

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бусройд Р. Течение газа со взвешенными частицами. - М.: Мир., 1975. - 378 с.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. - М.: Наука, 1973. - 847 с.
3. Лойцянский Л.Г., Лурье А.И. Курс теоретической механики. Т. 2 Динамика. - М.: Наука, 1983. - 640 с.
4. Михаэлидис Е.Е. Движение частиц в газовом потоке. Средняя скорость и потери давления // Теоретические основы инженерных расчетов (Труды Американского общества инженеров-механиков). - 1988. - № 1. - С. 276 - 288.
5. Нагаев Р.Ф. Механические процессы с повторными затухающими соударениями. - М.: Наука, 1985. - 200 с.
6. Нигматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. - М.: Наука, 1978. - 336 с.
7. Потураев В.Н., Волошин А.И., Пономарев Б.В., Кордюк О.Л. Математическое моделирование двухфазных потоков при пневмотранспорте сыпучих материалов // Докл. АН УССР. Сер. А. физ. - мат. и техн. науки. - 1988. - № 7. - С. 48 - 51.
8. Потураев В.Н., Волошин А.И., Пономарев Б.В. Вибрационно-пневматическое транспортирование сыпучих материалов. - Киев: Наук. думка, 1989. - 245 с.
9. Смолдырев А.Е. Трубопроводный транспорт. - М.: Недра, 1980. - 292 с.

УДК 622.648.6:531.132.1:532.51.012.4

Б.В. Пономарев

О СИЛАХ СОПРОТИВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЮ ЧАСТИЦ В ПОТОКЕ ГАЗА ПО ГОРИЗОНТАЛЬНОМУ ТРУБОПРОВОДУ

Досліджується рух дисперсних часток з обертанням в потоці газу вздовж горизонтального каналу з паралельними твердими стінками. Розглянуто режим котіння часток по нижній стінці і періодичний режим з ударами часток об верхню та нижню

стілки. Обидва режими досліджено у випадках руху з просковзуванням та без просковзування. Для цих режимів визначено пересічні у часі сили опору руху часток та зроблено порівняння з відомими раніше результатами. Лл. 5. Бібліогр.: 10 найм.

Силовое взаимодействие с твердыми стенками частиц дисперсного материала увлекаемого газом, имеет место в различных агрегатах и устройствах используемых в технологических процессах с двухфазными потоками «газ - твердые частицы». Механизм этого взаимодействия во многом определяет закономерности износа трубопроводов и каналов, а также позволяет определить силы сопротивления и потери давления газа по длине канала. Этому вопросу посвящены работы [4, 9], а также обзорные монографии [10, 1]. В [1] на основе обобщения ряда экспериментальных работ для касательного напряжения трения на стенках предлагается выражение в виде аналогичном для чистого газа с эквивалентным коэффициентом трения, зависящим от числа Фруда. В [9] потери на трение представлены как результат действия пульсаций в двухфазном потоке. В [4] силу сопротивления твердой фазы потока предлагается находить исходя из потерь импульса при ударе частиц о стенки канала.

В данной работе для режимов движения по нижней стенке и периодического с ударами о верхнюю и нижнюю стенки получены, с последующим осреднением по времени, выражения для сил сопротивления движению частиц твердой фазы потока в горизонтальном канале, качественно совпадающие с экспериментальными результатами [1, 9]. Поскольку рабочая объемная концентрация твердой фазы для потока аэросмеси в установившемся режиме обычно $\alpha_2 < 0,05$, то не учитываются столкновения частиц между собой и используется модель одиночной частицы с последующим осреднением.

1. Режимы движения частиц по нижней стенке канала

Для сферической частицы радиуса a из материала плотностью ρ_2 катящейся прямолинейно по горизонтальной поверхности со скоростью v в однородном потоке газа с плотностью ρ_1 и скоростью u под действием аэродинамической силы $F_a = C_\mu \pi a^2 \rho_1 [(u - v)^2] / 2$ [2] ($C_\mu = 0,5$

для $Re > 10^3$) и подъемной силы Магнуса-Жуковского $F_{М-ж.} = 8 \pi a^3 \rho_1 \omega (u - v) / 3$ [6], уравнения движения записываются в виде [3, т. 2]

$$m dv/dt = F_a - F_k; J d\omega/dt = F_k \cdot a, \quad (1.1)$$

где ω - угловая скорость частицы, $m = 4\pi a^3 \rho_2 / 3$, $J = 2m(a^2)/5$ - масса и момент инерции частицы, F_k - горизонтальная составляющая силы в точке контакта частицы.

Рассмотрим качение частиц без проскальзывания. Используя уравнение голономной связи $v = a\omega$ и исключая dv/dt из (1.1) находим

$$F_k = 2 F_a / 7. \quad (1.2)$$

Учитывая (1.2) и выражение для F_a , интегрируя первое уравнение (1.1) для нулевых начальных условий, получаем

$$v = u - u / (k u t + 1), \quad (1.3)$$

где $k = 15 \rho_1 / 112 a \rho_2$. В случае качения без проскальзывания наклон к вертикали результирующей сил, действующих в точке контакта, не должен превышать угла трения $\arctg f$ [3, т. 1], т.е.

$$F_k / N \leq f, \quad (1.4)$$

где

$$N = m g - F_{М-ж.} = 4\pi a^3 \rho_2 [g - 2 \gamma v (u - v)] / 3 \quad (1.5)$$

- сила нормального давления в точке контакта, g - ускорение силы тяжести, f - коэффициент трения по Кулону, $\gamma = 112 k / 15$. С учетом (1.2) и (1.5) условие (1.4) записывается в виде

$$\Phi(v) = v^2 - [(112f - 6)uv + 56fg/\gamma - 3u^2] / (112f - 3) \geq 0$$

Корни $\Phi(v)$ равны

$$v_{\pm} = [(56f - 3)u \pm \sqrt{3136 f^2 u^2 - 6272 f^2 g/\gamma + 168 f g/\gamma}] / (112f - 3) \quad (1.6)$$

и условие непроскальзывания имеет вид

$$v \geq v_+ \quad \text{или} \quad v \leq v_- \quad (1.7)$$

Второе соотношение (1.7) имеет смысл, если $v_- > 0$, что выполняется при

$u < u_2 = \sqrt{56 f g a \rho_2 / 3 \rho_1}$. Интервал проскальзывания $v_- < v < v_+$ обращается в нуль при наличии комплексных корней $\Phi(v)$ для случая

$$u < u_1 = \sqrt{(112f-3)ga\rho_2/56\rho_1f}. \quad (1.8)$$

Следовательно, если выполняется (1.8), то движение осуществляется без проскальзывания при $0 < v < u$. Если $u_1 < u < u_2$, то движение без проскальзывания возможно при $0 < v < v_*$. Сила сопротивления движению частицы (F_c) равна горизонтальной составляющей реакции на частицу в точке контакта.

$$F_c = F_x = \pi a^2 \rho_1 [(u-v)^2]/14 \quad (1.9)$$

или с учетом (1.3)

$$F_c = \pi a^2 \rho_1 u^2 / 14 (k u t + 1)^2. \quad (1.10)$$

Для получения квазистационарной оценки движения частиц проведем осреднение F_c по времени на интервале $(t_0, \bar{t})$

$$\langle F_c \rangle_t = \left[\int_{t_0}^{\bar{t}} F_c(t) dt \right] / (\bar{t} - t_0), \quad (1.11)$$

где $\langle F_c \rangle_t$ - осредненная по времени сила сопротивления движению одной частицы. При $t_0 = 0$ с учетом (1.10) получаем $\langle F_c \rangle_t = \pi a^2 \rho_1 u^2 / 14 (k u t + 1)$. Подставляя найденное из (1.3) $\bar{t} = \bar{v} / k u (u - \bar{v})$, получаем

$$\langle F_c \rangle_t = \pi a^2 \rho_1 u (u - \bar{v}) / 14, \quad (1.12)$$

где $\bar{v} = k_v u$ - скорость в конце интервала осреднения, составляющая некоторую часть от скорости газа ($0 < k_v < 1$). Учитывая это, записываем $\langle F_c \rangle_t = \pi a^2 \rho_1 (1 - k_v) u^2 / 14$. Обычно после разгона частиц их скорость составляет $\bar{v} = (0,5 + 0,9) u$. Полагая, например, $k_v = 0,5$, получаем, для случая удовлетворяющего условию (1.8)

$$\langle F_c \rangle_t = \pi a^2 \rho_1 u^2 / 28 \quad (\text{см. рис. 1}) \quad (1.13)$$

Если u находится в интервале (u_1, u_2) , то $\bar{v} = v$ и формула (1.12) с учетом (1.6) принимает вид (см. рис. 1)

$$\langle F_c \rangle_t = 4\pi a^2 \rho_1 f [u^2 + u \sqrt{u^2 - (112f-3)g/56f\gamma}] / (112f-3). \quad (1.14)$$

Если считать u медленно меняющимся параметром, то выражения (1.13), (1.14) и рис. 1 показывают, что для режима качения частиц без проскальзывания при возрастании скорости газа u характерен рост

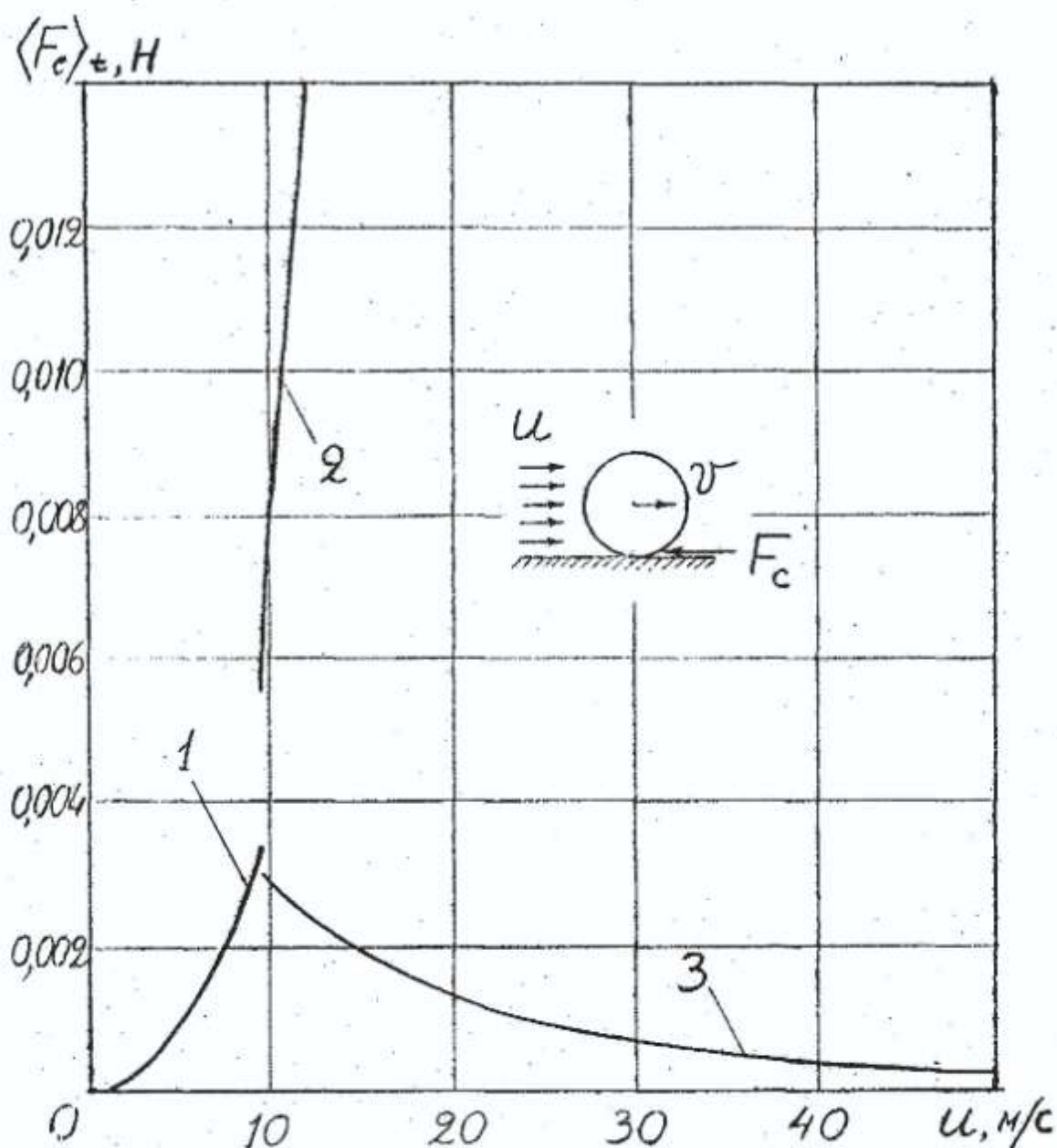


Рис. 1

средней силы сопротивления по квадратичному закону (1.13) ("1" на рис. 1) или близкому к линейному виду $\langle F_c \rangle_t = b u - a$ (1.14) ("2" на рис.1). Зависимости на рис. 1 получены для $a = 0,01m$; $f = 0,3$; $\rho_1 = 5$ кг/м³; $\rho_2 = 2500$ кг/м³.

Рассмотрим качение частиц с проскальзыванием. Сила сопротивления движению частицы в этом случае равна силе трения в точке контакта $F_c = F_k = f \cdot N$. Уравнения движения (1.1) с учетом этого принимают вид

$$\begin{aligned} dv/dt &= 3\gamma[(u-v)^2]/16 - f[g - 2\gamma a\omega(u-v)]; \\ d(a\omega)/dt &= 2,5f[g - 2\gamma a\omega(u-v)]; dx/dt = v. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Из второго уравнения (1.1) с учетом $F_k = F_c$ записываем $F_c = 8\pi a^3 \rho_2 d(a\omega)/dt/15$ и подставляя в (1.11) для $t_0 = 0$, получаем

$$\langle F_c \rangle_t = 8\pi a^3 \rho_2 [a\bar{\omega}(\bar{t}) - a\omega(0)]/15\bar{t}. \quad (1.16)$$

Значение $a\omega(0)$ равно нулю, если движение начинается при проскальзывании и равно $v = v_c$ конца режима без проскальзывания, если он имеет место в начале: $a\omega(0) = 0$ при $u \geq u_2$; $a\omega(0) = v_c$ при $u_1 < u < u_2$. Интегрируем уравнения (1.15) на интервале $(0, \bar{t})$ участка проскальзывания, изменяя t до тех пор пока скорость v центра масс частицы не сравняется с ее окружной скоростью $a\omega$ и произойдет сцепление в контакте так, что значению $\bar{t}$ конца интервала соответствует $\bar{v} = a\bar{\omega}$. Подставляя в (1.16) найденные для различных u после численного интегрирования системы (1.15) значения $\bar{t}$ и $a\bar{\omega}$, получаем зависимость $\langle F_c(u) \rangle_t$ (см. «3» на рис. 1), которая относится к гиперболическому типу вида $\langle F_c \rangle_t = C/u^r$, где C, r - константы. Для ряда конкретных случаев можно положить $r = 1$, тогда

$$\langle F_c \rangle_t = C/u. \quad (1.17)$$

Сравнение (1.13) или (1.14) с (1.17) выявляет качественное различие зависимости средней силы сопротивления от скорости газа для режимов без проскальзывания и с проскальзыванием. Решение системы (1.15) позволяет также получить зависимость локальной силы сопротивления от скорости частицы и от пройденного ею расстояния (при $u = \text{const}$). Из рис. 2а видно, что пока имеет место режим движения без проскальзывания сила сопротивления при возрастании скорости частиц убывает по закону квадратной параболы (1.9).

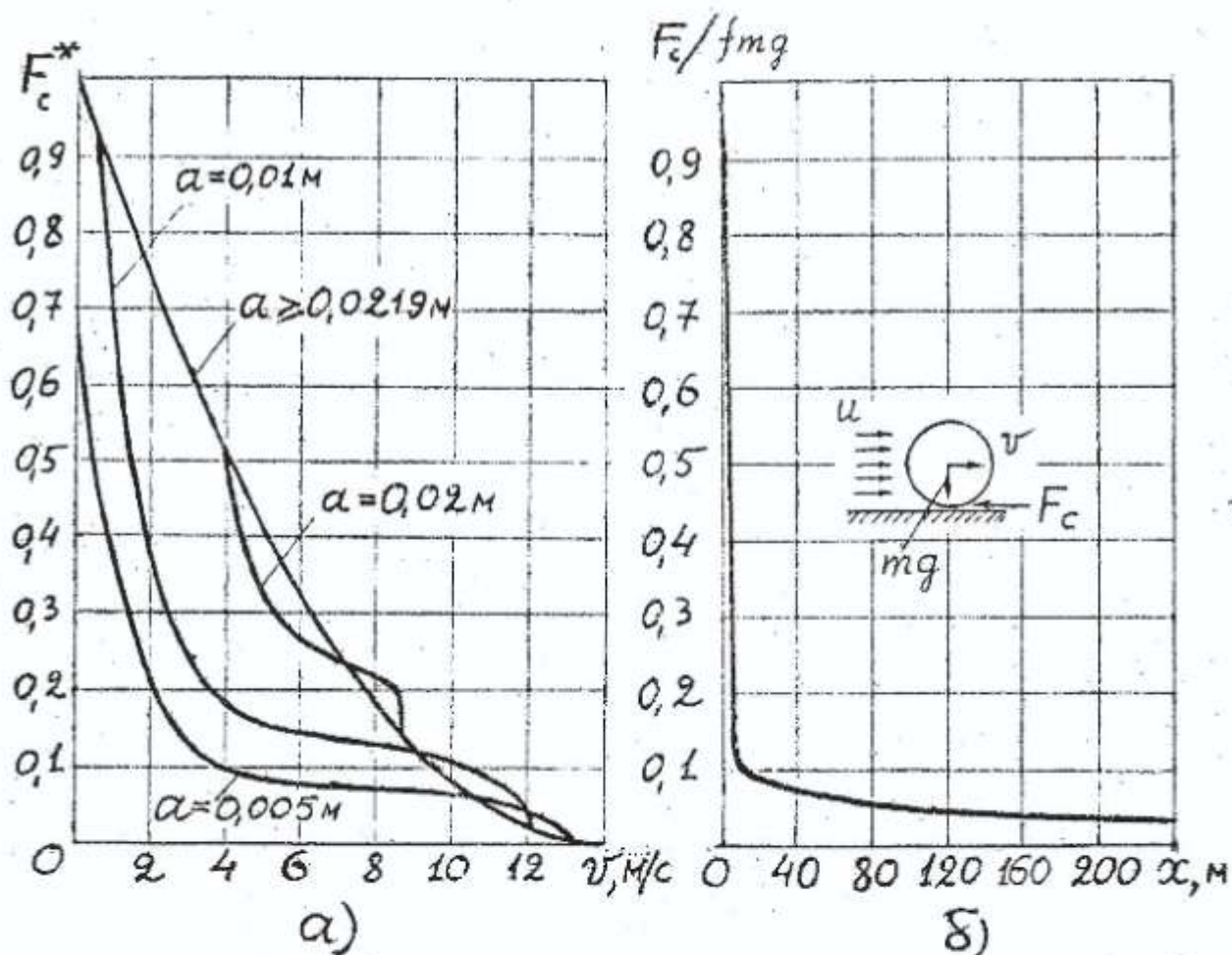


Рис. 2

С наступлением режима проскальзывания сила сопротивления резко падает по закону близкому к гиперболическому. Для мелких частиц это проявляется при меньших v и в большей степени. После сравнительно пологого участка далее следует вторичное падение $F_c^*(v) = F_c / F_c^0$ ($F_c^0 = \pi a^2 \rho_1 u^2 / 14$) и переход в режим непроскальзывания, который обычно не реализуется, т.к. происходит взвешивание частиц. При этом $F_c^*(v)$ представляет собой локальную по v величину при $u = \text{const}$ в отличие от $\langle F_c(u) \rangle$, величины интегральной по t , а следовательно и по v . Из рис. 2б, который изображает движение частиц с параметрами соответствующими процессу пневмотранспортирования, видно, что приведенная сила сопротивления $F_c(x) / fmg$ имеет наибольшее значение на первых метрах движения, резко убывая далее. Это подтверждает известное в пневмотранспортной технике положение о

необходимости гарантированного прохождения дисперсным материалом начального (разгонного) участка трубопровода. Зависимости на рис. 2 получены для $u = 14$ м/с; $f = 0,3$; $\rho_1 = 5$ кг/м³; $\rho_2 = 2500$ кг/м³.

2. Периодические режимы движения частиц с ударами об обе стенки канала

Предполагается, что существуют периодические режимы с периодом $T = \sum T_i$, где i - номер этапа полета, T_1 - время полета частицы от нижней стенки к верхней, T_2 - время полета от верхней к нижней и т.д. Рассмотрим простейший из таких режимов: $T = T_1 + T_2$. Уравнения полета частицы между стенками с учетом сил F_n , $F_{м-ж}$, mg в рамках плоской задачи записываются в виде

$$d\tilde{v}/d\tilde{t} = \varepsilon(1 - \tilde{v}_x)^2; d\tilde{v}_y/d\tilde{t} = d^2\tilde{y}/d\tilde{t}^2 = -\tilde{g} - \tilde{\omega}(1 - \tilde{v}_x), \quad (2.1)$$

$$\text{где } \tilde{v}_x = v_x/u; \tilde{v}_y = v_y/u; \tilde{\omega} = 2Ma\omega/u; \tilde{t} = ut/H; \quad (2.2)$$

$$\tilde{y} = y/H; \tilde{g} = Hg/u^2 = Fr^{-1}; M = H\rho_1/a\rho_2; \varepsilon = 3C_p M/8,$$

H - расстояние между стенками. Ударные взаимодействия частицы со стенками описываются следующими соотношениями [3, т. 2; 5]

$$v_x^+ = v_x^- + S_x/m; \quad v_y^+ = v_y^- + S_y/m; \quad \omega^+ = \omega^- - 2,5 S_x \text{ sign } v_y^- / ma; \quad (2.3)$$

$$S_x = -f |S_y| \text{ sign } V_x^- \text{ (проскальзывание);} \quad V_x^+ = 0 \text{ (непроскальзывание);} \quad (2.4)$$

$$S_y = -m(1+R)v_y^-; V_x^\pm = v_x^\pm - a\omega^\pm \text{ sign } v_y^-, \quad (2.5)$$

где $S_{x,y}$ - ударный импульс, V_x - скорость точки контакта (на частице), R - коэффициент восстановления при ударе, f - коэффициент ударного трения, принятый равным коэффициенту трения по Кулону, индексы "+", "-" обозначают до- и послеударные значения величин. Ось x направлена горизонтально вправо вдоль канала, y - поперек и вверх. Полагая между стенками $\omega = \text{const}$ и, поскольку в полете частица разгоняется, то при любых сочетаниях знаков $\omega^\pm, v_y^\pm$ имеет место $V_x^- > 0$. Учитывая это после исключения S_y, V_x^-, V_x^+ из (2.3) - (2.5) находим S_x и условия переключения для удара с проскальзыванием, которые в обозначениях по этапам полета записываются в виде

$$\begin{aligned} S_x &= -f(1+R)m|v_y|; \\ v_{x,i+1}(0) &= v_{x,i}(T_i) + (-1)^i f(1+R)v_{y,i}(T_i); \\ \omega_{i+1} &= \omega_i + 5f(1+R)v_{y,i}(T_i)/2a \end{aligned} \quad (2.6)$$

и для удара без проскальзывания

$$\begin{aligned} S_x &= -2mV_x/7; \\ v_{x,i+1}(0) &= [5v_{x,i}(T_i) - (-1)^i 2a\omega_i]/7; \\ \omega_{i+1} &= [2\omega_i - (-1)^i 5v_{x,i}(T_i)/a]/7, \end{aligned} \quad (2.7)$$

а также для обоих случаев

$$v_{y,i+1}(0) = -R v_{y,i}(T_i) \quad (i=1, 2), \quad (2.8)$$

где $t=0$ соответствует началу i -го этапа полета, а $t=T_i$ - концу его.

Условия периодичности имеют вид

$$v_{x,i+2}(0) = v_{x,i}(0); \quad v_{y,i+2}(0) = v_{y,i}(0); \quad \omega_{i+2} = \omega_i. \quad (2.9)$$

Поскольку зависимость $\tilde{v}_x = 1 - (1 - \tilde{v}_{x0})/[\epsilon(1 - \tilde{v}_{x0})\tilde{T} + 1]$, полученная из первого уравнения (2.1), близка к линейной в интересующем нас диапазоне параметров, то используем аппроксимацию по $\tilde{T}$

$$\tilde{v}_{x,i} = [\tilde{v}_{x,i}(\tilde{T}_i) - \tilde{v}_{x,i}(0)]\tilde{T}/\tilde{T}_i + \tilde{v}_{x,i}(0) \quad (2.10)$$

и потребуем, чтобы уравнения полета удовлетворялись интегрально.

Подставляя (2.10) в (2.1) и интегрируя при использовании обозначений

$$\begin{aligned} x_{2i-1} &\equiv \tilde{v}_{x,i}(0); & x_{2i} &\equiv \tilde{v}_{x,i}(\tilde{T}_i); \\ y_{2i-1} &\equiv \tilde{v}_{y,i}(0); & y_{2i} &\equiv \tilde{v}_{y,i}(\tilde{T}_i) \end{aligned} \quad (2.11)$$

получаем

$$\begin{aligned} (x_{2i} - x_{2i-1})/\epsilon\tilde{T}_i &= 1 - (x_{2i} + x_{2i-1}) + x_{2i}x_{2i-1} + \\ &+ [(x_{2i} - x_{2i-1})^2]/3; \\ (y_{2i} - y_{2i-1})/\tilde{T}_i &= -\tilde{g} - \tilde{\omega}_i[1 - (x_{2i} + x_{2i-1})/2]; \\ (-1)^{i+1}/\tilde{T}_i &= (y_{2i} + y_{2i-1})/2 + (x_{2i} - x_{2i-1})(y_{2i} - \\ &- y_{2i-1})\tilde{\omega}_i/12[\tilde{g} + \tilde{\omega}_i(1 - (x_{2i} + x_{2i-1})/2)] \quad (i=1, 2) \end{aligned} \quad (2.12)$$

Условия переключения (2.6) - (2.8) и периодичности (2.9) с учетом (2.11) записываются в виде: при проскальзывании -

$$x_3 = x_2 - ky_2; \quad x_1 = x_4 + ky_4; \quad (2.13)$$

$$\tilde{\omega}_2 = \tilde{\omega}_1 + \Lambda y_2; \quad \tilde{\omega}_1 = \tilde{\omega}_2 + \Lambda y_4; \quad (2.14)$$

при непроскальзывании -

$$x_3 = (5x_2 + \tilde{\omega}_1/M)/7; \quad x_1 = (5x_4 - \tilde{\omega}_2/M)/7; \quad (2.15)$$

$$\bar{\omega}_2 = (2 \bar{\omega}_1 + 10 M x_2) / 7; \bar{\omega}_1 = (2 \bar{\omega}_2 - 10 M x_4) / 7 \quad (2.16)$$

и для обоих случаев -

$$y_3 = -R y_2; y_1 = -R y_4, \quad (2.17)$$

$$\text{где } k = f(1 + R); \Lambda = 5 k M. \quad (2.18)$$

При использовании обозначений

$$z_1 \equiv (x_1 + x_2) / 2; z_2 \equiv (x_2 - x_1) / 2 \quad (0 < z_1, z_2 < 1) \quad (2.19)$$

исключая из (2.12) - (2.14), (2.17) $y_1, y_3, y_4, \tilde{T}_1, \tilde{T}_2, \bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2$, получаем определяющие уравнения для периодического режима движения с ударами об обе стенки с проскальзыванием

$$F(q_1) \equiv q^2 - 160 p(k-p)q/3(1-R) + p(k-p)/3 = 0; \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} q = 3(1-R) \{ 2\Lambda^2 p(k-p)(k^2 - 3kp + 3p^2) + (1 - \\ - R)^2 k [\Lambda p(k-p) - \varepsilon(1+R+\varepsilon k/3)(k - \\ - 2p)^2/2] \} / \{ 12\Lambda^2 p(k-p)(k^2 - 3kp + 3p^2) - \\ - \varepsilon(1-R)^2 k [2\varepsilon k(k-2p)^2 + 3(1+R)((k - \\ - p)^2 + p)] \} \quad (\equiv q_2(p)), \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$\text{где } p \equiv z_2/y_2; q \equiv (1-z_1)/y_2. \quad (2.22)$$

Исключая из (2.12), (2.15) - (2.17) $y_1, y_2, y_3, y_4, x_3, x_4, \bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2, \tilde{T}_1, \tilde{T}_2$, и используя обозначения (2.19), записываем определяющие уравнения периодического режима без проскальзывания.

$$\begin{aligned} 9M[(1-z_1)^2 + z_n^2/3] / 1024 z_n + z_n^2(z_n - z_1) / 3[(1-z_1)^2 + z_n^2/3] + \\ + \{(-1)^n(1+R^2)[\bar{g}/2M + (-1)^n(z_n - z_1)(1-z_1)] z_n / [(1-z_1)^2 + \\ + z_n^2/3] - (-1)^n 2R[\bar{g}/2M + (-1)^n(z_1 - z_{s-n})(1 - \\ - z_1)] z_{s-n} / [(1-z_1)^2 + z_{s-n}^2/3]\} / (1-R^2) = 0 \\ (n = 2, 3; z_3 \equiv 4z_1/7 - z_2) \end{aligned} \quad (2.23)$$

Аналогично записываются определяющие уравнения для смешанного режима, при котором удары о верхнюю стенку происходят с проскальзыванием, а о нижнюю - без проскальзывания.

Получим в замкнутом виде приближенное решение для режима с проскальзыванием. Из уравнений (2.12) с учетом (2.22) находим выражение для поперечной скорости

$$y_2 = \sqrt{2 \bar{g} p / 3 \varepsilon q \{3 \varepsilon (q^2 / p + p / 3) - [3(1+R) + (1-R) p / q]\} (q^2 / p + p / 3)}, \quad (2.24)$$

которое действительно при $p < \varepsilon q^2 / (1+R)$, что имеет место в малой окрестности точек разрыва функций $q_2(p)$ в (2.21) или корней ее знаменателя:

$$p = k [1 \pm \sqrt{2} \sqrt{1/6 - L \pm \sqrt{(1/6 - L)^2 + 1/12 - L}}] / 2, \quad (2.25)$$

$$\text{где} \quad L = [(1-R) / (1+R)]^2 / 800 M f^3. \quad (2.26)$$

Определяя $q(L)$ из (2.20) с помощью (2.25) и подставляя $q(L)$ и $p(L)$ в (2.24) получаем

$$y_2 = S_1 \sqrt{15 (1-R) \bar{g} / f (1+R)^3} / 40, \quad (2.27)$$

где $S_1 = L / \sqrt{\bar{p} (1 - \bar{p})^3 [\bar{p} (1 - \bar{p})^2 - 1,5 L]}$ ($\bar{p} = p / k$). Используя для $S_1(L)$ в диапазоне $0,05 < L < 0,0893$ аппроксимацию $S_1 = 0,0758 \cdot L^{-3/2}$ (отклонение по методу наименьших квадратов $\leq 5\%$) с учетом (2.2), (2.11) получаем из (2.27)

$$v_{y,2} = 166 (\rho_1 / a \rho_2)^{3/2} H^2 f^4 ((1+R) / (1-R))^2 \sqrt{g / (1-R^2)}. \quad (2.28)$$

Если считать u медленно меняющимся параметром, то получаем зависимость $v_{y,2}(u)$ (рис. 3) из (2.28) с учетом закона сохранения массы для газа

$$\rho_1 = Q_1^m / S u, \quad (2.29)$$

где $Q_1^m = \text{const}$ - массовый расход газа, $S = \pi H^2 / 4$ - площадь поперечного сечения трубопровода. Остальные неизвестные определяются с помощью (2.22), (2.19), (2.28) из (2.12) - (2.14), (2.17) (см. рис. 3).

$$v_x, v_y \cdot 10^4 (\text{м/с}), \omega \cdot 10^2 (\text{1/с}), \langle F_c \rangle \cdot 10^4 (\text{н})$$

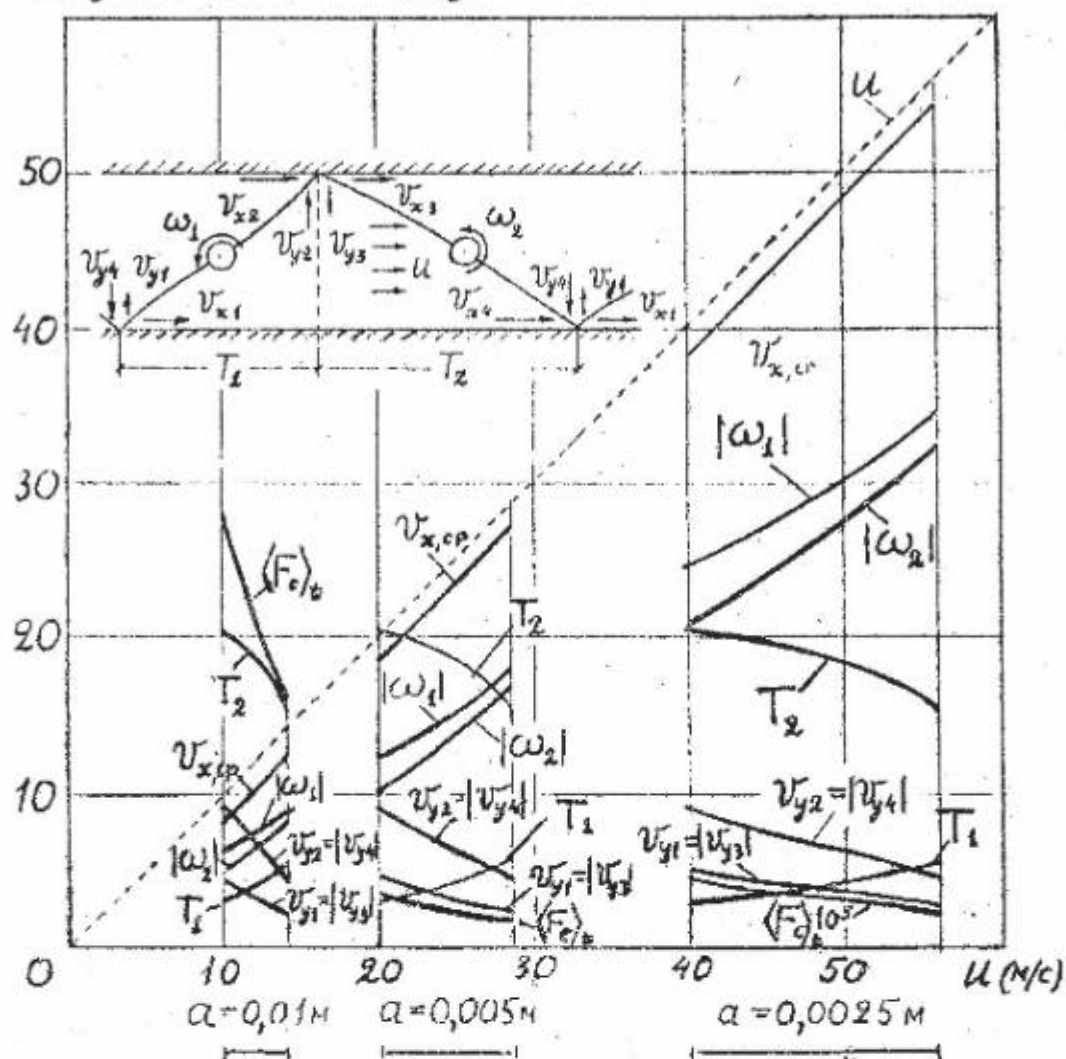


Рис. 3

Из графиков видно, что для режима с проскальзыванием характерно возрастание продольных, а также угловых скоростей и убывание поперечных при увеличении скорости газа. Для режима без проскальзывания решение определяющих уравнений (2.23) выполнено численно по методу Ньютона- Рафсона. Зависимость основных кинематических параметров от скорости газа представлена на рис. 4. Здесь характерным является возрастание всех кинематических параметров при увеличении скорости газа (кроме времени полета между стенками T_1 , T_2). На рис. 5 изображена зависимость от скорости газа предельного

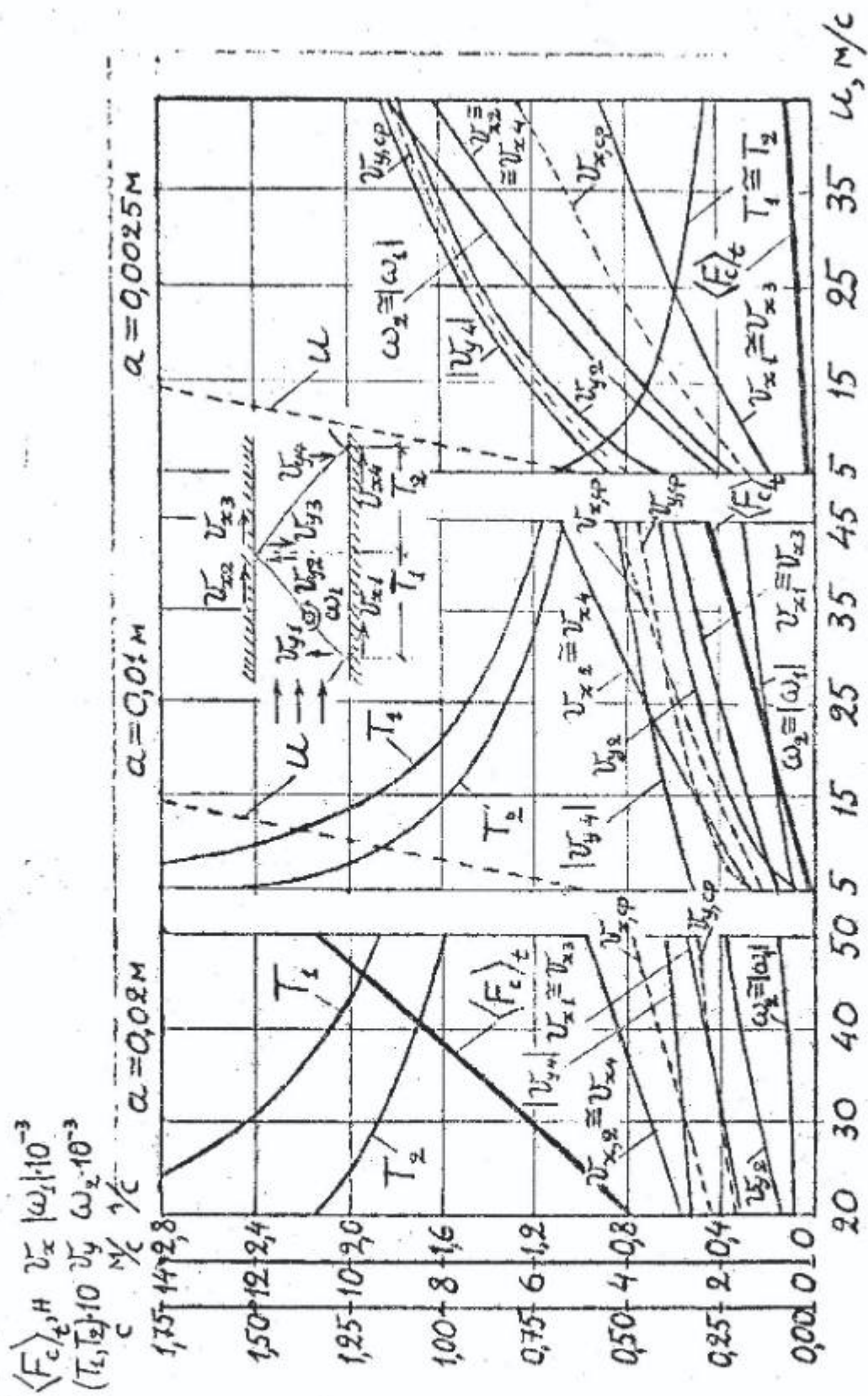


Рис 4

значения коэффициента трения, при котором еще сохраняется режим движения без проскальзывания.

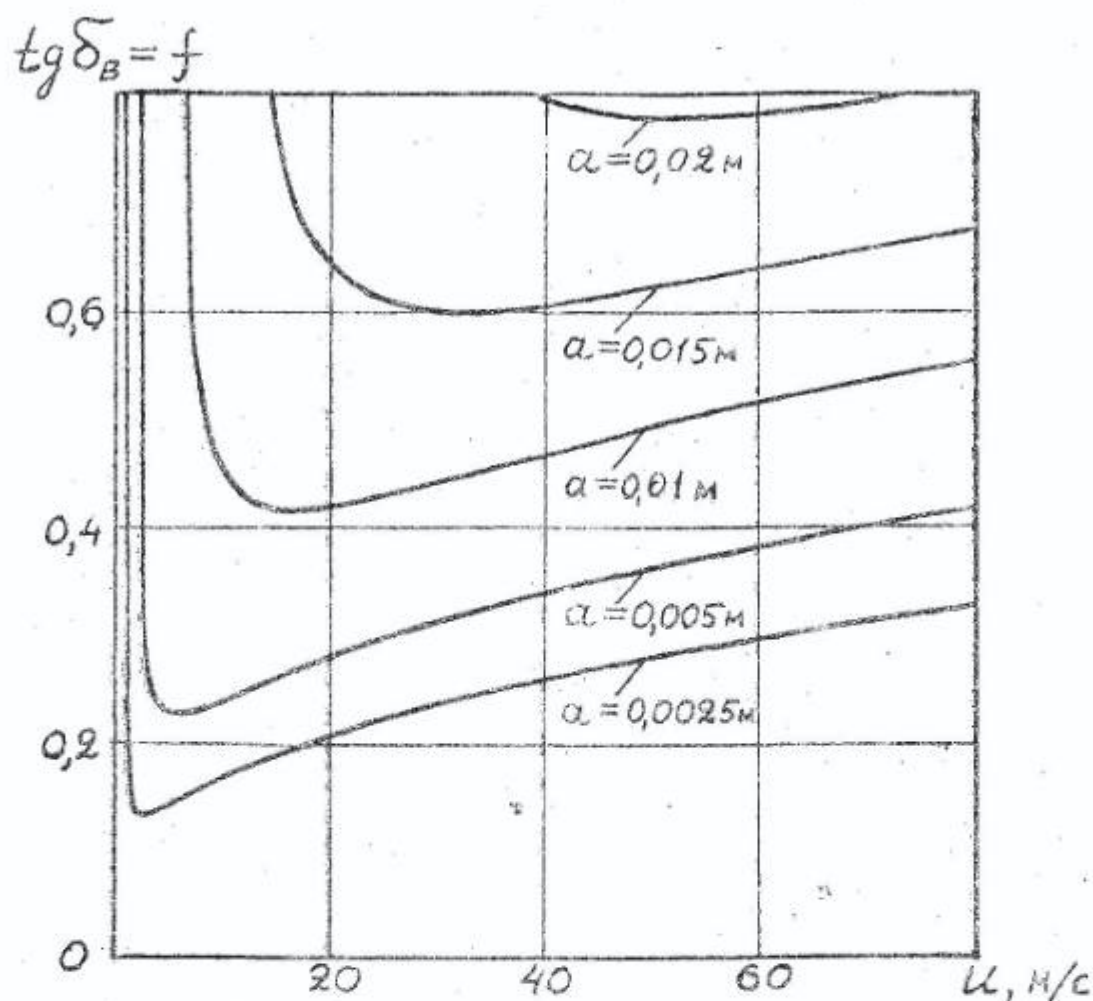


Рис. 5

Силовое взаимодействие при периодических режимах в отличие от движения по нижней стенке (см. п. 1.) не является непрерывным, однако поскольку при $\alpha_2 \leq 0,05$ и $a_2 \leq 0,01$ число частиц на один метр длины канала составляет $\sim (10^2 + 10^3)$, то касательное импульсное взаимодействие частиц и стенок можно представить как непрерывное, осреднив его за период движения частицы

$$\langle F_c \rangle_t = \frac{1}{T} \sum_n \int_0^{\delta t} F_{n,уд}^* dt = \sum_n S_{x,n} / T, \quad (2.30)$$

где $F_{n,уд}^*$ - касательная ударная сила, δt - время удара, $n = i$ - число ударов за период T . Определим $\langle F_c \rangle_t$ для режима при ударах с проскальзыванием. Из первого уравнения (2.12) для $i = 1, 2$ после исключения x_3, x_4, y_4 с помощью (2.13), (2.14) с учетом (2.19) записываем

$$\begin{aligned} 1/\tilde{T}_1 &= 3M[(1-z_1)^2 + z_2^2/3]/32z_2; \\ 1/\tilde{T}_2 &= 3M[(1-z_1)^2 + (ky_2 - z_2)^2/3]/32(ky_2 - z_2). \end{aligned} \quad (2.31)$$

Численное решение системы (2.20), (2.21) выявляет следующий порядок величин: $(1-z_1) \sim 10^{-1}$; $ky_2 \sim z_2 \sim 10^{-2}$, поэтому пренебрегая вторыми слагаемыми в квадратных скобках (2.31), а также учитывая (2.2) и $T = T_1 + T_2$, находим

$$T = 32 H f (1+R) y_2 / 3 M u (1-z_1)^2. \quad (2.32)$$

Используя первую формулу (2.6) в обозначениях по этапам, записываем

$$\begin{aligned} \sum_{n=2} S_{x,n} &= |S_{x,y=H}| + |S_{x,y=0}| = \\ &= f(1+R) m u (|\bar{v}_{y,1}(\tilde{T}_1)| + |\bar{v}_{y,2}(\tilde{T}_2)|). \end{aligned} \quad (2.33)$$

Принимая во внимание (2.11), а также учитывая, что $y_4 = -y_2$ (из (2.14)), приводим (2.33) к виду

$$\sum_{n=2} S_{x,n} = 8\pi a^3 \rho_2 f(1+R) u y_2 / 3. \quad (2.34)$$

Подставляя (2.32), (2.34) в (2.30) и учитывая (2.22), находим

$$\langle F_c \rangle_t = \pi a^2 \rho_1 q^2 v_{y,2}^2 / 4. \quad (2.35)$$

Для диапазона $0 < p \leq 0,2$ k величины p из (2.25) и q из (2.20) можно приближенно записать в виде

$$p = 9kL^{3/2}; \quad q = 160kp/3(1-R). \quad (2.36)$$

С учетом (2.36), (2.26), (2.28), (2.18), (2.29) и выражения (2.35) получаем для режима с проскальзыванием

$$\langle F_c \rangle_t = 12,4 a^2 f^3 (1+R) Q_1^m g / H (1-R) u \quad (\text{см.рис. 3}). \quad (2.37)$$

Средняя сила сопротивления на единицу объема в режиме с проскальзыванием равна

$$\langle F_c \rangle_i^{1st} = \langle F_c \rangle_i N_r = 9,3 \alpha_2 f^3 (1+R) Q_1^m g / \pi a H (1-R) u, \quad (2.38)$$

где $N_r = 3 \alpha_2 / 4 \pi a^3$ - число частиц в единице объема смеси "газ - твердые частицы".

Аналогично для случая непроскальзывания из первого уравнения (2.12) при $i = 1, 2$ после исключения $x_3, x_4, y_2, y_4, \tilde{\omega}_1, \tilde{\omega}_2$ с помощью (2.15) - (2.17) с учетом (2.19), (2.2) получаем

$$T = T_1 + T_2 = 128 a \rho_2 z_1 / 21 \rho_1 u (1 - z_1)^2. \quad (2.39)$$

Для суммы касательных ударных импульсов, исходя из первой формулы (2.7) с учетом второй формулы (2.5) после исключения $x_3, x_4, \tilde{\omega}_1, \tilde{\omega}_2$ с помощью (2.15), (2.16) и использования (2.19), находим

$$\sum_{n=2} S_{x,n} = |S_{x,y=H}| + |S_{x,y=0}| = 32 \pi a^3 \rho_2 u z_1 / 21. \quad (2.40)$$

Подставляя (2.39), (2.40) в (2.30) с учетом (2.29) получаем для режима движения без проскальзывания

$$\langle F_c \rangle_i = a^2 Q_1^m (1 - z_1)^2 u / H^2 \quad (\text{см. рис. 4}); \quad (2.41)$$

$$\langle F_c \rangle_i^{1st} = \langle F_c \rangle_i N_r = 0,75 \alpha_2 Q_1^m (1 - z_1)^2 u / \pi a H^2. \quad (2.42)$$

Численное решение системы (2.23) показывает, что z_1 слабо меняется при изменении u ($z_1 \approx \text{const}$).

Обобщая результаты п.п. 1, 2 приходим к заключению, что в потоке смеси "газ - твердые частицы" по горизонтальному каналу существует движение частиц как по нижней стенке так и с ударами об обе стенки (промежуточный тип движения с ударами о нижнюю стенку в данной работе не рассматривается). Для обоих описанных типов имеют место режимы движения без проскальзывания и с проскальзыванием. Первый режим существует при низких скоростях частиц, второй при высоких. Первый режим может возникать в начале движения и сила сопротивления возрастает при увеличении скорости газа. Второй осуществляется на всем оставшемся протяжении канала, а сила сопротивления падает с увеличением скорости газа.

Авторы, упомянутые во введении, по разному трактуют силу сопротивления движению частиц. В обозначениях данной статьи сила, приведенная в [1] записывается в виде

$\langle F_c \rangle_{\text{Бус}}^{1V} = 3g Q_2^m / S u$, а из [4] $\langle F_c \rangle_{\text{Мих}}^{1V} = 2 (1 - \xi) Q_2^m \sqrt{g/H} / (1 + \xi) S$, где Q_2^m - массовый расход дисперсного материала, ξ - коэффициент восстановления продольной скорости частицы при ударе. Сравнение этих выражений показывает, что по Бусройду сопротивление движению частиц на единицу объема смеси обратно пропорционально скорости газа, а по Михаэлидису оно не зависит от скорости газа и при неизменном расходе постоянно. Если оценивать эти выражения по результатам данной работы, то для длинных каналов предпочтение следует отдать формуле Бусройда [1], поскольку вид этой зависимости от скорости газа подтверждается выражениями (1.17), (2.38).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бусройд Р. Течение газа со взвешенными частицами. - М.: Мир, 1975. - 378 с.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. - М.: Наука, 1973. - 847 с.
3. Лойцянский Л.Г., Лурье А.И. Курс теоретической механики. - М.: Наука, Т. 1 - 1982. - 352 с., Т. 2. - 1983. - 640 с.
4. Михаэлидис Е.Е. Движение частиц в газовом потоке. Средняя скорость и потери давления // Теоретические основы инженерных расчетов (Труды Американского общества инженеров механиков). - 1988. - № 1. - С. 276-288.
5. Нагаев Р.Ф. Механические процессы с повторными затухающими соударениями. - М.: Наука, 1985. - 200 с.
6. Нигматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. - М.: Наука, 1978. - 336 с.
7. Потураев В.Н., Волошин А.И., Пономарев Б.В., Кордюк О.Л. Математическое моделирование двухфазных потоков при пневмотранспорте сыпучих материалов // Докл. АН УССР. Сер. А. физ.-мат. и техн. науки. - 1988. - № 7. - С. 48-51.

8. Потураев В.Н., Волошин А.И. Пономарев Б.В. Вибрационно-пневматическое транспортирование сыпучих материалов. - Киев: Наук. думка, 1989. - 245 с.
9. Смолдырев А.Е. Трубопроводный транспорт.-М.: Недра, 1980.- 292 с.
10. Соу С. Гидродинамика многофазных систем. - М.: Мир, 1971.- 536 с.

УДК 622.275.88.0

В.А. Нечитайло

ВИБРОГИДРАВЛИЧЕСКОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ СОСТОЯНИЕМ ГОРНОГО МАССИВА

Приведено основні результати стендових випробувань віброгідравлічного пристрою для керування станом породно-вугільного масиву. Іл. 1. Табл. 2. Бібліогр. : - 2 найм.

Виброгидравлическое устройство (ВГУ) с импульсной разгрузкой разработано на базе отечественного горнодобывающего оборудования: гидростоек мехкрепи типа М-87, маслостанции СНУ-5 и др. - и предназначено для проведения экспериментальных работ по вибрационному воздействию на горный массив с целью управления его состоянием [1].

При испытаниях виброгидравлического устройства была поставлена задача изучения уровня звука, виброускорения, виброскорости и оценки работоспособности с целью использования его в качестве средства воздействия для управления состоянием породно-угольного массива.

Гидравлическая схема устройства приведена на рис.1.

Гидросистема ВГУ включает гидросистемы секции, каждая из которых состоит из двух гидростоек 1 с клапанными блоками 2, гидропатрона 3,