

значение температуры, по новой формуле значение температуры на (30-2) % ниже. Это позволяет:

- более грамотно выбирать тип и качество истирающего материала резцов буровой коронки,
- точнее устанавливать параметры режима бурения - осевую нагрузку и частоту вращения,
- более строго подходить к выбору типа и количества очистного агента, подаваемого на забой скважины.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кудряшов Б.Б., Оношко Ю.А. Нагрев и охлаждение алмазных коронок при бурении . - В сб. «Методика и техника разведки», № 46. Л. ОНТИ ВИТР, 1964.
2. Кудряшов Б.Б., Яковлев А.М. Бурение скважин в осложненных условиях. - М. : Недра, 1987.

УДК 622.648.6.65+532.51.012.4.001.24

Б.В. Пономарев

ИНЖЕНЕРНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПНЕВМОТРАНСПОРТНЫХ СИСТЕМ

В роботі на підставі теорії двофазних середовищ отримана математична модель одномірного стаціонарного пневмотранспортного потоку " газ - тверді частки" в раціональних змінних, для яких рівняння припускають інтегрування в замкнутому виді та побудування методики розрахунку пневмотранспортної системи. Розроблен інженерний алгоритм визначення необхідного тиску повітря на вході, раціонального видатку повітря та діаметра трубопроводу при заданих відстані транспортування, а також видаткової та інших характеристик сипкого матеріалу.

Развитие пневмотранспортной техники, вызванное повышающимися требованиями к экологии, обуславливает проведение исследований двухфазных потоков « газ - твердые частицы» и создание инженерных алгоритмов расчета пневмотранспортных систем. На основе общих уравнений движения [5, 7]

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_i \bar{v}_i) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_i^k}{\partial t} + v_i^e \frac{\partial v_i^k}{\partial x_e} = g_i^k + \frac{1}{\rho_i} \frac{\sigma_i^{ke}}{\partial x_e} + \frac{1}{\rho_i} \Sigma R_{ij}^k, \quad (2)$$

получена адекватная упрощенная математическая модель для одномерной стационарной задачи

$$\alpha_i \rho_i^0 v_i = M_i = \text{const}; \quad (3)$$

$$\alpha_i \rho_i^0 v_i \frac{dv_i}{dx} = -\alpha_i \frac{dp}{dx} + (-1)^{i+1} F_\mu + F_i \quad (4)$$

($i = 1$ - газ, 2 - частицы),

$$F_\mu = -\frac{3}{8} C_\mu \frac{\rho_1^0}{a} \alpha_2 \frac{\alpha_1^2 v_{12} |v_{12}|}{(1 - 1.16 \alpha_2^{2/3})^2}; \quad v_{12} = v_1 - v_2 \quad (5)$$

$$F_1 = F_\lambda = -\lambda \frac{\rho_1^0 v_1^2}{2D}; \quad F_2 = F_\nu = -B_s g \alpha_2 \rho_2 \frac{v_2}{v_1}. \quad (6)$$

M_i - расход массы i -ой фазы в единицу времени через единицу площади;

$\rho_i^0, \rho_i = \alpha_i \rho_i^0$ - истинная и приведенная плотность;

α_i, v_i - объемная концентрация и скорость i -ой фазы;

p - давление газа; F_μ ,

F_λ, F_ν - силы Стокса [5], Никурадзе [4], Бусройда [1];

$2a, D$ - диаметр частицы и трубопровода.

Уравнения (3), (4) вместе с уравнением состояния для газа

$$p = \rho_1^0 RT \quad (7)$$

и соотношением

$$\alpha_1 + \alpha_2 = 1 \quad (8)$$

образуют замкнутую систему уравнений с граничными условиями

$$p(x=0) = p_1; p(x=L) = p_a, \quad (9)$$

где L - длина трубопровода, p_a - атмосферное давление и при учете (7), (8) приводятся к канонической форме Коши.

$$\frac{d\tilde{v}_1}{d\tilde{x}} = \frac{f_1(\tilde{v}_1, \tilde{v}_2)}{f_3(\tilde{v}_1, \tilde{v}_2)}, \quad \frac{d\tilde{v}_2}{d\tilde{x}} = \frac{f_2(\tilde{v}_1, \tilde{v}_2)}{f_3(\tilde{v}_1, \tilde{v}_2)}, \quad (10)$$

$$\text{где } f_1(\tilde{v}_1, \tilde{v}_2) = \alpha_{21} \frac{\tilde{v}_1}{\tilde{v}_2} \left[\left(\frac{\tilde{v}_1 \tilde{v}_2}{M_{12} \alpha_{21}} - \alpha_{21} \right) (F_H + F_c) - (\lambda_B + F_c) \right], \quad (11)$$

$$f_2(\tilde{v}_1, \tilde{v}_2) = \alpha_{21} \{F_H + F_c\} - (\tilde{v}_1^2 - 1) (\lambda_B + F_c); \quad (12)$$

$$f_3(\tilde{v}_1, \tilde{v}_2) = \tilde{v}_1 \left\{ \tilde{v}_1^2 - M_{12}^2 \alpha_{21}^2 \frac{\tilde{v}_1}{\tilde{v}_2} - 1 \right\}; \quad (13)$$

$$F_H = -\frac{\lambda_H}{\alpha_1} \tilde{v}_1^2; \quad F_c = -\lambda_c \frac{\alpha_1 \alpha_2 \tilde{v}_{12} |\tilde{v}_{12}|}{(1 - 1.16 \alpha_2^{2/3})^2}; \quad \tilde{v}_{12} = \tilde{v}_1 - \tilde{v}_2; \quad (14)$$

$$\lambda_B = \frac{B_s g D}{RT}; \quad \lambda_H = \frac{\lambda}{2} M_{12}; \quad \lambda_c = \frac{3}{8} C_\mu \frac{D}{a} M_{12}; \quad (15)$$

$$M_{12} = M_1 / M_2; \quad \alpha_{21} = \alpha_2 / \alpha_1; \quad \alpha_2 = \epsilon / \tilde{v}_2; \quad \alpha_1 = 1 - \epsilon / \tilde{v}_2; \quad (16)$$

$$\epsilon = M_2 / \rho_2^0 \sqrt{RT}, \text{ а также } \tilde{v}_i = v_i / \sqrt{RT}; \quad \tilde{x} = x / D; \quad (17)$$

$$\tilde{p} = p / p_a; \quad \tilde{M}_i = M_i \sqrt{RT} / p_a \quad (i = 1, 2); \quad (18)$$

F_H, F_C, λ_B - безразмерные скорости, координата, давление, расход и представители сил Никурадзе, Стокса, Бусройда. Зависимости изменения скоростей фаз полученные в результате численного интегрирования уравнений (10) оказываются непростыми и аппроксимация их элементарными функциями для получения инженерных расчетных формул является весьма затруднительной. Этого можно избежать если в уравнениях (10) перейти к переменным $\tilde{p}$ - безразмерное давление,

$$\tilde{J} = \tilde{M}_1 \tilde{v}_1 + \tilde{M}_2 \tilde{v}_2 + \tilde{p} \quad (19)$$

- полный безразмерный импульс, которые как показывают результаты решения уравнений (10), представляет собой близкие к линейным монотонно убывающие функции координаты $\tilde{x}$. Из уравнения состояния (7) с учетом (3), (16), (17) получаем

$$\tilde{p} = \frac{\tilde{M}_1}{\tilde{v}_1 \left(1 - \frac{\varepsilon}{\tilde{v}_2}\right)} \quad (20)$$

Дифференцируя по x уравнение (20) записываем

$$\frac{d\tilde{p}}{d\tilde{x}} = -\tilde{p} \left\{ \frac{1}{\tilde{v}_1} \frac{d\tilde{v}_1}{d\tilde{x}} + \frac{\alpha_2}{\alpha_1 \tilde{v}_2} \frac{d\tilde{v}_2}{d\tilde{x}} \right\} \quad (21)$$

Подставляя в (21) величины $d\tilde{v}_1/d\tilde{x}$, $d\tilde{v}_2/d\tilde{x}$ из (10) с учетом (11) - (13) после преобразований получаем

$$\frac{d\tilde{p}}{d\tilde{x}} = -\frac{1}{\alpha_1 f_3(\tilde{v}_1, \tilde{v}_2)} \left[\tilde{M}_2 (F_H + F_C) - \tilde{M}_1 \alpha_{21} \frac{\tilde{v}_1}{\tilde{v}_2} (\lambda_B + F_C) \right] \quad (22)$$

Дифференцируя (19) по $\tilde{x}$, аналогично предыдущему, после упрощений получаем

$$\frac{d\tilde{J}}{d\tilde{x}} = \frac{\tilde{M}_2}{\tilde{v}_1} (\tilde{F}_H - \lambda_B). \quad (23)$$

Уравнение (23) не содержит межфазной силы Стокса поскольку полный импульс не меняется при обмене импульсами между фазами. Из (20) находим

$$\tilde{v}_1 = M_1 \tilde{v}_2 / \tilde{p} (\tilde{v}_2 - \epsilon). \quad (24)$$

Подставляя (24) в (19) и решая полученное квадратное уравнение относительно $\tilde{v}$ находим

$$\tilde{v}_2 = \frac{1}{2} \left[\frac{\tilde{J} - \tilde{p}}{\tilde{M}_2} + \epsilon - \frac{\tilde{M}_1^2}{\tilde{M}_2 \tilde{p}} \pm \sqrt{\left(\frac{\tilde{J} - \tilde{p}}{\tilde{M}_2} + \epsilon - \frac{\tilde{M}_1^2}{\tilde{M}_2 \tilde{p}} \right)^2 - 4 \frac{\tilde{J} - \tilde{p}}{\tilde{M}_2} \epsilon} \right]. \quad (25)$$

Используя (25) в формуле (24) получаем $\tilde{v}_1(\tilde{p}, \tilde{J})$. Подставляя найденные выражения $\tilde{v}_1(\tilde{p}, \tilde{J})$, $\tilde{v}_2(\tilde{p}, \tilde{J})$ в правые части (22), (23), получаем дифференциальные уравнения двухфазного потока в новых переменных $\tilde{p}$, $\tilde{J}$. Анализ формул (24), (25) показывает, что на всем протяжении двухфазного потока кроме очень короткого начального участка эти формулы допускают с точностью до 3% такие приближенные выражения

$$\tilde{v}_1 = \tilde{M}_1 / \tilde{p}, \quad (26)$$

$$\tilde{v}_2 = (\tilde{J} - \tilde{p}) / \tilde{M}_2 - \tilde{M}_1^2 / \tilde{M}_2 \tilde{p}. \quad (27)$$

Подставляем в (23) $\tilde{F}_H$ из (14) и полагая, что $\alpha_1 = 1$ всюду кроме очень короткого начального участка трубопровода, записываем с учетом (26)

$$\frac{d\tilde{J}}{d\tilde{x}} = - \left(\frac{\lambda \tilde{M}_1^2}{2\tilde{p}} + \frac{\lambda_B \tilde{M}_2}{\tilde{M}_1} \tilde{p} \right). \quad (28)$$

Уравнение (28) содержит два неизвестных $\tilde{p}$, $\tilde{J}$ и вообще говоря, должно рассматриваться совместно с (22), однако, если учитывать характерный вид кривой $\tilde{p} = \tilde{p}(\tilde{x})$, аппроксимировать ее какой либо функцией от $\tilde{x}$, то уравнение (28) обращается в уравнение с разделяющимися переменными и интегрируется самостоятельно. Поскольку, как было сказано выше, зависимость $\tilde{p} = \tilde{p}(\tilde{x})$ близка к линейной, то заменяем ее уравнением прямой, которое с учетом граничных условий (9) в безразмерной форме будет иметь вид

$$\tilde{p} = (1 - \tilde{p}_0) \tilde{x} / L + \tilde{p}_0; \quad (29)$$

Подставляя (29) в (28), записываем

$$\frac{d\tilde{J}}{d\tilde{x}} = - \left[\frac{\lambda \tilde{M}_1^2}{2 \left(\frac{1 - \tilde{p}_0}{\tilde{L}} \tilde{x} + \tilde{p}_0 \right)} + \frac{\lambda_B \tilde{M}_2}{\tilde{M}_1} \left(\frac{1 - \tilde{p}_0}{\tilde{L}} \tilde{x} + \tilde{p}_0 \right) \right]. \quad (30)$$

Разделяем в (30) переменные, интегрируем в пределах соответствующих началу и концу трубопровода и разрешая полученное выражение относительно $\tilde{L} = L/D$ получаем формулу для дальности транспортирования

$$\tilde{L} = \frac{\tilde{J}_0 - \tilde{J}_L}{\frac{\lambda \tilde{M}_1^2 \ln \tilde{p}_0}{2(\tilde{p}_0 - 1)} + \frac{\lambda_B \tilde{M}_2}{2\tilde{M}_1} (\tilde{p}_0 + 1)}; \quad (31)$$

Определим $\tilde{J}_0$, $\tilde{J}_L$. Поскольку в зоне загрузки сыпучий материал находится в состоянии плотной упаковки: $\alpha_{20} = \alpha_2^* = 0,632$, то в соответствии с третьей формулой (16) записываем

$$\tilde{v}_x = \frac{\varepsilon}{\alpha_2^*} \quad (32)$$

Из (24) с учетом (32) находим

$$\tilde{v}_{10} = \tilde{M}_2 / \tilde{p} \alpha_1^* \quad (\alpha_1^* = 1 - \alpha_2^* = 0,368). \quad (33)$$

Для выходного сечения трубопровода $\tilde{p}_L = 1$ и из (26) следует, что

$$\tilde{v}_{1L} = \tilde{M}_1. \quad (34)$$

Величина $\tilde{v}_{2L}$ составляет некоторую долю от $\tilde{v}_{1L}$

$$\tilde{v}_{2L} = k \tilde{v}_{1L} \quad (0 < k < 1). \quad (35)$$

обычно $0,55 \leq k \leq 0,7$; принимаем $k = 0,6$.

Используя (19) и (32) - (35) записываем (31) в виде

$$\tilde{L} = \frac{\left(\frac{1}{\alpha_1^* \tilde{p}_0} - 1 \right) \tilde{M}_1^2 - k \tilde{M}_2 \tilde{M}_1 + \left(\frac{N}{\alpha_2^*} \tilde{M}_2^2 + \tilde{p}_0 - 1 \right)}{\frac{\lambda \ln \tilde{p}_0}{2(\tilde{p}_0 - 1)} \tilde{M}_1^2 + \frac{\lambda_E \tilde{M}_2}{2 \tilde{M}_1} (\tilde{p}_0 + 1)}, \quad (36)$$

где $N = \rho_{1,a}^0 / \rho_2^0$.

Приведенная дальность пневмотранспортирования $\tilde{L}$ в (36) обладает максимумом по отношению к приведенному расходу воздуха $\tilde{M}_1$ определяемому из условия

$$d\tilde{L} / d\tilde{M}_1 = 0. \quad (37)$$

которое сводится к следующему

$$\tilde{M}_1^4 - a \tilde{M}_1^3 - b \tilde{M}_1^2 - c \tilde{M}_1 + d = 0, \quad (38)$$

где

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{2}{k \tilde{M}_2} \left(\tilde{p}_0 + \frac{N}{\alpha_2^*} \tilde{M}_2^2 - 1 \right); \quad b = \frac{3 \lambda_B (\tilde{p}_0^2 - 1)}{k \lambda \ln \tilde{p}_0} \left(1 - \frac{1}{\alpha_1^* \tilde{p}_0} \right); \\ c &= \frac{2 \lambda_B \tilde{M}_2}{\lambda \ln \tilde{p}_0} (\tilde{p}_0^2 - 1); \quad d = \frac{\lambda_B (\tilde{p}_0^2 - 1)}{k \lambda \ln \tilde{p}_0} \left(\tilde{p}_0 + \frac{N}{\alpha_2^*} \tilde{M}_2^2 - 1 \right) \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

Уравнение (38) решаем численно итерационным методом Ньютона [3].

$$\begin{aligned} \tilde{M}_1^{i+1} &= \tilde{M}_1^i - \frac{f(\tilde{M}_1^i)}{f'(\tilde{M}_1^i)} = \\ &= \tilde{M}_1^i - \frac{(\tilde{M}_1^i)^4 - a(\tilde{M}_1^i)^3 - b(\tilde{M}_1^i)^2 - c\tilde{M}_1^i + d}{4(\tilde{M}_1^i)^3 - 3a(\tilde{M}_1^i)^2 - 2b\tilde{M}_1^i - c} \end{aligned} \quad (40)$$

Для начального приближения $\tilde{M}_1^0$ используем формулы:

$$\begin{aligned} \tilde{M}_1^0 &= d/c \text{ при } \tilde{M}_2 \gtrsim 10, \quad \tilde{p}_0 \sim 1; \\ \tilde{M}_1^0 &= \sqrt[3]{d/a} \\ \text{при } \tilde{M}_2 \lesssim 10^{-1}, \quad \tilde{p}_0 \sim 1. \end{aligned} \quad (41)$$

Для промежуточных $\tilde{M}_2$ следует брать $\tilde{M}_1^0$ меньшее из двух этих случаев.

Графики зависимости $\tilde{M}_1|_{L_{\max}}(\tilde{p}_0)$ при различных значениях $\tilde{M}_2$, построенные на основе зависимости (38), являются оптимальными характеристиками пневмотранспортной системы. При этом с увеличением $\tilde{M}_2$ дальность транспортирования уменьшается по закону близкому к гиперболическому. Повышение давления $\tilde{p}_0$ увеличивает дальность транспортирования, однако прирост дальности снижается с уменьшением $\tilde{M}_2$. Инженерный расчет пневмотранспортной системы состоит в определении давления воздуха в начале магистрали ($\tilde{p}_0$), рационального удельного расхода воздуха ($\tilde{M}_1$) и

диаметра трубопровода (D) при заданных дальности транспортирования (L), плотности (ρ_2), крупности (a) и объемного расхода (Q_2^V) сыпучего материала. Исходя из формулы

$$M_2 = Q_2^V \rho_2^0 \alpha_2^* / 900 \pi D^2 \quad (42)$$

и используя выражение (3) для $i = 2$ в состоянии взвешивания

$$M_2 = \alpha_{2, \text{взв}} \rho_2^0 v_{2, \text{взв}} \quad (43)$$

записываем

$$D = \sqrt{Q_2^V \alpha_2^* / 900 \pi D^2 \alpha_{2, \text{взв}} v_{2, \text{взв}}} \quad (44)$$

$$\text{где } \alpha_{2, \text{взв}} = 0,05, \quad (45)$$

а $v_{2, \text{взв}}$ определяется по одной из пяти гипотез взвешивания:

$$v_{2, \text{взв}} = \frac{1}{2} v_{\text{кстр}}^+ = \left[(1-\theta) v_{1, \text{взв}} + (1+\theta) \sqrt{v_{1, \text{взв}}^2 - 2 g a / (1+\theta) \tilde{p}_0 N} \right] / 2 \quad [6], \quad (46)$$

где $\theta = 3 / (112 f - 3)$, f - коэффициент трения скольжения;

$$v_{2, \text{взв}} = v_{2, \text{мин}}^{\text{кр}} = \pi \sqrt{3 g a / 224 f (1-n) N \tilde{p}_0} \quad [6], \quad (47)$$

где $n = F_{\text{м.-ж}} / mg$; $F_{\text{м.-ж}}$ - подъемная сила Магнуса - Жуковского [5],

n - показатель взвешенности ($n \gtrsim 1$)

$$v_{2, \text{взв}} = v_{1, \text{взв}} / 2; v_{1, \text{взв}} / 3; v_{1, \text{взв}} / 4. \quad (48)$$

Из (3) для $i = 1$ записываем $M_1 = \alpha_{1, \text{взв}} \rho_1^0 v_{1, \text{взв}}$ откуда с помощью (8), (45), (18) находим

$$v_{1, \text{взв}} = \tilde{M}_1 \sqrt{RT / 0,95}. \quad (49)$$

Для определения искоемых $\tilde{p}_0$, $\tilde{M}_1$ имеются два нелинейных уравнения (36), (38), а D , входящее в левую часть (36) ($\tilde{L} = L/D$), исключается при помощи (44) и (46) - (49).

Для решения системы уравнений (36), (38) использован алгоритм метода последовательных приближений Ньютона - Рафсона [2]. Начальное приближение $\tilde{p}$ определяется по формуле

$$\tilde{p}_0 = [L(\tilde{M}_2)^{0.8}] / 379, \quad (50)$$

полученной путем аппроксимации кривых $L = L(\tilde{p}_0, \tilde{M}_2)$ из (36) для рационального $\tilde{M}_1$ из (38). Начальное приближение $\tilde{M}_1$ находим по формуле (41), а входящий туда и в (50) $\tilde{M}_2$, определяем согласно (42) и (18), полагая начальный $D = 0,2$ м. С целью оценки гипотез взвешивания при следующих данных: $L = 1500$ м, $Q_2^v = 20$ м³/час, $a = 0,01$ м, $T = 273$ К, $\rho_2^0 = 200; 500; 1000; 2000; 5000; 10000$ кг/м³ были сделаны расчеты пневмотранспортной системы и проведено сравнение с экспериментом, выполненном на полигоне ИГТМ НАН Украины в 1988 г. при использовании вибропневмотранспортных машин циклического действия (ВПМЦ). Оказалось, что почти полное согласование с экспериментом [7] имеют результаты для гипотезы взвешивания по минимальной критической скорости (47). Остальные гипотезы приводят к малым D и в связи с этим завышенным значением p_0 . Разработанная методика расчета может использоваться при проектировании пневмотранспортных систем широкого класса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бусройд Р. Течение газа со взвешенными частицами. - М.: Мир, 1975. - 378 с.
2. Дьяконов В.П. Справочник по алгоритмам и программам на языке Бейсик для персональных ЭВМ. - М.: Наука, 1987. - 240 с.
3. Зельдович Я.Б., Мышкис А.Д. Элементы прикладной математики. - М.: Наука, 1965. - 615 с.
4. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. - М.: Наука, 1973. - 847 с.

5. Нигматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. - М.: Наука, 1978. - 336 с.
6. Пономарев Б.В. Взвешивание твердых частиц в горизонтальном пневмотранспортном потоке (см. в настоящем сборнике).
7. Потураев В.И., Волошин А.И., Пономарев Б.В. Вибрационно-пневматическое транспортирование сыпучих материалов. - Киев: Наук. думка, 1989. - 246 с.

УДК 622.232.83:622.831.322

В.А. Страшко, Л.Д. Шматовский

ВЛИЯНИЕ НАРУШЕНИЙ СПЛОШНОСТИ ГОРНЫХ ПОРОД НА ИХ СОПРОТИВЛЯЕМОСТЬ МЕХАНИЧЕСКОМУ РАЗРУШЕНИЮ

Приведено аналітичне рішення задачі по впливу порушення суцільності гірських порід на їх опірність механічному руйнуванню.

Микроскопическое изучение состава и строения горных пород указывает на то, что все они имеют различного рода дефекты. С механической точки зрения особую роль играют пористость и трещиноватость пород. Эти дефекты, также как и ряд других, возникли в процессе образования и деформирования горных массивов, а также под действием напряжений, обусловленных силами природы. Распределение их в массиве, как правило, имеет стохастический характер. Поэтому любой, произвольно выделенный элементарный объем массива будет иметь случайное количество дефектов. В силу этого прочностные свойства породы этого объема тоже будут иметь случайные значения и для их описания можно использовать законы статистической физики.

Выделим из массива элементарный объем породы и будем считать, что масштабы этого объема намного превосходят размеры дефектов и его можно условно разделить на множество структурных элементов. Очевидно, что при таком разделении структурные