Выводы

Из обобщения полученных экспериментальных данных можно сделать вывод, что уменьшению величины зерна способствует деформация простого сдвига. А так как мелкозернистая структура металла влияет на повышение прочности и пластичности, целесообразно и выгодно использовать именно эту деформацию при ковке сталей и сплавов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Предварительный патент на изобретение №9093/980515.1 – 4088/2. Машеков С.А., Илюхин К.Н. Опубл. в ПС, 2000, №7.

2. Долинский Ф.В., Михаилов М.Н. Краткий курс сопротивления материалов. Учебное пособие для машиностроительных вузов. М., Высшая школа, 1988, 432 с.

3. Аркулис Г.Э., Дорогобид В.Г. Теория пластичности. Учебное пособие для вузов. М., Металлургия, 1987, 352 с.

4. Богатов А.А., Мижирицкий О.И., Смирнов С.В. Ресурс пластичности металлов при обработке давлением. М., Металлургия, 1984, 144 с.

УДК 622.245.7?622.279

Сейдалиев Аскар Абиевич – к.т.н. (Актау, КГУТиИ)

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОТОКА БУРОВОГО РАСТВОРА В ЗАТРУБНОМ ПРОСТРАНСТВЕ СКВАЖИН С УПРУГОВЯЗКИМИ СТЕНКАМИ

Часто в процессе бурения и проводки скважин для оперативного контроля за состоянием ствола скважин и взаимодействием бурового раствора с окружающими ствол породами возникает необходимость исследования гидродинамических характеристик потока на основе нестационарных режимов движения бурового раствора. Нестационарные процессы могут возникать при различных операциях: пуск, остановка и изменение режима работы насосов, спуско–подъемных операций бурильного инструмента, а также режимах, возникающих при авариях (например, утечка среды). В таких ситуациях весьма важно уметь наиболее точно идентифицировать технологический процесс для выбора оптимального режима бурения и проводки скважин. Обычно при расчетах нестационарных режимов движения бурового раствора в скважинах применяется гипотеза квазистационарности, заключающаяся в том, что некоторые параметры определяются по формулам стационарного режима.

Однако эти допущения при решении прямых задач, связанных с определением расхода или давления, необходимых для проводки скважин вносят определенные ошибки в результат.

В связи с этим возникает необходимость определения некоторых практически важных параметров потока и состояния ствола скважин при различных нестационарных режимах движения бурового раствора.

Исходя из вышеуказанного, в данной статье предлагается метод определения некоторых важных параметров нестационарного движения бурового раствора, с учетом взаимодействия потока с окружающими ствол породами.

Метод основан на решении обратной задачи квазиодномерного нестационарного движения вязкопластичных жидкостей в скважинах, стенки которых идентифицируются упруговязкими средами.

Обратные задачи применительно к нефтегазопромысловой механике были разработаны в [1, 2].

Некоторые частные случаи обратных задач буровой гидравлики рассмотрены в [3, 4] для вертикальных скважин, без учета гравитационных сил, наклонно – направленности скважин и физико–механических параметров стенки скважин.

Как известно, для определения коэффициента гидравлических сопротивлений при нестационарном движении бурового раствора, описываемой моделью вязкопластичной жидкости, применяется гипотеза квазистационарности.

Так как гидравлические сопротивления связаны с распределением скорости по сечению скважины, а это распределение при одинаковых условиях может быть различным для стационарного и нестационарного движения, то возможность применения этой гипотезы стоит под сомнением.

Таким образом использование в расчетах нестационарного движения кривых связи, относящихся к стационарному движению, вносит определенные ошибки в результат.

Влияние всех факторов при нестационарном движении может быть учтено надлежащим изменением коэффициентов выбранной модели движения.

Поскольку внести соответствующие коррективы в коэффициенты модели движения расчетным путем невозможно, то возникает необходимость определения этих коэффициентов на основании непосредственных измерений давлений и расхода при определенном нестационарном движении.

Ниже, путем решения обратной задачи, определяются гидравлические характеристики при движении потока буровых растворов в затрубном пространстве наклонно–направленных скважин, стенки которой являются упруговязкими средами.

1. Рассматривается квазиодномерное нестационарное движение бурового раствора, описываемого моделью вязкопластичной жидкости, в затрубном пространстве скважины (скважина, в общем случае, предполагается наклонно–направленной), стенки которой подчиняются модели упруговязкой среды Максвелла $\frac{\dot{\sigma}}{E} + \frac{\sigma}{\eta} = \dot{\varepsilon}$.

Принимается, что в начальный момент времени нет движения.

Начиная с некоторого момента, происходит нестационарное движение бурового раствора за счет спуско–подъемных операций. При этом записываются законы изменения давления и скорости во времени на забое и устье скважины, на основе которых требуется определить физико–механические параметры бурового раствора и стенки скважин, причем начало координат располагается на забое скважины.

Задача определения параметров бурового раствора и стенки скважин в этом случае математически сводится к решению системы дифференциальных уравнений [2]:

$$\left.\begin{aligned} -\frac{\partial P}{\partial x} &= \rho\left(\frac{\partial W}{\partial t} + 2aW + b + g\sin\alpha\right), \\ -\theta\left(1 + \frac{2}{e}\frac{C_{т}^2}{C_{ж}^2}\right)\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - \frac{\partial P}{\partial t} &= \rho C^2 \frac{\theta\left(1 + \frac{2}{e}\frac{C_{т}^2}{C_{ж}^2}\right)}{1 + \frac{C^2}{C_{ж}^2}}\frac{\partial^2 W}{\partial t \partial x}. \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Начальные и граничные условия при этом задаются в следующем виде

$$\left.\begin{aligned}&W(x,0)=0, P(x,0)=P_з-\frac{2\tau_0}{R^*}x-\rho gx\sin\alpha,\\&W(0,t)=\varphi(t), P(0,t)=f(t).\end{aligned}\right\}\qquad(2)$$

Для определения параметров бурового раствора задается дополнительное граничное условие

$$P\ (l,\ t) = 0. \qquad (3)$$

Здесь $P\ (x,t)$ – среднее давление в скважине;

$W\ (x,t)$ – среднеобъемная скорость бурового раствора;

ρ – плотность бурового раствора;

$2a = 8\mu/\rho R^{*2}$ – коэффициент гидравлического сопротивления;

$b = 2\tau_0/\rho R^*$ – коэффициент характеризующий предельное напряжение сдвига;

μ – вязкость бурового раствора;

τ_0 – предельное напряжение сдвига бурового раствора;

R^* – приведенный радиус затрубного пространства;

g – ускорение свободного падения;

α – угол отклонения скважины от горизонтальной линии по часовой стрелке;

$\theta = \eta/E$ – время релаксации породы стенки скважины;

η – вязкость породы стенки скважины;

E – модуль упругости породы стенки скважины;

$C_т = (E/\rho)^{1/2}$ – скорость распространения волны в породе ствола скважины;

$C_ж=(K_ж/\rho)^{1/2}$ – скорость распространения волны в буровом растворе;

$C = [K_ж/\rho(1+e\ K_ж/\rho)]^{1/2}$ – скорость распространения волны в скважине заполненной буровым раствором;

$K_ж$ – коэффициент сжимаемости бурового раствора;

$e = 2R^*/\delta^*$ – безразмерный параметр, зависящий от приведенного радиуса затрубного пространства и приведенной толщины стенок скважин δ^*.

Следует отметить, что полученная система дифференциальных уравнений описывает, в частных случаях, движение бурового раствора в скважине, стенки которого подчиняются упругим деформациям ($\theta \to \infty$) и, когда стенки скважин являются абсолютно жесткими ($\theta \to 0$).

Исключив среднюю скорость $W\ (x,\ t)$ в системе уравнений (1), для определения давления $P\ (x,\ t)$ получается дифференциальное уравнение

$$\theta\left(1+\frac{2}{e}\frac{C_т^2}{C_{ж}^2}\right)\frac{\partial^3 P}{\partial t^3}+\left[1+2a\theta\left(1+\frac{2}{e}\frac{C_т^2}{C_{ж}^2}\right)\right]\frac{\partial^2 P}{\partial t^2}+2a\frac{\partial P}{\partial t}=C^2\,\frac{\theta\left(1+\dfrac{2}{e}\dfrac{C_т^2}{C_{ж}^2}\right)}{1+\dfrac{C^2}{C_{ж}^2}}\frac{\partial^3 P}{\partial t\partial x^2}\,. \qquad (4)$$

Начальные и граничные условия (2) относительно давления $P\ (x,t)$ при этом запишутся в виде:

$$\left.\begin{aligned} &P(x,0)=P_з-\frac{2\tau_0}{R}x-\rho g x\sin\alpha,\frac{\partial P(x,0)}{\partial t}=0,\frac{\partial^2 P(x,0)}{\partial t^2}=0,\\ &P(0,t)=f(t),\frac{\partial P(0,t)}{\partial x}=-\rho\left[\frac{d\varphi(t)}{dt}+2a\varphi(t)+b+g\sin\alpha\right].\end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Применяя преобразование Лапласа к дифференциальному уравнению (4), с учетом начальных условий (5), получим

$$\frac{d^2\widetilde{P}}{dx^2}-\kappa^2\widetilde{P}=-\frac{\kappa^2}{s}\left(P_з-\frac{2\tau_0}{R*}x-\rho g x\sin\alpha\right), \tag{6}$$

где

$$P(x,s)=\int_0^\infty P(x,\tau)e^{-3\tau}d\tau,\qquad \kappa^2=\left(1+\frac{C^2}{C^2_{ж}}\right)\frac{\theta\left(1+\frac{2}{e}\frac{C^2_{т}}{C^2_{ж}}\right)s^2+\left[1+2a\theta\left(1+\frac{2}{e}\frac{C^2_{т}}{C^2_{ж}}\right)\right]s+2a}{C^2\theta\left(1+\frac{2}{e}\frac{C^2_{т}}{C^2_{ж}}\right)}.$$

Граничные условия (5) в изображениях примут вид:

$$\widetilde{P}(0,s)=\widetilde{f}(s),\frac{d\widetilde{P}(0,s)}{dx}=-\rho(s+2a)\widetilde{\varphi}(s)-\frac{1}{s}\left(\frac{2\tau_0}{R*}+\rho g\sin\alpha\right), \tag{7}$$

а дополнительно заданное граничное условие (3) в изображении запишется как

$$\widetilde{P}(l,s)=0\,. \tag{8}$$

Здесь $\widetilde{f}(s)=\int_0^\infty f(\tau)e^{-s\tau}d\tau,\ \widetilde{\varphi}(s)=\int_0^\infty \varphi(\tau)e^{-s\tau}d\tau$.

Решение дифференциального уравнения (6) при граничных условиях (7) имеет вид

$$\begin{aligned}\widetilde{P}(x,s)=&\left[\frac{1}{2}\widetilde{f}(s)-\frac{1}{2}\frac{P_з}{s}-\frac{1}{2}\sqrt{\kappa}\rho(s+2a)\widetilde{\varphi}(s)\right]\exp(\kappa x)+\\ &+\left[\frac{1}{2}\widetilde{f}(s)-\frac{1}{2}\frac{P_з}{s}+\frac{1}{2}\sqrt{\kappa}\rho(s+2a)\widetilde{\varphi}(s)\right]\exp(-\kappa x)+\frac{1}{s}\left(P_з-\frac{2\tau_0}{R*}x-\rho g x\sin\alpha\right).\end{aligned} \tag{9}$$

Воспользовавшись решением (9), дополнительное условие (8) запишется в следующем виде

$$\begin{aligned}\widetilde{P}(l,s)=&\left[\frac{1}{2}\widetilde{f}(s)-\frac{1}{2}\frac{P_з}{s}-\frac{1}{2}\sqrt{\kappa}\rho(s+2a)\widetilde{\varphi}(s)\right]\exp(\kappa l)+\\ &+\left[\frac{1}{2}\widetilde{f}(s)-\frac{1}{2}\frac{P_з}{s}+\frac{1}{2}\sqrt{\kappa}\rho(s+2a)\widetilde{\varphi}(s)\right]\exp(-\kappa l)+\frac{1}{s}\left(P_з-\frac{2\tau_0}{R*}l-\rho g l\sin\alpha\right)=0.\end{aligned} \tag{10}$$

Оценим порядок *k*. Величина параметра преобразования *s* имеет порядок $\frac{1}{t_0}$, где t_0 является временем переходного процесса. Так как для скважин средней глубины порядок *l* и скорости распространения волн в скважине заполненной буровым раствором *C* одинаков, то уже при t_0 = 100 с., $s < 0{,}01$, $kl < 0{,}05$.

Разлагая экспоненты $exp\ (\pm kl)$ в ряды по kl и пренебрегая (ввиду малости величины kl) членами третьего порядка и выше, выражение (10) может быть записано в виде

$$\widetilde{P}(l,s)=\left[\frac{1}{2}\widetilde{f}(s)-\frac{1}{2}\frac{P_з}{s}-\frac{1}{2}\sqrt{\kappa}\rho(s+2a)\widetilde{\varphi}(s)\right]\left(1+\kappa l+\frac{\kappa^2l^2}{2!}+...\right)+$$

$$+\left[\frac{1}{2}\widetilde{f}(s)-\frac{1}{2}\frac{P_з}{s}+\frac{1}{2}\sqrt{\kappa}\rho(s+2a)\widetilde{\varphi}(s)\right]\left(1-\kappa l+\frac{\kappa^2l^2}{2!}-...\right)+\frac{1}{s}\left(P_з-\frac{2\tau_0}{R*}l-\rho gl\sin\alpha\right)=0.$$

Последняя зависимость, после некоторых преобразований (при этом параметр преобразования принят равным параметру обратному времени переходного процесса, т.е. $s\sim\frac{1}{t_0}$), может быть представлена в следующем виде:

$$\frac{\widetilde{f}(t_0)-\frac{1}{t_0}\widetilde{\varphi}(t_0)\rho l-t_0\left(\frac{2\tau_0 l}{R*}+\rho gl\sin\alpha\right)}{\widetilde{f}(t_0)-t_0P_з}=2a\frac{\widetilde{\varphi}(t_0)}{\widetilde{f}(t_0)-t_0P_з}\rho l-\frac{2al^2\left(1+\frac{C^2}{C^2_{ж}}\right)}{C^2\theta\left(1+\frac{2}{e}\frac{C^2_{т}}{C^2_{ж}}\right)}. \qquad (11)$$

Полученное выражение (11) является основным для предлагаемого метода определения параметров бурового раствора и стенки трубы. Как видно, в координатах $\widetilde{Y}(t_0)=\frac{\widetilde{f}(t_0)-\frac{1}{t_0}\widetilde{\varphi}(t_0)\rho l-t_0\left(\frac{2\tau_0 l}{R*}+\rho gl\sin\alpha\right)}{\widetilde{f}(t_0)-t_0P_з}$ и $\widetilde{X}(t_0)=\frac{\widetilde{\varphi}(t_0)}{\widetilde{f}(t_0)-t_0P_з}\rho l$, преобразованные кривые изменения давления и скорости изображаются прямой линией, тангенс угла наклона которой зависит от величины коэффициента гидравлического сопротивления $2a$, а величина пересечения прямой с осью ординат соответствует значению $\frac{2al^2\left(1+\frac{C^2}{C^2_{ж}}\right)}{C^2\theta\left(1+\frac{2}{e}\frac{C^2_{т}}{C^2_{ж}}\right)}$, из которой можно определить время релаксации породы стенки скважины, при известных величинах других параметров.

Имея данные об изменении давления и скорости во времени на входе $f(t)$ и $\varphi(t)$, вычисляются величины $\widetilde{f}(t_0)$ и $\widetilde{\varphi}(t_0)$ для любого значения t_0, после чего вычисляются $\widetilde{Y}(t_0)$, $\widetilde{X}(t_0)$ и из (11) определяются неизвестные величины $2a$ и θ.

2 Теперь рассматривается квазиодномерное нестационарное движение бурового раствора, описываемого моделью вязкопластичной жидкости, в затрубном пространстве скважины (скважина, в общем случае, предполагается наклонно–направленной), стенки которой подчиняются модели упруговязкой среды Фойгта $\sigma=E\varepsilon+\eta\dot{\varepsilon}$.

Также предполагается, что в начальный момент времени нет движения.

Начиная с некоторого момента происходит нестационарное движение бурового раствора за счет спуско–подъемных операций. При этом записываются законы изменения давления и скорости во времени на забое и устье скважины, на основе которых требуется определить физико–механические параметры бурового раствора и стенки скважин, причем начало координат располагается на забое скважины.

Задача определения параметров бурового раствора и стенки скважин в этом случае математически сводится к решению системы дифференциальных уравнений [2]:

$$\left.\begin{aligned} -\frac{\partial P}{\partial x} &= \rho\left(\frac{\partial W}{\partial t}+2aW+b+g\sin\alpha\right), \\ -\frac{\theta}{1+e\dfrac{C_{ж}^2}{C_{т}^2}}\frac{\partial^2 P}{\partial t^2}-\frac{\partial P}{\partial t} &= \rho C^2\left(\frac{\partial W}{\partial x}+\theta\frac{\partial^2 W}{\partial t\partial x}\right). \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Начальные и граничные условия при этом задаются в виде (2), а для определения параметров бурового раствора задается дополнительное граничное условие (3).

Следует отметить, полученная система дифференциальных уравнений описывает, в частных случаях, движение бурового раствора в скважине, стенки которого подчиняются упругим деформациям ($\theta \to 0$).

Исключив среднюю скорость *W (x, t)* в системе уравнений (12), для определения давления *P (x, t)* получается дифференциальное уравнение

$$\frac{\theta}{1+e\dfrac{C_{ж}^2}{C_{т}^2}}\frac{\partial^3 P}{\partial t^3}+\left(1+\frac{2a\theta}{1+e\dfrac{C_{ж}^2}{C_{т}^2}}\right)\frac{\partial^2 P}{\partial t^2}+2a\frac{\partial P}{\partial t}=C^2\left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2}+\theta\frac{\partial^3 P}{\partial t\partial x^2}\right). \tag{13}$$

Начальные и граничные условия (2) относительно давления *P (x,t)* при этом запишутся в виде (5).

Применяя преобразование Лапласа к дифференциальному уравнению (13), с учетом начальных условий (5), получим

$$\frac{d^2\widetilde{P}}{dx^2}-\kappa_0^2\widetilde{P}=-\frac{\kappa_0^2}{s}\left(P_{з}-\frac{2\tau_0}{R*}x-\rho g x\sin\alpha\right), \tag{14}$$

где

$$P(x,s)=\int_0^\infty P(x,\tau)e^{-3\tau}d\tau, \qquad \kappa_0^2=\frac{\dfrac{\theta}{1+e\dfrac{C_{ж}^2}{C_{т}^2}}s^2+\left(1+\dfrac{2a\theta}{1+e\dfrac{C_{ж}^2}{C_{т}^2}}\right)s+2a}{C^2(1+\theta s)}.$$

Граничные условия (5) в изображениях запишутся в виде (7), а дополнительно заданное граничное условие (3) в изображении запишется как (8).

Решение дифференциального уравнения (14) при граничных условиях (7) и с учетом дополнительно заданного граничного условия (8) запишется в виде

$$\begin{aligned} \widetilde{P}(l,s) &= \left[\frac{1}{2}\widetilde{f}(s)-\frac{1}{2}\frac{P_{з}}{\text{s}}-\frac{1}{2}\sqrt{\kappa}\rho(s+2a)\widetilde{\varphi}(s)\right]\exp(\kappa_0 l)+ \\ &+\left[\frac{1}{2}\widetilde{f}(s)-\frac{1}{2}\frac{P_{з}}{\text{s}}+\frac{1}{2}\sqrt{\kappa}\rho(s+2a)\widetilde{\varphi}(s)\right]\exp(-\kappa_0 l)+\frac{1}{s}\left(P_{з}-\frac{2\tau_0}{R*}l-\rho g l\sin\alpha\right)=0. \end{aligned} \tag{15}$$

Так же как и выше, оценим порядок κ_0. Аналогично вышеизложенному, величина параметра преобразования s имеет порядок $\frac{1}{t_0}$ (t_0 является временем переходного процесса) и поскольку для скважин средней глубины порядок l и скорости распространения волн в скважине заполненной буровым раствором C одинаков, то уже при $t_0 = 100$ с., $s < 0{,}01$, $k_0 l < 0{,}05$.

Разлагая экспоненты $exp\ (\pm\ k_0 l)$ в ряды по $k_0 l$ и пренебрегая (ввиду малости величины $k_0 l$) членами выше третьего порядка, последнее выражение (15) может быть записано в виде

$$\widetilde{P}(l,s)=\left[\frac{1}{2}\widetilde{f}(s)-\frac{1}{2}\frac{P_з}{s}-\frac{1}{2}\sqrt{\kappa_0}\,\rho(s+2a)\widetilde{\varphi}(s)\right]\left(1+\kappa_0 l+\frac{\kappa_0^2 l^2}{2!}+...\right)+$$

$$+\left[\frac{1}{2}\widetilde{f}(s)-\frac{1}{2}\frac{P_з}{s}+\frac{1}{2}\sqrt{\kappa_0}\,\rho(s+2a)\widetilde{\varphi}(s)\right]\left(1-\kappa_0 l+\frac{\kappa_0^2 l^2}{2!}-...\right)+\frac{1}{s}\left(P_з-\frac{2\tau_0}{R^*}l-\rho g l\sin\alpha\right)=0,$$

которое, после некоторых преобразований с учетом $\theta s >> 1$ (при этом параметр преобразования принят равным параметру обратному времени переходного процесса, т.е. $s \sim \frac{1}{t_0}$), может быть представлена в следующем виде

$$\frac{\widetilde{f}(t_0)-\frac{1}{t_0}\widetilde{\varphi}(t_0)\rho l-t_0\left(\frac{2\tau_0 l}{R^*}+\rho g l\sin\alpha\right)}{\widetilde{f}(t_0)-t_0 P_з}=2a\frac{\widetilde{\varphi}(t_0)}{\widetilde{f}(t_0)-t_0 P_з}\rho l-\frac{2al^2}{2C^2\theta}. \qquad (16)$$

Полученное выражение (16) является основным для предлагаемого метода определения параметров бурового раствора и стенки трубы. Как видно, в координатах $\widetilde{Y}(t_0)=\frac{\widetilde{f}(t_0)-\frac{1}{t_0}\widetilde{\varphi}(t_0)\rho l-t_0\left(\frac{2\tau_0 l}{R^*}+\rho g l\sin\alpha\right)}{\widetilde{f}(t_0)-t_0 P_з}$ и $\widetilde{X}(t_0)=\frac{\widetilde{\varphi}(t_0)}{\widetilde{f}(t_0)-t_0 P_з}\rho l$, преобразованные кривые изменения давления и скорости изображаются прямой линией, тангенс угла наклона которой зависит от величины коэффициента гидравлического сопротивления $2a$, а величина пересечения прямой с осью ординат соответствует значению $\frac{2al^2}{2C^2\theta}$, из которой можно определить время релаксации породы стенки скважины, при известных величинах других параметров.

Имея данные об изменении давления и скорости во времени на входе $f(t)$ и $\varphi(t)$, вычисляются величины $\widetilde{f}(t_0)$ и $\widetilde{\varphi}(t_0)$ для любого значения t_0, после чего вычисляются $\widetilde{Y}(t_0)$, $\widetilde{X}(t_0)$ и из (16) определяются неизвестные величины $2a$ и θ.

Следует отметить, что полученные выражения (11) и (16) методу можно использовать для различных экспериментальных работ, т.к. коэффициент трения $2a$ и θ учитывает множество факторов бурового раствора и породы стенки скважины (температура, сжимаемость, физико-механические свойства и т.д.)

Так, например, прокачивая в модельной скважине буровой раствор с различной температурой, можно найти зависимости коэффициента сопротивления среды и времени релаксации от температуры.

В заключение автор приносит свою глубокую признательность профессору Р.М. Саттарову за постановку задачи и обсуждения полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гасанов Г.Т., Саттаров Р.М., Аметов И.М. Постановка некоторых обратных задач буровой гидродинамики на основе нестационарных исследований. ДАН Азерб. ССР, т. 26, № 5, 1970, с. 44 – 48.

2. Саттаров Р.М. Неустановившееся движение реологически сложных жидкостей в трубах. – Баку: Элм, 1999, 412 с.

3. Мирзаджанзаде А.Х., Караев А.К., Ширинзаде С.А. Гидравлика в бурении и цементировании нефтяных и газовых скважин. – М.: Недра, 1977, 230 с.

4 Мирзаджанзаде А.Х., Ширинзаде С.А. Повышение эффективности и качества бурения глубоких скважин. – М.: Недра, 1986, 278 с.

УДК 622.276.044

Гусманова Айгуль Гайнуллаевна –к.э.н., доцент (Атырау, Каспийский ГУТиИ)

ОСОБЕННОСТИ ФИЛЬТРАЦИОННОЙ ФРАКТАЛЬНОЙ МОДЕЛИ НЕФТЕВОДОГАЗОВЫХ СИСТЕМ

Известно, что наличие в нефти различных компонентов, включая газовые и водные составляющие с различными поверхностно активными веществами и полимерными добавками, предопределяет их сложность и многообразие межфазных и внутрифазных взаимодействий и процессов. Вышеотмеченные гетерогенные и многофазные системы нефтегазодобычи и нефтегазоизвлечения при различных термодинамических условиях могут находиться в широком диапазоне состояний.

При разработке и эксплуатации нефтяных месторождений в осложненных условиях использования традиционных законов течения и фильтрации приводят к большим расхождениям между теоретическими предпосылками и реальными практическими результатами [1,2].

Весьма эффективным методом построения реологических и фильтрационных моделей для таких нефтеводогазовых систем, с учетом внутренних микроструктур, можно считать фрактальные или скейлинговые идеи, широко применяемые в реологически сложных жидкостях при движении в пористых средах и трубах [3-5].

Следуя [3-5] для описания фильтрационных потоков нефтеводогазовых систем в пористых средах можно использовать обобщенную трехмерную фрактальную модель следующего вида

$$\theta^{\vartheta}\frac{d^{\vartheta}\vec{V}}{dt^{\vartheta}}+\vec{V}=-\frac{k}{\mu}\left(1+\lambda^{\nu}\frac{d^{\nu}}{dt^{\nu}}\right)\left(\frac{\partial P}{\partial x}+\frac{\partial P}{\partial y}+\frac{\partial P}{\partial z}\right)=-\frac{k}{\mu}\left(1+\lambda^{\nu}\frac{d^{\nu}}{dt^{\nu}}\right)gradP\,, \qquad (1)$$

где $\vec{V}$ – вектор скорости фильтрации нефтеводогазовых систем; P – давление при фильтрации нефтеводогазовых систем; $\theta,\ \lambda$ – времена релаксаций; $\nu,\ \vartheta$ – параметры фрактальности; k – проницаемость пористой среды; μ – вязкость газированной жидкости; $x,\ y,\ z$ – координаты; t – время.

Дробная производная порядка ν от кусочно–непрерывной функции $f(t)$ определяется выражением [6]

$$\frac{d^{\nu}}{dt^{\nu}}=\frac{1}{\Gamma(1-\nu)}\frac{d}{dt}\int_0^t (t-t')^{-\nu} f(t')dt', \quad -\infty<\nu<1, \qquad (2)$$

где $\Gamma(1-\nu)$ – гамма – функция; $(t-t')^{-\nu}$ – ядро наследственности представлено пропорционально степенному закону с отрицательным дробным показателем – υ.