

$$\sigma = \frac{1}{3} \Delta \varphi_j = \frac{z}{3} \Delta \varphi, \quad (40)$$

если ограничиться учетом только z ближайших соседей.

Таким образом, нелинейное интегральное уравнение (1) сведено к системе алгебраических уравнений (39), решать которые значительно легче, чем уравнение интегральное.

Решив систему (39), (40), найдем статическую часть энергии решетки $\varphi_j = z\varphi$, где φ определяется равенством (38) при $\bar{y} = 0$, после чего можно рассчитать все термодинамические характеристики кристалла.

Л и т е р а т у р а

1. Б о р н М., Х у а н К у н ь. Динамическая теория кристаллических решеток/Пер. с англ., под ред. И.М. Лифшица. — М.: Изд-во иностр. лит., 1958. — 488 с. 2. Б а з а - р о в И.П. Статистическая теория кристаллического состояния. — М.: МГУ, 1971. — 118 с. 3. О л ь х о в с к и й И. И. О стационарных функциях распределения вандер-ваальсовского кристалла.—ДАН СССР, 1973, т.208, №4, с.808—810. 4. З у б о в В.И. Вопросы статистической теории кристалла. — М.: УДН, 1975. — 114 с. 6. Б р у к - Л е в и н с о н Э.Т. Межчастичные корреляции в кристалле. — ДАН БССР, 1977, т. 21, № 6, с. 511—514. 5. Р о т т Л.А. Статистическая теория молекулярных систем. — М.: Наука, 1979. — 280 с. 7. Ф е д о р ю к М.В. Метод перевала. — М.: Наука, 1977. — 368 с. 8. Б е л л м а н Р. Введение в теорию матриц. — М.: Наука, 1969. 9. Л е й б ф р и д Г. Микро-скопическая теория механических и тепловых свойств кристаллов. — М. — Л.: Физматгиз, 1963. — 312 с. 10. Л о х и н В.В., С е д о в Л.И. Нелинейные тензорные функции от нескольких тензорных аргументов. — ПММ, 1963, т. 27, вып. 3, с. 393—418.

УДК 621.928.6

Н.И. Горбач, канд.техн.наук
(БПИ)

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ ПРИ ПНЕВМАТИЧЕСКОЙ СЕПАРАЦИИ СЫПУЧИХ МАТЕРИАЛОВ

Рассматривается движение частиц при пневматической сепарации песчано-гравийной смеси в свободной воздушной струе. Теоретические исследования движения частиц без учета расширения струи приведены в работе [1]. В действительности при выходе воздуха из патрубка ширина струи увеличивается, что приводит к падению скорости на ее оси и по сечению (рис. 1).

Закономерности истечения и аэродинамика свободных воздушных струй достаточно хорошо исследованы и описаны в специальной литературе [2,3]. Характерной особенностью свободной струи является то, что осевая скорость воздуха в пределах длины начального участка остается постоянной, хотя скорость воздуха по сечению изменяется. При этом для каждого сечения соответствует своя эпюра скоростей. Аналитических зависимостей, описывающих закономерности изменения скорости как по длине потока, так и в поперечном сечении, в литературе не имеется. Такие зависимости получены толь-

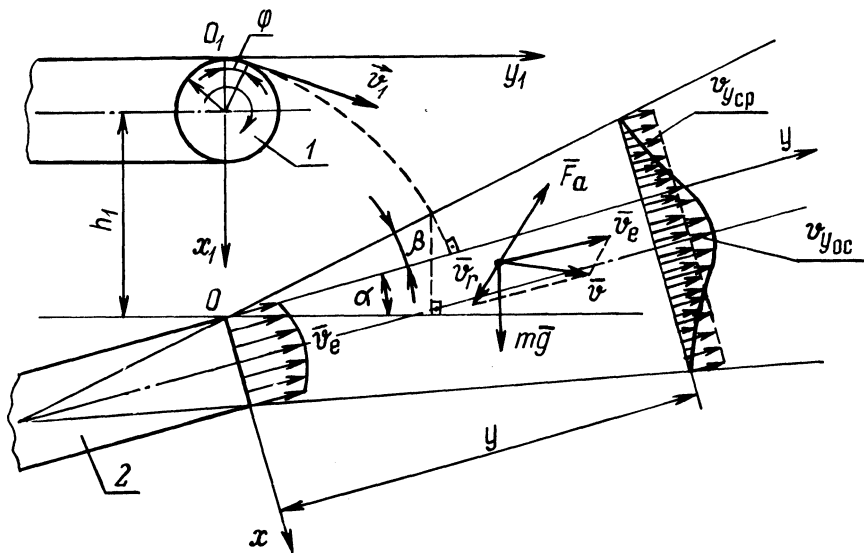


Рис. 1. Схема сепарационной камеры и действующих на частицу сил в свободной воздушной струе:

1 — ленточный транспортер; 2 — воздушный патрубок.

ко для средних скоростей [2,3]. В частности, средняя скорость по сечению плоской струи на начальном участке в зависимости от расстояния определяется по формуле

$$v_{ycp} = \frac{v_{yoc}}{1 + 0,43 \frac{a}{b_0} y}, \quad (1)$$

где a — экспериментальный коэффициент турбулентности, зависящий от структуры потока в начальном сечении и для патрубка с прямоугольным сечением, равный 0,1–0,11; b_0 — половина высоты поперечного сечения воздушного патрубка.

Длина s_0 начального участка плоских струй, для которого применима формула (1), определяется из соотношения

$$s_0 = 1,03 \frac{b_0}{a}. \quad (2)$$

Для принятого в работе [1] патрубка при $a=0,1$ и $b_0=0,15$ м длина начального участка струи $s_0=1,545$ м. Так как исследованиями установлено [1], что дальность полета частиц гравия размером 5 мм в самой воздушной струе не превышает одного метра, то процесс сепарации будет происходить в пределах длины начального участка струи. Целью настоящей работы является исследование движения частиц песчано-гравийной смеси в расширяющемся воздушном потоке на этом участке.

Будем считать, что средняя скорость воздуха при выходе из патрубка соответствует осевой, т.е. $v_{H_{cp}} \approx v_{H_{oc}}$ и равна переносной скорости v_e движения частицы. Тогда с учетом этого и принятых выше значений a и b_0 , средняя переносная скорость воздуха на начальном участке струи

$$v_{e_{cp}} = \frac{v_e}{1 + 0,286 y} \quad (3)$$

В этом случае дифференциальные уравнения движения частицы в системе координат xOy (рис. 1), вывод которых дан в [1], примут вид

$$\ddot{x} = k_{\Pi} \left[v_s^2 \cos a - \dot{x} \sqrt{\dot{x}^2 + \left(\frac{v_e}{1 + 0,286 y} - \dot{y} \right)^2} \right]; \quad (4)$$

$$\ddot{y} = k_{\Pi} \left[\left(\frac{v_e}{1 + 0,286 y} - \dot{y} \right) \sqrt{\dot{x}^2 + \left(\frac{v_e}{1 + 0,286 y} - \dot{y} \right)^2} - v_s^2 \sin a \right] \quad (5)$$

Решение уравнений (4) и (5) возможно только численным методом. Нами применен модифицированный метод Эйлера [4], а вычисления координат и проекций скоростей в системе xOy произведен на ЭВМ "Минск-22М" с шагом интегрирования $h = 0,0001$ с при начальных условиях, определяемых по формулам:

$$\begin{aligned} x_0 &= - \frac{(R \sin \varphi + v_{\Pi} t \cos \varphi) \operatorname{tg} \beta}{\cos a - \sin a \operatorname{tg} \beta}; \\ y_0 &= \frac{R \sin \varphi + v_{\Pi} t \cos \varphi}{\cos a - \sin a \operatorname{tg} \beta}; \\ \dot{x}_0 &= v_{\Pi} t \cos \varphi \sin a + g t \cos a; \\ \dot{y}_0 &= v_{\Pi} t \cos \varphi \cos a - g t \sin a, \end{aligned} \quad (6)$$

где v_{Π} — скорость частицы в момент схода с ленты транспортера; t — время ее движения до момента встречи с потоком воздуха, определяемое по формуле

$$\begin{aligned} t = - \frac{v_{\Pi} (\cos \varphi \operatorname{tg} (a + \beta) + \sin \varphi)}{g^2} + \sqrt{\frac{v_{\Pi}^2 (\cos \varphi \operatorname{tg} (a + \beta) + \sin a)^2}{g^2}} \rightarrow \dots \\ \dots \rightarrow \frac{2}{g} (R \cos \varphi - R \sin \varphi \operatorname{tg} (a + \beta) + h_1), \end{aligned}$$

где β — половина угла расширения струи; $\beta = \arctg 2,4 \approx 0,227$ рад; φ — угол поворота барабана в момент отделения частицы от ленты транспортера. При скорости ленты $v_{\Pi} \geq \sqrt{gR} \rightarrow \varphi = 0$.

Решение уравнений (4) и (5) осуществлено следующим образом. Введены обозначения

$$f_1(i) = k_n (v_s^2 \cos \alpha - v_{x_i} p_i); \quad (8)$$

$$f_2(i) = k_n \left[\left(\frac{v_e}{1 + 0,286 y} - v_{y_i} \right) p_i - v_s^2 \sin \alpha \right];$$

$$f_3(i) = \dot{x}(i) = v_{x(i)}; \quad f_4(i) = \dot{y}(i) = v_{y(i)},$$

$$\text{где } p_i = \sqrt{v_{x_i}^2 + \left(\frac{v_e}{1 + 0,286 y_i} - v_{y_i} \right)^2}$$

и определены значения этих функций в момент времени t_i . Затем с целью повышения точности решения вычислены в момент времени $t_i + \frac{h}{2}$ промежуточные значения проекций скорости на оси координат и текущих координат частицы соответственно по формулам (9) и (10)

$$\begin{cases} v_{x(i+\frac{1}{2})} = v_{x_i} + \frac{h}{2} f_{1i}; \\ v_{y(i+\frac{1}{2})} = v_{y_i} + \frac{h}{2} f_{2i}; \end{cases} \quad (9)$$

$$\begin{cases} x(i+\frac{1}{2}) = x_i + \frac{h}{2} f_{3i}; \\ y(i+\frac{1}{2}) = y_i + \frac{h}{2} f_{4i}. \end{cases} \quad (10)$$

После этого вычислялись уточненные значения по формулам

$$\begin{cases} f_1(i+\frac{1}{2}) = k_n (v_s^2 \cos \alpha - v_{x(i+\frac{1}{2})} p_{(i+\frac{1}{2})}); \\ f_2(i+\frac{1}{2}) = k_n \left[\left(\frac{v_e}{1+0,286 y_{(i+\frac{1}{2})}} - v_{y(i+\frac{1}{2})} \right) p_{(i+\frac{1}{2})} - v_s^2 \sin \alpha \right]; \\ f_3(i+\frac{1}{2}) = v_{x(i+\frac{1}{2})}; \quad f_4(i+\frac{1}{2}) = v_{y(i+\frac{1}{2})}, \end{cases} \quad (11)$$

$$\text{где } p(i + \frac{1}{2}) = \sqrt{v_{x(i + \frac{1}{2})}^2 + (\frac{v_e}{1 + 0,286 y(i + \frac{1}{2})} - v_{y(i + \frac{1}{2})})^2}.$$

Окончательные значения проекций скоростей и координат точки на данном шаге интегрирования, т.е. в момент времени $t_i + h$, определяются по формулам:

$$\begin{aligned} v_{x(i+1)} &= v_{x_i} + hf_1(i + \frac{1}{2}) ; \\ v_{y(i+1)} &= v_{y_i} + hf_2(i + \frac{1}{2}) ; \\ x(i+1) &= x_i + hf_3(i + \frac{1}{2}) ; \\ y(i+1) &= y_i + hf_4(i + \frac{1}{2}) . \end{aligned} \tag{12}$$

На основании формул (8)–(12) составлена программа для ЭВМ "Минск-22М", в которую также вошли формулы (6) и (7) для определения начальных условий движения.

Анализ большого числа полученных расчетных данных по исследованию движения различных частиц показывает, что дальность полета частиц является максимальной при горизонтальном расположении патрубка, т.е. когда $\alpha = 0$. Для наглядного представления о характере движения частиц в этом случае на рис. 2 приведены их траектории при различных начальных условиях движения. Линии 1 и 2 представляют соответственно траектории частиц диаметром 5 мм и 1 мм при нулевых начальных условиях. Линии 3 и 4 – траектории этих частиц при падении с высоты $h_1 = 0,425$ м, а 5 и 6 – при $h_1 = 0,725$ м, скорости ленты транспортера $v_{л} = 1$ м/с и начальной скорости воздушного потока $v_e = 35$ м/с. При этих условиях и высоте поперечного сечения воздушного патрубка 0,3 м частица диаметром 5 мм, падая с $h_1 = 0,425$ м, находится в воздушном потоке от момента встречи и до момента выхода из него 0,1352 с, пролетая в нем 0,351 м. Без учета расширения струи при этих же условиях время пребывания такой частицы в воздушном потоке составляет 0,0737 с, а дальность полета 0,151 м. Более мелкие частицы уносятся потоком на значительно большие расстояния (кривые 4 и 6, рис. 2).

Сравнивая приведенные данные, видим, что если не учитывать расширение струи, то время пребывания частицы в потоке воздуха и ее дальность полета уменьшаются. В реальных условиях сепарации материала это уменьшение будет несущественным, так как скорость воздуха по мере удаления от оси потока к его границе уменьшается и падает до нуля. В наших расчетах введена средняя скорость по сечению струи, одинаковая для всех точек, в том числе и на внешней границе. Если же провести границы струи через точки эпюры, в которых истинные скорости соответствуют средним по сечению,

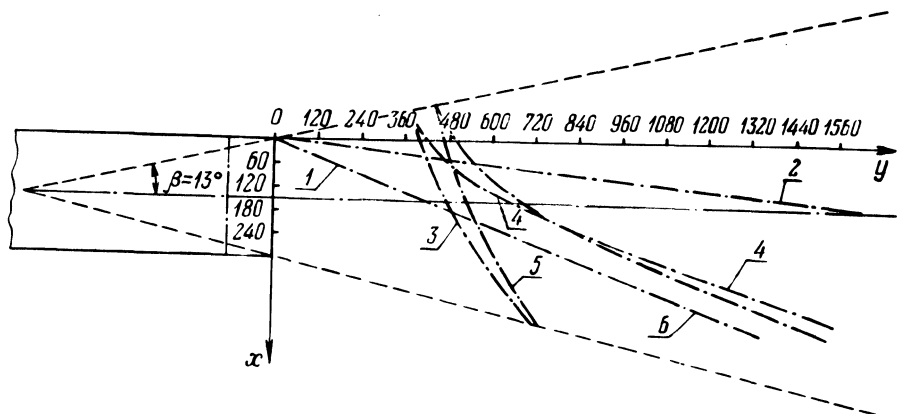


Рис. 2. Сепарация частиц на начальном участке свободной воздушной струи.

то угол β расширения струи оказывается меньшим, а продолжительность пребывания частицы в потоке и дальность полета близкими к значениям, определенным без учета расширения струи при прочих одинаковых условиях. Сказанное подтверждается проведенным анализом данных расчета и построенных по ним траекторий для этих двух случаев.

Теоретические исследования движения частиц гравия диаметром 5 мм в горизонтальном воздушном потоке с учетом и без учета его расширения при различных начальных условиях позволяют установить зоны сепарации.

Так, при вводе частицы в поток с высоты $h_1 = 0,425$ м выпадение частиц из потока ожидается на расстоянии 0,54–0,72 м, а при $h_1 = 0,725$ м — на расстоянии 0,58–0,74 м, т.е. зона сепарации таких частиц составит соответственно 0,18 и 0,16 м при указанных ранее условиях. С целью улучшения эффективности сепарации подача песчано-гравийной смеси должна осуществляться равномерным тонким слоем со скоростью движения транспортной ленты $v = \sqrt{gR}$, где R — радиус барабана и с возможно минимальной высоты h_1 . Это обеспечит оптимальные условия ввода частиц в поток и уменьшит их взаимное влияние на процесс сепарации.

Л и т е р а т у р а

1. Горбач Н.И., Невеличук В.В. Теоретические исследования движения твердых частиц в свободной воздушной струе. — В сб.: Теоретическая и прикладная механика. — Минск: Вышэйшая школа, 1979, вып. 6, с. 125–132.
2. Абрамович Г.Н. Турбулентные свободные струи жидкостей и газов. — М.—Л.: Госэнергоиздат, 1948. — 288 с.
3. Бутаков С.Е. Аэродинамика систем промышленной вентиляции. — М.: Профиздат, 1949. — 268 с.
4. Демидович Б.П., Марон И.А., Шувалов Э.З. Численные методы анализа. — М.: Госиздат, 1962. — 367 с.