

УДК 532.546

© 1990 г.

В. С. НУСТРОВ

## ПРОЦЕССЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ В ТРЕЩИНОВАТЫХ КОЛЛЕКТОРАХ

Анализ восстановления давления в нефтяном месторождении, происходящего после остановки скважины, является одним из основных методов определения или уточнения параметров коллектора. Для трещиноватых коллекторов процесс осложнен сильной зависимостью их фильтрационно-емкостных характеристик от напряженного состояния. Ниже показано, что процессы восстановления давления в трещиноватых и трещиновато-пористых средах качественно верно описываются с применением интегральных законов сохранения. Для оценки пригодности полученных результатов используются численные решения.

1. Восстановление давления слабосжимаемой капельной жидкости в трещиновато-пористой среде рассматривается в рамках нелинейной модели [1], приводящей к следующим уравнениям фильтрации в безразмерной форме:

$$a \frac{\partial p_1}{\partial t} = \Delta p_1^4 + p_2 - p_1, \quad \frac{\partial p_2}{\partial t} = \varepsilon \Delta p_2 - p_2 + p_1 \quad (1.1)$$

Здесь  $p$  — давление жидкости ( $0 < p < 1$ ),  $a = a_1/a_2$  — коэффициент упругости,  $\varepsilon = k_2^\circ/k_1^\circ \ll 1$ ,  $k^\circ$  — проницаемость при начальном пластовом давлении, равном единице; индексы 1, 2 относятся соответственно к трещинам и блокам. По представлениям [1], проницаемость и пористость трещин меняются вследствие их упругой деформации по законам

$$k_1 = k_1^\circ p_1^3, \quad m_1 = m_1^\circ p_1 \quad (1.2)$$

соответствующим известным экспериментальным сведениям. На основании этого в отличие от известной модели [2] уравнения (1.1) нелинейные и параметр  $a$  может быть любого порядка (в [2]  $a \ll 1$ ).

Система (1.1) записана для бесконечной области, при этом в качестве масштаба времени принято время  $\tau$ , характерное для трещиновато-пористой среды, в качестве масштаба длины — величина  $(\kappa\tau)^{1/2}$ , где  $\kappa$  — пьезопроводность трещин, соответствующая их максимальной проницаемости  $k_1^\circ$ . Для конечной области ее размер  $R$  принимается за масштаб длины, вследствие этого в (1.1) следует писать  $g\Delta p_1^4$  и  $\varepsilon g\Delta p_2$ , где  $g = \kappa\tau/R^2$ , вместо соответствующих членов.

С целью разделения эффектов нелинейности и фильтрации в блоках ниже рассматриваются процессы восстановления давления в трещиновато-пористой среде (НС), описываемые уравнениями (1.1), в трещиноватой среде (ТС) с уравнением фильтрации

$$a \partial p / \partial t = \Delta p^4 \quad (1.3)$$

и в трещиновато-пористой линейной среде (ЛС), для которой в (1.1) член  $\Delta p_1^4$  заменяется на  $\Delta p_1$ , что соответствует предположению о слабой деформируемости трещин при фильтрации.

Все задачи восстановления давления решаются единообразно с применением интегрального метода, введенного в фильтрацию Г. И. Баренблаттом [2]. Реализация указанного метода для НС достаточно подробно из-

ложена в [3, 4], поэтому ниже детали опущены. Ранее этот метод был использован в [5] при решении основных задач фильтрации жидкости и газа для линейной модели [2] (задача восстановления давления не рассматривалась). Заметим, что аналогичным образом могут быть решены линейные и нелинейные задачи о смене режима [6].

В дальнейшем в целях упрощения изложения поток по блокам не учитывается.

2. Допустим, что скважина работала достаточно долго при  $0 \leq t \leq T$  с постоянным дебитом  $q$  в НС (область фильтрации бесконечная). Изложим кратко схему решения задачи о восстановлении давления, соответствующую представлениям [2].

При работе скважины целесообразно [7] выбрать профили давлений в трещинах и блоках в нелинейной форме

$$p_i^4 = \alpha_i \ln\left(\frac{r}{l_i}\right) + \beta_i + \gamma_i \left(\frac{r}{l_i}\right)^2 + \delta_i \left(\frac{r}{l_i}\right)^3 \quad (i=1, 2) \quad (2.1)$$

где коэффициенты определяются из граничных условий

$$\begin{aligned} \lim(r \partial p_i^4 / \partial r) &= q, & p_1 &= p_2 & (r \rightarrow 0) \\ p_i &= 1, & \partial p_i^4 / \partial r &= \partial^2 p_i^4 / \partial r^2 = 0 & (r = l_i) \end{aligned} \quad (2.2)$$

В (2.2)  $r \leq l_1(t)$ ,  $r \leq l_2(t) < l_1(t)$  — зоны возмущения, распространяющиеся соответственно по трещинам и блокам. Законы  $l_i = l_i(t)$  находятся из нелинейных дифференциальных уравнений, получающихся путем интегрирования (1.1) по соответствующим зонам возмущения [3, 4].

В момент  $t = T$  от скважины начинают распространяться новые возмущения, вызванные остановкой скважины. Профили давлений в них строятся в виде

$$p_i^4 = \alpha_i + \beta_i \left(\frac{r}{\lambda_i}\right)^2 + \gamma_i \left(\frac{r}{\lambda_i}\right)^3 \quad (2.3)$$

Коэффициенты в (2.3) определяются из условия совпадения давлений на скважине и условий равенства при  $r = \lambda_i(t)$  соответствующих функций (2.1), (2.3), их первых производных и вторых производных функций  $p_i^4$ .

Законы развития нового возмущения  $\lambda_i = \lambda_i(t)$  находятся аналогично законам  $l_i = l_i(t)$  интегрированием (1.1) по областям  $0 \leq r \leq \lambda_i(t)$ .

Характерной особенностью задачи о восстановлении давления является наличие волн разгрузки, распространяющихся по трещинам и блокам. Фронт каждой волны отделяет область с повышающимся во времени давлением от области, где давление продолжает падать, поэтому на фронте  $r_i = v_i(t) \leq \lambda_i(t)$  ( $i=1, 2$ ) выполняется условие  $\partial p_i / \partial t = 0$ . Следовательно, положение фронта каждой волны разгрузки определяется из соответствующего стационарного уравнения (1.1) с подстановкой функции (2.3).

3. Попытка реализации изложенной схемы приводит, однако, к громоздким уравнениям для функций  $\lambda_i = \lambda_i(t)$ , решение которых вызывает затруднения.

С целью получения достаточно простых оценок процесса восстановления давления будем рассматривать трещиновато-пористый коллектор до закрытия скважины как некоторый фиктивный однородный. Это допущение оправданно по следующим причинам: 1) кривые восстановления давления снимаются обычно после достаточно длительной работы скважины; 2) функции  $l_i = l_i(t)$  имеют выражения [4]

$$l_1^2(t) = b[1 - \exp(st) + (1+a)t]$$

$$l_2^2(t) = b[-a(1 - \exp(st)) + (1+a)t]$$

(3.1)

$$b = \frac{q}{[0,5 - I(q)](1+a)^2}, \quad s = -\frac{1+a}{a}, \quad I(q) = \int_0^1 up(u) du$$

$$p^4(u) = 1 + q \left( \frac{5}{6} + \ln u - \frac{3}{2}u^2 + \frac{2}{3}u^3 \right)$$

и при  $t \rightarrow \infty$  стремятся к общему пределу

$$l^2(t) = ct, \quad c = q[(0,5 - I(q))(1+a)]^{-1} \quad (3.2)$$

где интеграл  $I(q)$  табулируется.

В результате давления жидкости (2.1) в трещинах и блоках при  $t \rightarrow \infty$  совпадают; с учетом (2.2), (3.1) имеем

$$p_1 = p_2 = p(u), \quad u = r/l(t) \quad (3.3)$$

Таким образом, на границах  $r = \lambda_i(t)$  должны выполняться указанные выше условия сопряжения функций (2.3), (3.3), что приводит к следующим выражениям давлений (2.3) в трещинах и блоках после закрытия скважины:

$$p_1^4 = 1 + q \left[ \ln z_1 + \frac{3}{2}(1 - z_1^2) \left( \frac{r}{\lambda_1} \right)^2 - \frac{2}{3}(1 - z_1^3) \left( \frac{r}{\lambda_1} \right)^3 \right] \quad (3.4)$$

$$p_2^4 = 1 + q \left[ \ln z_1 + \frac{3}{2} \left( 1 - z_2^2 - 2 \ln \frac{z_1}{z_2} \right) \left( \frac{r}{\lambda_2} \right)^2 - \frac{2}{3} \left( 1 - z_2^3 - 3 \ln \frac{z_1}{z_2} \right) \left( \frac{r}{\lambda_2} \right)^3 \right]$$

Уравнения для функций  $\lambda_i = \lambda_i(t)$  имеют следующий вид:

$$a \left[ \frac{d}{dt} (I_1 \lambda_1^2) - \lambda_1 p(z_1) \frac{d\lambda_1}{dt} \right] = q(1 - 3z_1^2 + 2z_1^3) + f \quad (3.5)$$

$$\frac{d}{dt} (I_2 \lambda_2^2 + J l^2) - \lambda_1 p(z_1) \frac{d\lambda_1}{dt} = -f$$

$$f = I_2 \lambda_2^2 - I_1 \lambda_1^2 + J l^2, \quad J = \int_{z_2}^{z_1} up(u) du$$

$$I_i = \int_0^1 up_i(u) du \quad (i=1, 2)$$

где  $p(z_1)$  есть функция  $p(u)$  в (3.1) с заменой  $u = z_1$ ,  $p_i(u)$  — функции (3.4) с заменой  $r/\lambda_i = u$ .

Интегрирование системы (3.5) в общем виде затруднено, поскольку неизвестные функции  $\lambda_i = \lambda_i(t)$  входят в интегралы  $I_i, J$ . Однако интегралы  $I_i$  можно табулировать для заданного  $q$ , меняя  $z_i$ ,  $0 < z_2 \leq z_1 < 1$ . С учетом реальных интервалов изменения размерных величин, входящих в выражение безразмерного дебита  $q$ , в [4] приведена оценка  $q \leq 1$  (практически  $q \ll 1$ ). Анализ и результаты табулирования показывают, что интегралы  $I_i$  — монотонные функции  $q$ ,  $z_1, z_2$  и с высокой степенью точности можно считать, что  $I_1 \approx I_2 \approx 0,5$ . Например, для  $q = 0,01$  и  $0 < z_2 \leq z_1 < 1$  получаем  $0,497701 \leq I_1, I_2 \leq 0,499956$ .

В этом случае система (3.5) приводится к виду

$$\begin{aligned} dz_i/dt &= F_i/t + G_i \quad (i=1, 2) \\ F_i &= -z_i/2 + q(1 - 3z_i^2 + 2z_i^3)/(cH) \\ G_i &= (z_2^2 - z_1^2 + 2J)/(2H), \quad H = az_1(1 - p(z_1)) \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$F_2 = -z_2/2 + [z_1 p(z_1) (F_1 + z_1/2) - J] / z_2$$

$$G_2 = [(z_1 p(z_1) - H) G_1 - dJ/dt] / z_2$$

из которого можно найти асимптотики процесса восстановления давления. Асимптотика  $\omega = (t-T)/T \ll 1$  имеет важное практическое значение для обработки кривых восстановления давления. В этом случае  $z_i \ll 1$  и в (3.6)  $G_1$  имеет порядок  $z_i$ . Функция  $z_1 = z_1(t)$  определяется из уравнения

$$\int_0^{z_1} \frac{dz_1}{F_1} = \ln \frac{t}{T} \approx \omega, \quad F_1 \approx F_{1.0} = -\frac{z_1}{2} + \frac{q}{cH} \quad (3.7)$$

после чего функция  $z_2 = z_2(t)$  находится из второго уравнения (3.6).

При достаточно больших значениях времени  $\omega \gg 1$  процесс описывается системой уравнений  $dz_i/dt \approx G_i$ , при этом вклад интеграла  $J$  может быть оценен, например, путем приближений. Однако результаты численного расчета асимптотики  $\omega \ll 1$  показали, что для реальных интервалов изменения исходных параметров системы давление на скважине в значительной степени восстанавливается именно при малых временах, что соответствует экспериментальным данным [8].

Для ЛС функции  $p_1, p_2$  определяются выражениями (2.1), (2.3), (3.4) с  $l_1 \approx l_2 \approx l$ , в (3.2)  $c = 40/(3+3a)$ . Уравнения для  $z_i = z_i(t)$  имеют вид (3.6), откуда находим для  $\omega \ll 1$

$$z_1^2 \approx \frac{1+a}{a} \ln \frac{t}{T} \approx \frac{1+a}{a} \omega \quad (3.8)$$

Для ТС с уравнением фильтрации (1.2) давление имеет вид функции  $p$  в (3.3) при  $t \leq T$ , где  $l(t)$  определяется выражением (3.2) с заменой  $1+a$  на  $a$ , и  $p_1$  в (3.4) при  $t > T$ . Функция  $z = \lambda/l$  удовлетворяет уравнению вида (3.7)

$$\int_0^z \frac{dz}{F} = \ln \frac{t}{T}$$

$$F = \left[ \frac{(1-2I(q))(1-3z^2+2z^3)}{1-p(z)} - z^2 \right]^{-1} (2z)^{-1}, \quad p(z) = p(u) \quad (3.9)$$

Грубое сравнение начальной стадии процессов восстановления давления в рассматриваемых средах можно провести, полагая в (3.7), (3.9)  $p(z_i) \approx p(z) \approx p_0$ , где  $p_0$  — давление на скважине в момент ее остановки. После интегрирования уравнений (3.7), (3.9) получаем с учетом (3.8) единообразное для всех сред выражение относительного положения фронта

$$z_1^2 \approx d_i \ln(t/T) \quad (3.10)$$

где соответственно для ТС, ЛС и НС

$$d_1 = [1-2I(q)](1-p_0)^{-1}, \quad d_2 = (1+a)/a, \quad d_3 = d_1 d_2 \quad (3.11)$$

Таким образом, с самого начала процесс восстановления давления в НС развивается иначе, чем в ЛС и ТС, — относительный размер зоны возмущения в трещинах в НС определяется «произведением» эффектов нелинейности и наличия блоков.

С учетом приведенных выше законов  $l = l(t)$  абсолютный размер зоны возмущения  $\lambda_1 = z_1 l$  также записывается в единой форме для всех сред

$$\lambda_1^2 \approx h_i t \ln(t/T)$$

$$h_1 = h_3 = 2q[a(1-p_0)]^{-1}, \quad h_2 = 40/(3a) \quad (3.12)$$

Как указано выше, практически  $q \ll 1$ , поэтому  $h_1, h_3 < h_2$ . Для одного из того же момента закрытия  $t=T$  давление  $p_0$  в ТС будет меньше, чем в НС, так как наличие блоков сдерживает падение давления. Следовательно, в (3.12)  $h_1 < h_3 < h_2$  и при фиксированном  $t=T$  зона возмущения в трещинах имеет наибольший абсолютный размер в ЛС, а наименьший — в ТС. Физически это объясняется тем, что в ЛС к моменту закрытия трещины сжаты слабо и есть приток жидкости из блоков в трещины, в то время как в ТС трещины перед остановкой скважины сжаты сильно и блоков нет. В НС трещины также сильно сжаты в момент  $t=T$ , но есть приток из блоков. Аналогичное соотношение имеет место и для относительных размеров (3.10) зон возмущения.

Для заданного момента закрытия с ростом  $q$  величина  $p_0$  в выражениях  $h_1, h_3$  в (3.12) уменьшается и зона возмущения имеет меньший размер  $\lambda_1$ , поскольку меньшему значению  $p_0$  соответствует более сильное сжатие трещин перед остановкой скважины.

При отказе от предположения  $p(z_1) \approx p(z) \approx p_0$  в (3.7), (3.9) размер зон возмущения в ТС и НС, как следует из (3.11) и (3.12), увеличится, однако сделанные выше выводы остаются справедливыми. В этом случае уравнения (3.7), (3.9) решаются численно; пример расчета приведен ниже.

Деформация трещин, которая предполагается малой в ЛС, в отличие от НС и ТС не зависит от дебита, поэтому размер зоны возмущения в ЛС также не зависит от  $q$ . На основании (3.9) параметр  $a$  не влияет на движение фронта  $z=z(t)$  в ТС (в НС и ЛС влияет). Распределение давления во всех средах зависит от дебита и параметра  $a$ .

Для ТС фронт волны разгрузки  $r=v(t)$ , как указано выше, определяется из стационарного уравнения (1.2) с подстановкой давления, которое совпадает с функцией  $p_1$  в (3.4). Имеем

$$v/\lambda = (1+z)(1+z+z^2)^{-1}$$

Как следует из (3.9),  $z=\lambda/l \rightarrow 1$  при  $t \rightarrow \infty$ , поэтому  $v/l \rightarrow 2/3$ . Для НС и ЛС положения фронтов разгрузки могут быть определены лишь численно.

Согласно (3.4), восстановление давления на скважине в НС определяется выражением

$$p_1^4 \approx p_2^4 \approx 1 + q \ln z_1(t) \quad (3.13)$$

Соответственно для ТС и ЛС получаем

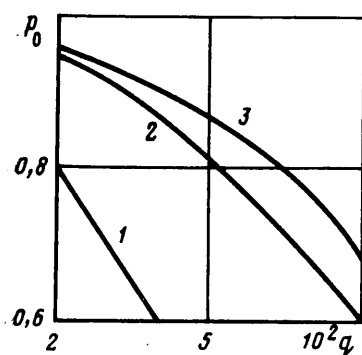
$$p^4 \approx 1 + q \ln z(t), \quad p_1 \approx p_2 \approx 1 + q \ln z_1(t) \quad (3.14)$$

4. Рассмотрим пример. Скважина до остановки работала в течение 1 мес. в трещиновато-пористом деформирующемся пласте (НС) с дебитом  $Q=1,16$  кг/с. Для уравнений (1.1) безразмерный дебит имеет выражение

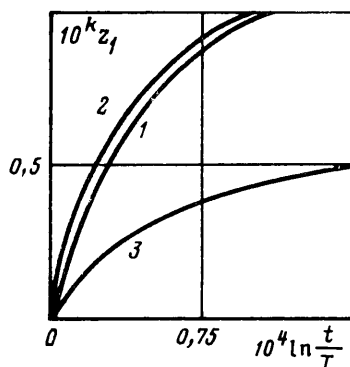
$$q = 2\mu Q [\pi h r k_1^\circ (p^\circ - \sigma)]^{-1}$$

Здесь  $\rho, \mu$  — плотность и вязкость нефти,  $h$  — мощность пласта,  $k_1^\circ$  — проницаемость трещин при начальном пластовом давлении  $p^\circ$ ,  $\sigma$  — характерное значение  $p_1$ , соответствующее смыканию трещин [1]. Для исходных значений параметров  $\mu=5$  мПа·с,  $k_1^\circ=0,66$  мкм<sup>2</sup>,  $h=10$  м,  $p^\circ - \sigma = 10$  мПа,  $\rho=700$  кг/м<sup>3</sup>,  $\tau=3600$  с,  $\kappa=1$  м<sup>2</sup>/с находим  $q=0,08$  и безразмерное время работы скважины до остановки  $T=700$ . Принятые значения  $k_1^\circ$ ,  $\kappa$  соответствуют экспериментальным данным по трещиноватым коллекторам [9], коэффициент упругости пласта  $\beta \sim 10^{-10}$  Па<sup>-1</sup>.

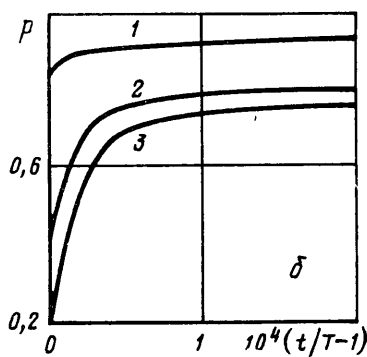
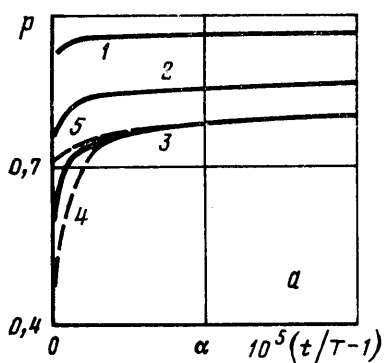
Предварительно рассмотрим зависимость от параметров  $a, q$  давления  $p_0$  на скважине в момент ее остановки, рассчитанную по формулам (3.3) или (3.4) (фиг. 1). Кривая 1 соответствует ЛС ( $a=0, 1$ ), кривые 2 ( $a=0, 1$ ) и 3 ( $a=10$ ) — НС. Для ТС зависимости  $p_0=p_0(a, q)$  не показаны. Они достаточно близки к зависимостям в НС; отклонение не превышало 30%. Для одного момента  $t=T$  остановки скважины наибольшее значение



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

$p_0$  будет в НС, наименьшее — в ЛС.

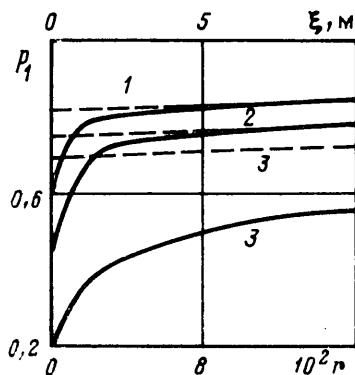
На фиг. 2 показано развитие зон восстановления давления в средах, рассчитанное по формулам (3.7)–(3.9) при  $a=0, 1$ ; кривые 1–3 соответствуют ЛС, НС, ТС. В НС и ТС ( $k=3$ ) размер зоны в трещинах на порядок меньше, чем в ЛС ( $k=2$ ).

Восстановление давления на скважине, описываемое выражениями (3.13) и (3.14), изображено на фиг. 3 ( $a$  — НС, ТС;  $b$  — ЛС). На фиг. 3,  $a$  сплошные кривые (НС) 1–3 соответствуют значениям  $q=0,02, 0,06$  и  $0,08$ . Как следует из (3.7) и (3.6), в НС движение фронта  $z_1=z_1(t)$  зависит от параметра  $a$ , что сказывается на восстановлении давления. Значения  $\alpha=0,1; 0,7; 4$  и  $1$  отвечают  $a=0,1; 1; 10$  и ТС. Рост  $a$  замедляет восстановление давления. В ТС, согласно (3.9), (3.14), параметр  $a$  не влияет на движение фронта  $z=z(t)$ ; восстановление давления зависит от  $a$  за счет связи  $p_0=p_0(a)$ , т. е. лишь непосредственно после остановки скважины. Штриховыми линиями 4 и 5 ( $a=0,1; 10$ ) для  $q=0,08$  на фиг. 3,  $a$  показано восстановление давления на скважине в ТС. На фиг. 3,  $b$  кривые соответствуют тем же значениям  $q$ , что и на фиг. 3,  $a$ . Отклонение от численного решения для всех  $a$ ,  $q$  не превышало 20%.

Во всех средах давление на скважине резко повышается сразу после закрытия, что соответствует экспериментальным сведениям (см., например, [8]); восстановление давления в основном происходит при временах  $(t-T)/T \ll 1$ .

Распределение давления по пласту показано на фиг. 4. Сплошные кривые 1–3 соответствуют закрытию скважины в НС, ТС, ЛС при  $t=T$ , штриховые линии — восстановлению давления в момент  $10^5(t-T)/T=5,72$ . Размеры зон восстановления давления в трещинах в этот момент равны 11; 8,7 и 126 м для НС, ТС и ЛС. На верхней горизонтальной оси указано размерное расстояние  $\xi$  от скважины.

5. Аналогично был выполнен анализ восстановления давления в конечной области. Основные результаты качественно соответствуют изложенным выше. Анализ решения и численные расчеты свидетельствуют о том, что давление в трещинах в основном восстанавливается к моменту  $t=t_*$  достижения фронтом  $\lambda_1=\lambda_1(t)$  внешнего контура. На основании этого можно получить оценки времени  $t_*$ , имеющие практическое значение в задаче идентификации коллектора. В частности, для НС  $t_*-T \approx a/(16g)$ .



Фиг. 4

Для ТС восстановление давления в конечной незамкнутой области рассматривалось ранее (см., например, [10]).

В случае конечного замкнутого пласта практический интерес представляет также оценка давления  $p=p_*$ , которое устанавливается в системе в результате восстановления. Из уравнения материального баланса получаем для НС, ТС и ЛС

$$p_* = 1 - anqT [m_1^\circ (1+a)]^{-1}, \quad p_* \approx 1 - nqT/m_1^\circ \quad (5.1)$$

$$p_* \approx 1 - 4anqT/m_1^\circ, \quad n = k_1^\circ (p^\circ - \sigma) \tau (2\mu R^2)^{-1}.$$

Из (5.1) следует, что в НС давление  $p_*$  максимальное. С ростом параметра  $a$ , что соответствует увеличению упругоэластичности трещин или снижению упругоэластичности блоков,  $p_*$  в НС приближается к  $p_*$  в ТС, при уменьшении  $a$  — к  $p_*$  в ЛС.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Буевич Ю. А. Структурно-механические свойства и фильтрация в упругом трещиновато-пористом материале // Инж.-физ. журн. 1984. Т. 46. № 4. С. 593–600.
2. Баренблатт Г. И., Енгов В. М., Рыжик В. М. Теория нестационарной фильтрации жидкости и газа. М.: Недра, 1972. 288 с.
3. Нустров В. С. Нестационарная фильтрация жидкости в деформируемых трещиновато-пористых пластах // Инж.-физ. журн. 1987. Т. 53. № 4. С. 617–624.
4. Нустров В. С. Некоторые задачи фильтрации жидкости в упругих трещиновато-пористых коллекторах // Инж.-физ. журн. 1987. Т. 53. № 6. С. 994–1000.
5. Калиновский Ю. В. Решение задач теплопроводности в гетерогенных средах методом интегральных соотношений // Инж.-физ. журн. 1981. Т. 40. № 4. С. 741–749.
6. Алишаев М. Г. Анализ перехода от постоянного дебита на фиксированное забойное давление при упругом режиме добычи нефти // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 2. С. 82–87.
7. Нустров В. С., Подоплелов В. В. О выборе приближения профиля давления в задаче фильтрации жидкости в упругосжимаемой трещиновато-пористой среде. Деп. в ВИНТИ 10.02.88, № 1143-В 88.
8. Васильевский В. Н., Гиматулинов Ш. К., Горбунов А. Т. и др. Справочное руководство по проектированию разработки и эксплуатации нефтяных месторождений. Добыча нефти. М.: Недра, 1983. 455 с.
9. Майдебор В. Н. Разработка нефтяных месторождений с трещинными коллекторами. М.: Недра, 1967. 160 с.
10. Пыжачев Г. Б., Исаев Р. Г. Подземная гидравлика. М.: Недра, 1973. 359 с.

Свердловск

Поступила в редакцию  
21.III.1989