

О СКОРОСТИ ПОЛНОГО ПСЕВДООЖИЖЕНИЯ СЫПУЧИХ МАТЕРИАЛОВ

Р. М. МИРЗАХАНЫАН

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

Поступило 25 V 1979

Получены уравнения, позволяющие определить скорость полного псевдооживления слоя бесформенных и сферических твердых частиц.

Рис. 2, табл. 1, библи. ссылок 6.

При проектировании каталитических реакторов и других аппаратов химической технологии, работающих в кипящем слое твердых частиц, важным вопросом является определение скорости полного псевдооживления слоя. Известно, что переход неподвижного слоя сыпучего материала в псевдооживленный происходит постепенно, в некотором интервале изменения скоростей оживающего агента. Переходная область начинается при скорости потока u' (неплотно упакованные отдельные частицы в слое начинают перемещаться) и заканчивается при скорости полного псевдооживления $u_{\text{п}}$ (все частицы в слое становятся взвешенными). На рис. 1 скорости u' и $u_{\text{п}}$ представлены как абсциссы соответствующих точек кривых псевдооживления, изображающих зависимости перепада давления в слое ΔP от скорости потока u при различных состояниях слоя. Линиям 1 и 2 соответствуют случаи, когда частицы в слое упакованы более и менее плотно. Линия 3 показывает процесс перехода в псевдооживленное состояние наиболее рыхло упакованных частиц; она же изображает процесс обратного хода—превращения псевдооживленного слоя в неподвижный при уменьшении скорости u . Абсцисса точки a пересечения линии обратного хода 3 и линии постоянного веса зернистого слоя на единицу поперечного сечения $\Delta P_{\text{з}} = \text{const}$ принимается как скорость начала псевдооживления u_0 . Однако при этой скорости часть твердых частиц в слое остается неподвижной. Дальнейшее увеличение скорости потока от u_0 до $u_{\text{п}}$ приводит к псевдооживлению всех частиц: одновременно идет «упорядочение» каналов между частицами при постоянной порозности слоя ϵ [1]. При скорости полного псевдооживления $u_{\text{п}}$ слой в целом полностью псевдооживлен.

Когда оживающим агентом является жидкость, то обычно при скоростях выше, чем $u_{н1}$, слой равномерно расширяется. При газовом псевдооживении при скоростях потока больших, чем $u_{н1}$, слой, состоящий из очень мелких частиц, также может равномерно расширяться до определенной скорости $u_{н2}$, после чего начинают образовываться пузыри. Однако в большинстве случаев отношение $u_{н2}/u_{н1}$ незначительно отличается от 1, и пузыри образуются сразу при скоростях, превышающих $u_{н1}$. Установлено [2], что, если в неоднородном псевдооживленном слое нет перегородок и других вставок, увеличивающих перепад давления выше $\Delta P_{н1}$, через непрерывную фазу газ проходит со скоростью $u_{н1}$ (относительно твердых частиц), причем эта фаза сохраняет порозность ε .

Таким образом, скорость полного псевдооживления $u_{н1}$ является важной характеристикой неоднородного псевдооживленного слоя, необходимой для практических расчетов и научных исследований. Как отмечается в литературе, точное определение значения $u_{н1}$ представляет значительные трудности [3]. В настоящей статье предлагается метод определения скорости полного псевдооживления $u_{н1}$ достаточно монодисперсных сыпучих материалов в зависимости от свойств твердых частиц и оживающего агента.

На рис. 1 приведена также линия 4 зависимости перепада давления ΔP от скорости газа относительно частиц u при пневмотранспорте сыпучих материалов по вертикальным трубам в сплошном потоке, т. е. без газовых пузырей [4].

Нами показано [4], что движущийся в сплошном потоке слой сыпучего материала практически сохраняет порозность ε . Точка n пересечения линии 4 с линией $\Delta P_{н1} = \text{const}$ соответствует точке начала пневмотранспорта, когда частицы сыпучего материала начинают приобретать движение, направленное вверх. Очевидно, что пневмотранспорт начинается, когда все частицы слоя псевдооживлены и точка n одновременно соответствует полному псевдооживлению слоя, а ее абсцисса $u_{н1}$ показывает значение скорости полного псевдооживления частиц.

Линия 4, изображающая гидравлическое сопротивление движущегося зернистого слоя, описывается известным уравнением определения перепада давления неподвижного слоя с введением в него скорости воздуха u относительно движущихся частиц.

$$\Delta P = \lambda \frac{3(1-\varepsilon)}{2\varepsilon^3 \Phi} \frac{l}{d} \cdot \frac{\rho u^3}{2} \quad (1)$$

где l — длина участка слоя, м; ρ — плотность газа, кг/м³; Φ — фактор

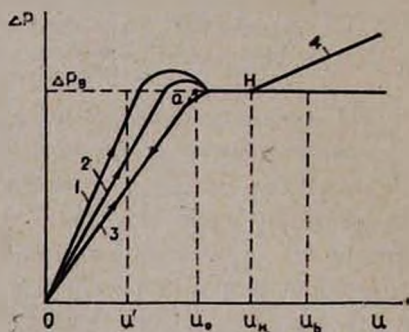


Рис. 1. Характерные кривые псевдооживления (1—3) и кривая пневмотранспорта (4).

формы частиц—отношение поверхности эквивалентного шара к поверхности частиц; $\bar{d}$ — средний диаметр эквивалентного шара, имеющего тот же объем, что и бесформенная частица сыпучего материала, m .

Коэффициент сопротивления λ зависит от гидродинамического режима движения газа через поры слоя, определяемого величиной приведенного критерия Рейнольдса

$$Re = \frac{2u_p \Phi \bar{d}}{3(1 - \varepsilon) \mu} \quad (2)$$

где μ — вязкость газа, $кг/м \cdot с$. В результате обработки опытных данных пневмотранспорта с различными сыпучими материалами, характеристики которых приведены в таблице, найдено следующее выражение для определения λ [5]:

$$\lambda = \frac{122,3}{Re} \cdot \frac{u_n}{u} + 2,34 \left(\frac{u_n}{u} \right)^{0,25} \quad (3)$$

Таблица

Характеристики испытываемых материалов

М а т е р и а л	$\bar{d}$, мм	ρ_r , $кг/м^3$	ε	Φ
Кварцевый песок	0,23	2640	0,47	0,828
Кремнемедный сплав	0,17	2470	0,506	0,711
Карбамид	1,08	1335	0,435	0,875
Вермикулит	0,33	392	0,577	0,755
Перлит	0,45	142	0,58	0,787
Титано-магниевого концентрат	0,164	4510	0,505	0,761
Пшеница	3,57	1334	0,43	0,8
Алюмосиликат	3,25	1260	0,46	1

Подставляя в уравнения (1), (2), (3) значение u_n вместо u и решая их совместно, получаем выражение для определения перепада давления ΔP в точке начала пневмотранспорта.

$$\Delta P = \left[\frac{137,59 (1 - \varepsilon)^2 \mu u_n}{\varepsilon^3 \Phi^2 \bar{d}^2} + \frac{1,755 (1 - \varepsilon) \rho u_n^2}{\varepsilon^3 \Phi \bar{d}} \right] l \quad (4)$$

Этот перепад давления равен весу твердых частиц ΔP_B

$$\Delta P_B = g (\rho_r - \rho) (1 - \varepsilon) l \quad (5)$$

где ρ_r — плотность твердых частиц, $кг/м^3$.

Приравнявая ΔP к ΔP_B и проведя несложные преобразования, получим

$$\frac{137,59 (1 - \varepsilon)}{\varepsilon^3 \Phi^2} \cdot \frac{u_n \bar{d} \rho}{\mu} + \frac{1,755}{\varepsilon^3 \Phi} \left(\frac{u_n \bar{d} \rho}{\mu} \right)^2 = \frac{g \bar{d}^3 \rho (\rho_r - \rho)}{\mu^2} \quad (6)$$

Так как $\frac{u_n \partial \rho}{\mu} = Re_n$ — критерий Рейнольдса, базирующийся на u_n ,
 $\frac{g \partial^2 \rho (\rho_T - \rho)}{\mu^2} = Ar$ — критерий Архимеда, получим

$$\frac{1,755}{\varepsilon^3 \Phi} Re_n^2 + \frac{137,59 (1 - \varepsilon)}{\varepsilon^3 \Phi^2} Re_n - Ar = 0 \quad (7)$$

Решение этого уравнения дает

$$Re_n = \frac{39,194 (1 - \varepsilon)}{\Phi} \left[\sqrt{1 + \frac{\varepsilon^3 \Phi^3}{2696,7248 (1 - \varepsilon)^2} Ar} - 1 \right] \quad (8)$$

Фактор формы Φ и порозистность ε определяются приведенными в литературе методами [1, 6].

Для сферических частиц $\Phi = 1$, $\varepsilon = 0,437$ [6] и вместо уравнения (8) имеем

$$Re_n = 22,0693 \left(\sqrt{1 + 9,7631 \cdot 10^{-5} Ar} - 1 \right) \quad (9)$$

На рис. 2 приведена кривая зависимости $Re_n = f(Ar)$ согласно уравнению (9) (линия 1). Как видим, функцию $Re_n = f(Ar)$ для сферических частиц можно представлять также в виде зависимостей.

$$\text{При } Ar < 10 \quad Re_n = 1,077 \cdot 10^{-3} Ar \quad (10)$$

$$10 < Ar < 6300 \quad Re_n = 1,106 \cdot 10^{-3} Ar^{0,9885} \quad (11)$$

$$6300 < Ar < 235500 \quad Re_n = 8,572 \cdot 10^{-3} Ar^{0,7545} \quad (12)$$

$$Ar > 235500 \quad Re_n = 0,1995 Ar^{0,5} \quad (13)$$

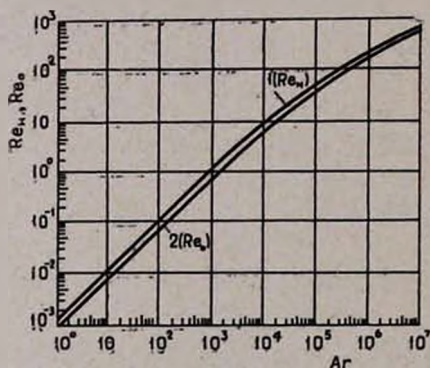


Рис. 2. Зависимости критерия Рейнольдса Re_n и Re_0 от критерия Ar для сферических частиц. 1 — по формуле (9); 2 — по формуле (14).

Для сопоставления на рис. 2 приведена также линия 2 зависимости $Re_0 = f(Ar)$ согласно уравнению Тодеса [1]:

$$Re_0 = \frac{Ar}{1400 + 5,22 \sqrt{Ar}} \quad (14)$$

Здесь критерий Рейнольдса Re_0 базируется на скорость начала псевдооживления u_0 ($Re_0 = u_0 d_p / \mu$). Как видно из рис. 2, в рассматриваемых пределах изменения Ar расчетные значения скоростей u_n в 1,2 — 1,5 раза превышают значения u_0 .

ՍՈՐՈՒՆ ԵՅՈՒԹԵՐԻ ՊՍԵՎՈՂԻԶԱԿԱՆ ԱՐԱԳՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ռ. Մ. ՄԻՐՋԱԽԱՆԻԱՆ

Նշված է, որ սորուն նյութի շերտում բոլոր մասնիկները պսևդոհեղուկացված վիճակի են հասնում եռացնող ազննտի (հեղուկ կամ գազ) որոշակի u_n արագության դեպքում: Լրիվ պսևդոհեղուկացման այդ u_n արագությունը միաժամանակ մասնիկների պնևմոտրանսպորտի սկզբնական արագությունն է: Պնևմոտրանսպորտի ժամանակ շարժվող շերտում ճնշման կորուստների որոշման բանաձևի և միավոր Կտրվածքի վրա սորուն նյութի ուղղաձիգ շերտի կշիռն արտահայտող բանաձևի համադրել լուծումից ստացվում է u_n արագությունը որոշելու հավասարում՝ $Re_n = f(Ar)$.

THE COMPLETE FLUIDIZATION VELOCITY OF DRY SUBSTANCES

R. M. MIRZAKHANIAN

It has been pointed out that in a dry substance layer all the solid particles are brought to the state of fluidization at a certain fluid velocity U_n (either liquid or gas), which at the same time represents the initial velocity of the pneumatic transport particles.

An equation in the form of $Re_n = f(Ar)$ was obtained permitting to determine the U_n value by solving the system of two equations: one representing the loss of pressure in the moving layer during the pneumotransport and the other expressing the weight of the steight layer of the dry substance with a unit cross area.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М. Э. Аэров, О. М. Тодес, Гидравлические и тепловые основы работы аппаратов со стационарным и кипящим зернистым слоем, Изд. «Химия», Л., 1968, стр. 142.
2. А. Г. Мирзаханян, Н. Х. Даниелян, Р. М. Мирзаханян, Межвузовский сб. науч. тр., сер. 19, хим. технология, вып. 2, Ереван, 1975, стр. 129.
3. Псевдооживление, под. ред. И. Ф. Девидсона и Д. Харрисона. Изд. «Химия», М., 1974, стр. 43.
4. Р. М. Мирзаханян, А. М. Гаспарян, Изв. АН Арм.ССР (сер. техн. наук), 21, № 3 (1968).
5. Р. М. Мирзаханян, Арм. хим. ж., 31, 583, (1978).
6. А. М. Гаспарян, Р. М. Мирзаханян, Изв. АН Арм.ССР (сер. техн. наук), 19, № 6, 48 (1966).