

УДК 532.546.013

© 1998 г. В.М. ЕНТОВ, Ф.Д. ТУРЕЦКАЯ

ОБ ИМПУЛЬСНЫХ РЕЖИМАХ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ЗАКОНЕ ФИЛЬТРАЦИИ

Исследованы нестационарные режимы фильтрационного течения, возбуждаемые импульсными воздействиями при фильтрации с предельным градиентом. Рассмотрены закономерности выхода на стационарный режим и гистерезис стационарного состояния, обусловленный наличием предельного градиента давления.

Исследование скважин в нестационарных режимах по-прежнему остается основным источником информации о поведении пластовых жидкостей. При этом существенным является выбор таких условий проведения испытаний, которые позволяют получить возможно более полную информацию при кратковременных исследованиях. Это, в частности, относится к попыткам обнаружить аномалии реологического поведения жидкостей в пласте, проявляющиеся в нелинейности закона фильтрации.

В данной работе рассматриваются импульсные режимы сбалансированного отбора и закачки жидкости. Это модификация метода кратковременной закачки в скважину некоторой порции жидкости, при которой за закачкой следует отбор, причем суммарные количества закачанной и отобранной жидкости равны.

Способ кратковременной закачки рассматривается в [1, 2] как один из вариантов предложенного ранее [3, 4] метода двустороннего исследования скважин, продуцирующих вязкопластичной жидкостью. В этом способе определенное количество жидкости закачивается в пласт (или извлекается из пласта), после чего прослеживается установление давления до стационарного значения. Если жидкость обладает конечным предельным напряжением сдвига и потому следует закону фильтрации с предельным градиентом, то новое установившееся значение давления отличается от начального и разность между этими двумя значениями Δp^0 определяется соотношением

$$\Delta p^0 = \left(\frac{3VK}{2\pi mh} G^2 \right)^{1/3}$$

где G – предельный градиент давления, V – объем закачки, K – эффективный модуль объемного сжатия пластовой системы, m – пористость и h – мощность пласта.

Предполагая K и V известными, можно оценить G .

Недостатком метода является необходимость знания модуля K , обычно подлежащего оценке. Второй недостаток, несколько менее очевидный, состоит в том, что установившаяся разность давлений Δp^0 не зависит от режима закачки и определяется суммарным объемом закачанной (отобранной) жидкости. Это снижает потенциальную информативность метода. В частности, если $V = 0$, то $\Delta p^0 = 0$.

Это утверждение, однако, верно лишь тогда, когда возмущение на границе не меняет знака, т.е. имеет место только закачка или только отбор. Если же возмущение меняет знак, т.е. представляет собой чередование закачки и отбора, то в пласте

формируется немонотонное распределение давления, которое в пределе (при $t \rightarrow \infty$) стремится к немонотонному стационарному распределению. Его неединственность в отсутствие движения и зависимость от предыстории формирования (гистерезис стационарного распределения) представляют собой характерное свойство фильтрации с предельным градиентом давления.

Рассмотрим, в частности, сбалансированный импульсный режим закачки, когда вначале на протяжении некоторого времени T происходит закачка с постоянным расходом Q , а затем на протяжении такого же времени происходит отбор с такой же интенсивностью. При этом суммарное количество жидкости, поступившей в пласт, равно нулю.

Формально задача описывается уравнениями упругого режима при законе фильтрации с предельным градиентом [2, 5]

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \kappa \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(1 - \frac{G}{|\partial p / \partial r|} \right) \frac{\partial p}{\partial r} \right], \quad \left| \frac{\partial p}{\partial r} \right| > G \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = 0, \quad \left| \frac{\partial p}{\partial r} \right| < G$$

$$p(r, 0) = 0, \quad r_w \leq r < \infty; \quad r = r_w: -2\pi r \left(\frac{\partial p}{\partial r} + G \right) = Q(t)$$

$$Q(t) = Q, \quad 0 \leq t \leq T; \quad Q(t) = -Q, \quad T \leq t \leq 2T \quad (2)$$

Здесь радиус скважин r_w предполагается весьма малым ($r_w^2 / \kappa T \ll 1$, $r_w G \ll Q$).

Поскольку на начальной стадии давление в скважине (на входе в пласт) должно возрастать, а на стадии отбора – падать, то после прекращения отбора в пласте формируется характерное распределение давления с одним максимумом и минимумом на границе пласта. В ходе дальнейшей эволюции этот профиль давления стремится сгладиться, однако при фильтрации с предельным градиентом движение прекращается, как только модуль градиента давления оказывается меньше G .

Поэтому предельное распределение будет кусочно-линейным

$$P = -P_0 + Gr, \quad r \leq R_1$$

$$p = -P_0 + G(2R_1 - r), \quad R_1 \leq r \leq R_2 \quad (3)$$

$$p = 0, \quad r > R_2$$

Предельное распределение давления должно удовлетворять условию

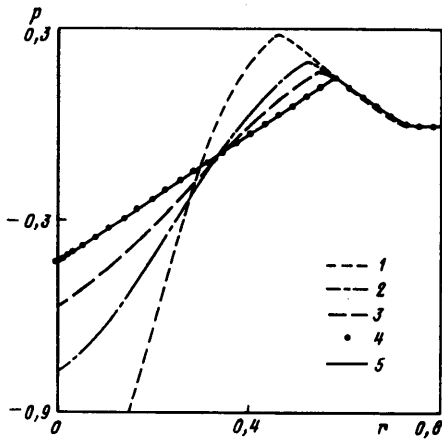
$$\int_0^{\infty} rp(r)dr = 0 \quad (4)$$

следующему из уравнения материального баланса для пласта в целом. Характерные размеры R_1 и R_2 однозначно связаны с величиной P_0

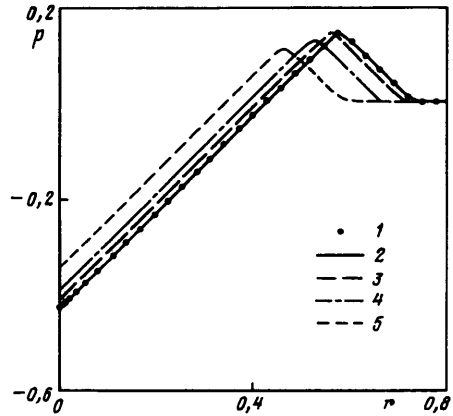
$$0 = -P_0 + G(2R_1 - R_2); \quad 2R_1^3 = R_2^3 \quad (5)$$

В общем случае, P_0 – функция от параметров возмущения, $P_0 = P_0(Q, T)$, определяемая из решения задачи об эволюции давления. Естественно допустить, что при достаточно малых T и больших Q эта функция будет стремиться к функции одной переменной $A = QT^2$, характеризующей интенсивность "сбалансированного импульса закачки".

Действительно, при большой интенсивности импульса на начальной стадии распространения возмущения влияние предельного градиента давления несущественно и им можно пренебречь. При этом текущее распределение давления определяется реше-



Фиг. 1. Эволюция распределений давления: $Q = 250$, $A = 0,016$; кривым 1–5 отвечают $t = 0,048$; $0,064$; $0,08$; $0,16$; $0,24$



Фиг. 2. Предельное распределение давления: $A = 0,016$; $Q = 10^3$; 250 ; $62,5$; $15,625$; $3,90625$ для кривых 1–5 соответственно

нием линейной задачи, получающейся из (1)–(2) при $G = 0$, имеющим при $t \gg T$ асимптотику

$$p(r, t) = -\frac{QT^2}{4\kappa t^2} \exp\left(-\frac{r^2}{4\kappa t}\right) \quad (6)$$

отвечающую сингулярному краевому условию

$$r \rightarrow 0, \quad q(t) = -2\pi \left(\frac{r \partial p(r, t)}{\partial r} \right) = A \delta'(t) \quad (7)$$

Поэтому при дальнейшей эволюции профиля давления, когда влияние предельного градиента G будет существенно, и переходе к статическому профилю его параметры должны зависеть только от A .

Если принять выводы, сделанные выше, то можно установить вид зависимости $P_0(A)$ с точностью до множителя. Действительно, P_0 может зависеть от величин A , G , κ с размерностями PT^2 , P/L , L^2/T , где P – размерность давления. Из этих величин можно образовать одну безразмерную комбинацию

$$\Pi = \frac{P}{G(A\kappa^2 / G)^{1/5}} \quad (8)$$

которая, следовательно, должна быть константой.

По сути, гипотеза состоит в том, что влияние линейной начальной стадии на позднюю нелинейную осуществляется через посредство автомодельной промежуточной асимптотики [6]. Приведенные выше рассуждения хорошо подтверждаются данными численного эксперимента.

В расчетах использовалась аппроксимация нелинейного параболического уравнения неявной конечно-разностной схемой. Параметры расчетов выбирались такими, чтобы дальнейшее измельчение сетки не сказывалось на результатах (в пределах точности графиков).

Все результаты далее представлены в безразмерных переменных

$$r = r^* / l; \quad p = p^* / (Gl); \quad t = t^* \kappa / l^2; \quad l = 1000r_w^*$$

где звездочками временно отмечены размерные переменные. Формально это соответствует выбору $G = 1, \kappa = 1; r_w = 0,001$.

Фигура 1 показывает типичную эволюцию давления при сбалансированном импульсном воздействии с выходом на "треугольное" предельное распределение.

На фиг. 2 показана серия предельных распределений, отвечающих одному и тому же значению $A = QT^2$ при различных значениях Q и T . Отчетливо видна сходимость к предельному распределению, хотя и несколько более медленная, чем можно было ожидать интуитивно.

Наконец, на фиг. 3 показаны предельные значения $\ln P_0$ в функции $\ln A$ (кривая 1). Эти результаты полностью согласуются с формулой (8), причем постоянная Π оказывается равной 0,966. Прямые 2 – 4 на фиг. 3 характеризуют сходимость к предельному распределению.

Можно продвигнуться немного дальше, используя ту же идею расщепления решения на кратковременную начальную стадию, определяемую решением линейной задачи, и позднюю нелинейную, на которую оказывают влияние лишь главные члены промежуточной асимптотики. Пусть возмущение на границе происходит в течение весьма малого промежутка времени $0 \leq t \leq \tau$ и описывается некоторой функцией времени

$$Q(t) = \lim_{r \rightarrow 0} \left(-2\pi r \frac{\partial p}{\partial r} \right), \quad Q(t) = 0, \quad t \geq \tau \quad (9)$$

Если течение следует линейному закону фильтрации, то текущее распределение давления описывается выражением [7]

$$p(r, t) = \int_0^t K(r, t' - t) q(t') dt'; \quad K(r, t) = \frac{1}{4\pi\kappa t} \exp\left(-\frac{r^2}{4\kappa t}\right) \quad (10)$$

Выражение (10) экспоненциально мало при $r^2 \gg 4\kappa t$, а при $t \gg \tau, r^2 \ll 4\kappa t$ допускает разложение

$$p(r, t) = \frac{Q_0}{4\pi\kappa t} + \frac{Q_1}{4\pi\kappa t^2} + \frac{Q_2}{4\pi\kappa t^3} + \dots; \quad Q_k = \int_0^\tau t^k q(t) dt \quad (11)$$

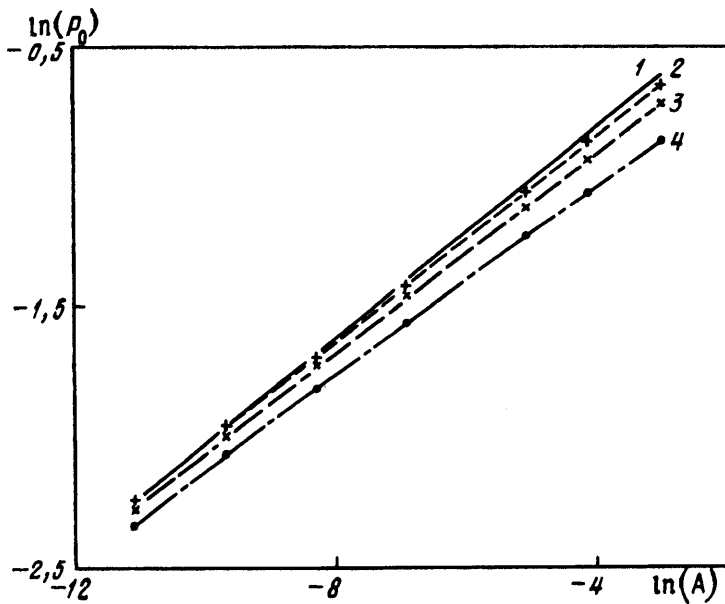
Таким образом, естественно полагать, что входные импульсы различной формы, но имеющие одинаковые старшие моменты Q_0, Q_1, Q_2 , будут порождать близкую позднюю эволюцию давления и близкие стационарные распределения. В частности, для рассмотренных выше сбалансированных импульсов $Q_0 = 0, Q_1 = -QT^2, Q_2 = -2QT^3$. Рассмотрим теперь синусоидальный импульс

$$q(t) = B \sin \frac{2\pi t}{\tau}, \quad t \leq \tau, \quad q(t) = 0, \quad t \geq \tau \quad (12)$$

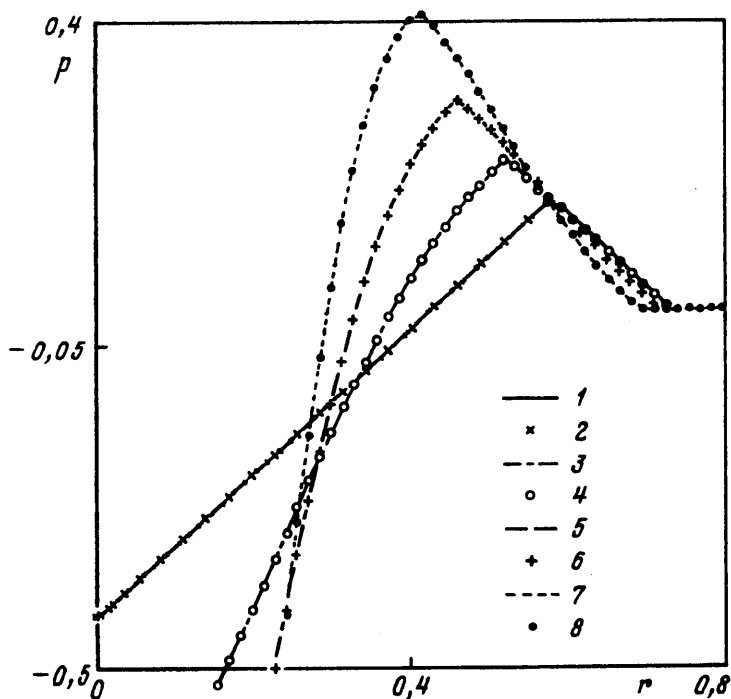
Для него $Q_0 = 0, Q_1 = -B\tau^2/(2\pi), Q_2 = -B\tau^3/(2\pi)$.

На фиг. 4 показано сопоставление текущих и предельных распределений давления для прямоугольного и синусоидального входных импульсов с $Q_0 = 0, B = 0,5Q\pi$ и $\tau = 2T$; продолжительность импульса подобрана таким образом, чтобы получить одинаковые значения моментов Q_1 и Q_2 для двух форм импульсов. Распределения давления, порождаемые импульсами различной формы, практически совпадают.

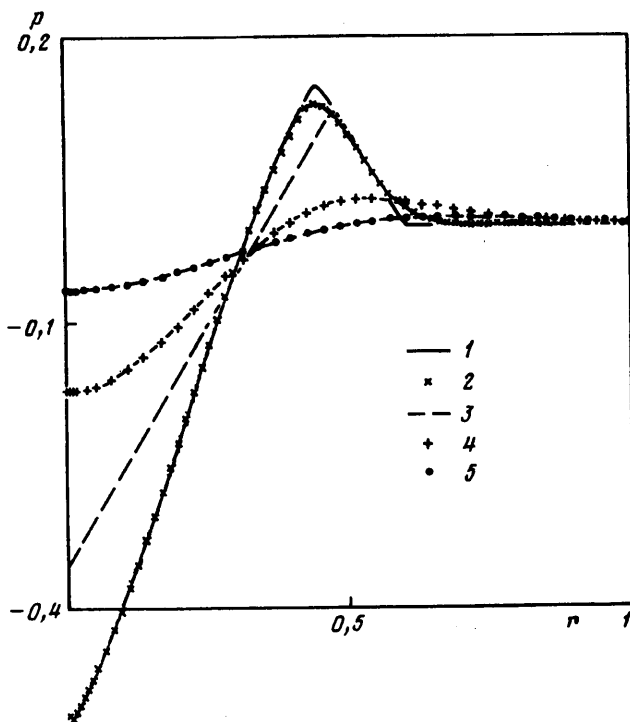
Если рассматривать исследуемые течения с позиций диагностики пласта, то основное значение имеет давление в скважине как величина, доступная измерениям. При этом предельное статическое значение P_0 недостаточно информативно, так как содержит и пьезопроводность пласта κ и значение предельного градиента давления G .



Фиг. 3. Зависимость значения установившегося давления в скважине от интенсивности импульса. Кривой 1 отвечают значения $Q \geq 250$; для кривых 2-4 $Q = 62,5; 15,625; 3,90625$



Фиг. 4. Эволюция распределений давления при различной форме импульса, $Q = 250; A = 0,016$. Для кривых 1, 2 $t = 1,6$; 3, 4 - 0,064; 5, 6 - 0,048; 7, 8 - 0,032



Фиг. 5. Эволюция распределений давления при законе фильтрации с предельным градиентом давления (кривые 1, 3) и кусочно-линейном законе для $\epsilon = 0,1$ (2, 4, 5); $Q = 250$; $A = 0,00625$. Для кривых 1, 2 $t = 0,05$; 3, 4 - 0,2; 5 - 0,45

В данном случае, однако, имеются доводы в пользу того, чтобы пытаться получить дополнительную информацию о параметрах κ и G из наблюдения нестационарных режимов.

Действительно, приближение к предельному распределению описывается на поздней стадии решением "почти линейной" параболической задачи внутри "воронки депрессии" вокруг скважины (см. фиг. 1).

Характерный размер этой воронки равен R_1 и потому можно ожидать, что выход на стационарное распределение будет происходить экспоненциально с характерным временем $\theta \sim \tau_1 = R_1^2 / \kappa$. (Сам факт экспоненциального, а не степенного затухания возмущений давления обусловлен появлением в задаче характерного размера из-за наличия предельного градиента давления.)

Можно рассуждать и по-другому. В режиме возбуждения сбалансированными импульсами величина θ должна быть функцией A , κ и G . Используя соображения анализа размерностей, найдем

$$\theta = \text{const} \frac{P_0^2}{G^2 \kappa} = \text{const} \left(\frac{A \kappa^2}{G} \right)^{2/5} \frac{1}{\kappa} \quad (13)$$

Это выражение хорошо согласуется с результатами моделирования. Зависимость постоянной времени стабилизации

$$\theta = - \left[\frac{d}{dt} (\ln |p(r_w, t) - P_0|) \right]^{-1}$$

от параметра $\tau = (A \kappa^2 / G)^{2/5} 1 / \kappa$ близка к линейной.

Используя совместно измерения предельного давления P_0 и характерного времени θ , можно раздельно определить основные пластовые параметры G и κ .

В заключение упомянем еще один существенный для исследования скважин аспект проблемы. Закон фильтрации с предельным градиентом давления представляет собой определенную идеализацию реальных нелинейностей. Поэтому интерпретироваться могут только устойчивые параметры наблюдений. В частности, естественно ожидать, что само значение предельного градиента давления представляет собой динамическую условную характеристику, а фильтрация, хотя с весьма малой эффективной подвижностью, происходит и при меньших, "допороговых" градиентах давления.

Чтобы оценить возможные эффекты "допороговых" течений, проведено моделирование эволюции сбалансированных импульсов закачки-отбора при кусочно-линейном законе фильтрации

$$w_r = -\frac{k}{\mu} \left(1 - \frac{G}{|Z|}\right) Z, \quad |Z| > \frac{G}{1-\varepsilon}, \quad Z = \frac{\partial p}{\partial r} \quad (14)$$

$$w_r = -\frac{k}{\mu} \varepsilon Z, \quad |Z| \leq \frac{G}{1-\varepsilon}$$

то есть при допороговой подвижности, составляющей ε от надпороговой. Здесь w_r – скорость фильтрации, k – проницаемость, μ – вязкость жидкости.

Результаты расчетов представлены на фиг. 5. Сопоставление их показывает, что на быстрой стадии процесса различие между случаями с $\varepsilon = 0$ и 0,1 невелико. На поздней стадии, когда течение с предельным градиентом стабилизируется, при кусочно-линейном законе фильтрации происходит релаксация давления.

Тем не менее процесс этот достаточно медленный, две его стадии хорошо разделяются по резкой смене темпа изменения давления и имеется реальная возможность оценки входящих в модель параметров по данным динамических возмущений.

Заключение. Моделирование сбалансированных импульсных режимов обнаруживает ряд характерных особенностей распространения нелинейных фильтрационных волн и формирования стационарного распределения в системах со статическим гистерезисом.

Результаты могут найти применение при исследовании скважин в пластах, проявляющих фильтрационные аномалии.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-0748).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ентов В.М., Ильев В.И., Мустафаев С.Д., Рахимов Н.Р.* Определение начального градиента давления при движении нефтей в пластовых условиях // Нефть. хоз-во. 1971. № 9. С. 53–55.
2. *Бернадинер М.Г., Ентов В.М.* Гидродинамическая теория фильтрации аномальных жидкостей. М.: Наука, 1975. 199 с.
3. *Аббасов А.А., Мустафаев С.Д., Балакиров Ю.А.* Методы исследования пластов, содержащих вязкопластичные жидкости // Тр. Азерб. ин-та нефти и химии, 1967. Вып. 26. С. 77–88.
4. *Аббасов А.А., Гурбанов З.С., Мустафаев С.Д.* Новый прием определения статического давления в пластах, содержащих вязкопластичную нефть // Азерб. нефть. хоз-во. 1968. № 4. С. 23–25.
5. *Баренблатт Г.И., Ентов В.М., Рыжик В.М.* Движение жидкостей и газов в природных пластах. М.: Недра, 1984. 208 с.
6. *Баренблатт Г.И.* Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. Л.: Гидрометеоиздат, 1978. 207 с.
7. *Карслоу Х.С.* Теория теплопроводности. М.; Л.: Гостехиздат, 1947. 288 с.