

ВЛИЯНИЕ СОУДАРЕНИЙ ЧАСТИЦ ПОЛИДИСПЕРСНОГО
МАТЕРИАЛА НА ДВИЖЕНИЕ И МЕЖФАЗОВЫЙ ТЕПЛООБМЕН
В ВЕРТИКАЛЬНОМ ДВУХФАЗНОМ ПОТОКЕ

Г. Л. Бабуза, А. А. Шрайбер

(Киев)

Механизм движения полидисперсного материала в двухфазном потоке в значительной степени определяется соударениями между частицами различного размера. Это обстоятельство приобретает особо важное значение при расчете тепло- и массообмена твердой фазы с транспортирующим потоком газа.

Однако процесс соударений частиц дисперсного вещества в потоке изучен недостаточно. Известны две работы, посвященные теоретическому исследованию движения полифракционного материала на стабилизированном участке потока при абсолютно упругих соударениях между частицами [1, 2]. Справедливо считая, что при наличии соударений скорости частиц любого размера принимают значения в некотором диапазоне, авторы предполагают, что в соударениях могут участвовать лишь частицы, обладающие минимальной (если при соударении скорость частицы увеличивается) или максимальной (в противном случае) скоростью из соответствующего диапазона. Такая модель процесса представляется чрезмерно идеализированной.

Предложенный в работе [1] метод решения уравнения движения твердой фазы основывается на замене реального полидисперсного вещества некоторым условным монофракционным материалом, состоящим из так называемых эквивалентных частиц, скорость (и диаметр) которых определяется из условий равенства расходных и истинных концентраций реального и условного дисперсных веществ. Предполагается, что эквивалентные частицы являются центром тяжести дисперсного вещества в потоке, и для них взаимодействия с меньшими и большими частицами уравновешиваются. На основании этого автор предлагает заменить воздействие всего многообразия частиц полидисперсного вещества на рассматриваемую частицу воздействием на нее эквивалентных частиц соответствующей концентрации. Предложенная модель процесса и ее математическое описание являются дискуссионными. В следующем параграфе излагается другой метод решения поставленной задачи.

§ 1. Закономерности процесса соударений частиц в двухфазном потоке.
Рассмотрим наиболее простой случай, когда дисперсное вещество состоит из сферических частиц двух различных размеров. Предположим, что в соударении могут участвовать частицы, обладающие любыми скоростями из диапазонов возможных для них значений скоростей, и что соударения происходят только между частицами различного размера. Кроме того, не будем рассматривать турбулентных пульсаций газового потока. Присвоим крупным частицам индекс 1, малым — индекс 2.

Рассмотрим участок dL потока, достаточно большой, чтобы вместить значительное количество частиц обеих фракций, но достаточно малый по сравнению с масштабом изменения скоростей и концентраций дисперсного вещества. За промежуток времени $d\tau$ некоторая крупная частица претерпевает соударения с теми малыми частицами, центры которых в начале промежутка $d\tau$ находятся внутри цилиндра, основанием которого служит круг диаметром $\delta_1 + \delta_2$, а высота равна $(u_2 - u_1)d\tau$ (здесь δ — диаметр частицы, u — вертикальная составляющая ее скорости). Пусть истинная объемная концентрация малых частиц на участке dL равна $\beta_2 = w\beta'_2/u_2$ [3], где w — скорость газового потока, β' — расходная объемная концентрация. Так как в реальных условиях объемная концентрация твердого вещества в потоке незначительна, можно предполо-

жить, что соударения, в которых участвует более двух частиц, маловероятны [4], и рассматривать только парные соударения. С учетом изложенного среднее время свободного пробега крупной частицы составит

$$\Delta\tau_1 = \frac{2}{3} \frac{\delta_2^3 u_2}{(\delta_1 + \delta_2)^2 \beta_2' (u_2 - u_1) w} \quad (1.1)$$

Для малых частиц может быть получено аналогичное выражение.

Расчеты показывают, что частицы в потоке испытывают весьма частые соударения. Так, при $\delta_1 = 1 \text{ мкм}$, $\delta_2 = 0.1 \text{ мкм}$, $\beta_2 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{м}^3$, $\beta_1 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{м}^3$, $u_2 - u_1 = 5 \text{ м/сек}$ крупная частица претерпевает более 35 тыс. столкновений в секунду, малая—около 20 тыс. Это позволяет в первом приближении заменить дискретное взаимодействие фракций некоторой непрерывно действующей силой, величина которой равна

$$F_i = m_i \Delta u_i / \Delta\tau_i \quad (1.2)$$

Здесь Δu — изменение скорости частицы вследствие одиночного соударения, m — масса частицы. При этом можно рассматривать не диапазоны значений скорости частиц каждой фракции, а некоторые средние значения.

При абсолютно упругом косом соударении частиц с абсолютно гладкими поверхностями среднее изменение вертикальной составляющей скорости крупной частицы равно [1]

$$\Delta u_1 = (u_2 - u_1) m_2 / (m_1 + m_2) \quad (1.3)$$

В данном случае горизонтальные составляющие скоростей частиц можно не рассматривать [1]. Нетрудно убедиться, что в случае не вполне упругих ударов формула (1.3) должна быть заменена следующей:

$$\Delta u_1 = \frac{1+k}{2} \frac{m_2}{m_1 + m_2} (u_2 - u_1) \quad (1.4)$$

где k — коэффициент восстановления при ударе, зависящий от упругих свойств соударяющихся тел и величины их относительной скорости. Аналогичное выражение может быть написано для малых частиц.

Принимая во внимание (1.1), (1.2) и (1.4), напишем уравнения движения частиц в двухфазном потоке [3]

$$\frac{du_1}{d\tau_1} = g \left[\left(\frac{w - u_1}{v_1} \right)^n - 1 \right] + \frac{3}{4} \frac{(1+k) m_2 (\delta_1 + \delta_2)^2 w \beta_2' (u_2 - u_1)^2}{m_1 + m_2 \delta_2^3} \quad (1.5)$$

$$\frac{du_2}{d\tau_1} = g \left[\left(\frac{w - u_2}{v_2} \right)^n - 1 \right] \frac{u_1}{u_2} - \frac{3}{4} \frac{(1+k) m_1 (\delta_1 + \delta_2)^2 w \beta_1' (u_2 - u_1)^2}{m_1 + m_2 \delta_1^3} \quad (1.6)$$

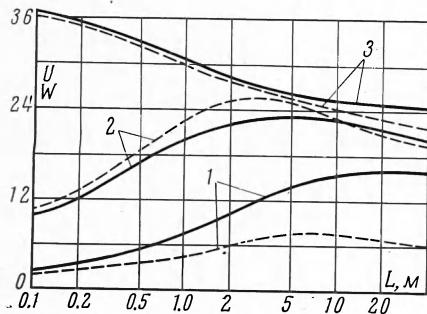
Здесь v — скорость витания частиц, n — показатель степени, принимающий значения от 1 до 2 в зависимости от величины критерия Рейнольдса [3]. Уравнения (1.5) и (1.6) приведены к одной независимой переменной, в качестве которой служит масштаб времени, связанный с движением крупных частиц.

В случае изотермического потока система (1.5), (1.6) замкнута. При наличии межфазового теплообмена систему (1.5), (1.6) следует дополнить уравнениями теплообмена для обеих фракций материала и теплового баланса [5]. Полученная таким образом система уравнений легко может быть решена методом конечных разностей.

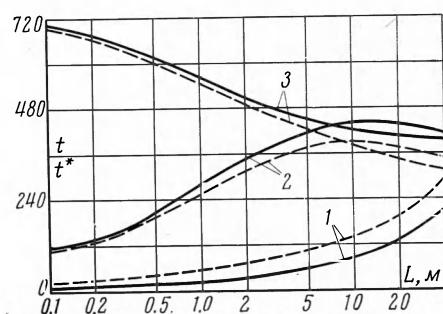
В качестве примера был произведен расчет нагрева двухфракционного материала в потоке при $\delta_1 = 5 \text{ мкм}$, $\delta_2 = 0.5 \text{ мкм}$, $w_0 = 40 \text{ м/сек}$, $u_{10} = u_{20} = 0$, $t^*_0 = 800^\circ\text{C}$, $t_{10} = t_{20} = 0^\circ\text{C}$, $k = 1$ (здесь t — температура материала, t^* — температура газа, индекс «0» указывает, что величина относится к начальному сечению потока). На фиг. 1 представлено изменение скоростей u и w м/сек, а на фиг. 2 — изменение температу-

ры газа $t^* \text{ } ^\circ\text{C}$ и температуры частиц материала $t \text{ } ^\circ\text{C}$ по длине потока (сплошные линии). Для сравнения штриховыми линиями указаны результаты расчета, выполненного без учета соударений [6]. Кривые 1 на фиг. 1 и 2 относятся к крупным частицам, 2 — к мелким, 3 — к газу.

Из фиг. 1 видно, что наличие в двухфазном потоке мелкой фракции существенно увеличивает скорость крупных частиц во всех сечениях потока, в особенности на значительном удалении от начального сечения. Например, влияние соударений при-



Фиг. 1



Фиг. 2

водит к возрастанию скорости крупных частиц на стабилизированном участке потока от 5.7 до 13 м/сек.] Вместе с тем снижение скорости мелких частиц вследствие соударений незначительно.

Соударения частиц в потоке приводят к возрастанию относительной скорости (а следовательно, и интенсивности теплообмена) для малых частиц и ее уменьшению для крупных. Кроме того, время пребывания для крупных частиц на определенном участке трубы-нагревателя под влиянием соударений заметно сокращается, а для мелких — несколько возрастает. Эти факторы существенно увеличивают степень неравномерности нагрева полидисперсного материала и приводят к повышению максимальной температуры, до которой нагреваются в потоке мелкие частицы, что зачастую недопустимо по технологическим соображениям. При наличии соударений для нагрева крупной фракции до определенной температуры требуется труба-нагреватель значительно большей длины, так как скорость нагрева крупных частиц снижается.

Обобщим полученные результаты на случай дисперсного вещества с непрерывным распределением частиц по размерам. Пусть фракционный состав твердой фазы характеризуется функцией распределения $x(\delta)$, причем $d\beta' = x(\delta) d\delta$. Задача сводится к отысканию функций $u = u(\delta)$ на стабилизированном и $u = u(\delta, L)$ и $t = t(\delta, L)$ на разгонном участке движения потока.

Рассмотрим две фракции материала, размер частиц которых заключен в интервалах $(\delta_1, \delta_1 + d\delta_1)$ и $(\delta_2, \delta_2 + d\delta_2)$. На основании изложенного выше воздействие второй фракции на первую составляет

$$d \left(\frac{F_1}{m_1} \right) = \frac{3}{4} \frac{(1+k)m_2(\delta_1 + \delta_2)^2 w}{m_1 + m_2} \frac{u_2 - u_1}{u_2} |u_2 - u_1| x(\delta_2) d\delta_2 \quad (1.7)$$

Интегрируя (1.7) в диапазоне изменения размера частиц и принимая во внимание силы веса и аэродинамического сопротивления, после преобразований получим уравнение движения дисперсного вещества на стабилизированном участке потока

$$\Phi(u) \equiv g \left[\left(\frac{w - u(\delta_1)}{v_1} \right)^{n_1} - 1 \right] + \frac{3}{4} (1+k) w \times \int_{\delta_{\min}}^{\delta_{\max}} \frac{\delta_1 + \delta_2}{\delta_1^2 + \delta_2^2 - \delta_1 \delta_2} \frac{u(\delta_2) - u(\delta_1)}{u(\delta_2)} |u(\delta_2) - u(\delta_1)| x(\delta_2) d\delta_2 = 0 \quad (1.8)$$

Уравнение (1.8) сравнительно просто может быть решено на вычислительной машине методом проб. При этом изложенный метод расчета ско-

ростей частиц не связан с большим объемом вычислительных операций по сравнению с методом, предлагаемым в работе [1].

На разгонном участке потока сумма сил, действующих на частицу, очевидно, равна ее ускорению

$$\partial u(\delta_1, \tau_1)/\partial \tau_1 = \Phi(u) \quad (1.9)$$

В данном случае уравнения межфазового теплообмена [5] также могут быть переписаны без изменений.

Изменение температуры газа на участке dL за счет теплообмена с частицами размером $(\delta_1, \delta_1 + d\delta_1)$ составляет [5]

$$d^2t^* = - \frac{c\rho}{c^*\rho^*} x(\delta_1) d\delta_1 dt_1 \quad (1.10)$$

где c , ρ , c^* , ρ^* — соответственно теплоемкость и плотность твердой и газообразной фазы. Интегрируя (1.10) с начальными условиями ($t^* = t_0^*$, $t(\delta_1, \tau_1) = t(\delta_1, 0)$), после преобразований получим уравнение теплового баланса

$$t^* = t_0^* - \frac{c\rho}{c^*\rho^*} \int_{\delta_{\min}}^{\delta_{\max}} [t(\delta_1, \tau_1) - t(\delta_1, 0)] x(\delta_1) d\delta_1 \quad (1.11)$$

Полученная система уравнений для разгонного участка ((1.9), (1.11), уравнения теплообмена) может быть решена методом сеток. При этом искомые функции должны быть известны в начальном сечении потока.

По изложенной методике был выполнен расчет движения дисперсного вещества в двухфазном потоке (для упрощения рассматривались изотермические условия) при $\delta_{\min} = 50 \text{ мк}$, $\delta_{\max} = 5 \text{ мм}$, $x(\delta) = \text{const} = 0.4 \text{ м}^{-1}$, $k = 1$, в начальном сечении $u(\delta) = 0$. Некоторые результаты расчета представлены на фиг. 3. Кривые 1—6 относятся к разгонному участку потока, кривая 7 — к стабилизированному. Для сравнения приведено распределение скоростей равномерного движения частиц без учета соударений (кривая 8). Как видно из фиг. 3, малые частицы очень быстро достигают скоростей, близких к скоростям их равномерного движения. Поэтому вблизи начального сечения потока (кривые 5, 6) диапазон скоростей частиц дисперсного вещества очень широк. В дальнейшем скорость тонких фракций изменяется медленно, а скорость крупных частиц продолжает увеличиваться за счет соударений с мелкими и действия силы аэродинамического опротивления, вследствие чего диапазон скоростей частиц сужается.

На основании изложенного рассмотрим основные положения предлагаемого С. И. Шабановым метода учета соударений частиц дисперсного вещества в потоке [1].

Истинная объемная концентрация дисперсного вещества в потоке составляет [3]

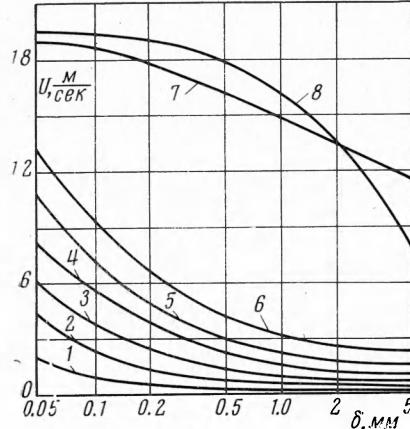
$$\beta = w \int_{\delta_{\min}}^{\delta_{\max}} \frac{x(\delta)}{u(\delta)} d\delta \quad (1.12)$$

Скорость рассматриваемых в работе [1] эквивалентных частиц с учетом (1.12) равна

$$u_e = \beta' \left[\int_{\delta_{\min}}^{\delta_{\max}} \frac{x(\delta)}{u(\delta)} d\delta \right]^{-1} \quad (1.13)$$

а их диаметр δ_e может быть определен по кривой 7 на фиг. 3.

Размер δ_* частиц фракции, для которой взаимодействия с меньшими и большими частицами уравновешиваются, определяется из условия равенства нулю интеграла в левой части (1.8). Очевидно, диаметр этих частиц равен абсциссе точки пересечения кривых 7 и 8 на фиг. 3.



Фиг. 3

Как следует из (1.12), размер δ^* частиц, являющихся центром тяжести дисперсного вещества в потоке, может быть определен из уравнения

$$\int_{\delta_{\min}}^{\delta_{\max}} \frac{x(\delta)}{u(\delta)} d\delta = 2 \int_{\delta_{\min}}^{\delta^*} \frac{x(\delta)}{u(\delta)} d\delta \quad (1.14)$$

Таким образом, три величины δ_* , δ^* и δ^o определяются из трех различных условий, и в общем случае принятые в работе [1] предположение об их равенстве между собой является лишь очень грубым приближением. Например, в выполнении расчете эти величины принимают следующие значения на стабилизированном участке потока: $\delta_* = 2.22 \text{ мм}$; $\delta^* = 1.53 \text{ мм}$; $\delta^o = 2.73 \text{ мм}$.

Предложенный в работе [1] метод решения уравнений движения дисперсного вещества представляет собой применение теоремы о среднем к интегралу, зависящему от параметра

$$\begin{aligned} & \int_{\delta_{\min}}^{\delta_{\max}} \frac{\delta_1 + \delta_2}{\delta_1^2 + \delta_2^2 - \delta_1 \delta_2} \frac{u(\delta_2) - u(\delta_1)}{u(\delta_2)} |u(\delta_2) - u(\delta_1)| x(\delta_2) d\delta_2 = \\ & = \frac{\delta_1 + \langle \delta \rangle}{\delta_1^2 + \langle \delta \rangle^2 - \delta_1 \langle \delta \rangle} \frac{u(\langle \delta \rangle) - u(\delta_1)}{u(\langle \delta \rangle)} |u(\langle \delta \rangle) - u(\delta_1)| x(\langle \delta \rangle) (\delta_{\max} - \delta_{\min}) \quad (1.15) \end{aligned}$$

При этом предполагается, что среднее значение $\langle \delta \rangle = \text{const} = \delta_o$. Однако, как нетрудно убедиться из (1.15), в общем случае $\langle \delta \rangle = \langle \delta \rangle(\delta_1)$, причем значения этой функции могут меняться в достаточно широких пределах. Так, в упомянутом примере величина $\langle \delta \rangle$ принимает следующие значения:

$\delta_1, \text{мм}$	0.05	0.2	0.5	1	2	5
$\langle \delta \rangle, \text{мм}$	2.25	4	1.25	1.54	1.38	1.75

§ 2. Движение и теплообмен частиц переменной массы в двухфазном потоке. При определенном температурном и гидродинамическом режиме соударения частиц полифракционного материала могут приводить к агломерации (термической грануляции) дисперсного вещества. Для расчета этого процесса прежде всего необходимо решить две связанные между собой задачи: установить закономерности соударений частиц полифракционного материала в потоке (см. § 1), а также закономерности движения и теплообмена частиц, масса которых вследствие непрерывного налипания других индивидуальных частиц или агрегатов меняется по длине потока.

Для решения второй задачи рассмотрим наиболее простой случай двухфракционного материала, причем при данных температурных и гидродинамических условиях определенная часть соударений частиц между собой приводит к слипанию.

Предположим, что выполнены условия, принятые в § 1. Кроме того, в первом приближении примем, что в процессе термической грануляции укрупняющиеся частицы сохраняют шарообразную форму.

Напишем уравнение движения частицы переменной массы

$$\frac{d}{d\tau_1} (m_1 u_1) = -P_1 + F_{1a} + F_1 + u_2 \frac{dm_1}{d\tau_1} \quad (2.1)$$

Здесь P — вес частиц, F_a — сила аэродинамического сопротивления, F — непрерывно действующая сила, эквивалентная воздействию малых частиц при столкновениях, которые не приводят к слипанию (§ 1). Индексы 1 и 2, относятся соответственно к крупным и мелким частицам.

За время $\Delta\tau_1$ (1.1) масса крупной частицы в среднем возрастает на φm_2 (φ — доля соударений, приводящих к слипанию столкнувшихся частиц). Учитывая, что в практических условиях крупная частица испытывает очень частые соударения (§ 1), заменим дискретное изменение ее массы непрерывным

$$dm_1 / d\tau_1 = \varphi m_2 / \Delta\tau_1$$

и после преобразований получим

$$\frac{dm_1}{d\tau_1} = \frac{\pi}{4} \varphi \omega (\delta_1 + \delta_2)^2 \beta_2' \frac{u_2 - u_1}{u_2} \quad (2.2)$$

Выражение для F_1 (§ 1) в данном случае должно быть умножено на $(1 - \varphi)$, тогда

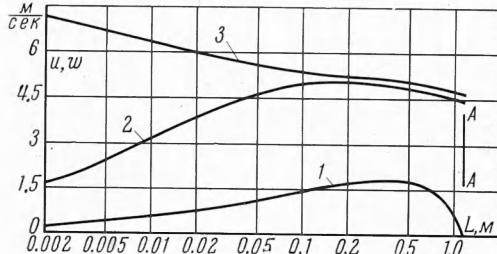
$$F_1 = \frac{3}{4} (1 - \varphi) \frac{(1 + k) m_1 m_2}{m_1 + m_2} \frac{(\delta_1 + \delta_2)^2 w \beta_2'}{\delta_2^3} \frac{(u_2 - u_1)^2}{u_2} \quad (2.3)$$

Подставляя (2.2) и (2.3), а также значение F_{1a} из [3] в (2.1), после преобразований получим

$$\begin{aligned} \frac{du_1}{d\tau_1} = & g \left[\left(\frac{w - u_1}{v_1} \right)^{n_1} - 1 \right] + \\ & + \frac{3}{4} (\delta_1 + \delta_2)^2 w \beta_2' \frac{(u_2 - u_1)^2}{u_2} \left[\frac{(1 + k)(1 - \varphi)m_2}{\delta_2^3(m_1 + m_2)} + \frac{2\varphi}{\delta_1^3} \right] \end{aligned} \quad (2.4)$$

Движение мелких частиц по-прежнему подчиняется уравнению (1.6), в правой части которого второй член следует умножить на $(1 - \varphi)$.

После подстановки в (2.2) значения $m_1 = 1/6 \pi \rho \delta_1^3$ и преобразований получим



Фиг. 4

$$\frac{d\delta_1}{d\tau_1} = \frac{\varphi \omega}{2} \frac{(\delta_1 + \delta_2)^2}{\delta_1} \beta_2' \frac{u_2 - u_1}{u_2}$$

Из предположения об отсутствии соударений между частицами одного размера следует, что количество крупных частиц не изменяется по длине потока, поэтому

$$\beta_1' = \frac{\rho^*}{\rho} \mu_1 = \frac{\rho^*}{\rho} \mu_{10} \left(\frac{\delta_1}{\delta_{10}} \right)^3 \quad (2.6)$$

Так как суммарная расходная концентрация материала постоянна, то

$$\beta_2' = \frac{\rho^*}{\rho} \mu_2 = \frac{\rho^*}{\rho} \left\{ \mu_{20} - \mu_{10} \left[\left(\frac{\delta_1}{\delta_{10}} \right)^3 - 1 \right] \right\} \quad (2.7)$$

где μ — расходная весовая концентрация.

Уравнение теплообмена для мелких частиц не связано с процессом агрегирования и может быть использовано в готовом виде [5]. При рассмотрении теплообмена гранул необходимо учесть различие в температуре слипающихся частиц.

Пусть в некотором сечении потока частицы обеих фракций имеют температуру t_1 и t_2 , а весовая концентрация крупных частиц равна μ_1 . Теплосодержание крупной фракции в этом сечении составляет $i_1 = c\mu_1 t_1$.

Дифференцируя это выражение, найдем

$$di_1 = c (\mu_1 dt_1 + t_1 d\mu_1) \quad (2.8)$$

Учитывая, что теплосодержание гранул возрастает как за счет межфазового теплообмена, так и за счет увеличения их массы, можем написать

$$di_1 = c [\mu_1 (dt_1/d\tau_1)^* d\tau_1 + t_2 d\mu_1] \quad (2.9)$$

где $(dt_1/d\tau_1)^*$ — скорость изменения температуры крупных частиц за счет

теплообмена с газом [5]. Из (2.8) и (2.9) получим

$$\frac{dt_1}{d\tau_1} = \left(\frac{dt_1}{d\tau_1} \right)^* + \frac{t_2 - t_1}{\mu_1} \frac{d\mu_1}{d\tau_1} \quad (2.10)$$

Наконец, уравнение теплового баланса запишется в виде

$$\frac{dt^*}{d\tau_1} = - \frac{c}{c^*} \left[\mu_1 \left(\frac{dt_1}{d\tau_1} \right)^* + \mu_2 \frac{dt_2}{d\tau_1} \right] \quad (2.11)$$

Полученная система уравнений (1.6), (2.4)–(2.7), (2.10), (2.11) позволяет рассчитать изменение скоростей, температур и концентраций обеих фракций, а также диаметра (или массы) крупных частиц по длине потока. Эта система может быть решена методом конечных разностей.

В качестве примера был произведен расчет нагрева и движения дисперсного материала при $\delta_{10} = 1$ м.м., $\delta_2 = 0.1$ м.м., $w_0 = 8$ м/сек, $\mu_{10} = \mu_{20} = 0.738$ кг/кг, $\varphi = 1$, $t_0^* = 800^\circ$ С, $t_{10} = t_{20} = 0^\circ$ С, $u_{10} = u_{20} = 0$.

На фиг. 4 и 5 приведено изменение скорости и температуры газа и частиц обеих фракций по длине потока. Кривые 1 относятся к крупным частицам (гранулам), 2 — к мелким, 3 — к газу.

В некотором сечении потока (сечение A—A на фиг. 4) скорость крупных частиц падает до нуля, что объясняется как снижением температуры газового потока, так и

возрастанием массы частиц. В этом сечении крупные частицы начнут выпадать из потока. При соответствующем выборе величины w_0 [6] процесс будет стационарным при любой длине потока, т. е. крупные частицы будут выноситься на бесконечность.

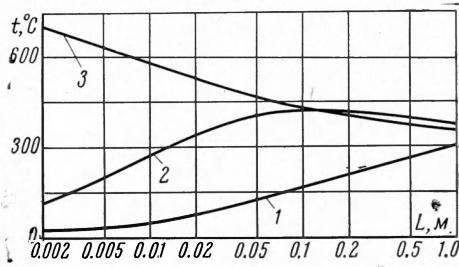
Кривые изменения температуры фракций носят примерно такой же характер, как и для неизотермического потока без агрегирования частиц [5]. Агрегирование приводит к более быстрому нагреву крупных частиц, так как в образовании гранул участвуют малые частицы, имеющие более высокую температуру.

Произведенный анализ процесса термической грануляции дисперсного материала во взвешенном состоянии показывает, что это явление может послужить основой для разработки новых высокointенсивных технологических процессов во многих отраслях промышленности, таких, как производство цементного клинкера, агломерация железной руды и др. [7].

Поступила 19 VIII 1965

ЛИТЕРАТУРА

- Шабанов С. И. Влияние соударений на скорость установившегося движения полифракционных частиц в вертикальном потоке. Сб. «Тепло- и массообмен в дисперсных системах», Изд. «Наука и техника», Минск, 1965.
- Mischelknautz E. Theoretische und experimentelle Untersuchungen über die Druckverluste pneumatischer Förderleitungen unter besonderer Berücksichtigung des Einflusses von Gutreibung und Gutgewicht. VDI-Forschungsheft, Düsseldorf, 1959, № 476.
- Бабуха Г. Л., Шрайбер А. А. Изменение концентрации дисперсного материала по длине двухфазного потока. Сб. «Течения жидкостей и газов», Изд. «Наукова думка», Киев, 1965.
- Чепмен С., Калинг Т. Математическая теория неоднородных газов. М., Изд.-во иностр. лит., 1960.
- Бабуха Г. Л., Назарчук М. М. Метод расчета нагрева полидисперсного материала во взвешенном состоянии. Инж.-физ. ж., 1959, № 10.
- Бабуха Г. Л., Назарчук М. М. Визначення оптимальної швидкості газів при нагріванні полидисперсного матеріалу в завислому стані. Зб. праць ІТЕ АН УРСР, Вид.-во АН УРСР, Київ, 1960, вин. 18.
- Бабуха Г. Л. Спікання пиловидного матеріалу в завислому стані. Доповіді АН УРСР, 1963, № 11.



Фиг. 5