# О РЕШЕНИИ ТИПА ИСТОЧНИКА В ЗАДАЧЕ О НЕСТАЦИОНАРНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ЖИДКОСТИ В СРЕДЕ СО СЛУЧАЙНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

М. И. ШВИДЛЕР

*(Уфа)*

В работе [1] были сформулированы основные задачи теории фильтрации в средах со случайными неоднородностями и указаны методы их решения. При этом основное внимание было уделено стационарным фильтрационным процессам. Ниже решается одна из наиболее важных нестационарных задач и указывается связь полученного решения с широко применяемыми методами определения параметров пласта по кривым изменения давления в остановленных скважинах. Следует отметить, что интерпретация результатов таких определений проводится обычно при помощи решения соответствующей задачи для однородного пласта либо пласта, неоднородность которого носит регулярный характер (напр. [2]), что определенным образом ограничивает возможности метода. В то же время очевидно, что решение указанных задач для нерегулярных сред и, тем более, нахождение их эффективных характеристик требуют использования статистических методов расчета.

Нетрудно убедиться также, что полученные ниже результаты могут быть использованы при решении соответствующих задач теории теплопроводности, диффузии и т. д.

**1.** Как известно, распределение давления в пласте с переменной проницаемостью $k(x,y)$ удовлетворяет уравнению

$$\beta\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{k}{\mu}\frac{\partial p}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{k}{\mu}\frac{\partial p}{\partial y}\right) + F(x, y, t) \qquad (1.1)$$

Здесь $p$ — давление, $\mu$ — вязкость жидкости, $\beta$ — упругоемкость среды, $F(x, y, t)$ — плотность источников как функция координат и времени $t$. Пусть $\mu$, $\beta$ — детерминированные константы, а $k(x, y)$ — случайная, статистически однородная функция координат — $k(x, y) = k_0 + k'(x, y)$, $k_0 = \langle k(x, y)\rangle = \mathrm{const}$ (угловые скобки означают усреднение по вероятности). Будем искать решение при нулевом начальном условии

$$p(x, y, 0) = 0 \qquad (-\infty < (x, y) < \infty) \qquad (1.2)$$

методами теории возмущений, ограничиваясь первыми тремя приближениями; положим

$$p(x, y, t) = p_0(x, y, t) + p_1(x, y, t) + p_2(x, y, t) \qquad (1.3)$$

Здесь $p_i$ — решения задачи

$$\frac{\partial p_i}{\partial t} = a^2\nabla^2 p_i + \varphi_i, \quad p_i(x, y, 0) = 0, \quad i = 0, 1, 2 \qquad (1.4)$$

$$\varphi_0 = \frac{F}{\beta}, \quad \varphi_{1,2} = \frac{1}{\mu\beta}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(k'\frac{\partial p_{i-1}}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(k'\frac{\partial p_{i-1}}{\partial y}\right)\right] \quad \left(a^2 = \frac{k_0}{\mu\beta}\right) \qquad (1.5)$$

следовательно,

$$p_i(x, y, t) = \int_0^t \iint_{-\infty}^{\infty} \varphi_i(x', y', t')\, E(x - x', y - y', t - t')\, dx'\, dy'\, dt' \qquad (1.6)$$

Обобщенная функция $E$ является фундаментальным решением уравнения (1.4) и имеет вид (1.7)

$$E = \frac{1}{4\pi a^2 (t - t')} \exp\left[-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{4a^2(t-t')}\right] \quad (t \geqslant t'), \qquad E \equiv 0 \quad (t < t')$$

Рассмотрим случай, когда в момент времени $t = 0$ в начале координат начинает действовать точечный источник интенсивности $Q$. Тогда

$$F(x, y, t) = Q\,\delta(x, y) \tag{1.8}$$

где $\delta$ — дельта-функция Дирака на плоскости. Подставив $\varphi_0$ в (1.6) и произведя интегрирование, получим известное решение

$$p_0(x, y, t) = -\frac{Q\mu}{4\pi k_0}\,\mathrm{Ei}\left(-\frac{r^2}{4a^2 t}\right)\left(\mathrm{Ei}\,(-z) = \int\limits_z^\infty \frac{e^{-u}}{u}\,du\right) \quad (r^2 = x^2 + y^2) \tag{1.9}$$

для вычисления $\varphi_1(x, y, t)$. Дифференцируя (1.6) под знаком интеграла и выполнив затем интегрирование, получим

$$\frac{\partial p_0}{\partial x} = -\frac{Qx}{2\pi a^2 r^2}\exp\frac{-r^2}{4a^2 t}, \qquad \frac{\partial p_0}{\partial y} = -\frac{Qy}{2\pi a^2 r^2}\exp\frac{-r^2}{4a^2 t} \tag{1.10}$$

$$\nabla^2 p_0 = \frac{Q}{4\pi a^4 \beta t}\exp\frac{-r^2}{4a^2 t} - \frac{Q}{a^2\beta}\,\delta(x, y)$$

Подставив (1.10) в (1.5), запишем

$$\varphi_1(x, y, t) = \frac{Q}{a^2\beta^2\mu}\left[\frac{k'(x, y)}{4\pi a^2 t}\exp\frac{-r^2}{4a^2 t} - k'(x, y)\,\delta(x, y) - \right.$$
$$\left. - \frac{1}{2\pi}\exp\frac{-r^2}{4a^2 t}\left(\frac{x}{r^2}\frac{\partial k'}{\partial x} + \frac{y}{r^2}\frac{\partial k'}{\partial y}\right)\right] \tag{1.11}$$

Для вычисления $\varphi_2(x, y, t)$ аналогичные операции следует проделать с $p_1(x, y, t)$. Опуская преобразования, приведем выражение математического ожидания

$$\langle\varphi_2\rangle = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 \tag{1.12}$$

$$\lambda_1 = \frac{1}{\mu\beta}\langle k'\nabla^2 p_1\rangle, \qquad \lambda_2 = \frac{1}{\mu\beta}\left\langle\frac{\partial k'}{\partial x}\frac{\partial p_1}{\partial x}\right\rangle, \qquad \lambda_3 = \frac{1}{\mu\beta}\left\langle\frac{\partial k'}{\partial y}\frac{\partial p_1}{\partial y}\right\rangle$$

Введем нормированную корреляционную функцию проницаемости

$$K(x, y, x', y') = D^{-1} < [k'(x, y)\,k'(x', y')] > \tag{1.13}$$

($D$ = const — дисперсия функции $k(x, y)$); расстояние

$$\rho = [(x - x')^2 + (y - y')^2]^{1/2}.$$

Приведем более подробные выражения для

$$\lambda_1 = \lambda_{11} + \lambda_{12} + \ldots + \lambda_{18} \tag{1.14}$$

$$\lambda_{11} = \frac{QD}{64\pi^2 a^{10}\mu^2\beta^3}\int\limits_0^t\iint\limits_{-\infty}^{\infty} K\rho^2 \exp\left[-\frac{r^{12}}{4a^2 t'} - \frac{\rho^2}{4a^2(t-t')}\right]\frac{dx'\,dy'\,dt'}{t'(t-t')^2}$$

$$\lambda_{12} = -\frac{QD}{16\pi^2 a^8\mu^2\beta^3}\int\limits_0^t\iint\limits_{-\infty}^{\infty} K \exp\left[-\frac{r'^2}{4a^2 t'} - \frac{\rho^2}{4a^2(t-t')}\right]\frac{dx'\,dy'\,dt'}{t'(t-t')^2}$$

$$\lambda_{13} = \frac{D}{16\pi a^6\mu^2\beta^2}\int_0^t\iint_{-\infty}^{\infty} K_{x'}'\rho^2 \frac{\partial p_0}{\partial x'}\exp\left[-\frac{\rho^2}{4a^2(t-t')}\right]\frac{dx'\,dy'\,dt'}{(t-t')^3}$$

$$\lambda_{14} = -\frac{D}{4\pi a^4\mu^2\beta^2}\int_0^t\iint_{-\infty}^{\infty} K'_{x'}\frac{\partial p_0}{\partial x'}\exp\left[-\frac{\rho^2}{4a^2(t-t')}\right]\frac{dx'\,dy'\,dt'}{(t-t')^2}$$

$$\lambda_{15} = \frac{D}{16\pi a^6\mu^2\beta^2}\int_0^t\iint_{-\infty}^{\infty} K_{y'}'\rho^2 \frac{\partial p_0}{\partial y'}\exp\left[-\frac{\rho^2}{4a^2(t-t')}\right]\frac{dx'\,dy'\,dt'}{(t-t')^3}$$

$$\lambda_{16} = -\frac{D}{4\pi a^4\mu^2\beta^2}\int_0^t\iint_{-\infty}^{\infty} K_{y'}'\frac{\partial p_0}{\partial y'}\exp\left[-\frac{\rho^2}{4a^2(t-t')}\right]\frac{dx'\,dy'\,dt'}{(t-t')^2}$$

$$\lambda_{17}+\lambda_{18} = -\frac{QDK(x,y,0,0)}{4\pi a^6\mu^2\beta^3}\left[\frac{1}{t}\exp\left(-\frac{r^2}{4a^2t}\right)-4\pi a^2\delta(x,y)\right]$$

$$\lambda_2 = \lambda_{21}+\lambda_{22}+\lambda_{23}+\lambda_{24} \tag{1.15}$$

$$\lambda_{21} = -\frac{QD}{32\pi^2a^8\mu^2\beta^3}\int_0^t\iint_{-\infty}^{\infty} K_x'\exp\left[-\frac{r'^2}{4a^2t'}-\frac{\rho^2}{4a^2(t-t')}\right]\frac{(x-x')\,dx'\,dy'\,dt'}{t'(t-t')^2}$$

$$\lambda_{22} = -\frac{D}{8\pi a^4\mu^2\beta^2}\int_0^t\iint_{-\infty}^{\infty} K_{x_1x'}''\frac{\partial p_0}{\partial x'}\exp\left[-\frac{\rho^2}{4a^2(t-t')}\right]\frac{(x-x')\,dx'\,dy'\,dt'}{(t-t')^2}$$

$$\lambda_{23} = -\frac{D}{8\pi a^4\mu^2\beta^2}\int_0^t\iint_{-\infty}^{\infty} K_{x_1y'}''\frac{\partial p_0}{\partial y'}\exp\left[-\frac{\rho^2}{4a^2(t-t')}\right]\frac{(x-x')\,dx'\,dy'\,dt'}{(t-t')^2}$$

$$\lambda_{24} = \frac{QDxK_x'(x,y,0,0)}{8\pi a^6\mu^2\beta^2}\int_0^t\exp\left[-\frac{r^2}{4a^2(t-t')}\right]\frac{dt'}{(t-t')^2}$$

$$\lambda_3 = \lambda_{31}+\lambda_{32}+\lambda_{33}+\lambda_{34} \tag{1.16}$$

$$\lambda_{31} = -\frac{QD}{32\pi^2a^8\mu^2\beta^3}\int_0^t\iint_{-\infty}^{\infty} K_y'\exp\left[-\frac{r'^2}{4a^2t'}-\frac{\rho^2}{4a^2(t-t')}\right]\frac{(y-y')\,dx'\,dy'\,dt'}{t'(t-t')^2}$$

$$\lambda_{32} = -\frac{D}{8\pi a^4\mu^2\beta^2}\int_0^t\iint_{-\infty}^{\infty} K_{y_1x'}''\frac{\partial p_0}{\partial x'}\exp\left[-\frac{\rho^2}{4a^2(t-t')}\right]\frac{(y-y')\,dx'\,dy'\,dt'}{(t-t')^2}$$

$$\lambda_{33} = -\frac{D}{8\pi a^4\mu^2\beta^2}\int_0^t\iint_{-\infty}^{\infty} K_{y_1y'}''\frac{\partial p_0}{\partial y'}\exp\left[-\frac{\rho^2}{4a^2(t-t')}\right]\frac{(y-y')\,dx'\,dy'\,dt'}{(t-t')^2}$$

$$\lambda_{34} = \frac{QDyK_y'(x,y,0,0)}{8\pi a^6\mu^2\beta^2}\int_0^t\exp\left[-\frac{r^2}{4a^2(t-t')}\right]\frac{dt'}{(t-t')^2}$$

Очевидно, что

$$\langle p_2(x,y,t)\rangle = \int_0^t\iint_{-\infty}^{\infty}\langle\varphi_2(x',y',t')\rangle E(x-x',y-y',t-t')\,dx'\,dy'\,dt' \tag{1.17}$$

Пусть корреляционная функция $K$ имеет вид

$$K = \exp\left[-\frac{\rho^2}{\alpha^2}\right] \tag{1.18}$$

Вычисление квадратур $\lambda_{ij}$ при произвольном $\alpha$ вызывает значительные трудности. В то же время сравнительно легко проходят вычисления для асимптотик $\alpha \to \infty$ и $\alpha \to 0$, что соответствует случаям крупномасштабных и мелкомасштабных неоднородностей. Следует отметить, что величина масштаба неоднородности в решаемой задаче, как в этом легко убедиться при помощи анализа размерности и пи-теоремы теории подобия, входит в искомые соотношения в комплексе со временем и радиусом

$$\pi_1{}^* = \alpha^2 / a^2 t, \quad \pi_2{}^* = \alpha / r \tag{1.19}$$

Таким образом, критерием крупномасштабности и мелкомасштабности будут соответственно условия

$$\pi_1{}^* \gg 1, \quad \pi_2{}^* \gg 1, \quad \pi_1{}^* \ll 1, \quad \pi_2{}^* \ll 1$$

Однако роль параметров $\pi_{1,2}^*$ в процессе восстановления давления неодинакова. Как известно, для нулевого приближения (1.9) при достаточно больших $t$ скорость изменения давления не зависит от $r$. Следует ожидать, что и в случае неоднородного пласта этот эффект должен иметь место, т. е. для больших моментов времени скорость изменения давления будет определяться параметром $\pi_1{}^*$. В этом смысле можно считать, что любая неоднородность при достаточно больших $t$ является мелкомасштабной. Для малых моментов времени, если $\pi_2{}^* \gg 1$, критерий крупномасштабности всегда выполняется.

Отмеченное обстоятельство обусловливает практическую значимость рассмотрения асимптотики $\alpha \to \infty$ и тем более $\alpha \to 0$.

**2.** Итак, пусть $\alpha \to \infty$. Нетрудно убедиться, что

$$\langle \varphi_2 \rangle = \lambda_{11} + \lambda_{12} + \lambda_{17} + \lambda_{18}$$

а все остальные $\lambda_{ij} = 0$. Вычислив соответствующие интегралы, получим

$$\langle \varphi_2 \rangle = \frac{QD}{4\pi a^6 \mu^2 \beta^3} \left[4\pi a^2 \delta(x, y) + \frac{1}{t} \exp\left(-\frac{r^2}{4a^2 t}\right)\left(\frac{r^2}{4a^2 t} - 2\right)\right] \tag{2.1}$$

Подставив (2.1) в (1.17) и положив $\zeta^2 = D/k_0{}^2$, найдем

$$\langle p_2(x, y, t) \rangle = -\frac{Q\mu\zeta^2}{4\pi k_0} \operatorname{Ei}\left(-\frac{r^2}{4a^2 t}\right) - \frac{Q\mu\zeta^2}{4\pi k_0} \exp\left(-\frac{r^2}{4a^2 t}\right)\left(\frac{3}{2} - \frac{r^2}{8a^2 t}\right) \tag{2.2}$$

Так как $\langle p_1(x, y, t) \rangle$-0, для $p(x, y, t)$ будем иметь (2.3)

$$\langle p(x, y, t) \rangle = -\frac{Q\mu(1+\zeta^2)}{4\pi k_0} \operatorname{Ei}\left(-\frac{r^2}{4a^2 t}\right) - \frac{Q\mu\zeta^2}{4\pi k_0} \exp\left(-\frac{r^2}{4a^2 t}\right)\left(\frac{3}{2} - \frac{r^2}{8a^2 t}\right)$$

Если $r^2 / 4a^2 t \ll 1$, то из (2.3) следует

$$\langle p(x, y, t) \rangle = -\frac{Q\mu(1+\zeta^2)}{4\pi k_0} \operatorname{Ei}\left(-\frac{r^2}{4a^2 t}\right) - \frac{3Q\mu\zeta^2}{8\pi k_0} \tag{2.4}$$

Очевидно, что при достаточно больших $t$ можно в (2.4) пренебречь и свободным членом.

Из полученных соотношений следует, что в случае крупномасштабных неоднородностей для подсчета среднего давления можно пользоваться известной формулой (1.9), но вместо $k_0$ в нее следует подставить эффективную характеристику

$$k^* = \frac{k_0}{1 + \zeta^2} \tag{2.5}$$

3. Рассмотрим случай мелкомасштабных неоднородностей, ограничиваясь изучением поведения $\lambda_{ij}$ при больших $t$. Нетрудно показать, что при таких условиях имеют место асимптотические представления

$$\frac{\partial p_1}{\partial x} = -\frac{1}{2\pi a^2}\iint\limits_{-\infty}^{\infty} \varphi_1(x', y', t' = \infty)\frac{x-x'}{\rho^2}\,dx'\,dy'$$

$$\frac{\partial p_1}{\partial y} = -\frac{1}{2\pi a^2}\iint\limits_{-\infty}^{\infty} \varphi_1(x', y', t' = \infty)\frac{y-y'}{\rho^2}\,dx'\,dy \qquad (3.1)$$

$$\nabla^2 p_1 = -\frac{1}{a^2}\varphi_1(x, y, t = \infty)$$

Использовав (1.11), запишем

$$\varphi_1(x, y, t=\infty) = -\frac{Q}{a^2\beta^2\mu}\left[k'(x, y)\,\delta(x, y) + \frac{1}{2\pi}\left(\frac{x}{r^2}\frac{\partial k'}{\partial x} + \frac{y}{r^2}\frac{\partial k'}{\partial y}\right)\right] \qquad (3.2)$$

Тогда после преобразований из (3.1) вытекает

$$\frac{\partial p_1}{\partial x} = -\frac{Q}{4\pi^2a^4\mu\beta^2}\iint\limits_{-\infty}^{\infty} k'(x', y')\left[\frac{x'}{r'^2}\frac{\partial}{\partial x'}\frac{(x-x')}{\rho^2} + \frac{y'}{r'^2}\frac{\partial}{\partial y'}\frac{(x-x')}{\rho^2}\right]dx'\,dy'$$

$$\frac{\partial p_1}{\partial y} = -\frac{Q}{4\pi^2a^4\mu\beta^2}\iint\limits_{-\infty}^{\infty} k'(x', y')\left[\frac{x'}{r'^2}\frac{\partial}{\partial x'}\frac{(y-y')}{\rho^2} + \frac{y'}{r'^2}\frac{\partial}{\partial y'}\frac{(y-y')}{\rho^2}\right]dx'\,dy' \qquad (3.3)$$

Подставляя (3.3) и $\nabla^2 p_1$ в (1.12), после усреднения по вероятности, получим

$$\lambda_1 = \frac{QD}{a^4\mu^2\beta^3}\delta(x, y) \qquad (3.4)$$

$$\lambda_2 = -\frac{QD}{4\pi^2a^4\mu^2\beta^3}\iint\limits_{-\infty}^{\infty} K_x'(x, y, x', y')\left[\frac{x'}{r'^2}\frac{\partial}{\partial x'}\frac{(x-x')}{\rho^2} + \frac{y'}{r'^2}\frac{\partial}{\partial y'}\frac{(x-x')}{\rho^2}\right]dx'dy' \qquad (3.5)$$

$$\lambda_3 = -\frac{QD}{4\pi^2a^4\mu^2\beta^3}\iint\limits_{-\infty}^{\infty} K_y'(x, y, x', y')\left[\frac{x'}{r'^2}\frac{\partial}{\partial x'}\frac{(y-y')}{\rho^2} + \frac{y'}{r'^2}\frac{\partial}{\partial y'}\frac{(y-y')}{\rho^2}\right]dx'\,dy' \qquad (3.6)$$

Если корреляционная функция имеет вид (1.18), то при $\alpha \to 0$

$$K_x'(x, y, x', y') = -2\pi(x - x')\,\delta(x - x', y - y') \qquad (3.7)$$
$$K_y'(x, y, x', y') = -2\pi(y - y')\,\delta(x - x', y - y')$$

и, следовательно,

$$\lambda_2 + \lambda_3 = \frac{QD}{2\pi a^4\mu^2\beta^3} I(x, y) \qquad (3.8)$$

$$I(x, y) = \iint\limits_{-\infty}^{\infty}\left\{(x-x')\left[\frac{x'}{r'^2}\frac{\partial}{\partial x'}\frac{(x-x')}{\rho^2} + \frac{y'}{r'^2}\frac{\partial}{\partial y'}\frac{(x-x')}{\rho^2}\right] + \right.$$
$$\left. + (y-y')\left[\frac{x'}{r'^2}\frac{\partial}{\partial x'}\frac{(y-y')}{\rho^2} + \frac{y'}{r'^2}\frac{\partial}{\partial y'}\frac{(y-y')}{\rho^2}\right]\right\}\delta(x-x', y-y')\,dx'\,dy'$$

Произведя преобразования, получим

$$I(x, y) = \iint\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{x'(x-x') + y'(y-y')}{r'^2\rho^2}\,\delta(x-x', y-y')\,dx'\,dy' \qquad (3.9)$$

Нетрудно убедиться, что при $(x, y) \neq 0$ функция $I(x, y) = 0$, а при $x = y = 0$

$$I(0, 0) = -\iint\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{x'^2 + y'^2} \delta(x', y')\, dx'\, dy' = -\frac{1}{r^2} \quad \text{при } r = 0$$

Итак, $I(x, y) = -\pi\delta(x, y)$ и, следовательно,

$$\lambda_2 + \lambda_3 = -\frac{QD}{2a^4\mu^2\beta^3}\delta(x, y) \tag{3.10}$$

Складывая (3.10) и (3.4), найдем асимптотическую плотность источников, порожденных рассеянием поля $p_0(x, y, t)$ мелкомасштабными флуктуациями

$$\langle \varphi_2 \rangle = \frac{QD}{2a^4\mu^2\beta^3}\delta(x, y) \tag{3.11}$$

Подставив (3.11) в (1.6) и складывая $\langle p_2 \rangle$ с $p_0$, получим, что для достаточно больших $t$ с точностью до конечной аддитивной постоянной

$$\langle p(x, y, t) \rangle = -\frac{Q\mu(1 + {}^1/_2\zeta^2)}{4\pi k_0} \operatorname{Ei}\left(-\frac{r^2}{4a^2t}\right) \tag{3.12}$$

Таким образом, и в этом случае верна формула (1.9), где вместо $k_0$ фигурирует эффективная характеристика

$$k^* = \frac{k_0}{1 + {}^1/_2\xi^2} \tag{3.13}$$

Следует отметить, что последние результаты получены в предположении независимости флуктуаций проницаемости от координаты $z$. Если считать проницаемость изотропной функцией переменных $x$, $y$ и $z$, то для крупномасштабных неоднородностей формула (2.4) остается в силе. Напротив, для мелкомасштабных неоднородностей, а это в данном случае означает, что, кроме $\pi_1^* \ll 1$, выполняется условие $\alpha^2/h^2 \ll 1$, где $h$ — мощность пласта, эффективная характеристика $k^*$ имеет вид

$$k^* = \frac{k_0}{1 + {}^1/_3\zeta^2} \tag{3.14}$$

4. Полученные выше формулы могут быть использованы при интерпретации результатов исследования скважин по кривым изменения забойного давления. При этом следует иметь в виду, что средние, найденные в задаче, вычислены для ансамбля пластов, а проводя исследование реальной скважины, имеем дело с одним пластом, и, следовательно, необходимо сопоставление проводить в условиях, когда эффективные характеристики статистической модели (ансамбля) имеют непосредственное отношение к аналогичным характеристикам реального объекта. Иными словами, должна существовать своеобразная эргодичность. В нашей задаче это имеет место для достаточно больших времен и мелкомасштабных неоднородностей, т. е. тогда, когда флуктуации давления по ансамблю перестают играть существенную роль и распределение его становится неслучайным, но смещенным относительно $p_0(x, y, t)$.

Из сказанного выше вытекает, что для реального процесса восстановления давления в неоднородном пласте характерны три периода.

В первом периоде давление на скважине восстанавливается, существенно завися от распределения проницаемости в непосредственной окрестности скважины. Интерпретируя начальные участки кривой, можно выделить характеристики призабойной зоны пласта [2]. Третий период характерен тем, что восстановление давления теперь определяется статистическими характеристиками неоднородности пласта, отсутствием влияния призабойной зоны. В этом периоде характеристики статистической модели должны совпадать с эффективными параметрами реального процесса.

Второй период является переходным, и при определенных условиях интерпретация его может дать информацию о масштабе неоднородности $\alpha$, что весьма ценно, но, очевидно, связано с большими трудностями.

Поступило 14 X 1965

## ЛИТЕРАТУРА

1. Швидлер М. И. Фильтрационные течения в неоднородных средах. Гостоптехиздат, 1963.
2. Баренблатт Г. И., Максимов В. А. О влиянии неоднородностей на определение параметров нефтеносного пласта по данным нестационарного притока жидкости к скважинам. Изв. АН СССР, ОТН, 1958, № 7.