

Оценка устойчивости вертикальных пневмотранспортных потоков

Петренко С. М.

Белорусский национальный технический университет

При вертикальном пневмотранспорте возможны режимы, когда возникает явление "захлебывания" – закупорки трубопровода выпадающими вниз частицами твердой фазы. Это явление возникает, когда отнесенная к единице массы сила аэродинамического взаимодействия $F_{вз} = g (v - v_m)^2 / v_s^2$ становится равной или меньше величины ускорения свободного падения g . Соответственно устойчивый вертикальный пневмотранспорт вверх обеспечивается при истинной объемной концентрации c твердой фазы больше некоторого минимального для заданной совокупности параметров режима пневмотранспортирования значения $c_{min} = 1 - (v - v_m)^2 / v_s^2$. Здесь v и v_m – действительные (определяемые с учетом стеснения поперечного сечения трубопровода твердой фазой) скорости сплошной и твердой фаз, а v_s – действительная скорость витания частиц твердой фазы.

Началу неустойчивого режима вертикального пневмотранспорта соответствует момент перехода к "витанию" столба частиц твердой фазы в пневмотранспортном трубопроводе, когда $v_m = 0$ (режим псевдооживленного слоя) и критическое значение объемной концентрации $c_{кр} = v^2 / v_s^2$. Но определение из опыта действительных скоростей v^2 и v_s^2 сопряжено с большими трудностями. Поэтому представляет интерес оценка $c_{кр}$ по приведенным (без учета стеснения сечения потока частицами) параметрам – приведенной скорости $\mathcal{V} = v / (1 - c)$ сплошной фазы и приведенной скорости витания \mathcal{V}_s частиц твердой фазы.

На основе анализа работ В.А. Успенского, П.В. Лященко, А.М. Годена, А.Д. Минца, М.Э. Азрова и О.Н. Тодеса и др. прием, что

$$v_s = \mathcal{V}_s (1 - c)^n. \quad (1)$$

Тогда

$$\frac{\mathcal{V}^2}{(1 - c)^2} = \mathcal{V}_s^2 (1 - c)^{2n},$$

откуда

$$c_{кр} = (\mathcal{G} / \mathcal{G}_s)^{\frac{1}{n+1}}. \quad (2)$$

Выражение (2) позволяет определить по известным расходным параметрам \mathcal{G} и \mathcal{G}_s значение действительной объемной концентрации, соответствующей прекращению движения твердой фазы против сил тяжести. Значения n следует принимать из опытных зависимостей вида (1) для конкретной твердой фазы. В первом приближении можно использовать корреляцию Ричардсона и Заки [1], которые получили для автомодельного режима обтекания $n = 1,39$. Тогда показатель степени в (2) $k = 1/(n+1) = 0,418$. Для процесса расширения кипящего слоя получено [2] значение $n = 1,375$, для которого $k = 0,421$.

Для проверки соотношения (2) использованы результаты Броунштейна Б.И. и Щеголева В.В. [3], которые рассматривали взаимопроникающее движение твердой и сплошной фаз в поле сил тяжести с силой межфазного взаимодействия в виде суммы двух сил: сил вязкого трения на основе корреляции Ричардсона и Заки и силы, связанной с воздействием присоединенных к частицам масс. Авторы получили, что для реализации одноплавленного восходящего движения фаз против гравитационных сил необходимо выполнение условия

$$c > 1 - (\mathcal{G} / \mathcal{G}_s)^{\frac{2-l}{3-l+n}},$$

где для турбулентного режима обтекания частиц $l = 0$, $n = 1,78$. Подстановка этих значений дает показатель степени $k = 0,418$, что соответствует полученному из (2) значению для $n = 1,39$ (корреляция Ричардсона и Заки).

Литература

1. Richardson, J. F., Zaki, W.W. // Trans. Instn. Chem. Engrs. 1954. V.32. P.38.
2. Аэров, М. Э., Тодес, О. М. Гидравлические и тепловые основы работы аппаратов со стационарным и кипящим зернистым слоем. Л.: Химия, 1968. – 560 с.
3. Броунштейн, Б. И., Щеголев, В. В. Гидродинамика, массо- и теплообмен в колонных аппаратах. Л.: Химия, 1988. – 336 с.