

ВЛИЯНИЕ БИОПОЛИМЕРНЫХ БУРОВЫХ РАСТВОРОВ НА ДИАГРАММЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КАРОТАЖА

И.В. Суродина, М.И. Эпов*

*Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 6, Россия*

** Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Академика Коптога, 3, Россия*

Рассматривается влияние биополимерных буровых растворов на диаграммы высокочастотного электромагнитного каротажа. Если в среде присутствует техногенная трещиноватость, то проникающий в эту область сильнопроводящий буровой раствор создает зоны высокого контраста. Это приводит к появлению на диаграммах высокочастотного электромагнитного каротажа качественно новых особенностей, не регистрируемых в скважинах с глинистым буровым раствором. Для воспроизведения и объяснения такого рода эффектов выполнено математическое моделирование с учетом высокого контраста удельного электрического сопротивления. Приводятся результаты математического моделирования диаграмм в скважинах с техногенными трещинами и кавернами, анализ полученных результатов и сравнение с экспериментальными данными.

Высокочастотный индукционный каротаж, биополимерные буровые растворы, конечные разности.

HIGH-FREQUENCY INDUCTION DATA AFFECTED BY BIOPOLYMER-BASED DRILLING FLUIDS

I.V. Surodina and M.I. Epov

Biopolymer-based drilling fluids affect data of high-frequency isoparametric induction logging. Highly conductive fluid invaded into drilling-induced flaws produces zones of high resistivity contrasts. Thus, the logs acquire new features that never appear in drilling with argillic mud. These effects have been simulated with regard to high resistivity contrasts for the case of flawed borehole walls, and the modeling results were checked against experimental data.

High-frequency induction logging, biopolymer-based drilling mud, finite-difference modeling

ВВЕДЕНИЕ

Применение биополимерных буровых растворов на солевой основе, характеризующихся очень низкими значениями (0.02—0.05 Ом·м) удельного электрического сопротивления (УЭС), приводит к появлению сильноконтрастных областей среды вблизи стенки скважины. Наибольший контраст наблюдается между УЭС бурового раствора и пород-коллекторов. Если в среде есть техногенная трещиноватость, обусловленная бурением, или природного происхождения, то проникающий в эту область сильнопроводящий буровой раствор также создает зоны высокого контраста. Это приводит к появлению на диаграммах высокочастотного электромагнитного каротажа (ВИКИЗ) [Технология..., 2000] качественно новых особенностей, не регистрируемых в скважинах с глинистым буровым раствором. Для воспроизведения и объяснения такого рода эффектов выполнено математическое моделирование диаграмм с учетом высокого контраста УЭС.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим базовую модель с осесимметричным распределением электропроводности.

Будем считать, что среда разделена на латерально неоднородные слои системой плоскопараллельных границ. Введем цилиндрическую систему координат с осью Z , направленной вниз и перпендикулярной границам. В этом случае уравнения плоских границ запишутся в виде $z = z_l, j = 1, \dots, n$, n — число горизонтальных границ; j -й пласт с электропроводностью σ_j ограничен кровлей $z = z_{l_{j-1}}$ и подошвой $z = z_l$ и имеет мощность $H_j = z_l - z_{l_{j-1}}$.

После бурения из-за проникновения бурового раствора в каждом из пластов появляются вертикальные цилиндрические границы, $r = r_{l_{j,k}}, k = 1, \dots, m_j; m_j$ — число вертикальных границ, $k = 1$ соот-

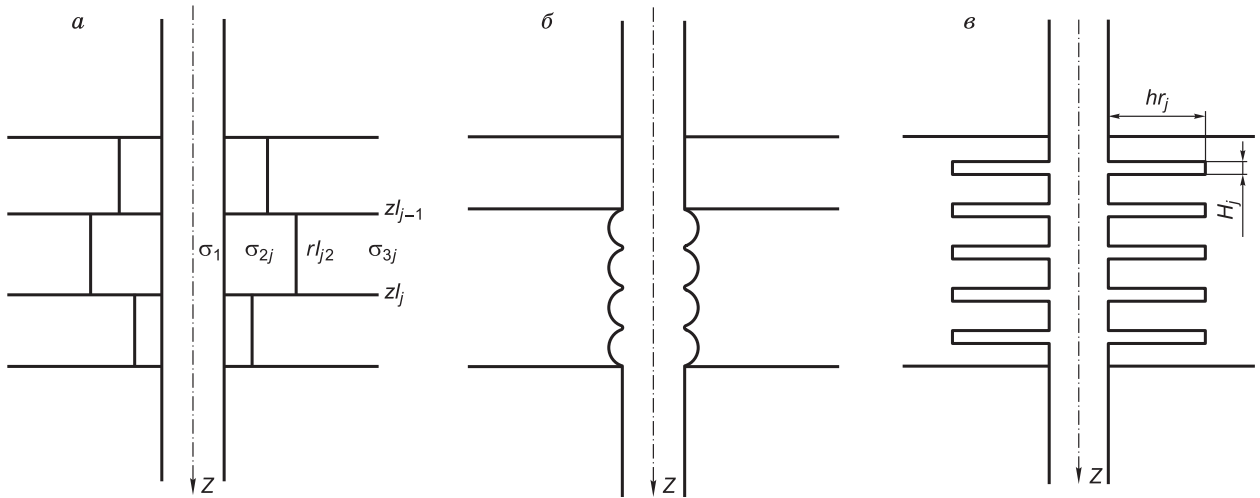


Рис. 1. Модели среды:

a — базовая, *б* — с кавернами, *в* — с трещинами.

ветствует стенке скважины. Таким образом, вся среда представлена в виде набора тороидальных областей прямоугольного сечения $\{z_{l_{j-1}} \leq z \leq z_{l_j}, r_{l_{j(k-1)}} \leq r \leq r_{l_{jk}}\}$ с электропроводностью σ_{jk} и диэлектрической проницаемостью ϵ_{jk} . Базовая модель среды показана на рис. 1, *a*.

Для учета влияния неровностей на стенке скважины (каверн) будем предполагать, что внутренняя цилиндрическая граница $r = \bar{r}_1$ (стенка скважины) может иметь переменный радиус, отклоняющийся от номинального r_1 : $\bar{r}_1 = r_1 + \Delta r_1(r)$. Предположим, что глубина каверн не превышает половины номинального радиуса скважины $\Delta r / r_1 \leq 0.5$ (см. рис. 1, *б*). Электропроводность и диэлектрическая проницаемость в каверне такие же, как в скважине. Трещины в *j*-м пласте представим в виде тонких пропластков радиальной глубины hr_j и мощности H_j , заполненных буровым раствором (см. рис. 1, *в*). При этом $H_j \ll hr_j$, $hr_j > \bar{r}_1$, $\sigma_j = \sigma_1$.

Источником электромагнитного поля является катушка с током, расположенная на соосном скважине непроводящем корпусе радиуса r_0 . Плотность тока в источнике изменяется во времени по гармоническому закону $\mathbf{j} = \mathbf{j}_0 e^{-i\omega t}$. Здесь ω — циклическая частота, t — время. Плотность тока имеет одну ненулевую компоненту — тангенциальную

$$\mathbf{j}_0 = \{0, j_{\varphi_0}, 0\}, j_{\varphi_0} = j_{\varphi_0} \delta(r - r_0) \delta(z).$$

В осесимметричной среде такой источник порождает только тангенциальную компоненту электрического поля E_φ .

Исходя из уравнений Максвелла в проводящей немагнитной среде, нетрудно получить уравнение Гельмгольца для этой компоненты [Кауфман, 1965]

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E_\varphi + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_\varphi) \right) + k^2 E_\varphi = i\omega \mu j_{\varphi_0}, \quad (1)$$

где $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon - i\omega \mu \sigma$ — квадрат волнового числа, $\sigma(r, z)$ — электропроводность, $\epsilon(r, z)$ — диэлектрическая проницаемость, $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная проницаемость.

Из симметрии модели и источника следует условие на оси скважины

$$\left. E_\varphi \right|_{r=0} = 0. \quad (2)$$

Во избежание многих сложностей, связанных с вычислением электрического поля вблизи источника, перейдем к уравнению для тангенциальной компоненты аномального поля $E_\varphi^a = E_\varphi - E_\varphi^0$. Его можно получить вычитанием из уравнения (1) уравнения для квазистационарного электрического поля в однородной проводящей среде с электропроводностью $\sigma = \sigma_0$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E_\varphi^a + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_\varphi^a) \right) + k^2 E_\varphi^a = (k_0^2 - k^2) E_\varphi^0, \quad (3)$$

$k_0^2 = -i\omega\mu\sigma_0$, E_ϕ^0 — тангенциальная компонента квазистационарного электрического поля в однородной проводящей среде.

В соответствии с условием излучения на бесконечности электрическое поле затухает с удалением от источника $|E_\phi^a| \xrightarrow{r,z \rightarrow \infty} 0$. Это позволяет приближенно поставить нулевые граничные условия для компоненты E_ϕ^a на большом расстоянии (R, Z) от источника (расчеты показали, что для частот ~ 0.5 МГц на расстоянии нескольких метров амплитуда электрического поля убывает на 7—8 порядков)

$$|E_\phi^a|_{r=R} = 0, \quad |E_\phi^a|_{z=\pm Z} = 0. \quad (4)$$

Вместе с условием

$$|E_\phi^a|_{r=0} = 0, \quad (5)$$

аналогичным (2), получаем для аномального электрического поля краевую задачу Дирихле (3)—(5).

КОНЕЧНО-РАЗНОСТНАЯ СХЕМА И АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ

Для построения конечно-разностной схемы [Мартаков, Эпов, 1999] источник первичного поля расположим в начале координат $z=0$. В силу осевой симметрии рассмотрим полуплоскость $[0, R] \times [-Z, Z]$, где введем прямоугольную неравномерную координатную сетку

$$\hat{\omega}_h = \{(r_i, z_j), \quad i=0, \dots, N_r, j=-N_z, \dots, N_z\}, \quad r_{N_r} = R, \quad z_{N_z} = Z. \quad (6)$$

Рассмотрим на сетке (6) линейное конечномерное пространство H^0 сеточных функций, равных нулю на границе, со скалярным произведением

$$(\mathbf{U}, \mathbf{V}) = \sum_{i=0}^{N_r-1} \sum_{j=-N_z}^{N_z-1} U_{ij} V_{ij} \hat{h}_i^{(r)} \hat{h}_j^{(z)},$$

где

$$\hat{h}_i^{(r)} = (h_i^{(r)} + h_{i+1}^{(r)})/2, \quad h_i^{(r)} = r_i - r_{i-1}, \quad i=1, \dots, N_r,$$

$$\hat{h}_j^{(z)} = (h_j^{(z)} + h_{j+1}^{(z)})/2, \quad h_j^{(z)} = z_j - z_{j-1}, \quad j=-N_z+1, \dots, N_z.$$

На пространстве H^0 определим разностный оператор \mathbf{A}

$$\mathbf{A}\mathbf{V} = -\mathbf{V}_{zz} - (a(r\mathbf{V}))_{r,r} + q\mathbf{V},$$

a, q — сеточные функции,

$$a_i = (r_i - h_i^{(r)}/2)^{-1}, \quad q_{ij} = -\frac{1}{\hat{h}_i^{(r)}} \frac{1}{\hat{h}_j^{(z)}} \int_{r-h_i^{(r)}/2}^{r+h_{i+1}^{(r)}/2} \int_{z_j-h_j^{(z)}/2}^{z_j+h_{j+1}^{(z)}/2} k^2(r, z) dr dz,$$

$$\mathbf{V} \in H^0, \quad (\mathbf{V})_{\bar{r},ij} = (\mathbf{V}_{ij} - \mathbf{V}_{(i-1)j})/h_i^{(r)}, \quad (\mathbf{V})_{r,i\bar{j}} = (\mathbf{V}_{(i+1)j} - \mathbf{V}_{ij})/\hat{h}_i^{(r)},$$

$$(\mathbf{V})_{r,i\bar{j}} = (\mathbf{V}_{(i+1)j} - \mathbf{V}_{ij})/h_{i+1}^{(r)}.$$

Разностные производные по переменной z определяются аналогично. После дискретизации получим разностное уравнение

$$\mathbf{A}\mathbf{V} = \mathbf{F}, \quad (7)$$

где $F_{ij} = (q_{ij} - k_0^2)E_\phi^0(r_i, z_j)$.

Если упорядочить двумерные векторы \mathbf{V} и \mathbf{F} по столбцам, трансформировав их в одномерные массивы, то (7) будет представлять систему линейных алгебраических уравнений с пятидиагональной блочной матрицей \mathbf{A} . Ее диагональ состоит из $l = (2N_z - 1)$ трехдиагональных матриц порядка $m = N_r - 1$, а векторы \mathbf{V} и \mathbf{F} имеют размер $n = l \cdot m$.

Представим матрицу \mathbf{A} в виде суммы $\mathbf{A} = \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2$, где \mathbf{H}_1 состоит из внедиагональных элементов матрицы \mathbf{A} с вещественной диагональю, а $\mathbf{H}_2 = i \cdot \text{diag}\{\text{imag}(a_{11}), \dots, \text{imag}(a_{mm})\}$ включает мнимую часть диагональных элементов матрицы \mathbf{A} . Заметим, что \mathbf{H}_1 — вещественная несимметричная матрица, а \mathbf{H}_2 — комплексная диагональная. Диагональное преобразование подобия $\mathbf{A} = \mathbf{D}^{-1/2} \mathbf{A} \mathbf{D}^{1/2}$, где

$\mathbf{D} = \text{diag}(d_1, \dots, d_n)$, $d_i \in \mathbf{R}^n$, не меняет диагональных элементов матрицы \mathbf{A} и приводит к симметричной матрице $\tilde{\mathbf{H}}_1 = \mathbf{D}^{-1/2} \mathbf{H}_1 \mathbf{D}^{1/2}$. Матрицу \mathbf{A} симметризуем с помощью алгоритма [Кузнецов, Агапитова, 2003].

Необходимые и достаточные условия симметризуемости — условия ее цикличности

$$\begin{aligned} & a_{(j+1)m+i+1, jm+i+1} a_{jm+i+1, jm+i} a_{jm+i, (j+1)m+i} a_{(j+1)m+i, (j+1)m+i+1} = \\ & = a_{jm+i+1, (j+1)m+i+1} a_{(j+1)m+i+1, (j+1)m+i} a_{(j+1)m+i, jm+i} a_{jm+i, jm+i+1}, \\ & i = 1, \dots, m-1, \quad j = 0, \dots, l-1, \end{aligned}$$

выполнены при дискретизации (7).

Элементы матрицы \mathbf{D} вычисляются рекуррентно:

$$\begin{aligned} & d_0 = 1, \\ & d_{jm+i+1} = d_{jm+i} \frac{a_{jm+i+1, jm+i}}{a_{jm+i, (j+1)m+i}}, \quad i = 1, \dots, m-1, \quad j = 0, \dots, l-1, \\ & d_{(j+1)m+1} = d_{jm+1} \frac{a_{(j+1)m+1, jm+1}}{a_{jm+1, (j+1)m+1}}, \quad i = m, \quad j = 0, \dots, l-1. \end{aligned}$$

В итоге получим систему линейных алгебраических уравнений

$$\tilde{\mathbf{A}} \mathbf{X} = \tilde{\mathbf{F}}, \quad (8)$$

где $\mathbf{X} = \mathbf{D}^{-1/2} \mathbf{V}$, $\tilde{\mathbf{F}} = \mathbf{D}^{-1/2} \mathbf{F}$.

Для решения полученной системы с симметричной матрицей применим метод эрмитова разложения [Воеводин, Кузнецов, 1984] с предобусловливателем [Saad, 2003]. Он состоит в следующем.

Представим $\tilde{\mathbf{A}} = \tilde{\mathbf{H}}_1 + \tilde{\mathbf{H}}_2$, $\tilde{\mathbf{H}}_1 = \tilde{\mathbf{H}}_1^*$, $\mathbf{H}_2 = -\mathbf{H}_2^*$, $\mathbf{r}_0 = \tilde{\mathbf{A}} \mathbf{X}_0 - \tilde{\mathbf{F}}$, \mathbf{X}_0 — некоторое начальное приближение. Вычислительная схема метода имеет вид

$$\begin{aligned} & \mathbf{P} \mathbf{H}_2 \mathbf{u}_1 = \mathbf{r}_0, \quad \mathbf{r}_i = \mathbf{r}_{i-1} + a_i \tilde{\mathbf{A}} \mathbf{u}_i, \\ & \mathbf{P} \mathbf{H}_2 \mathbf{v}_i = \mathbf{r}_i, \quad \mathbf{u}_{i+1} = \mathbf{v}_i + b_i \mathbf{u}_i, \\ & \mathbf{X}_i = \mathbf{X}_{i-1} + a_i \mathbf{u}_i, \end{aligned}$$

где

$$a_i = \frac{(\mathbf{r}_i, \mathbf{u}_i)}{(\tilde{\mathbf{A}} \mathbf{u}_i, \mathbf{u}_i)}, \quad b_i = \frac{(\mathbf{v}_i, \tilde{\mathbf{A}} \mathbf{u}_i)}{(\tilde{\mathbf{A}} \mathbf{u}_i, \mathbf{u}_i)}.$$

В качестве матрицы \mathbf{P} выбран предобусловливатель, аналогичный тому, который используется в методе симметричной последовательной верхней релаксации (SSOR),

$$\mathbf{P} = (\mathbf{D}_A + \tau \mathbf{L}^T) \mathbf{D}_A^{-1} (\mathbf{D}_A + \tau \mathbf{L}), \quad \tilde{\mathbf{A}} = \mathbf{L} + \mathbf{D}_A + \mathbf{L}^T,$$

где τ — релаксационный параметр.

На основе предложенного алгоритма была создана программа расчета диаграмм зондов ВИКИЗ. Как известно [Антонов, Жмаев, 1979], в зондах ВИКИЗ измеряется разность фаз ЭДС, наведенных в двух сближенных приемных катушках

$$\Delta \varphi^\circ = \arctg \left\{ \frac{(\text{Im}(E_2)/\text{Re}(E_2) - \text{Im}(E_1)/\text{Re}(E_1))}{1 + (\text{Im}(E_2)/\text{Re}(E_2) \cdot \text{Im}(E_1)/\text{Re}(E_1))} \right\} \cdot 180/\pi,$$

где E_1, E_2 — ЭДС в приемных катушках.

Тестирование программы основывалось на сравнении с результатами моделирования для слоисто-однородных сред с большим диапазоном контрастов. Оно показало высокую надежность, хорошую точ-

ность вычислений (погрешность в пределах 1—2 %) во всем практически важном диапазоне модельных параметров.

РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Исследуем влияния трещин и каверн на показания зондов ВИКИЗ в однородном мощном пласте. Во всех расчетах была принята следующая базовая модель: $\sigma_1 = 50$ Сим/м, $\sigma_2 = 0.01$ Сим/м, $r_1 = 0.108$ м. В трещинах $\sigma_2 = 5$ Сим/м, $H_2 = 0.03$ м. В однородной среде разность фаз у короткого зонда (DF05) $\Delta\varphi = 0.875^\circ$, у длинного зонда (DF20) $\Delta\varphi = 1.50^\circ$.

Рассмотрим влияние тонких трещин разной глубины в плохопроводящем пласте (рис. 2).

Из приведенных диаграмм видно, что каждая из трещин порождает фрагмент диаграммы, включающий максимум и минимум дифференциальной фазовой характеристики. Причем положение самой трещины совпадает с максимумом на диаграмме, а минимум приходится на середину отрезка между двумя соседними трещинами. Отметим, что фрагмент диаграммы несимметричен из-за несимметрии самого трехкатушечного зонда. Абсолютные значения в максимуме и минимуме относятся примерно как 5:3 или 4:3. Уменьшение электропроводности бурового раствора в трещине на 40 % приводит также к уменьшению амплитуды диаграмм примерно на 20 %. В области максимальных и минимальных значений диаграмм наблюдаются по два дополнительных экстремума относительно небольшой амплитуды, обусловленных прохождением каждой из измерительных катушек через трещину.

На рис. 3 показана диаграмма длинного зонда. Следует отметить ее главное отличие от диаграммы короткого зонда — она знакопостоянна. Как и в предыдущем случае, положение трещин совпадает с максимумом на диаграммах, а минимумы «привязаны» к середине отрезков между трещинами. Два первых локальных максимума существенно выше, чем остальные. Это объясняется влиянием вмещающей среды, где сигналы от трещины и от вмещающей среды складываются. Противоположная картина на-

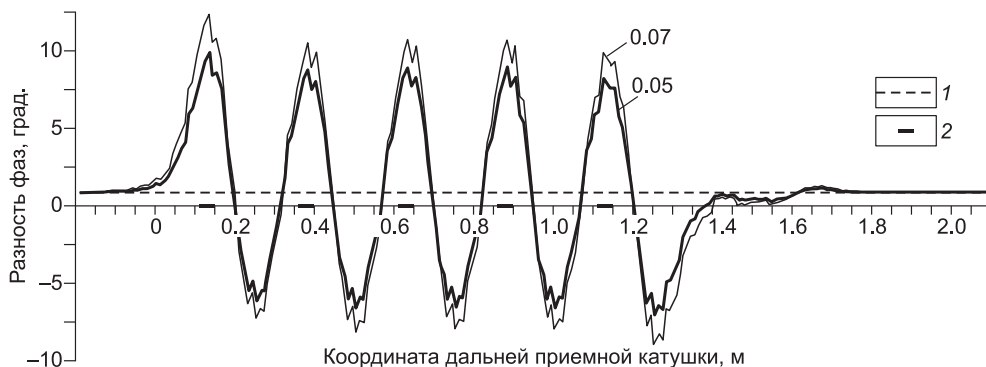


Рис. 2. Диаграммы короткого зонда DF05.

$H = 0.03$ м, $h_r = 0.07$ м, 0.05 м; трещины расположены в диапазоне 0.11—1.14 м с шагом 0.25 м. 1 — нормальный сигнал, 2 — положение трещин.

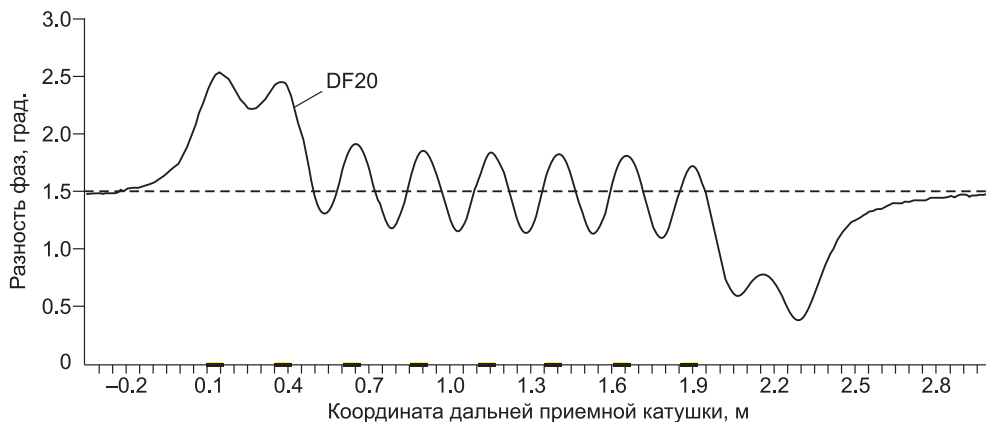


Рис. 3. Диаграмма длинного зонда DF20.

$H = 0.03$ м, $h_r = 0.07$ м, трещины расположены в диапазоне 0.11—1.89 м с шагом 0.25 м. Усл. обозн. см. на рис. 2.

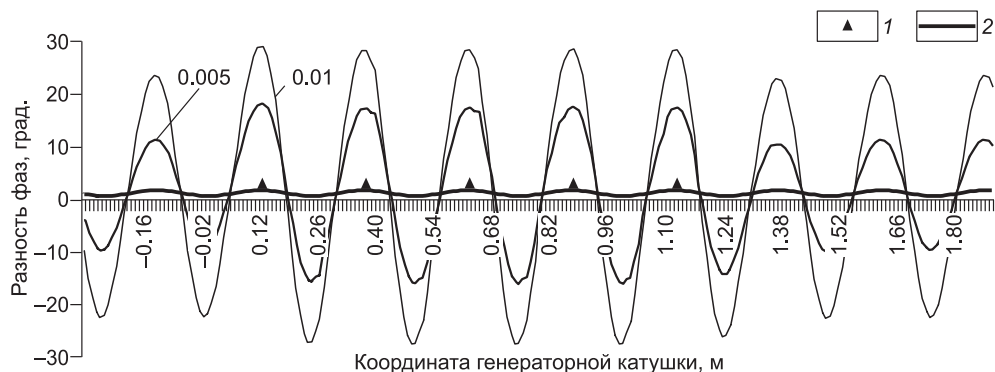


Рис. 4. Короткий зонд DF05.

Синусоидальные каверны длиной 0.25 м вдоль всей скважины, максимальная глубина каверн 0.005 м и 0.01 м. Трещины, выходящие из «вершин» каверн, с $H = 0.03$ м, $h_r = 0.05$ м расположены на интервале 0.11—1.14 м. 1 — положение трещин, 2 — положение каверн.

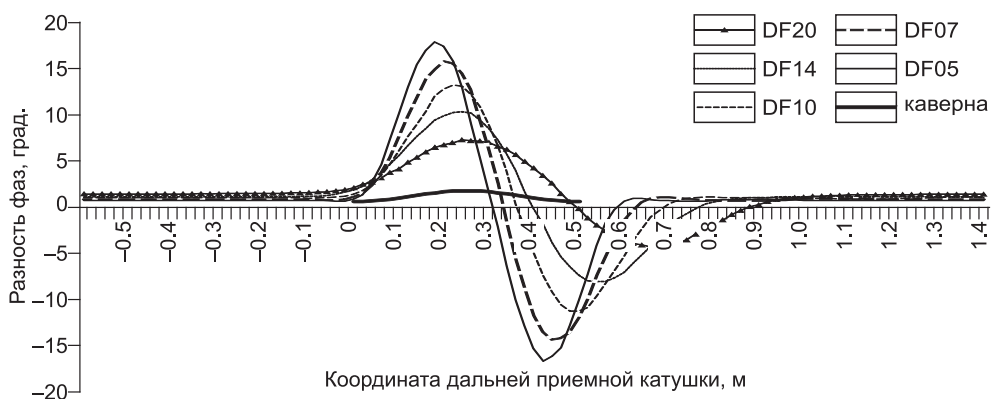


Рис. 5. Диаграммы основных зондов ВИКИЗ.

Синусоидальная каверна длиной 0.5 м и глубиной 0.01 м.

блюдается в диапазоне 1.95—2.45 м, где сигналы от вмещающей среды и трещины вычитаются. В среднем диапазоне они колеблются около среднего значения, соответствующего нормальному сигналу.

На рис. 4 показаны диаграммы короткого зонда с кавернами разной глубины, часть из которых осложнена техногенными трещинами. Картина в целом аналогична приведенной на рис. 2. Увеличение глубины каверн, заполненных высокопроводящим буровым раствором, приводит к увеличению разности фаз. Техногенные трещины, несмотря на свою относительно малую глубину, также увеличивают сигнал, что видно из сравнения диаграмм в диапазонах 0.11—1.14 м и 1.21—1.87 м.

На рис. 5 показано влияние на диаграммы ВИКИЗ одиночной каверны, сравнимой или превосходящей по длине измерительную базу зондов. Все диаграммы имеют одинаковую форму, типичную для дифференциальных кривых. Влияние зонда проявляется в расширении диапазона глубин, на котором видна каверна.

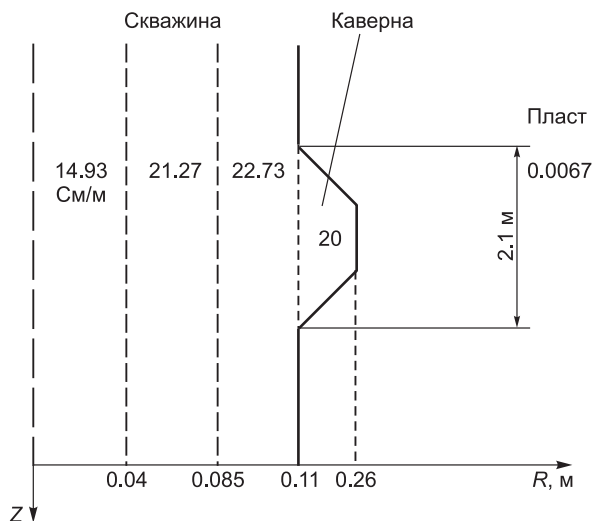


Рис. 6. Модель кавернозного участка.

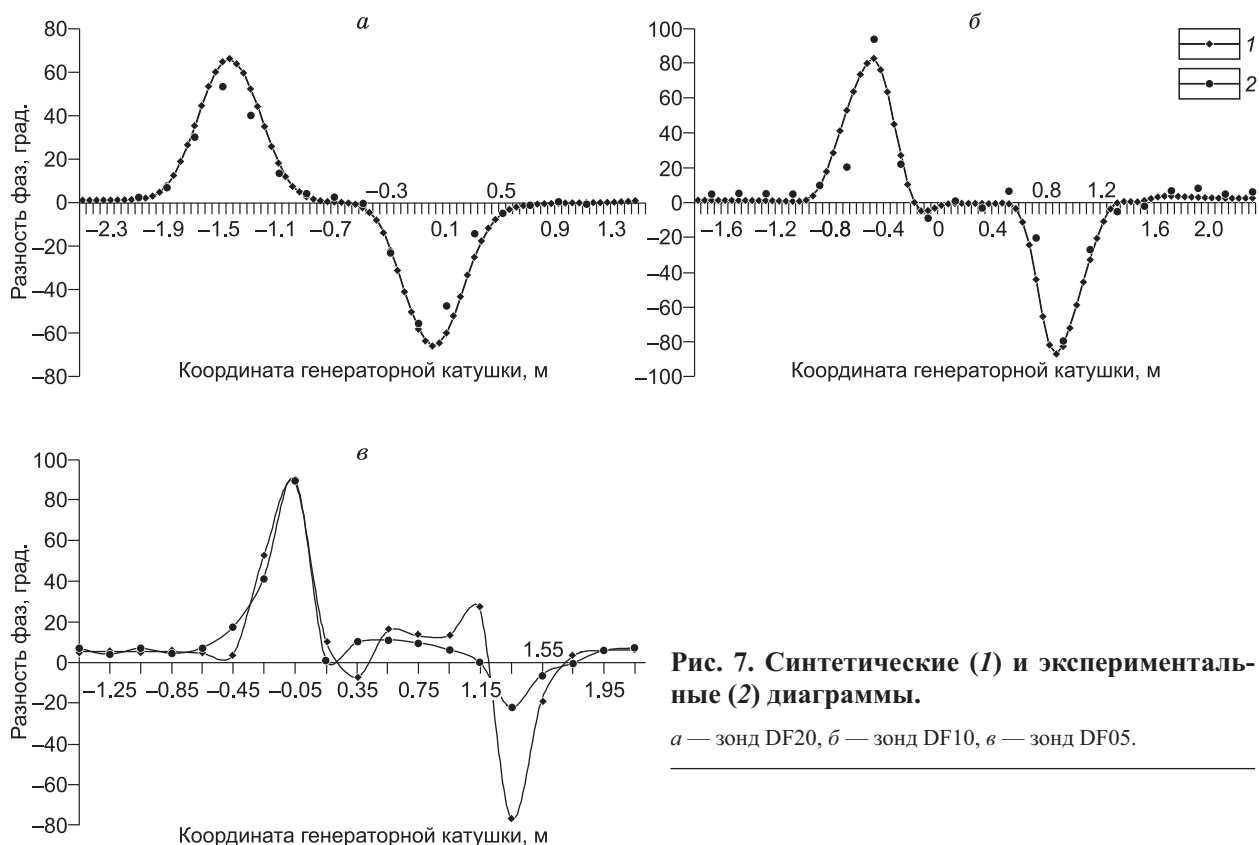


Рис. 7. Синтетические (1) и экспериментальные (2) диаграммы.

а — зонд DF20, *б* — зонд DF10, *в* — зонд DF05.

При анализе синтетических диаграмм предполагалось, что каверны характеризуются относительно небольшой глубиной ($\Delta r / r_1 \leq 0.5$). На практике же каверны могут быть и более глубокими. Рассмотрим скважину, в которой каверна более чем в 2 раза превосходит ее диаметр. Она является результатом размывания пласта соли. На рис. 6 приведена модель. Сопротивление в скважине меняется от 14.93 до 22.73 См/м, в каверне — 20 См/м, в пласте — 0.0067 См/м. Длина каверны 2.1 м.

Реальная каверна существенно несимметрична (с одной стороны ее амплитуда достигает 0.20 м, с другой — 0.10 м). В модели взята усредненная по глубине каверна, граница которой описывалась «обрезанной» сверху синусоидой. Для учета влияния эксцентриситета зонда в скважине выбрано неоднородное по радиусу распределение электропроводности. Оно оказывает влияние на сигнал трех коротких зондов, а на остальные не влияет.

Результаты расчетов приведены на рис. 7.

Одна из причин расхождения практических и расчетных диаграмм кроется в усреднении глубины каверны по азимуту. Другое объяснение расхождений — влияние, которое оказывает сдвиг зондов относительно оси скважины, что и проявилось при моделировании коротких зондов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что наличие сильнопроводящего раствора подчеркивает влияние неровностей стенки скважины и зон технической и природной трещиноватости при высокочастотном электромагнитном каротаже. Оно проявляется в первую очередь в появлении колебаний на диаграммах, отражающих рельеф стенки скважины. Вместе с тем по указанным особенностям диаграмм можно не только выделять зоны трещиноватости, но и определять их характерную глубину.

ЛИТЕРАТУРА

- Антонов Ю.Н., Жмаев С.С.** Высокочастотное индукционное каротажное изопараметрическое зондирование (ВИКИЗ). Новосибирск, Наука, 1979, 104 с.
- Воеводин В.В., Кузнецов Ю.А.** Матрицы и вычисления. М., Наука, 1984, 318 с.
- Кауфман А.А.** Теория индукционного каротажа. Новосибирск, Наука, 1965, 235 с.
- Кузнецов Ю.И., Агапитова Н.С.** Математические основы моделирования на ЭВМ. Южно-Сахалинск, Изд-во ЮСИЭПИ, 2003, 213 с.

Мартаков С.В., Эпов М.И. Прямые двумерные задачи электромагнитного каротажа // Геология и геофизика, 1999, т. 40 (2), с. 249—254.

Технология исследования нефтегазовых скважин на основе ВИКИЗ. Методическое руководство / Под ред. М.И. Эпова, Ю.Н. Антонова. Новосибирск, Изд-во СО РАН, НИЦ ОИГГМ СО РАН, 2000, 122 с.

Saad Y. Iterative methods for sparse linear systems. 2nd edition, SIAM, Philadelphia, PA, 2003, 547 с.

Рекомендована к печати 15 сентября 2011 г.

В.С. Селезевым

Поступила в редакцию

16 февраля 2011 г.