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; θ, λ – времена релаксаций; ν, ϑ – 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.

Нестационарная фильтрация слабосжимаемой нефтеводогазовой системы в упругодеформируемом пласте, в основе которой используется система уравнений обобщенной фрактальной модели фильтрации (1) и неразрывности:

$$\frac{\partial m\rho}{\partial t} + div\rho\vec{V} = 0;$$
$$\theta^{\vartheta}\frac{\partial^{\vartheta}\vec{V}}{\partial t^{\vartheta}} + \vec{V} = -\frac{k}{\mu}\left(1 + \lambda^{\nu}\frac{\partial^{\nu}}{\partial t^{\nu}}\right)gradP, \tag{3}$$

где m – пористость пласта; ρ – плотность нефтеводогазовых систем.

При обычных предположениях теории упругого режима [7, 8] система уравнений (3) приводится к уравнению нестационарной фрактальной фильтрации нефтеводогазовых систем

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \theta^{\vartheta}\frac{\partial^{1+\vartheta}P}{\partial t^{1+\vartheta}} = \chi\left(1 + \lambda^{\nu}\frac{\partial^{\nu}}{\partial t^{\nu}}\right)\Delta P = \chi\left(1 + \lambda^{\nu}\frac{\partial^{\nu}}{\partial t^{\nu}}\right)\left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2}\right), \tag{4}$$

$$\chi = \frac{k}{\mu\left(m\beta_{гж} + \beta_c\right)},$$

где $\beta_{гж}$ и β_c – сжимаемости нефтеводогазовых систем и пористой среды.

Если предположить, что фрактальная фильтрация нефтеводогазовых систем происходит в полубесконечном линейном пласте, то уравнение (4) может быть записано в следующем виде

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \theta^{\vartheta}\frac{\partial^{1+\vartheta}P}{\partial t^{1+\vartheta}} = \chi\left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \lambda^{\nu}\frac{\partial^{2+\nu}P}{\partial t^{\nu}\partial x^2}\right). \tag{5}$$

При этом предполагается также, что в начальный момент времени в полубесконечном пласте, с постоянным пластовым давлением $P_{пл}$, нефтеводогазовая система находится в покое. В некоторый момент времени давление в сечении x = 0 начинает меняться по закону $P = P_0(t)$, в частности, давление может принять постоянное значение равное P_{00}. В этом случае фильтрация нефтеводогазовой системы в полубесконечном линейном пласте, описывается дробным дифференциальным уравнением (5), при следующих начальном и граничных условиях:

$$P(0,x) = P_{пл}, \tag{6}$$

$$P(t,0) = P_0(t),\ \ P(t,\infty) = P_{пл}. \tag{7}$$

Вводится функция $\widetilde{P}(t,x) = P_{пл} - P(t,x)$, тогда дробное дифференциальное уравнение (5), с начальным (6) и граничными условиями (7), могут быть записаны в виде:

$$\frac{\partial\widetilde{P}}{\partial t} + \theta^{\vartheta}\frac{\partial^{1+\vartheta}\widetilde{P}}{\partial t^{1+\vartheta}} = \chi\left(\frac{\partial^2\widetilde{P}}{\partial x^2} + \lambda^{\nu}\frac{\partial^{2+\nu}\widetilde{P}}{\partial t^{\nu}\partial x^2}\right), \tag{8}$$

$$\widetilde{P}(0,x) = 0, \tag{9}$$

$$\widetilde{P}(t,0) = P_{пл} - P(t,0) = \widetilde{P}_0(t), \quad \widetilde{P}(t,\infty) = 0. \tag{10}$$

Применение преобразования Лапласа к дробному дифференциальному уравнению (8), с учетом начального (9) и граничных условий (10), приводит задачу к следующему виду:

$$\frac{\partial^2 \hat{P}}{\partial x^2} - \beta_0^2 \hat{P} = 0\,, \tag{11}$$

$$\hat{P}(s,0) = \hat{P}_0(s), \qquad \hat{P}(s,\infty) = 0\,, \tag{12}$$

$$\beta_0^2 = \frac{1}{\chi}\frac{s + \theta^{\vartheta} s^{1+\vartheta}}{1 + \lambda^{\nu} s^{\nu}}\,,$$

где $\hat{P}(s,x) = \int\limits_0^{\infty} \exp(-st)\widetilde{P}(t,x)dt\,, \qquad \hat{P}_0(s) = \int\limits_0^{\infty} \exp(-st)\widetilde{P}_0(t)dt\,.$

Решение дифференциального уравнения (11) при граничных условиях (12) имеет вид

$$\hat{P}(s,x) = \hat{P}_0(s)\exp(-\beta_0 x)\,. \tag{13}$$

Для определения скорости фильтрации в изображениях, можно воспользоваться преобразованием Лапласа к частному одномерному виду уравнения фильтрации (1), в результате чего последнее уравнение, после некоторых преобразований, запишется

$$\hat{V}(s,x) = \frac{k}{\mu}\frac{1 + \lambda^{\nu} s^{\nu}}{1 + \theta^{\vartheta} s^{\vartheta}}\frac{\partial \hat{P}(s,x)}{\partial x}\,, \tag{14}$$

где $$\hat{V}(s,x) = \int\limits_0^{\infty} \exp(-st)V(t,x)dt\,.$$

Тогда, с учетом зависимости (13), в начальном сечении галереи $x = 0$ скорость фильтрации в изображениях определяется из соотношения (14) по следующей формуле

$$\hat{V}(s,0) = -\frac{k}{\mu}\sqrt{\frac{s\left(1 + \lambda^{\nu} s^{\nu}\right)}{\chi\left(1 + \theta^{\vartheta} s^{\vartheta}\right)}}\hat{P}_0(s). \tag{15}$$

Асимптотические решения в оригинале для $0 < \vartheta$; $\nu > 1 + \vartheta$ при $t \to 0$ и $t \to \infty$ получается из (15) и, соответственно, имеют вид:

$$V(t) \approx -\frac{k}{\mu}\sqrt{\frac{\lambda^{\nu}}{\chi\theta^{\vartheta}}}D^{\frac{1+\nu-\vartheta}{2}}\widetilde{P}_0(t) = -\frac{k}{\mu}\sqrt{\frac{\lambda^{\nu}}{\chi\theta^{\vartheta}}}D^{\frac{1+\nu-\vartheta}{2}}\left[P_{пл} - P_0(t)\right], \tag{16}$$

$$V(t) \approx -\frac{k}{\mu}\sqrt{\frac{1}{\chi}}\left(D^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}\lambda^{\nu}D^{\frac{1}{2}+\nu} - \frac{1}{2}\theta^{\vartheta}D^{\frac{1}{2}+\vartheta}\right)\widetilde{P}_0(t) =$$

$$= -\frac{k}{\mu}\sqrt{\frac{1}{\chi}}\left(D^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}\lambda^{\nu}D^{\frac{1}{2}+\nu} - \frac{1}{2}\theta^{\vartheta}D^{\frac{1}{2}+\vartheta}\right)\left[P_{пл} - P_0(t)\right]. \tag{17}$$

В случае, когда $P_0(t) = P_{00} = const$, то решения (16) и (17) в оригинале, соответственно, запишутся:

$$V(t) \approx -\frac{k}{\mu}\frac{\left[P_{пл} - P_{00}\right]}{\Gamma\left(\frac{1+\nu-\vartheta}{2}\right)}\sqrt{\frac{\lambda^{\nu}}{\chi\theta^{\vartheta}}}t^{-\frac{1+\nu-\vartheta}{2}}\,, \tag{18}$$

$$V(t) \approx -\frac{k}{\mu}\left[P_{пл} - P_{00}\right]\sqrt{\frac{1}{\chi}}\left[\frac{t^{\frac{1}{2}}}{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)} + \frac{1}{2}\lambda^{\nu}\frac{t^{\frac{1}{2}+\nu}}{\Gamma\left(\frac{1}{2}+\nu\right)} - \frac{1}{2}\theta^{\vartheta}\frac{t^{\frac{1}{2}+\vartheta}}{\Gamma\left(\frac{1}{2}+\vartheta\right)}\right]. \qquad (19)$$

Из анализа (18) и (19) видно, что при малых временах процесса фильтрации в полубесконечном линейном пласте, скорость потока зависит от времен релаксаций λ, θ и параметров фрактальности ν, ϑ мультипликативно, а при больших временах – аддитивно.

Теперь рассмотрим нестационарную фрактальную фильтрацию слабосжимаемой нефтеводогазовой системы, описываемой дробным дифференциальным уравнением (8), в полубесконечном линейном пласте, когда давление в начальном сечении представляет собой гармоническую функцию времени с заданной частотой:

$$\widetilde{P}(t,0) = P_{пл} - P(t,0) = \widetilde{P}_0(t) = P_{00}\exp(i\omega t), \quad \widetilde{P}(t,\infty) = 0\,. \qquad (20)$$

Предполагая, что по истечению достаточно удаленного от начального момента времени, влияние начальных условий практически не сказывается на распределении давления в пласте, то решение дробного дифференциального уравнения (8) при граничных условиях (20) можно искать в виде

$$\widetilde{P}(t,x) = P_{00}\exp(i\omega t + \delta x). \qquad (21)$$

Подставляя решение (21) в дробное дифференциальное уравнение (8), с учетом граничных условий (20), получаем следующее соотношение для определения δ

$$i\omega + \theta^{\vartheta} i^{1+\vartheta}\omega^{1+\vartheta} = \chi\delta^2\left(1 + \lambda^{\nu} i^{\nu}\omega^{\nu}\right).$$

Из последнего соотношения определяем δ

$$\delta = \sqrt{\frac{i\omega}{\chi}}\sqrt{\frac{1+\theta^{\vartheta} i^{\vartheta}\omega^{\vartheta}}{1+\lambda^{\nu} i^{\nu}\omega^{\nu}}}\,. \qquad (22)$$

Если предположить, что параметры θ, λ, ω достаточно малы, то соотношение (22) приближенно можно записать

$$\delta = -\sqrt{\frac{\omega}{2\chi}}\left[1 + \frac{1}{2}\theta^{\vartheta}\omega^{\vartheta}\left(\cos\frac{\pi}{2}\vartheta - \sin\frac{\pi}{2}\vartheta\right) - \frac{1}{2}\lambda^{\nu}\omega^{\nu}\left(\cos\frac{\pi}{2}\nu - \sin\frac{\pi}{2}\nu\right)\right] -$$

$$- i\sqrt{\frac{\omega}{2\chi}}\left[1 + \frac{1}{2}\theta^{\vartheta}\omega^{\vartheta}\left(\cos\frac{\pi}{2}\vartheta + \sin\frac{\pi}{2}\vartheta\right) - \frac{1}{2}\lambda^{\nu}\omega^{\nu}\left(\cos\frac{\pi}{2}\nu + \sin\frac{\pi}{2}\nu\right)\right]. \qquad (23)$$

Анализ зависимости (23) показывает, что на затухание фрактальной фильтрации в существенной мере влияют как времена релаксации θ, λ так и параметры фрактальности ϑ, ν, причем в зависимости от значений ϑ, ν параметры θ, λ как уменьшать, так и увеличивать процесс затухания фильтрации по сравнению с процессами затухания фильтрации по закону Дарси. При этом коэффициент затухания при фрактальной фильтрации определяется пропорционально

$$\sqrt{\frac{\omega}{2\chi}}\left[1+\frac{1}{2}\theta^{\vartheta}\omega^{\vartheta}\left(\cos\frac{\pi}{2}\vartheta-\sin\frac{\pi}{2}\vartheta\right)-\frac{1}{2}\lambda^{\nu}\omega^{\nu}\left(\cos\frac{\pi}{2}\nu-\sin\frac{\pi}{2}\nu\right)\right].$$

Выводы

Полученные уравнения фрактальной модели фильтрации нефтеводогазовых систем могут быть использованы при решении конкретных инженерных задач регулирования фильтрационных характеристик для повышения эффективности различных технологических процессов нефтегазодобычи и нефтегазоотдачи.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Мирзаджанзаде А.Х., Ковалев А.Г., Зайцев Ю.В. Особенности эксплуатации месторождений аномальных нефтей. М., Недра, 1972, 199 с.
2. Саттаров Р.М. Неустановившееся движение реологически сложных жидкостей в трубах. Баку, Элм, 1999, 412 с.
3. Саттаров Р.М. Скейлинговые свойства реологически сложных жидкостей нефтегазодобычи. АНХ, 1993, № 9, с. 13 – 18.
4. Мирзаджанзаде А.Х., Хасанов М.М., Бахтизин Р.Н. Этюды о моделировании сложных систем нефтдобычи. Уфа, Гилем, 1999, 464 с.
5. Sattarov R.M. Mamedov R.M. Some singularities of flow of rheological complex mediums with fractal structure. Proceedings of IMM of Azerbaijan AS, Baku, 1999, v. 10, c. 257 – 266.
6. Бабенко Ю.И. Тепломассообмен. Л., Химия, 1986, 144 с.
7. Баренблатт Г.И., Ентов В.М., Рыжик В.М. Движение жидкостей и газов в природных пластах. М., Недра, 1984, 211 с.
8. Щелкачев В.Н. Разработка нефтеводоносных пластов при упругом режиме. М., Гостоптехиздат,1960, 467 с.

УДК 624.27:550.348

Шекербеков Уланбек Турсунбекович - аспирант (Бишкек, КГУСТА)

РАЗРУШЕНИЕ ТРАНСПОРТНЫХ СООРУЖЕНИЙ ПРИ СИЛЬНЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯХ ПРОШЛОГО ВЕКА С 1895-1988 ГОДЫ

ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕ – ЭТО ОДНО ИЗ САМЫХ РАЗРУШИТЕЛЬНЫХ СИЛ ПРИРОДЫ, ПРИНОСЯЩИХ ЧЕЛОВЕЧЕСТВУ БОЛЬШОЕ КОЛИЧЕСТВО ЖЕРТВ И ОГРОМНЫЕ МАТЕРИАЛЬНЫЕ УБЫТКИ. ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕ СРЕДИ ДРУГИХ ПРИРОДНЫХ КАТАСТРОФ ЗАНИМАЕТ ВТОРОЕ МЕСТО [1].

По данным международного геофизического справочника, каждый год в сейсмически опасных районах земного шара в среднем возникает около 700 землетрясений с магнитудой не менее 5, около 90 – с магнитудой не менее 6 и свыше 12 – с магнитудой 7 и более.

Сильные землетрясения с магнитудой от 5 до 8,5 приводят к большим разрушениям и человеческим жертвам. За всю историю человечества более 80 млн. человек погибло от землетрясений и их прямых последствий – пожаров, цунами, обвалов и др.

Только с 1895 по 1988 годы можно отметить следующие разрушительные землетрясения: