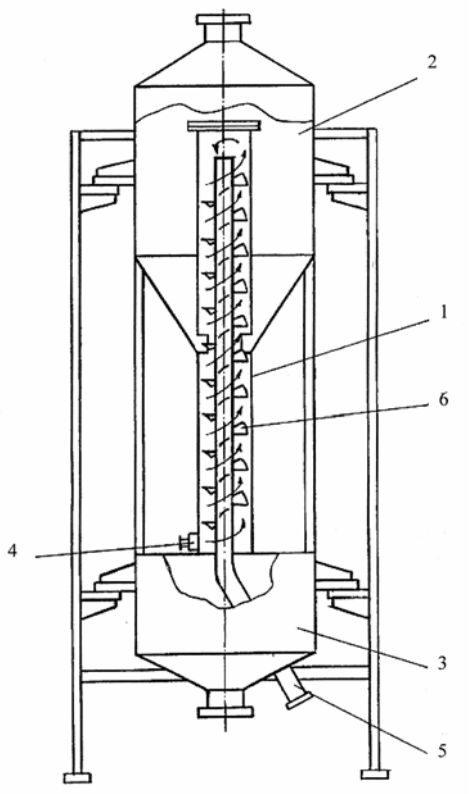


***Рис. 1. Концентратор:*** *1* – камера разделения; *2* – бункер исходного питания; *3* – бункер тяжелой фракции; *4* – патрубок подачи воды; *5* – патрубок разгрузки легкой фракции; *6* – деформаторы потока

дящего потока и скоростью стесненного падения частицы.

Их этих положений следует, что теоретически все частицы, конечная скорость падения которых больше скорости восходящего потока, должны опуститься на дно и попасть в песковый продукт, а частицы, скорость которых меньше скорости восходящего потока, должны быть вынесены в сливной продукт.

Приведенные выше положения справедливы лишь для движения одиночных частиц в установившемся (идеализированном) вертикальном потоке, т.е. в случае, если рассматривается движение твердой частицы в неограниченной жидкости. Однако в реальных технологических процессах объем, занимаемый дисперсной системой, ограничен стенками канала, имеющими различную форму сечения. Поэтому в ряде случаев возникает необходимость учета влияния формы сечения канала на движение сплошной и диспергированной фаз. Рассмотрим вопрос об оценке влияния формы сечения канала на движение одиночной твердой частицы в случае стоксова обтекания частицы произвольной формы, движущейся параллельно бесконечной стенке.

Как известно [6], математическое описание состояния движущейся жидкости может быть осуществлено при помощи одной векторной функции координат и времени, т.е. функции $\vec{\upsilon}(x, y, z, t)$ задающей зависимость скорости жидкости от координат и времени и двух термодинамических величин (например, давления в жидкости, ее плотности и температуры), поскольку при наличии значений любых двух гидродинамических величин, из уравнений состояния вещества можно определить и все остальные. Обычно этими двумя величинами являются давление $p(x, y, z, t)$ и плотность $\rho(x, y, z, t)$. Тогда запишем основные уравнения гидродинамики жидкости с учетом внешних, объемных сил, действующих на жидкость:

$$\frac{d\rho}{dt} + \mathrm{div}\left(\rho\vec{\upsilon}\right) = 0\,; \qquad (1)$$

$$\rho\frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = -\mathrm{div}P + \rho\vec{f}\,; \qquad (2)$$

$$\rho\frac{de}{dt} = \mathrm{div}\alpha\lambda\nabla T - \frac{P}{\nabla\vec{\upsilon}} + \rho\vec{\upsilon}\cdot\vec{f}\,, \qquad (3)$$

где $\rho\vec{\upsilon}$ - вектор плотности потока массы; $\left(\rho\vec{f}\right)$ - внешняя сила действующая на жидкость, заключенную в единице объема; P - тензор давления; T - температура жидкой среды; $\lambda$ - коэффициент теплопроводности; e - удельная внутренняя энергия жидкости.

Поскольку основной интерес представляет влияние геометрии канала на движение твердой частицы, без ограничения общности пренебрегаем внешними массовыми силами. Поэтому система дифференциальных уравнений (1, 2, 3) в рассматриваемом случае состоит из уравнения неразрывности (1) и уравнения Стокса [7]:

$$-\frac{1}{\rho}\nabla p + \nu\Delta\vec{\upsilon} = 0\,, \qquad (4)$$

где $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ - кинематическая вязкость жидкости.

Решение поставленной задачи осуществляется методом отражений [7]. Этот метод, впервые примененный Смолуховским к системе из n сфер, позволяет построить регулярную схему последовательных итераций, при помощи которой можно решить поставленную

краевую задачу в любом приближении, рассматривая граничные условия только для одной частицы.

Поскольку уравнение неразрывности (1) и Стокса (4) и граничные условия линейны, представим поля локальных скоростей и давлений в виде суммы полей:

$$\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}^{(1)} + \vec{\upsilon}^{(2)} + \vec{\upsilon}^{(3)} + \ldots, \qquad (5)$$

$$p = p^{(1)} + p^{(2)} + p^{(3)} + \ldots, \qquad (6)$$

Исходное поле $\vec{\upsilon}^{(1)}$ соответствует движению частицы в безграничном пространстве (в отсутствие стенки), занятом жидкостью. Соответствующая гидродинамическая сила, действующая на эту частицу со стороны жидкости:

$$\vec{F}^{(1)} = \vec{F}_{\infty}. \qquad (7)$$

В соответствии с формулой Стокса сила, действующая на частицу со стороны жидкости, определяется равенством

$$\vec{F} = 6\pi\mu R\vec{\upsilon}_{\infty}, \qquad (8)$$

где R-характерный масштаб длины системы "жидкость-твердое тело" (размер обтекаемой жидкостью частицы); $\vec{\upsilon}_{\infty}$ - скорость жидкости на бесконечном удалении от твердой сферы.

Путем анализа размерностей [8] получаем, что функциональная зависимость $\vec{\upsilon}_0^{(2)}$ определяется через указанные выше размерные величины в виде следующего соотношения:

$$\vec{\upsilon}_0^{(2)} = k\frac{F_{\infty}}{6\pi\cdot\mu\cdot\ell}, \qquad (9)$$

где k - безразмерная константа, характеризующая геометрию канала.

Поскольку рассматривается движение частицы в условиях стоксова обтекания, можно подставить значение для силы сопротивления $F_{\infty}$, определенное по формуле Стокса, в выражение (9). При этом следует предположить, что $\upsilon_{\infty} = u$. В результате придем к соотношению для поправки к скорости частицы, обусловленной влиянием геометрии канала:

$$\vec{\upsilon}_0^{(2)} = k\cdot u\cdot(\ell / R); \qquad (10)$$

$$k = \frac{\vec{\upsilon}_0^{(2)}}{u}\cdot(\ell / R).$$

Итак, в случае стоксова потока влияние стенки канала на движение частицы может быть учтено поправкой к скорости, имеющей порядок $\ell/R$. В определенном смысле введение стенки можно рассматривать как переход движения частицы вдоль свободной поверхности (стенка неограниченно удаляется от частицы, т.е. когда $\ell \to \infty$) к движению частицы в "стесненных условиях". Причем условия "стесненного движения" частицы определяются геометрией канала через коэффициент k уравнения (9).

Влияние стенки на движение в турбулентном потоке жидкости может быть учтено поправкой, имеющей порядок $\ell^3/R^3$. В этом случае при интенсивности хаотического движения диспергированной фазы $j_{тв}^2 \to 0$ (случай тяжелой частицы) влияние стенки на интенсивность движения частиц резко убывает с увеличением расстояния от стенки. В этих условиях повышение эффективности разделения частиц достигается за счет применения деформаторов потока.

Зависимость коэффициента k от величины отношения $\ell/R$ установлена для двух форм сечений каналов – круглого и квадратного. После статистической обработки результатов эксперимента зависимость коэффициента k от величины

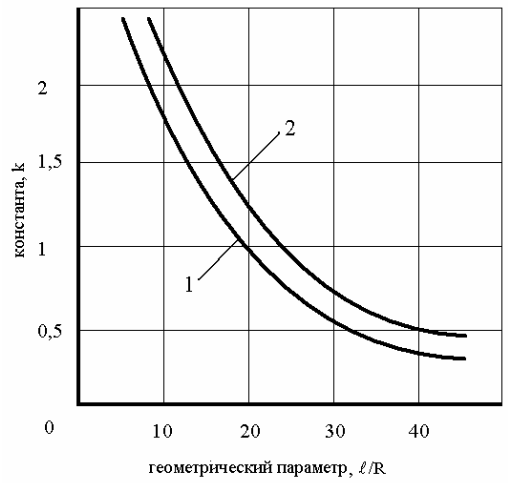


***Рис. 2. Зависимость коэффициента k от геометрических параметров каналов:*** *1* - круглое сечение канала; *2* - квадратное сечение канала

отношения ℓ/R для круглого (11) и квадратного (12) сечений каналов аппроксимирована следующими уравнениями, адекватными экспериментальным данным с надежностью не ниже 95 %:

круглое сечение

$$k = 2{,}768 \cdot \exp\left(-0{,}0618 \cdot \ell / R\right), \quad (11)$$

квадратное сечение

$$k = 3{,}067 \cdot \exp\left(-0{,}0616 \cdot \ell / R\right). \quad (12)$$

Анализ уравнений (11) и (12) показывает, что коэффициент, характеризующий взаимодействие частиц со стен-кой, экспоненциально убывает с ростом величины отношения *ℓ/R* (рис. 2).

Влияние формы поперечного сечения канала на интенсивность движения частицы проявляется через предэкспоненциальный множитель зависимости $k = F\left(\ell / R\right)$. В результате наклон кривой оказывается менее крутым для каналов с квадратным поперечным сечением, т.е. отличие $\vec{\upsilon}_0^{(2)}$ от *u* для них больше, чем для соответствующих им каналов с круглым поперечным сечением.

Из результатов выполненных исследований ясно, что эффективность сепарации частиц выше в каналах с круглым поперечным сечением, в которых влияние стенки на интенсивность движения частиц меньше.

***СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ***


1. *Патент* № 2164816 (Российская Федерация) Концентратор / Максимов Р.Н., Солоденко А.Б., Евдокимов С.И.; 2001.
2. *Максимов Р.Н.* Противоточный концентратор с винтовым потоком пульпы. Труды XXXI Уральского семинара. Уральское отделение РАН. Механика и процессы управления. Екатеринбург, 2001. С. 278.
3. *Шохин В.Н., Лопатин А.Г.* Гравитационные методы обогащения. – М.: Недра, 1993. 346 с.
4. *Барский М.Д., Ревнивцев В.И., Соколкин Ю.В.* Гравитационная классификация зернистых материалов. – М.: Недра, 1974. 279 с.
5. *Кизевальтер Б.В.* Теоретические основы гравитационных процессов обогащения. – М.: Недра, 1979. 347 с.
6. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953. 788 с.
7. *Протодьяконов И.О., Люблинская И.Е., Рыжков А.Е.* Гидродинамика и массообмен в дисперсных системах жидкость-твердое тело. – Л.: Химия. 1987. 336 с.
8. *Лойцянский Л.Г.* Ламинарный пограничный слой. – М.: Физматиздат, 1962. 479 с.


ГИАБ

## *Коротко об авторе*


*Максимов Р.Н.* – Северо-Кавказский горно-металлургический институт (ГТУ).



Доклад рекомендован к опубликованию семинаром № 21 симпозиума «Неделя горняка-2007». Рецензент д-р техн. наук, проф. *Л.И. Кантович.*