

А.В. Мартовицкий, к.т.н.  
(генеральный директор ОАО «Павлоградуголь»)

В.И. Голинько, д.т.н.  
(Государственное ВУЗ «НГУ»)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДИСПЕРГИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ С УГОЛЬНОЙ ПЫЛЬЮ

Отримано аналітичні залежності коефіцієнта опору руху тіл кулястої форми від локального числа Рейнольдса при переході від ламінарного режиму до турбулентного, граничній вертикальній швидкості руху частинки або краплі від її діаметра при ламінарному і змішаному режимах, зміни в часі поздовжньої відносно швидкості руху частинки пилу або краплі рідини при різних локальних числах Рейнольдса

## RESEARCH OF DEPENDENCE OF COOPERATION OF THE DISPERGATED LIQUID WITH BRAIZE

The analytical dependence of the resistance to movement of bodies spherical shape of the local Reynolds number in the transition from laminar to turbulent flow, limiting the vertical velocity of the particles or droplets from its diameter in the laminar and mixed modes, the time variation of the longitudinal relative velocity of the dust particles or liquid droplets in different local Reynolds numbers

Как показывает теория и многочисленные данные образования пограничного слоя [1], за одним или несколькими телами, движущимися в воздухе, образуется расширяющийся турбулентный след с вихрями, скорости которых направлены в противоположную от движения сторону, то есть обратно к телу. В завихренной зоне позади тела или капли жидкости значительно понижается давление воздуха [1-3]. Поэтому воздух вместе с частицами пыли различной дисперсности меняет направление движения вблизи капель жидкости и устремляется к ним. Частицы пыли, имея различную массу, сближаются с каплями жидкости в разное время.

Многочисленные экспериментальные исследования [2] показывают что коэффициент сопротивления тел шаровидной формы подчиняется двучленному закону и может быть с достаточной степенью точности принят равным

$$c_n = 0,5 + \frac{24\nu}{|U|d_i} \quad (1)$$

или в проекциях на оси координат получим

$$\left. \begin{aligned} c_x &= 0,5 + \frac{24\nu}{|u \pm u_0|d_i} \\ c_y &= 0,5 + \frac{24\nu}{|v|d_i} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости, для воздуха  $1,5 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с;  $U$  – относительная скорость движения частицы пыли или капли, м/с;  $d_i$  – диаметр частицы пыли, м;  $u$  – скорость движения частицы пыли или капли, м/с;  $u_0$  – скорость вентиляционного потока, м/с;  $v$  – проекции вектора скорости на оси координат, м/с.

На рис. 1 приведены расчётная кривая (ф. 1) и экспериментальные данные [2] зависимости коэффициента сопротивления движению тел шаровидной формы от локального числа Рейнольдса при переходе от ламинарного режима к турбулентному.

Максимальная погрешность расчётных данных, как показали сравнения с экспериментальными данными, не превышает 10 - 20%. Из анализа возможных значений локального числа Рейнольдса следует, что он может меняться в широких пределах. Так, принимая минимальный диаметр  $d_{min} = 1$  мкм и минимальную скорость  $u_{min} = 0,1$  м/с, получим  $Re = 0,007$ . С другой стороны, принимая максимальный диаметр  $d_{max} = 1000$  мкм и максимальную скорость  $u_{max} = 100$  м/с, получим  $Re = 6667$ . Таким образом, движение частиц пыли и капель жидкости будет переходить от турбулентного режима к ламинарному, захватывая и переходный режим. Поэтому рассмотрение только ламинарного режима с использованием закона Стокса, как в работах [1,2], может привести к грубым ошибкам.

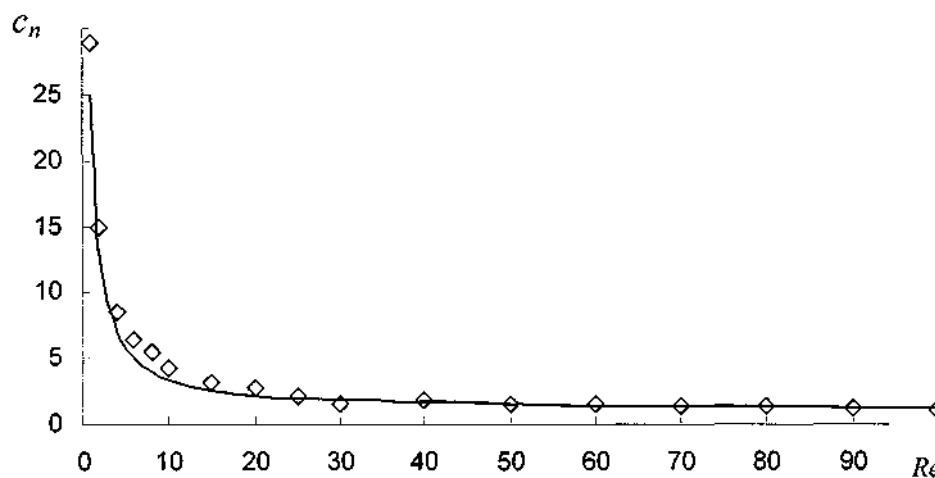


Рис. 1 – Зависимость коэффициента сопротивления движению тел шаровидной формы от локального числа Рейнольдса при переходе от ламинарного режима к турбулентному режиму

Подставляя формулы (2) в уравнения

$$\frac{du}{dt} = -g \sin \alpha_1 - \frac{3\rho_0 c_x}{4\rho d_i} |u \pm u_0| (u \pm u_0)$$

и

$$\frac{dv}{dt} = -g \cos \alpha_1 - \frac{3\rho_0 c_x}{4\rho d_i} |v| v,$$

где  $g$  – ускорение силы тяжести, м/с<sup>2</sup>;  $\alpha_1$  – угол наклона выработки к горизонту;  $\rho$  – плотность частицы угольной пыли или капли, кг/м<sup>3</sup>; учтём тем самым все возможные режимы движения и получим

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -g \sin \alpha_1 - \frac{3\rho_0}{8\rho d_i} \left[ |u \pm u_0| + \frac{48\nu}{d_i} (u \pm u_0) \right]; \\ \frac{dv}{dt} &= -g \cos \alpha_1 - \frac{3\rho_0}{8\rho d_i} \left[ |v| + \frac{48\nu}{d_i} v \right]. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Найдём предельные значения проекций скорости движения частиц или капель, полагая производные в уравнениях (3) равными нулю:

$$\left. \begin{aligned} a_2(u_2 \pm u_0)^2 - a_1(u_2 \pm u_0) - g \sin \alpha_1 &= 0; \\ a_2 v_2^2 - a_1 v_2 - g \cos \alpha_1 &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где  $u_2$  и  $v_2$  – проекции предельной скорости движения на оси координат, м/с;  $t$  – время с начала полета частицы пыли или капли, с.

В уравнениях (4) учтён знак предельной относительной скорости (продольной и вертикальной - со знаком «минус») и поэтому отброшен модуль скорости. Для простоты записи введены в рассмотрение коэффициенты уравнений (4), равные

$$a_1 = \frac{18\mu_0}{\rho d_i^2}; \quad a_2 = \frac{3\rho_0}{8\rho d_i}$$

Здесь  $\mu_0 = \rho_0 \nu$  – коэффициент динамической вязкости воздуха, кг/(м·с). Решая алгебраические уравнения второго порядка (4), найдём предельные значения проекций скорости

$$\left. \begin{aligned} u_2 &= \pm u_0 + \frac{a_1 - \sqrt{a_1^2 + 4a_2 g \sin \alpha_1}}{2a_2}; \\ v_2 &= \frac{a_1 - \sqrt{a_1^2 + 4a_2 g \cos \alpha_1}}{2a_2}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

В первой формуле (5) берётся знак «+», если струя факела совпадает по направлению с вентиляционной струёй, и знак «-», если не совпадает.

Дополняя числители до разности квадратов, вместо (5) будем иметь

$$\left. \begin{aligned} u_2 &= \pm u_0 - \frac{2g \sin \alpha_1}{a_1 + \sqrt{a_1^2 + 4a_2 g \sin \alpha_1}}; \\ v_2 &= \frac{-2g \cos \alpha_1}{a_1 + \sqrt{a_1^2 + 4a_2 g \cos \alpha_1}}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Из формулы (6) следует, что при  $a_2 = 0$  режим движения ламинарный, а при  $a_1 = 0$  – турбулентный.

На рис. 2 представлена, установленная по второй формуле (6), зависимость предельной вертикальной скорости от диаметра частиц или капель. Из рис. 2 следует, что пользоваться законом Стокса при оценке вертикальной скорости движения можно только при диаметрах частиц или капель менее 200 мкм. Так, трудно поверить, чтобы капля диаметром 0,5 мм двигалась скоростью 7 м/с. С учётом турбулентности потока её скорость будет составлять согласно рис. 2 всего 2,5 м/с.

Тем более нельзя пользоваться законом Стокса для продольной скорости в активной зоне действия факела, где локальные числа Рейнольдса, как уже отмечалось, могут составлять несколько тысяч.

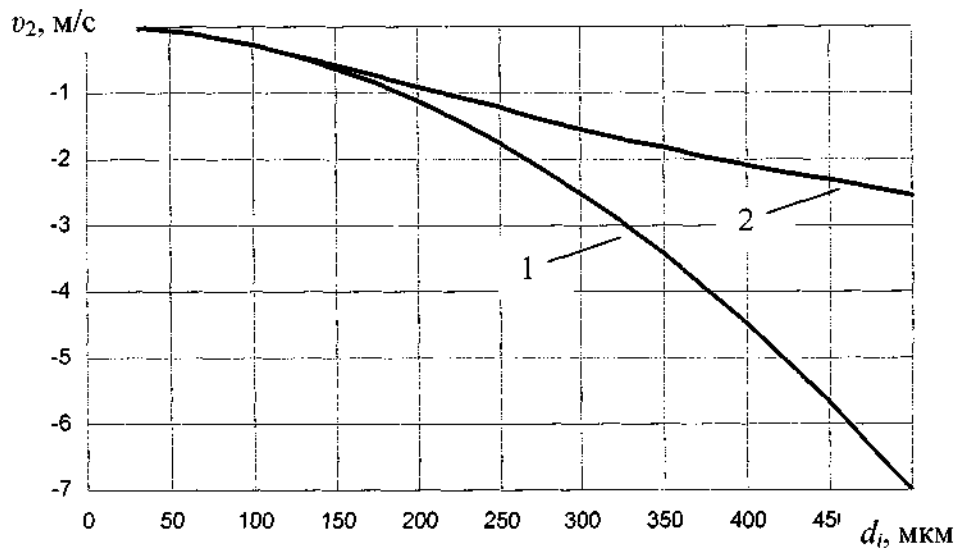


Рис. 2 – Зависимость предельной вертикальной скорости движения частицы или капли от её диаметра при ламинарном (кривая 1) и смешанном режимах (кривая 2)

Решения системы уравнений (3) с начальными условиями

- 1)  $u(0) = u_1 \cos \alpha_2$ ;
- 2)  $v(0) = u_1 \sin \alpha_2$ ,

будем искать методом разделения переменных и, отбрасывая модули и учитывая вместо них знаки, предварительно представим систему в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{d(u - u_0)}{\pm a_2(u - u_0)^2 + a_1(u - u_0) + g \sin \alpha_1} &= -dt; \\ \frac{dv}{\pm a_2 v^2 + a_1 v + g \cos \alpha_1} &= -dt \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Для первого уравнения системы (7), поскольку  $(u \pm u_0) > 0$ , решение с первым начальным условием можно представить в виде

$$t = -\frac{I}{\sqrt{\Delta_x}} \left[ \ln \left( \frac{2a_2(u \pm u_0) + a_1 - \sqrt{\Delta_x}}{2a_2(u \pm u_0) + a_1 + \sqrt{\Delta_x}} \right) - \ln \left( \frac{2a_2(u_1 \cos \alpha_2 \pm u_0) + a_1 - \sqrt{\Delta_x}}{2a_2(u_1 \cos \alpha_2 \pm u_0) + a_1 + \sqrt{\Delta_x}} \right) \right] \quad (8)$$

Дискриминант уравнения  $\Delta_x$  равен

$$\Delta_x = a_1^2 - 4a_2 g \sin \alpha_1 = \left( \frac{18\mu_0}{\rho d_i^2} \right)^2 - \frac{3\rho_0}{2\rho d_i} g \sin \alpha_1 \quad (9)$$

Из выражения (9) следует, что для горизонтальных выработок дискриминант всегда положителен, а для наклонных выработок ( $\alpha_1 \leq 30^\circ$ ) дискриминант положителен при диаметрах частиц или капель меньших 300 мкм, если принять  $\rho_0 = 1,3 \text{ кг/м}^3$ ;  $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$ ;  $\mu_0 = 1,95 \cdot 10^{-5} \text{ кг/(м}\cdot\text{с)}$ ;  $g = 9,81 \text{ м/с}^2$ . Оценка величин алгебраических слагаемых, входящих в дискриминант, показывает, что  $a_1^2 \gg 4a_2 g \sin \alpha_1$ , тем более для горизонтальных выработок. Поэтому можно принять  $\Delta \approx a_1^2$ . В этом случае формула (8) принимает вид

$$t = -\frac{I}{a_1} \left[ \ln \left( \frac{a_2(u \pm u_0)}{a_2(u \pm u_0) + a_1} \right) - \ln \left( \frac{a_2(u_1 \cos \alpha_2 \pm u_0)}{a_2(u_1 \cos \alpha_2 \pm u_0) + a_1} \right) \right] \quad (10)$$

Разрешим формулу (10) относительно продольной скорости и получим

$$u(t) = u_0 + \frac{(u_1 \cos \alpha_2 - u_0) \exp(-a_1 t)}{1 + Re_x [1 - \exp(-a_1 t)] / 48} \quad (11)$$

где  $Re_x$  – локальное число Рейнольдса, равное

$$Re_x = 48(u_1 \cos \alpha_2 \pm u_0) a_2 / a_1 = (u_1 \cos \alpha_2 \pm u_0) d_i / \nu$$

Анализ полученной зависимости (11) показывает, что продольная составляющая скорости движения частицы пыли или капли жидкости меняется от

своего первоначального значения до предельного, совпадающего со скоростью воздуха. Эти изменения в большой степени зависят от локального числа Рейнольдса. Как видно из рис. 3 чем больше начальная скорость, при одном и том же диаметре частицы или капли, тем быстрее падает относительная скорость.

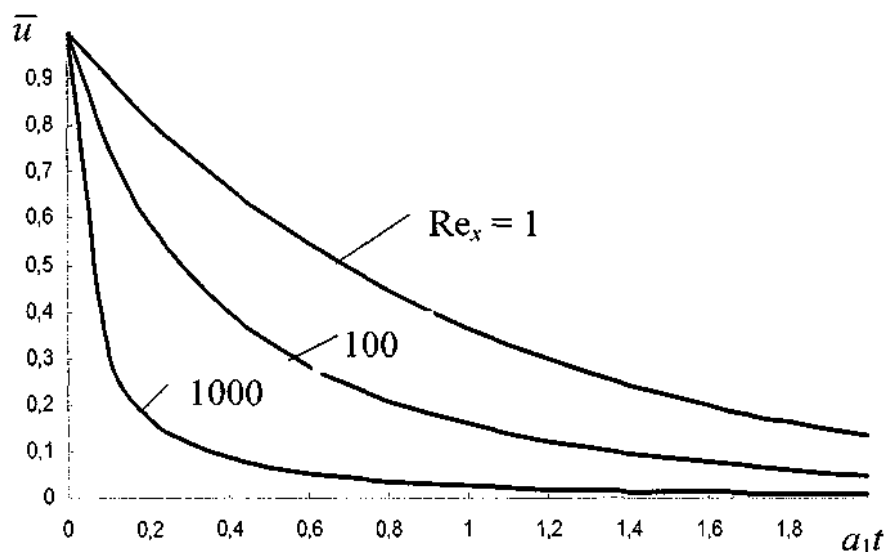


Рис. 3 – Изменения во времени продольной относительной скорости движения частицы пыли или капли жидкости при разных локальных числах Рейнольдса

Поэтому частицы пыли с их небольшими начальными скоростями и малыми диаметрами будут находиться в области ламинарного режима движения (рис. 2,  $Re_x = 1$ ), а капли жидкости – в области турбулентного и переходного режимов (рис.3,  $Re_x = 100$  и  $1000$ ). Здесь относительная скорость означает

$$\bar{u} = \frac{u - u_0}{u_1 \cos \alpha_2 - u_0}$$

На основании выполненных теоретических исследований предложено вместо закона Стокка учитывать суммарное линейное и квадратичное сопротивление движению капель при турбулентном, промежуточном и ламинарном режимах. Такой подход к решению задачи оправдан удовлетворительной сходимостью расчетного и экспериментального аэродинамических коэффициентов при всех режимах движения капельной жидкости, проведенных на лабораторной установке и полигоне НИИГД. Практический положительный результат получен на ПСП «Шахта им. Героев Космоса» ОАО «Павлоградуголь».

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя / Шлихтинг Г. – М.: Наука, 1974. – 712 с.
2. Горбис З.Р. Физическая модель и математическое описание процесса движения мелких частиц в турбулентном потоке газозвеси / Горбис З.Р. – Теплофизика высоких температур, 1977, т.15, №2. – С. 399-408.
3. Гого В. Б. Эффективность пылеподавления / Гого В. Б. – Журнал «Уголь Украины», 2006, №4. – С. 34-36.