

Глава 6

ОСОБЕННОСТИ АНАЛИТИЧЕСКИХ РЕШЕНИЙ ЗАДАЧ О ПРИТОКЕ К ТРЕЩИНЕ ГИДРОРАЗРЫВА ДЛЯ АНИЗОТРОПНЫХ ПЛАСТОВ

Гидравлический разрыв пласта является одним из основных способов вовлечения в разработку запасов нефти и газа, приуроченных к плотным низкопроницаемым карбонатным коллекторам [41, 137]. Такие пласты, как правило, характеризуются трещиноватостью, которая приводит к анизотропии проницаемости [14, 187]. При проведении гидроразрыва в этих коллекторах используются не только химически нейтральные жидкости, но и кислоты, растворяющие породу [171]. В последнем случае вокруг трещины может образоваться так называемая зона проникновения кислотного раствора, отличающаяся от остального пласта более высокой проницаемостью. Загрязнение пласта в процессе вскрытия и проведения гидроразрыва, наоборот, может привести к образованию вокруг скважины с трещиной области с ухудшенными фильтрационными свойствами.

В данной главе рассматривается плоское стационарное течение однородной несжимаемой жидкости в анизотропном по проницаемости пласте, содержащем вертикальную трещину гидроразрыва эллиптической формы, заполненную однородной изотропной пористой средой. Предполагается, что фильтрация в пласте и в трещине подчиняется закону Дарси. На основе точного решения задачи о притоке к трещине конечной проводимости в кусочно-однородном анизотропном пласте [47] оценивается влияние анизотропии пласта на дебит скважины после гидроразрыва.

6.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Исследуется плоская стационарная фильтрация однородной жидкости в анизотропном пласте, обусловленная точечным источником (стоком) интенсивности Q , расположенным в центре эллиптического включения с полуосями l , w . Предполагается, что оси включения, моделирующего трещину, параллельны главным осям тензора проницаемости пласта. Пласт является кусочно-однородным; границы областей, различающихся по проницаемости $k_j = \sqrt{k_{xj}k_{yj}}$ и коэффициенту анизотропии $\chi_j = \sqrt{k_{xj}/k_{yj}}$, представляют собой соосные эллипсы с центром в начале координат и полуосями a_j и b_j , причем $a_j^2 - b_j^2\chi_j^2 = a_{j-1}^2 - b_{j-1}^2\chi_{j-1}^2 = f_j^2$, индекс $j = 1, 2, \dots, N$ соответствует номеру области (рис. 6.1); k_{xj} , k_{yj} – главные значения тензора проницаемости. Предполагается, что пласт имеет постоянную толщину h . Включение, моделирующее трещину гидроразрыва, характеризуется проницаемостью $k_f = k_{N+1}$ и полуосями $l = a_N$ и $w = b_N$, соответствующими полудлине и полуширине трещины.

Если движение жидкости в пласте и в трещине подчиняется линейному закону фильтрации [8, 27], то давление p_j и компоненты скорости v_{xj} , v_{yj} в каждой области, включая трещину, которой соответствует индекс $j = N + 1$, определяются уравнениями

$$\chi_j^2 \frac{\partial^2 p_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_j}{\partial y^2} = 0, \quad v_{xj} = \frac{k_{xj}}{\mu} \frac{\partial p_j}{\partial x}, \quad v_{yj} = \frac{k_{yj}}{\mu} \frac{\partial p_j}{\partial y}. \quad (6.1)$$

Здесь μ – вязкость жидкости. Границы областей задаются следующим образом:

$$x_{cj} = a_j \cos t, \quad y_{cj} = b_j \sin t, \quad 0 \leq t \leq 2\pi, \quad 1 \leq j \leq N. \quad (6.2)$$

Преобразование координат и компонент скорости

$$X_j = \chi_j^{-0.5} x, \quad Y_j = \chi_j^{0.5} y; \quad V_{xj} = \chi_j^{-0.5} v_{xj}, \quad V_{yj} = \chi_j^{0.5} v_{yj}$$

позволяет перейти в каждой области к эквивалентному течению в изотропной среде с проницаемостью k_j и ввести комплексный потенциал этого течения $\Phi_j = \varphi_j + i\psi_j$. Здесь $\varphi_j = k_j h p_j / \mu$ – потенциал,

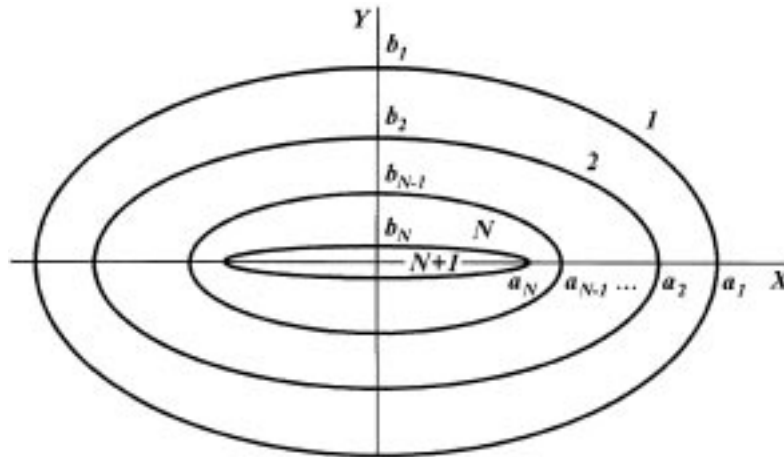


Рис. 6.1. Схема кусочно-однородного анизотропного пласта:
 1, 2, ..., N – однородно-анизотропные области; $N + 1$ – трещина гидроразрыва

ψ_j – функция тока эквивалентного течения. Выражения для комплексного потенциала в каждой из областей имеют вид, аналогичный (3.2):

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \frac{Q}{2\pi} \ln Z_1 + k_1 \sum_{n=-\infty}^0 G_{1n} Z_1^{2n}; \\ \Phi_j &= \frac{Q}{2\pi} \ln Z_j + k_j \sum_{n=-\infty}^{\infty} G_{jn} Z_j^{2n}, \quad 2 \leq j \leq N; \\ \Phi_{N+1} &= \frac{Q}{2\pi} \ln Z_{N+1} + k_{N+1} \sum_{n=0}^{\infty} G_{N+1n} Z_{N+1}^{2n}. \end{aligned} \quad (6.3)$$

Здесь G_{jn} – произвольные вещественные коэффициенты; $Z_j = X_j + iY_j$ – комплексная переменная в области j . Пусть Z_{cj} , Z_{ej} – значения переменной Z_j соответственно на внутреннем и внешнем контурах области j . Тогда уравнения контуров (6.2) принимают вид

$$Z_{1j} = \frac{f_j}{2\chi_j^{0.5} q_{1j}} e^{tj} (1 + q_{1j}^2 e^{-2tj}), \quad \mathbf{l} = c \rho; \quad (6.4)$$

$$q_{c j} = \sqrt{\frac{a_j - b_j \chi_j}{a_j + b_j \chi_j}}, \quad q_{e j} = \sqrt{\frac{a_{j-1} - b_{j-1} \chi_j}{a_{j-1} + b_{j-1} \chi_j}}.$$

На линиях раздела областей давление и нормальная компонента скорости v_n должны быть непрерывны [81, 85]. Пусть s и S_j – соответственно длина дуги линии раздела в плоскости (x, y) и ее образа при преобразовании координат (X_j, Y_j) . Учитывая, что

$$v_n(x, y) = v_{nj}(X_j, Y_j) dS_j / ds = \partial \psi_j(x_j, y_j) / \partial s,$$

получим условия сопряжения решений (6.3) на границах (6.4)

$$\frac{1}{k_j} \operatorname{Re} \Phi_j(Z_{c j}) = \frac{1}{k_{j+1}} \operatorname{Re} \Phi_{j+1}(Z_{e j+1}); \quad (6.5)$$

$$\operatorname{Im} \Phi_j(Z_{c j}) = \operatorname{Im} \Phi_{j+1}(Z_{e j+1}), \quad 1 \leq j \leq N.$$

6.2. ПОСТРОЕНИЕ РЕШЕНИЯ

Вычисление потенциалов (6.3) осуществляется аналогично приведенному в разделе 3.2. В каждой области течения вводится переменная v_j :

$$v_j = \frac{Z_j \chi_j^{0.5}}{f_j} - \sqrt{\frac{Z_j^2 \chi_j}{f_j^2} - 1}, \quad Z_j = \frac{f_j}{2\chi_j^{0.5}} \left(v_j + \frac{1}{v_j} \right). \quad (6.6)$$

Так как $C_{2k}^{k-n} = C_{2k}^{k+n}$ при $n \leq k$, имеем

$$Z_j^{2k} = \sum_{n=0}^{2k} C_{2k}^n \left(\frac{f_j}{2\chi_j^{0.5}} \right)^{2k} v_j^{2(k-n)} =$$

$$= \sum_{n=1}^k C_{2k}^{k-n} \left(\frac{f_j}{2\chi_j^{0.5}} \right)^{2k} (v_j^{2n} + v_j^{-2n}) + C_{2k}^k \left(\frac{f_j}{2\chi_j^{0.5}} \right)^{2k};$$

$$C_n^k = \frac{n!}{k!(n-k)!}; \quad n! = 1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot \dots \cdot n.$$

Отсюда получим

$$\sum_{k=1}^{\infty} G_{jk} Z_j^{2k} = \sum_{n=1}^{\infty} g_{jn} [v_j^{2n} + v_j^{-2n}] + g_{jd}; \quad (6.7)$$

$$g_{jn} = \sum_{k=n}^{\infty} G_{jk} \left(\frac{f_j}{2\chi_j^{0.5}} \right)^{2k} C_{2k}^{k-n}, \quad 2 \leq j \leq N+1;$$

$$g_{1n} = 0, \quad g_{jd} = \sum_{n=1}^{\infty} G_{jn} \left(\frac{f_j}{2\chi_j^{0.5}} \right)^{2n} C_{2n}^n.$$

Сумма ряда по отрицательным степеням Z_j в соответствии с выражением (6.6) может быть представлена в виде

$$\sum_{n=-\infty}^{-1} G_{jn} Z_j^{2n} = \sum_{n=1}^{\infty} E_{jn} v_j^{2n}, \quad 1 \leq j \leq N, \quad E_{N+1n} = 0. \quad (6.8)$$

Здесь E_{jn} – вещественные коэффициенты. При $|v_j| < 1$ справедливо представление

$$\ln Z_j = \ln \frac{f_j}{2\chi_j^{0.5}} - \ln v_j + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n} v_j^{2n}, \quad 1 \leq j \leq N+1. \quad (6.9)$$

Вдоль каждой из кривых (6.4) соответствующая величина $|v_j|$ постоянна, так как

$$v_{lj} = \alpha_{lj} e^{-it}, \quad l = c, e, 1 \leq j \leq N+1. \quad (6.10)$$

Здесь $j \neq 1$ при $l = e$ и $j \neq N+1$ при $l = c$.

Подставляя выражения (6.6)–(6.10) в уравнения (6.5) и приравнявая коэффициенты при $\sin 2nt$, $\cos 2nt$, получим систему линейных уравнений для вычисления g_{jn} , E_{jn} :

$$\begin{aligned} & g_{j-1n} a_{c\ j-1}^{-2n} a_{e\ j}^{-2n} \lambda_j (1 + \lambda_{j-1}) - g_{jn} (a_{c\ j}^{-4n} \lambda_{j-1} + a_{e\ j}^{-4n} \lambda_j) + \\ & + g_{j+1n} a_{c\ j}^{-2n} a_{e\ j+1}^{-2n} \lambda_{j+1} (1 - \lambda_j) = 0, \quad 2 \leq j \leq N, \quad g_{1n} = 0; \quad (6.11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & g_{Nn} a_{c\ N}^{-2n} a_{e\ N+1}^{-2n} (1 + \lambda_N) - g_{N+1n} (a_{e\ N+1}^{-4n} + \lambda_N) = \\ & = \frac{Q}{2\pi k_{N+1}} \frac{(-1)^{n+1}}{n} \lambda_N; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} g_{i0} &= \frac{Q}{2\pi} \left[\frac{1}{k_1} \ln \frac{f_1}{2\chi_1^{0.5} a_{c1}} + \sum_{m=2}^{i-1} \frac{1}{k_m} \ln \frac{a_{em}}{a_{cm}} - \frac{1}{k_i} \ln \frac{f_i}{2\chi_i^{0.5} a_{ei}} \right] + \\ & + G_{10} - G_{i0}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} g_{20} &= \frac{Q}{2\pi} \left[\frac{1}{k_1} \ln \frac{f_1}{2\chi_1^{0.5} a_{c1}} - \frac{1}{k_2} \ln \frac{f_2}{2\chi_2^{0.5} a_{e2}} \right] + \\ & + G_{10} - G_{20}, \quad 3 \leq i \leq N+1; \end{aligned}$$

$$\lambda_j = \frac{k_j - k_{j+1}}{k_j + k_{j+1}}; \quad (6.12)$$

$$\begin{aligned} E_{mn} \lambda_m &= g_{mn} (a_{cm}^{-4n} - \lambda_m) - g_{m+1n} a_{cm}^{-2n} a_{e\ m+1}^{-2n} (1 - \lambda_m) - \\ & - \frac{Q}{2\pi k_m} \frac{(-1)^{n+1}}{n} \lambda_m, \quad 1 \leq m \leq N. \quad (6.13) \end{aligned}$$

Подстановка соотношений (6.7)–(6.9), (6.11)–(6.13) в уравнения (6.3) дает распределение комплексного потенциала эквивалентного течения в каждой из областей пласта:

$$\Phi_1 = \frac{Q}{2\pi} \ln \frac{f_1}{2\chi_1^{0.5}} - \frac{Q}{2\pi} \ln v_1 + k_1 G_{10} - k_1 (\lambda_1^{-1} - 1) \sum_{n=1}^{\infty} g_{2n} \left(\frac{v_1}{a_{c1} a_{e2}} \right)^{2n};$$

$$\begin{aligned}
\Phi_j &= \frac{Q}{2\pi} \left[\frac{k_j}{k_1} \ln \frac{f_1}{2\chi_1^{0.5} \alpha_{c1}} + \sum_{m=2}^{j-1} \frac{k_j}{k_m} \ln \frac{\alpha_{em}}{\alpha_{cm}} + \ln \alpha_{ej} \right] + \\
&+ k_j G_{10} - \frac{Q}{2\pi} \ln v_j + k_j \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{g_{jn}}{\lambda_j v_j^{2n}} \left[\left(\frac{v_j}{\alpha_{cj}} \right)^{4n} + \lambda_j \right] - \right. \\
&\left. - \frac{g_{j+1n}}{\lambda_j} \left(\frac{v_j}{\alpha_{cj} \alpha_{e^{j+1}}} \right)^{2n} (1 - \lambda_j) \right\}, \quad 2 \leq j \leq N;
\end{aligned} \tag{6.14}$$

$$\begin{aligned}
\Phi_{N+1} &= \frac{Q}{2\pi} \left[\frac{k_{N+1}}{k_1} \ln \frac{f_1}{2\chi_1^{0.5} \alpha_{c1}} + \sum_{m=2}^N \frac{k_{N+1}}{k_m} \ln \frac{\alpha_{em}}{\alpha_{cm}} + \right. \\
&\left. + \ln \frac{2Z_{N+1} \chi_{N+1}^{0.5} \alpha_{e^{N+1}}}{f_{N+1}} \right] + k_{N+1} G_{10} + k_{N+1} \sum_{n=1}^{\infty} g_{N+1n} (v_{N+1}^{2n} + v_{N+1}^{-2n}).
\end{aligned}$$

Здесь коэффициенты g_{jn} вычисляются в результате решения системы линейных алгебраических уравнений (6.11) с трехдиагональной матрицей:

$$\begin{aligned}
g_{jn} &= g_{N+1n} \prod_{m=j}^N \frac{\alpha_{e^{m+1}}^{-2n}}{\alpha_{cm}^{-2n}} F_{mn}; \\
g_{N+1n} &= \frac{Q}{2\pi k_{N+1}} \frac{(-1)^{n+1}}{n} \frac{1}{\alpha_{e^{N+1}}^{-4n} \left[(1 + \lambda_N^{-1}) F_{Nn} - \lambda_N^{-1} \right] - 1};
\end{aligned} \tag{6.15}$$

$$F_{jn} = \frac{\alpha_{cj}^{-4n} (\lambda_j^{-1} - 1)}{\alpha_{cj}^{-4n} \lambda_j^{-1} - \alpha_{ej}^{-4n} \left[(1 + \lambda_{j-1}^{-1}) F_{j-1n} - \lambda_{j-1}^{-1} \right]};$$

$$F_{1n} = 0, \quad 2 \leq j \leq N.$$

В частности, при $N = 2$, т.е. когда вокруг трещины имеется только одна область, отличающаяся по проницаемости от остального пласта, имеем

$$\begin{aligned}
\Phi_1 &= k_1 G_{10} + \frac{Q}{2\pi} \left[\ln \frac{f_1}{2\chi_1^{0.5}} - \ln v_1 - \right. \\
&\quad \left. - (1 + \lambda_1)(1 + \lambda_2) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n q_{c1}^{-2n} q_{e2}^{2n} q_{c2}^{2n} q_{e3}^{-2n} v_1^{2n}}{n \left[q_{e2}^{4n} \lambda_1 (q_{e3}^{-4n} \lambda_2 + 1) + q_{c2}^{4n} (q_{e3}^{-4n} + \lambda_2) \right]} \right]; \\
\Phi_2 &= k_2 G_{10} + \frac{Q}{2\pi} \left[\frac{k_2}{k_1} \ln \frac{f_1}{2\chi_1^{0.5} q_{c1}} + \ln q_{e2} - \ln v_2 + \right. \\
&\quad \left. + (1 + \lambda_2) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n q_{c2}^{2n} q_{e3}^{-2n} (q_{e2}^{4n} \lambda_1 v_2^{-2n} - v_2^{2n})}{n \left[q_{e2}^{4n} \lambda_1 (q_{e3}^{-4n} \lambda_2 + 1) + q_{c2}^{4n} (q_{e3}^{-4n} + \lambda_2) \right]} \right]; \\
\Phi_3 &= k_3 G_{10} + \frac{Q}{2\pi} \left[\frac{k_3}{k_1} \ln \frac{f_1}{2\chi_1^{0.5} q_{c1}} + \frac{k_3}{k_2} \ln \frac{q_{e2}}{q_{c2}} + \ln \frac{2Z_3 \chi_3^{0.5} q_{e3}}{f_3} + \right. \\
&\quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n (q_{e2}^{4n} \lambda_1 + q_{c2}^{4n} \lambda_2) (v_{N+1}^{2n} + v_{N+1}^{-2n})}{n \left[q_{e2}^{4n} \lambda_1 (q_{e3}^{-4n} \lambda_2 + 1) + q_{c2}^{4n} (q_{e3}^{-4n} + \lambda_2) \right]} \right].
\end{aligned} \tag{6.16}$$

При $N = 1$ в случае трещины гидроразрыва в однородном анизотропном пласте распределение потенциала эквивалентного течения (6.14) принимает вид

$$\begin{aligned}
\Phi_1 &= k_1 G_{10} + \frac{Q}{2\pi} \left[\ln \frac{f_1}{2\chi_1^{0.5}} - \ln v_1 - (1 + \lambda_1) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n q_{c1}^{-2n} q_{e2}^{2n} v_1^{2n}}{n (q_{e2}^{4n} \lambda_1 + 1)} \right]; \\
\Phi_2 &= k_2 G_{10} + \frac{Q}{2\pi} \left[\frac{k_2}{k_1} \ln \frac{f_1}{2\chi_1^{0.5} q_{c1}} + \ln \frac{2Z_2 \chi_2^{0.5} q_{e2}}{f_2} + \right. \\
&\quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n q_{e2}^{4n} \lambda_1 (v_{N+1}^{2n} + v_{N+1}^{-2n})}{n (q_{e2}^{4n} \lambda_1 + 1)} \right].
\end{aligned} \tag{6.17}$$

В случае изотропного пласта $\chi_j = 1, f_j = f, q_{cj} = q_{ej+1}$ при любых j и выражения для потенциалов (6.14)–(6.17) упрощаются; в частности, соотношения (6.16), (6.17) совпадают с (3.20), (3.21).

Формула притока от удаленного контура к скважине, расположенной в центре кусочно-однородного анизотропного пласта, может быть получена на основе распределения потенциала (6.14) эквивалентного течения в изотропной среде с учетом равенства соответствующих значений давления в обеих средах.

Пусть r_w – радиус скважины. Предположим, что $r_w \ll f_N$ и $r_w \chi_N \ll f_N$. Учитывая, что полураскрытие трещины гидроразрыва $b_N \sim (1 \div 3) \cdot 10^{-3}$ м меньше радиуса скважины $r_w \sim (0,05 \div 0,1)$ м, предположим, что основная часть контура скважины $z_w = r_w e^{i\alpha}$ расположена в зоне N . Давление на этом контуре определяется из выражения (6.14) при $j = N > 2$ и в силу малости величины r_w не зависит от полярного угла α :

$$p_w = \frac{\mu}{k_N h} \operatorname{Re}(\Phi_N) = \frac{Q\mu}{2\pi k_1 h} \ln r_e + \frac{\mu}{h} G_{10};$$

$$\ln r_e = \left[\ln \frac{f_1}{2\chi_1^{0,5} q_{c1}} + \sum_{m=2}^N \frac{k_1}{k_m} \ln \frac{q_{em}}{q_{cm}} \right] -$$

$$- \prod_{j=1}^N \frac{1 + \lambda_j}{1 - \lambda_j} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q_{cN}^{-2n} q_{eN+1}^{2n} [F_{Nn}(1 + q_{cN}^{4n} \lambda_N) - 1 + \lambda_N]}{n [F_{Nn}(1 + \lambda_N) - 1 - q_{eN+1}^{4n} \lambda_N]}.$$
(6.18)

Здесь r_e – эффективный радиус скважины с трещиной гидроразрыва. При $N = 2$

$$\ln r_e = \left[\ln \frac{f_1}{2\chi_1^{0,5} q_{c1}} + \frac{k_1}{k_2} \ln \frac{q_{e2}}{q_{c2}} \right] +$$

$$+ \frac{1 + \lambda_1}{1 - \lambda_1} (1 + \lambda_2) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q_{c2}^{2n} q_{e3}^{-2n} [q_{e2}^{4n} \lambda_1 - 1]}{n [q_{e2}^{4n} \lambda_1 (q_{e3}^{-4n} \lambda_2 + 1) + q_{c2}^{4n} (q_{e3}^{-4n} + \lambda_2)]}.$$

В однородно-анизотропном пласте ($N = 1$) эффективный радиус скважины с трещиной гидроразрыва определяется выражением

$$\ln r_{\epsilon} = \ln \frac{f_1}{2\chi_1^{0.5} q_{cl}} - (1 + \lambda_1) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q_{cl}^{-2n} q_{e2}^{2n}}{n [1 + q_{e2}^{4n} \lambda_1]}. \quad (6.19)$$

В случае трещины бесконечной проводимости $k_{N+1} \rightarrow \infty$ и $\lambda_N = -1$, поэтому выражение для эффективного радиуса скважины после гидроразрыва (6.18) принимает вид

$$\ln r_{\epsilon} = \ln \frac{f_1}{2\chi_1^{0.5} q_{cl}} + \sum_{m=2}^N \frac{k_1}{k_m} \ln \frac{q_{em}}{q_{cm}}. \quad (6.20)$$

Пусть на удаленном эллиптическом контуре с полуосями $x_c = R_c \chi_1^{0.5}$, $y_c = R_c \chi_1^{-0.5}$, где $R_c \gg f_1$, задано постоянное давление p_c . В координатах Z_1 этот контур представляет собой окружность $Z_c = R_c e^{i\alpha}$, для которой имеем

$$p_c = \frac{\mu}{k_1 h} \operatorname{Re}(\Phi_1) = \frac{Q \mu}{2\pi k_1 h} \ln R_c + \frac{\mu}{h} G_{10}. \quad (6.21)$$

Вычитая (6.18) из (6.21), получим формулу притока к одиночной трещине конечной проводимости от удаленного контура в кусочно-однородном анизотропном пласте:

$$Q = Q_0 \frac{\ln R_c / r_w}{\ln R_c / r_{\epsilon}}, \quad Q_0 = \frac{2\pi k_1 h}{\mu} \frac{\delta_c - \delta_w}{\ln R_c / r_w}. \quad (6.22)$$

Здесь Q_0 – дебит скважины без трещины гидроразрыва в однородном изотропном пласте с проницаемостью k_1 . В однородном анизотропном пласте с эллиптическим контуром дебит скважины вычисляется по формуле

$$Q = Q_0 \frac{\ln R_c / r_w}{\ln \left[2R_c / \left(r_w \chi_1^{0.5} + r_w \chi_1^{-0.5} \right) \right]}. \quad (6.23)$$

6.3. АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ АНИЗОТРОПИИ НА ДЕБИТ СКВАЖИНЫ, ПЕРЕСЕЧЕННОЙ ТРЕЩИНОЙ ГИДРОРАЗРЫВА

Для оценки влияния анизотропии на эффективность гидроразрыва пласта в табл. 6.1 приведены значения безразмерного дебита Q/Q_0 в однородном анизотропном пласте в зависимости от полудлины трещины a_1 , соотношения проницаемостей пласта и трещины λ_1 и коэффициента анизотропии пласта χ_1 . Расчеты проведены по формулам (6.19), (6.22), (6.23) в предположении, что радиус контура $R_c = 500$ м, радиус скважины $r_w = 0,05$ м, половина раскрытия трещины $b_1 = 2 \cdot 10^{-3}$ м, коэффициент анизотропии трещины $\chi_2 = 1$.

Представленные результаты показывают, что гидроразрыв в анизотропном пласте приводит к максимальному увеличению дебита скважины, если трещина параллельна оси наименьшей проницаемости пласта, т.е. при $\chi_1 < 1$. Такая ситуация имеет место, например, в случае, когда трещина гидроразрыва ортогональна системе естественных трещин. При $\chi_1 < 1$ особенно важен учет конечной проводимости трещины гидроразрыва, так как значения дебита, полученные для идеальной трещины ($\lambda_1 = -1$), оказываются значительно выше, чем рассчитанные при $|\lambda_1| < 1$ и соответствующие реальным условиям.

При использовании стандартных технологий проведения гидроразрыва направления создаваемой трещины и естественных трещин пласта обычно совпадают, т.е. $\chi_1 > 1$. В анизотропных пластах при $\chi_1 > 1$ эффективность гидроразрыва ниже, чем в изотропных. Для получения такого же прироста дебита, что и в изотропной среде, при наличии анизотропии требуется создание более длинных трещин. Из табл. 6.1 видно, что увеличение дебита с ростом длины трещины в анизотропных пластах происходит тем медленнее, чем больше χ_1 . Причем при $\chi_1 > 1$ для трещин конечной проводимости снижается предельная длина, т.е. такая длина трещины, превышение которой не приводит к приросту дебита скважины. Поэтому, даже увеличивая длину трещины гидроразрыва, в анизотропном пласте не всегда удается достичь той же величины дебита, что и в изотропном.

При увеличении $-\lambda_1$, т.е. при сильном различии проницаемостей пласта и трещины, влияние коэффициента анизотропии на

дебит скважины после гидроразрыва возрастает. При $\lambda_1 = -1$ эффективный радиус скважины, пересеченной трещиной гидроразрыва, определяется как $a_1\chi_1^{-0,5}/2$, т.е. в анизотропных пластах он уменьшается пропорционально $\chi_1^{-0,5}$.

Таблица 6.1

$-\lambda_1$	$a_1, \text{ м}$	$\chi = 10$	$\chi = 3$	$\chi = 1$	$\chi = 0,33$	$\chi = 0,1$
0,998	0	1,06	1,02	1	1,02	1,06
	20	1,38	1,46	1,57	1,71	1,92
	50	1,39	1,47	1,59	1,74	1,95
	100	1,4	1,48	1,59	1,74	1,96
	150	1,4	1,48	1,59	1,75	1,96
	200	1,4	1,48	1,6	1,75	–
	250	1,4	1,48	1,6	1,75	–
0,9995	0	1,06	1,02	1	1,02	1,06
	20	1,53	1,66	1,82	2,04	2,34
	50	1,58	1,72	1,90	2,13	2,47
	100	1,6	1,74	1,93	2,17	2,52
	150	1,61	1,75	1,94	2,18	2,55
	200	1,61	1,75	1,94	2,19	–
	250	1,61	1,75	1,94	2,2	–
0,9997	0	1,06	1,02	1	1,02	1,06
	20	1,6	1,75	1,95	2,2	2,56
	50	1,68	1,85	2,07	2,36	2,78
	100	1,72	1,9	2,13	2,43	2,9
	150	1,73	1,91	2,15	2,46	2,96
	200	1,73	1,92	2,16	2,47	–
	250	1,74	1,93	2,16	2,48	–
1	0	1,06	1,02	1	1,02	1,06
	20	1,82	2,06	2,35	2,74	3,34
	50	2,22	2,6	3,07	3,77	4,99
	100	2,67	3,23	3,4	5,25	8
	150	3,02	3,77	4,86	6,83	12,35
	200	3,34	4,23	5,72	8,69	–
	250	3,63	4,76	6,64	11	–

Таким образом, на основе найденного аналитического решения задачи о притоке жидкости к трещине конечной проводимости в анизотропном пласте показано, что если ось трещины совпадает с направлением естественных трещин пласта, то анизотропия оказывает неблагоприятное действие на эффективность гидроразрыва; увеличение дебита скважины с ростом длины трещины происходит тем медленнее, чем больше коэффициент анизотропии. Для трещин конечной проводимости при $\chi_1 > 1$ уменьшается длина, при которой практически достигается максимально возможный дебит скважины, причем этот дебит оказывается ниже, чем в изотропном пласте. Эффективный

радиус скважины, пересеченной трещиной бесконечной проводимости, в анизотропном пласте в $\sqrt{\chi_1}$ раз меньше, чем в изотропном.