

ЭФФЕКТ ПРИСТЕННОГО СКОЛЬЖЕНИЯ ПРИ ЛАМИНАРНОМ ДВИЖЕНИИ ДИСПЕРСНЫХ СРЕД

Ж.А. Акилов

О.Ю. Хатамов

Б.Ю. Маманова

Самаркандский государственный университет имени
Шарафа Рашидова Эмаил: xatamov_orif89@mail.ru

Аномальное поведение дисперсной системы при ее движении вблизи твердой поверхности объясняется образованием слоя дисперсионной среды у стенки, по которой она скользит при появлении слоя повышается эффективная скорость скольжения по стенке, а скорость сдвига зависит от диаметра труба.

Соотношение между расходом и перепадом давления при течении в трубе с учетом пристенного скольжения определяется по формуле

$$\frac{Q}{\pi R^3 \tau_\omega} = \frac{\xi(\tau_\omega)}{R} + \varphi(\tau_\omega), \quad (1)$$

Где

$$\xi(\tau_\omega) = \frac{S(\tau_\omega)}{\tau_\omega}, \tau_\omega = \frac{\Delta P}{2l} R. \quad (2)$$

Для движения вязко – пластичной среды в круглой цилиндрической трубе имеем

$$\varphi(\tau_\omega) = \frac{1}{4\mu} \left[1 - \frac{4}{3} \frac{\tau_0}{\tau_\omega} + \frac{1}{3} \left(\frac{\tau_0}{\tau_\omega} \right)^4 \right] \quad (3)$$

Рассмотрим движение вязко-пластичной среды в плоской трубе с учетом пристенного скольжения. Модель, описывающая течение линейной вязко-пластичной жидкости в плоской трубе, определяется законом Шведова – Бингама

$$\tau = \tau_0 - \mu \frac{du}{dx}. \quad (4)$$

После интегрирования получим

$$u = -\frac{1}{\mu} \int \tau dx + \frac{\tau_0}{\mu} x + C. \quad (5)$$

Так как на стенке происходит скольжение основного потока, граничные условия напишем в виде

$$u = S(\tau_\omega) \quad \text{при} \quad x = h \quad (6)$$

Учитывая условия (6), а также то, что для плоской трубы $\tau = \frac{\Delta P}{l} x$, будем иметь

$$u = \frac{\Delta P}{2\mu l} (h^2 - x^2) - \frac{\tau_0}{\mu} (h - x) + S(\tau_\omega) \quad (7)$$

$S(\tau_\omega)$ -скорость скольжения у стенки.

Расход жидкости определяется по формуле

$$\frac{Q}{2h^2\tau_\omega} = \frac{\varepsilon(\tau_\omega)}{h} + \varphi(\tau_\omega) \quad (8)$$

Где

$$\varphi(\tau_\omega) = \frac{1}{3\mu} \left[1 - \frac{3}{2} \frac{\tau_0}{\tau_\omega} + \frac{1}{2} \left(\frac{\tau_0}{\tau_\omega} \right)^3 \right]; \quad \tau_\omega = \frac{\Delta P}{l} h;$$

$\varepsilon(\tau_\omega)$ -эффективный коэффициент скольжения.

Формула для толщины зоны скольжения $0 \leq \delta \leq y$ может быть выведена следующим образом считаем, что вблизи стенки дисперсионная среда имеет ньютоновский характер течения. Тогда из условия сил вблизи стенки имеем

$$\tau = \frac{R - y}{2} \times \frac{\Delta P}{l} \quad (9)$$

Скорость скольжения определяется по формуле

$$S(\tau_\omega) = \int_0^\delta \frac{R - y}{2\mu} \frac{\Delta P}{l} dy \quad (10)$$

Интегрирую (10) и учитывая (2), на ходим

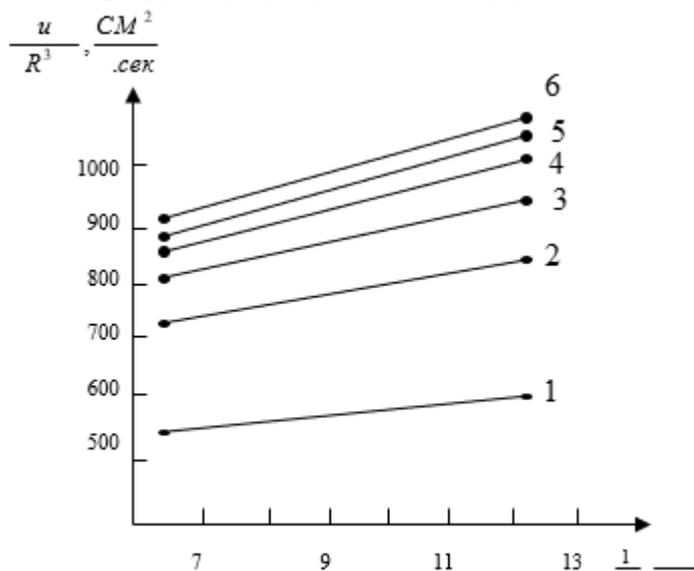


Рис. 1

Рис. 1 зависимость $\frac{Q}{\pi R^3 \tau_\omega}$ от $\delta = R - \sqrt{R^2 - 2\mu R \varepsilon(\tau_\omega)}$ (11)

$\frac{1}{R}$ для $\varepsilon(\tau_\omega)$, равного 0,4 (1); Аналогично для плоской трубы имеем 0,6(2); 0,8(3); 1(4); 1,2 (5); 1,4 (6).

$$\delta = h - \sqrt{R^2 - 2\mu h \varepsilon(\tau_\omega)} \quad (12)$$

По формулам (11) и (12) можно определить толщину пристенного слоя δ , если известен коэффициент эффективного скольжения $\varepsilon(\tau_w)$. Он вычисляется экспериментально при различных радиусах капилляра R по графику зависимости $\frac{Q}{\pi R^3 \tau_w}$ от τ_w .

При отсутствии пристенного слоя, т. е. при $\varepsilon(\tau_w) = 0$, на эту зависимость не влияют размеры трубы. Если существует пристенный слой, зависимость $\frac{Q}{\pi R^3 \tau_w}$ от τ_w отличается для каждого значения радиуса (рис. 1), что подтверждает существование пристенного скольжения. Тогда согласно уравнению (1) зависимость $\frac{Q}{\pi R^3 \tau_w}$ от $\frac{1}{R}$ имеет вид наклонных прямых $\varepsilon(\tau_w)$ с $\varphi(\tau_w)$ отрезком при фиксированном τ_w . после определения $\varepsilon(\tau_w)$ по формуле (11) можно рассчитать толщину пристенного слоя.

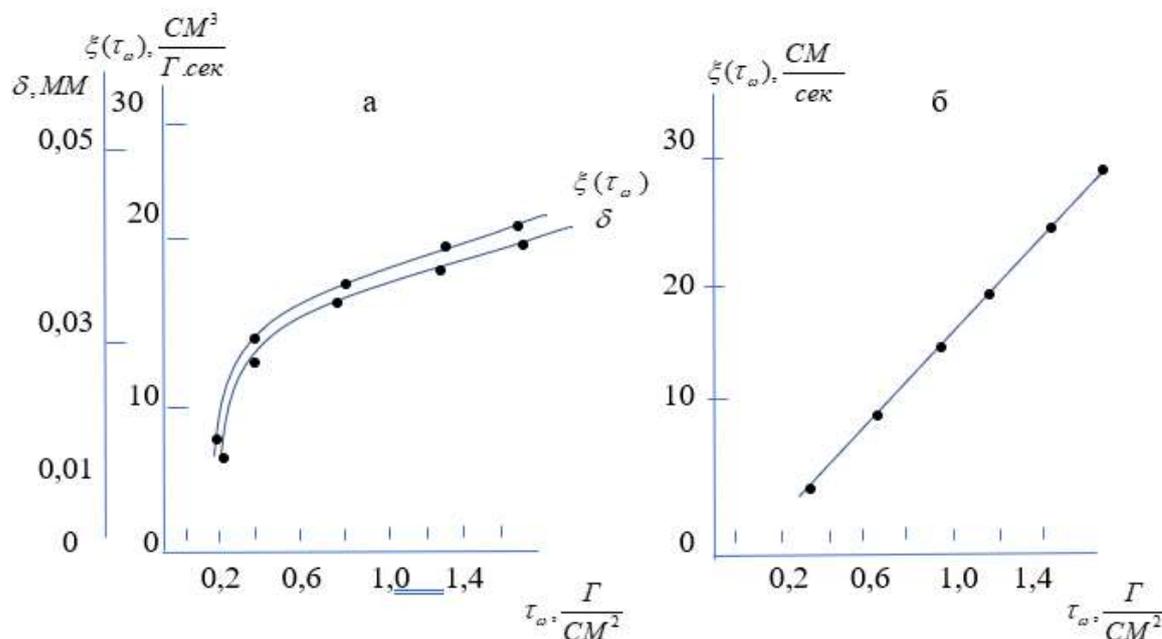
Рассмотрим движение двухкомпонентной среды в плоской трубе с учетом проскальзывания на стенке. Реологическое уравнение, связывающее касательное напряжение и скорость сдвига при течении в илоской трубе, записывается в виде

$$f_1 \mu_1 \frac{du_1}{dx} + f_2 \mu_2 \frac{du_2}{dx} = \tau; \quad (13)$$

Здесь u_1, u_2 - скорости первой и второй фазы; f_1, f_2 - объемная концентрация этих фаз; μ_1, μ_2 - их вязкость.

Интегрируя уравнение (13) при условиях $x = h, u_1 = u_2 = S(\tau_w)$, имеем

$$f_1 \mu_1 u_1 + f_2 \mu_2 u_2 = S(\tau_w)(f_1 \mu_1 + f_2 \mu_2) + \int_x^h \tau dx. \quad (14)$$



а)

Рис. 2.

Зависимость коэффициента эффективного скольжения, толщины смазочного слоя (а) и скорости скольжения (б) от касательного напряжения.

Учитывая $\tau = \frac{\Delta p}{l} x$ для плоской трубы, после несложных преобразований получаем

$$\frac{Q_1 + \beta Q_2}{2\tau_\omega h^2} = (f_1 + \beta f_2) \frac{\varepsilon(\tau_\omega)}{h} + \frac{1}{3\mu_1}, \quad (15)$$

Где $\beta = \frac{\mu_2}{\mu_1}$.

Для определения коэффициента эффективного скольжения и толщины пристенного слоя использованы результаты исследования течения утяжеленных глинистых растворов в капиллярных трубах диаметром 0,16; 0,2 и 0,3 см.

Коэффициент эффективного скольжения возрастает с увеличением касательного напряжения (рис. 2,а). толщина смазочного слоя также достигает лимитного значения 0,05 мм (рис. 2,б).

ЛИТЕРАТУРА:

1. А.Х. Мирзаджанзаде, А.К. Караев, С.А. Ширинзаде, Гидравлика в бурении и цементировании нефтяных и газовых скважин. москва, "НЕДРА", 1977.г
2. Azizov A.K., Akilov J.A., Latipov Q.Sh. "Изв АН УзССР", серия техн. Наук, 1970, № 3.
3. Hershey Daniel, ChoSung Joon. Chem. Eng. Progr.Symp. Ser.,62, 1966, № 66.
4. А.Ю. Umarov, Gidravlika, Toshkent, "O'zbekiston" nashriyoti,2002.y