Геология и геофизика, 2006, т. 47, № 2, с. 292—300

УДК 550.837

К ОБОСНОВАНИЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ФОКУСИРОВОЧНЫХ КАРОТАЖНЫХ ЗОНДИРОВАНИЙ

В.Х. Фролов, М.И. Эпов, В.С. Могилатов, Г.А. Борисов

Институт геофизики СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Коптюга, 3, Россия

Предлагается новый способ электрического каротажа — электрические фокусировочные каротажные зондирования (ФКЗ). Работа содержит описание фокусировочных зондирований, обоснование неклассического расположения питающих и измерительных электродов, которое позволяет в разной степени компенсировать фон вмещающей среды и получать сигнал в основном от ее аномальной части среды. В статье приведен одномерный математический аппарат для расчета синтетического разностного сигнала фокусировочного зонда с неточечными кольцевыми электродами и проведен анализ кривых зондирования ФКЗ, в частности, палеток, рассчитанных по одномерной двухслойной модели „скважина—пласт". Также приведены примеры одно- и двухмерных каротажных диаграмм ФКЗ, построенных при помощи математического моделирования одномерных и двухмерных сред, в сравнении с диаграммами БКЗ.

Каротажные зондирования, электромагнитное поле, зонд, электрод, кажущееся удельное электрическое сопротивление.

FOCUSING ELECTRICAL LOGGING

V.Kh. Frolov, M.I. Epov, V.S. Mogilatov, and G.A. Borisov

The paper presents a new method of focusing electrical logging (FEL), which implies a nontraditional layout of source and receiving electrodes. This configuration provides compensation of the background signal from formation and highlights anomaly signals. We suggest a 1D numerical model to process the synthetic differential signal from a focusing probe with annular electrodes and analyze apparent resistivity curves obtained from a 1D two-layer 'well-formation' model. Examples of 1D and 2D logs based on mathematical modeling are compared to results of DC logging.

Electrical logging, electromagnetic field, probe, electrode, apparent resistivity

ВВЕДЕНИЕ

Прогресс в электромагнитных исследованиях в скважинах относится больше к индукционному каротажу. Известны, например, весьма далеко ушедшие от схемы классического трехкатушечного зонда разработки известных фирм Shlumberger и Baker Atlas за рубежом, и фирмы „Луч" в России (ВИКИЗ). Это высокоорганизованные многокатушечные, многочастотные и многокомпонентные системы, обеспеченные современными математическими средствами обработки и интерпретации.

Между тем индукционный каротаж не может заменить в полной мере методы постоянного тока (или такая замена будет слишком дорогой). Однако, по нашему впечатлению, в электрическом каротаже наблюдается некоторый застой. Не обсуждая весь комплекс причин, обратим внимание на ограниченность классических схем расположения электродов в методах постоянного тока. Питающие (A, B) и приемные электроды (M, N) располагаются либо по схеме $AMNB$, либо по схеме $ABMN$ (∞BMN). Такие расстановки дают существенный сигнал в однородной среде, и этот сигнал слабо реагирует на неоднородности. Для электроразведки на дневной поверхности в условиях больших электромагнитных и геологических помех применение таких схем оправданно. Однако в скважинных исследованиях мы могли бы применять более „аномалеобразующие" установки. Учитывая возможность компенсации (частичной или полной) вмещающей среды, будем называть **фокусировочным** предлагаемый здесь способ зондирований с использованием неклассической схемы расположения электродов.

ФОКУСИРОВОЧНЫЕ ЗОНДИРОВАНИЯ

Фокусировочные каротажные зондирования (ФКЗ) предназначены для изучения геоэлектрических разрезов скважин в радиальных направлениях от их оси. Они относятся к методам постоянного тока и осуществляются прямолинейными зондами, включающими два питающих электрода A и B и два приемных электрода M и N. Характерными внешними особенностями фокусировочных зондов является расположение электродов: разноименные (питающие и приемные) электроды чередуются через один BM (O) AN. Одиночные разноименные электроды внешней (B, N) и внутренней (A, M) пар располагаются

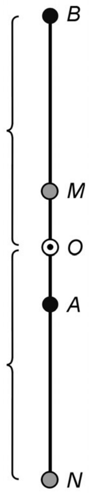


Рис. 1. Схема электродной системы фокусировочного зонда.

симметрично относительно общего центра зонда в точке O, являющейся точкой записи [4] (рис. 1). Можно определить такой зонд как псевдосимметричный.

Эти особенности конфигурации означают для наблюдаемых разностей потенциалов ΔV одинаковые (для слагаемых в одних и тех же скобках), но противоположные (для слагаемых в разных скобках) знаки потенциалов $V_{AM,\,BN,\,AN,\,BM}$ (от элементарных установок AM, BN, AN, BM — потенциальных элементов):

$$\Delta V = \pm(V_{AM} + V_{BN}) \pm (V_{AN} + V_{BM}).$$

Вследствие этих особенностей фокусировочные зонды позволяют при постоянном общем размере зонда (BN) и не изменяющейся существенно глубинности исследований с помощью симметричных относительно точки O перемещений одних только внутренних электродов (M и A) обеспечивать наблюдения не одного, а серии сигналов, различным образом связанных с изучаемой средой. Это объясняется тем, что указанные перемещения приводят к изменениям абсолютных и относительных размеров и местоположений указанных пар потенциальных элементов относительно точки O и неоднородностей в разрезе, а вместе с ними величин и сумм пар потенциалов с одинаковыми знаками. При этом важно, что эти изменения происходят в противоположные стороны. Это усиливает влияние указанных изменений на общие результаты суперпозиции всех четырех потенциалов и на возможности каротажа.

Из вышеизложенного видно, что повышение возможностей электрического каротажа в заданных геоэлектрических условиях с помощью фокусировочных зондов обеспечивается выбором положений внутренних электродов при заданных расстояниях между внешними электродами, обеспечивающих глубинность исследований. Эти взаимоположения электродов удобно характеризовать отношениями длин боковых потенциальных элементов и внутреннего:

$$d = \frac{BM}{AM} = \frac{AN}{AM}.$$

Значение d и длина одного из потенциальных элементов определяют размеры всех остальных потенциальных элементов зонда. Например, при заданных BN и d имеем

$$AM = \frac{BN}{2d+1},\ BM = AN = AM{\cdot}d = \frac{BN{\cdot}d}{2d+1} \text{ и т. п.}$$

Целенаправленное регулирование условий и результатов суперпозиции потенциалов с помощью изменений соотношений потенциальных элементов d при одном размере зонда с целью повышения возможностей каротажа названо фокусированием, а отношение d — фокусировочным.

По результатам наблюдений фокусировочными зондами определяют кажущееся сопротивление $\rho_к$ по известным формулам:

$$\rho_к = K\frac{\Delta V}{I},$$

где I — сила тока в линии AB, а K — коэффициент фокусировочного зонда [4]:

$$K = 4\pi\,\frac{BO{\cdot}d}{d^2 - d - 1}.$$

Результаты зондирований при BO = var представляют обычно в виде кривых ФКЗ $\rho_к = f(BO)$, при d = const в билогарифмическом масштабе виде.

АППАРАТ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Проверка целесообразности применения ФКЗ, оценка диапазонов изменений абсолютных и относительных параметров фокусировочных зондов (ФЗ) и выявление других особенностей метода ФКЗ, обеспечивающих повышение его возможностей, осуществлялись, в частности, с помощью массового математического моделирования зондирований. Использовалось несколько программно реализованных математических моделей.

1. Одномерная цилиндрически-слоистая среда. Постоянный ток. Точечные заземления на оси скважины. Модель актуальна в случае пересечения скважиной толстого однородного слоя.

2. Одномерная горизонтально-слоистая среда. Постоянный ток. Точечные заземления по наклонной (в частности, вертикальной) линии — оси скважины. Скважина не учитывается.

3. Двухмерная модель с цилиндрическими и горизонтальными границами. Постоянный ток. Метод конечных разностей (автор — И.В. Суродина, Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, г. Новосибирск).

4. Одномерная цилиндрически-слоистая среда. Цилиндрическая среда формируется скважиной, заполненной буровым раствором, зоной проникновения, а также корпусом зонда. Учет конечных размеров электродов (кольцевые электроды, располагающиеся на цилиндрической поверхности корпуса зонда). Гармонический режим.

Одномерный математический аппарат на постоянном токе для точечных электродов достаточно известен, и мы здесь его приводить не будем. Использованная программа двухмерных расчетов ранее хорошо апробирована и проверялась нами сравнением с одномерными расчетами. Последний объект представляет самостоятельный интерес (гармонический режим для гальванического источника и распределенные заземления) и мы приводим здесь полное решение.

Итак, рассмотрим цилиндрически-слоистую кусочно-однородную геоэлектрическую модель, в которой введем цилиндрическую систему координат. Каждый слой будем считать изотропным. Найдем выражения для всех компонент электромагнитного поля при условии, что на определенной цилиндрической границе (фактической или фиктивной, $r = r_l$) геоэлектрического разреза задано распределение поверхностной плотности стороннего тока (в А/м), меняющегося по гармоническому закону — $\mathbf{J}^{\text{ст}}(\varphi, z)\cdot e^{-i\omega t}$.

Для определения искомых компонент поля требуется решить систему уравнений Максвелла в каждом однородном слое ($n = 0, 1, ..., N$). Для гармонического режима система примет следующий вид:

$$\mathrm{rot}\mathbf{H} = \sigma_n\mathbf{E},\ \ \mathrm{div}\mathbf{H} = 0,$$

$$\mathrm{rot}\mathbf{E} = i\omega\mu_n\mathbf{H},\ \ \mathrm{div}\mathbf{E} = 0.$$

Здесь и далее σ_n — комплексная проводимость n-го слоя, т. е. $\sigma_n \equiv 1/\rho_n - i\omega\varepsilon_n$.

На простых границах ($r = r_n, n = 1, 2, ..., N, n \neq l, 1 \leq l \leq N$) между слоями непрерывны тангенциальные (вертикальные и азимутальные) компоненты электромагнитного поля ($H_z, H_\varphi, E_z, E_\varphi$). На границе ($r = r_l$), в которой протекает поверхностный сторонний ток, должны выполняться особые граничные условия:

$$[E_z]|_{r=r_l} = 0,\ \ [H_z]|_{r=r_l} = -J_\varphi^{\text{ст}}(\varphi, z),$$

$$[E_\varphi]|_{r=r_l} = 0,\ \ [H_\varphi]|_{r=r_l} = -J_z^{\text{ст}}(\varphi, z). \qquad (1)$$

Обращаем внимание читателя, что здесь подразумевается поверхностная плотность тока (в А/м). Таким образом, источник поля в задаче мы учитываем как дополнительные граничные условия. Такой подход был ранее использован нами в [1, 3].

В каждом однородном слое **H** и **E** удовлетворяют уравнению Гельмгольца:

$$\Delta\mathbf{F} - k_n^2\mathbf{F} = 0,\ \ \mathbf{F} = \mathbf{H}, \mathbf{E}. \qquad (2)$$

Здесь и далее $k_n^2 = -i\omega\mu_n\sigma_n$ ($n = 0, 1, ..., N$). Присоединяя сюда еще условия излучения на бесконечности, мы вполне определили задачу.

В дальнейшем распределение стороннего тока принимаем осесимметричным и соосным с цилиндрически-слоистой средой, т. е.

$$\mathbf{J}^{\text{ст}} = \{0, J_\varphi^{\text{ст}}(z), J_z^{\text{ст}}(z)\},$$

так что решение не зависит от φ и задача радикально упрощается. Уравнения (2) для H_r, E_r принимают вид

$$\Delta F - \frac{F}{r^2} - k_n^2\cdot F = 0,\ \ F(r, z) = H(r, z), E(r, z) \qquad (3)$$

и, соответственно, условия для нормальных компонент электромагнитного поля ($r = r_n, n = 1, 2, ..., N$):

$$[\sigma E_r]|_{r=r_n} = \begin{cases} -\dfrac{\partial J_z^{\text{ст}}}{\partial z}, & n = l, \\ 0 & n \neq l \end{cases},\ \ \left[\frac{E_r}{r} + \frac{\partial E_r}{\partial r}\right]\Big|_{r=r_n} = 0, \qquad (4)$$

$$[\mu H_r]|_{r=r_n} = 0,\ \ \left[\frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r}\right]\Big|_{r=r_n} = \begin{cases} \dfrac{\partial J_\varphi^{\text{ст}}}{\partial z}, & n = l \\ 0, & n \neq l \end{cases}. \qquad (5)$$

Задачи (3)—(5) для H_r, E_r скалярны и независимы. Решим эти задачи разделением переменных, воспользовавшись преобразованием Фурье по координате z:

$$f(r, z) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} f^*(r, z)\cdot e^{i\xi z}\, d\xi,\; f^*(r, z) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} f(r, z)\cdot e^{-i\xi z}\, dz. \tag{6}$$

Если применить преобразование Фурье к задачам (3)—(5) для H_r, E_r и определить:

$$E_r^*(r, \xi) = X(r)\cdot A^*(\xi),\quad H_r^*(r, \xi) = Y(r)\cdot B^*(\xi), \tag{7}$$

где

$$A^*(\xi) = -\int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial J_z^{\text{ст}}}{\partial z}\cdot e^{-i\xi z}\, dz,\quad B^*(\xi) = -\int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial J_\varphi^{\text{ст}}}{\partial z}\cdot e^{-i\xi z}\, dz,$$

мы сведем задачу к нахождению двух совершенно независимых ни друг от друга, ни от конфигурации источника функций X и Y, которые в каждом однородном слое ($n = 0, 1, ..., N$) удовлетворяют одному и тому же уравнению:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial F}{\partial r} - \left(\frac{1}{r^2} + p_n^2\right)F = 0,\quad F = X, Y, \tag{8}$$

где $p_n = \sqrt{k_n^2 + \xi^2}$, но разным условиям на границах ($r = r_n$, $n = 1, 2, ..., N$):

для X
$$[\sigma X]|_{r = r_n} = \begin{cases} 1, & n = l \\ 0, & n \neq l \end{cases},\quad \left[\frac{X}{r} + X_r'\right]\Big|_{r = r_n} = 0, \tag{9}$$

для Y
$$[\mu Y]|_{r = r_n} = 0,\quad \left[\frac{Y}{r} + Y_r'\right]\Big|_{r = r_n} = \begin{cases} 1, & n = l \\ 0, & n \neq l \end{cases}, \tag{10}$$

причем X и Y конечны при $r = 0$ и стремятся к 0 при $r \to \infty$.

Применяя преобразование Фурье (6) к выражениям компонент электромагнитного поля и учитывая независимость от φ, легко получить выражения для их образов Фурье в каждом однородном слое ($n = 0, 1, ..., N$):

$$H_r^* = Y\cdot B^*,\quad E_r^* = X\cdot A^*,$$

$$H_\varphi^* = i\sigma_n\, r^2\bar{\xi}\cdot X\cdot A^*,\quad E_\varphi^* = -\,\omega\mu_n\, r^2\bar{\xi}\cdot Y\cdot B^*,$$

$$H_z^* = ir\bar{\xi}\left(Y + r\frac{\partial Y}{\partial r}\right)B^*,\; E_z^* = ir\bar{\xi}\left(X + r\frac{\partial X}{\partial r}\right)A^*,$$

где $\bar{\xi} = \frac{1}{r^2\xi}$.

Решим краевые задачи (8)—(10). Обозначим $X(r)$ и $Y(r)$ через $R(r)$, так как эти функции зависят только от r и удовлетворяют одному и тому же уравнению. Функцию $R(r)$ определим как

$$R(r) = \begin{cases} P\cdot\zeta(r), & r \le r_l \\ Q\cdot\zeta(r), & r \ge r_l \end{cases}.$$

Заметим, что функция $\zeta(r)$, как и функция $R(r)$, является решением уравнения (8).

Опуская процесс вычисления, достаточно подробно описанный в [3], приведем сразу выражения функции $\zeta(r)$ через ее же значения $\zeta_{i\pm 0} = \zeta(r)|_{r = r_l \pm 0}$ и $\zeta'_{i\pm 0} = \zeta_r'(r)|_{r = r_l \pm 0}$ на дальней ($i = n + 1$) и ближней ($i = n$) цилиндрических границах n-го слоя ($n = 1, 2, ..., N$):

- через значения на верхней границе:

$$\zeta(r) = \frac{\zeta_{1-0}}{I_1(p_0 r_1)} I_1(p_0 r),\; r < r_1,$$

$$\zeta(r) = r_{n+1}\,[\zeta_{n+1-0}\cdot\alpha_1^1(r, n) - \zeta'_{n+1-0}\cdot\beta_1^1(r, n)], \tag{11}$$

- через значения на нижней границе:

$$\zeta(r) = r_n\,[\zeta_{n+0}\cdot\alpha_1^0(r, n) - \zeta'_{n+0}\;\cdot\beta_1^0(r, n)],$$

$$\zeta(r) = \frac{\zeta_{N+0}}{K_1(p_n\,r_N)}\,K_1(p_N\,r),\;\; r > r_N, \tag{12}$$

где

$$\alpha_m^j\,(r, n) = I'_{m,\,r}\,|_{r = r_{n+j}}\cdot K_m\,(p_n\,r) - K'_{m,\,r}\,|_{r = r_{n+j}}\cdot I_m\,(p_n\,r),$$

$$\beta_m^j\,(r, n) = I_m\,(p_n\,r_{n+j})\,K_m\,(p_n\,r) - K_m\,(p_n\,r_{n+j})\,I_m\,(p_n\,r),$$

$$I'_{m,\,r}\,|_{r = r_n} = \frac{\partial I_m\,(p_n\,r)}{\partial r}\Big|_{r = r_n} \quad \text{и} \quad K'_{m,\,r}|_{r = r_n} = \frac{\partial K_m\,(p_n\,r)}{\partial r}\Big|_{r = r_n}.$$

При переходе границ между слоями ($r = r_n$, $n = 1, 2, ..., N$, $n \neq l$) непрерывны следующие функции:

для X $\qquad f = \dfrac{\zeta}{r} + \zeta'_r,\;\; h = \sigma\zeta;$

для Y $\qquad f = \mu\zeta,\;\; h = \dfrac{\zeta}{r} + \zeta'_r.$

Константы P и Q определяются из условий на границе с источником. Окончательно имеем

$$R\,(r) = \begin{cases} \dfrac{f|_{r = r_l + 0}}{f|_{r = r_l - 0}\cdot h|_{r = r_l + 0} - f|_{r = r_l + 0}\cdot h|_{r = r_l - 0}}\cdot\zeta(r), & r < r_l, \\[2ex] \dfrac{f|_{r = r_l - 0}}{f|_{r = r_l - 0}\cdot h|_{r = r_l + 0} - f|_{r = r_l + 0}\cdot h|_{r = r_l - 0}}\cdot\zeta(r), & r > r_l. \end{cases}$$

Таким образом, можно последовательно, переходя от одного слоя к другому и применяя формулы (11), (12), вычислить значения функции $X(r)$ и $Y(r)$, что определяет по формулам (7) нормальные компоненты (их прообразы), а следовательно, и прообразы всех компонент электромагнитного поля.

Рассмотрим применение вышеописанного алгоритма для расчета поля фокусировочного зонда с системой круговых электродов радиуса r_l. Координаты питающих и измерительных электродов A, B, M и N равны z_A, z_B, z_M и z_N соответственно. Через питающие электроды A и B протекает ток I.

Этот источник электромагнитного поля можно описать осесимметричным распределением поверхностного электрического тока, имеющим только вертикальную компоненту $J_Z^{\text{ст}}$ (в А/м), которая выражается следующим образом:

$$J_Z^{\text{ст}}(z) = \frac{I}{2\pi r_l}\,[U\,(z - z_B) - U\,(z - z_A)].$$

Следовательно, „функции источника“ имеют вид

$$A^*(\xi) = -\frac{I}{2\pi r_l}\,(e^{-i\xi z_B} - e^{-i\xi z_A}),$$

$$B^*(\xi) = 0.$$

Откуда получаем выражения для Фурье-образа вертикальной компоненты электрического поля

$$E_z^* = -\frac{iI}{2\pi r_l\,\xi}\left(\frac{X}{r} + \frac{\partial X}{\partial r}\right)(e^{-i\xi z_B} - e^{-i\xi z_A}).$$

Переходя к искомым компонентам поля, при помощи обратного преобразования Фурье (6) получим

$$E_z\,(r, z) = -\frac{iI}{4\pi^2 r_l}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\left(\frac{X}{r} + \frac{\partial X}{\partial r}\right)(e^{-i\xi(z - z_B)} - e^{i\xi(z - z_A)})\,\frac{d\xi}{\xi}.$$

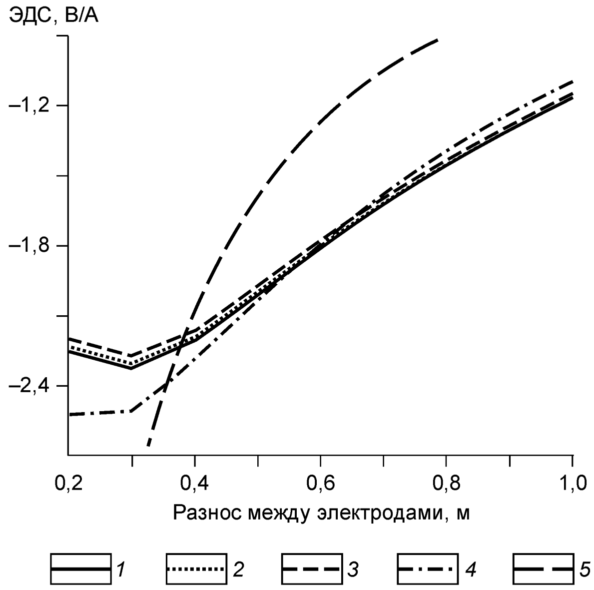
Соответственно, при нашем расположении измерительных электродов M и N, проинтегрировав выражение (31) по z от z_M до z_N , получим разностный сигнал

$$\Delta V = \frac{I}{2\pi^2 r_l}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{Z}{\xi^2}\left(\frac{X}{r} + \frac{\partial X}{\partial r}\right)d\xi,$$

где $Z = \cos\,[\xi(z_M - z_B)] - \cos[\xi(z_N - z_B)] - \cos[\xi(z_M - z_A)] + \cos[\xi(z_N - z_A)]$.

Рис. 2. Сравнение расчетов ЭДС фокусировочного зонда с круговыми и точечными электродами.

1 — точечные электроды; круговые электроды без учета корпуса: *2* — $r = 0{,}05$ м, *3* — $r = 0{,}1$ м; с учетом корпуса: *4* — $r = = 0{,}05$, *5* — $r = 0{,}1$ м.



На рис. 2 приведены результаты расчетов по построенному алгоритму, которые сравнивались с синтетическим разностным сигналом, рассчитанным программой для фокусировочного зонда с точечными заземлениями.

В этом примере рассматривались четырехслойная (в случае фокусировочного зонда с точечными заземлениями) и пятислойная (для фокусировочного зонда с круговыми заземлениями) кусочно-изотропные геоэлектрические модели сред, в которых радиусы фактических границ были равны 0,108, 0,3 и 0,7 м. Удельные электрические сопротивления (УЭС) слоев, представляющих собой скважину с буровым раствором, промытую и окаймляющую зоны и вмещающую среду, были равны 1, 25, 8 и 15 Ом·м соответственно. В пятислойной среде источник располагался на фиктивной границе радиуса 0,01; 0,05 или 0,1 м. При этом магнитные и диэлектрические проницаемости слоев были равны соответственно магнитной и диэлектрической проницаемостям вакуума. Электродная система соответствовала схеме *BMAN*, где $BM = MA = AM = \mathrm{var}$. Режим тока — постоянный.

Из рис. 2 видно, что при увеличении расстояния между электродами кривые ЭДС, как и следовало ожидать, сходятся. Заметим, однако, что при большом радиусе (0,1 м), когда окружность кольцевого электрода близка к поверхности первой границы, влияние конечных размеров электродов сохраняется при больших длинах зонда. При радиусе круговых электродов, равном 0,01 м, кривые ЭДС визуально совпали, и максимальная относительная разность между ними составила 0,4 %. Если еще учесть корпус (УЭС = 10^{10} Ом·м), то мы получим всюду отличающиеся (в большей или меньшей степени) кривые ЭДС.

АНАЛИЗ КРИВЫХ ФКЗ

Расчеты для анализа возможностей ФКЗ проводились, в частности, для двухслойных сред, состоящих из скважины, заполненной буровым раствором, пересекающей однородный пласт большой мощности. Соотношения μ (отношение сопротивления пласта $\rho_п$ и бурового раствора $\rho_{бр}$) изменялись от 1/1024 до 1024 с геометрическим шагом 2, соотношения полуразносов зонда *BO* к диаметру скважины *D* изменялись от 0,1 до 1000 с геометрическим шагом $\sqrt[4]{2}$, величины *d* изменялись в диапазоне от 0,1 до первых десятков с кусочно-равномерным арифметическим шагом, зависящим от степени изменчивости кривых ФКЗ.

Результаты математического моделирования представлены в виде нескольких десятков палеток двухслойных кривых ФКЗ в координатах $\rho_к/\rho_{бр} = f(BO/D)$ при $d = \mathrm{const}$ и $\mu = \mathrm{var}$.

На рис. 3,*б*, *в* видна существенно повышенная разрешенность минимумов кривых ФКЗ при $d = 1{,}3$, $\mu = 1/4$, 1/8, 1/16 и при $d = 3{,}2$, $\mu = 8$, 16, 32, в обоих случаях $BO/D \approx 2{,}5$, при которых кривые на рис. 3,*а* разрешены во много раз меньше.

На палетках видно, что при всех конечных значениях *d* кривые ФКЗ имеют левые и правые горизонтальные асимптоты, равные УЭС бурового раствора и пласта соответственно. Характер кривых между начальной и конечной горизонтальными асимптотами существенно зависит от величин *d* и μ. Лишь при $d = 1$, ввиду равенства модулей потенциалов V_{AM} и $V_{BM,\,AN}$ и противоположности их знаков, как отмечено в [5], фокусировочные кривые при $BN/BM = 3$ близки к градиентным, но вместе с этим при $\mu < 1$ минимумы кривых ФКЗ не опускаются ниже уровня $\rho_п$. С уменьшением $d < 1$ наклонные ветви кривых ФКЗ существенно смещаются вправо в сторону повышения *BO*/*D* с приближенным сохранением крутизны наклонов. Это свидетельствует о снижении глубины исследований, но повышении возможностей определения за $\rho_{бр}$.

С увеличением *d* от 1 до $d_0 = (1 + \sqrt{5})/2 \approx 1{,}618$ (когда в однородной среде все потенциалы взаимокомпенсируются и происходит разрыв коэффициента *K* и меняется его знак [5]) наклонные ветви кривых

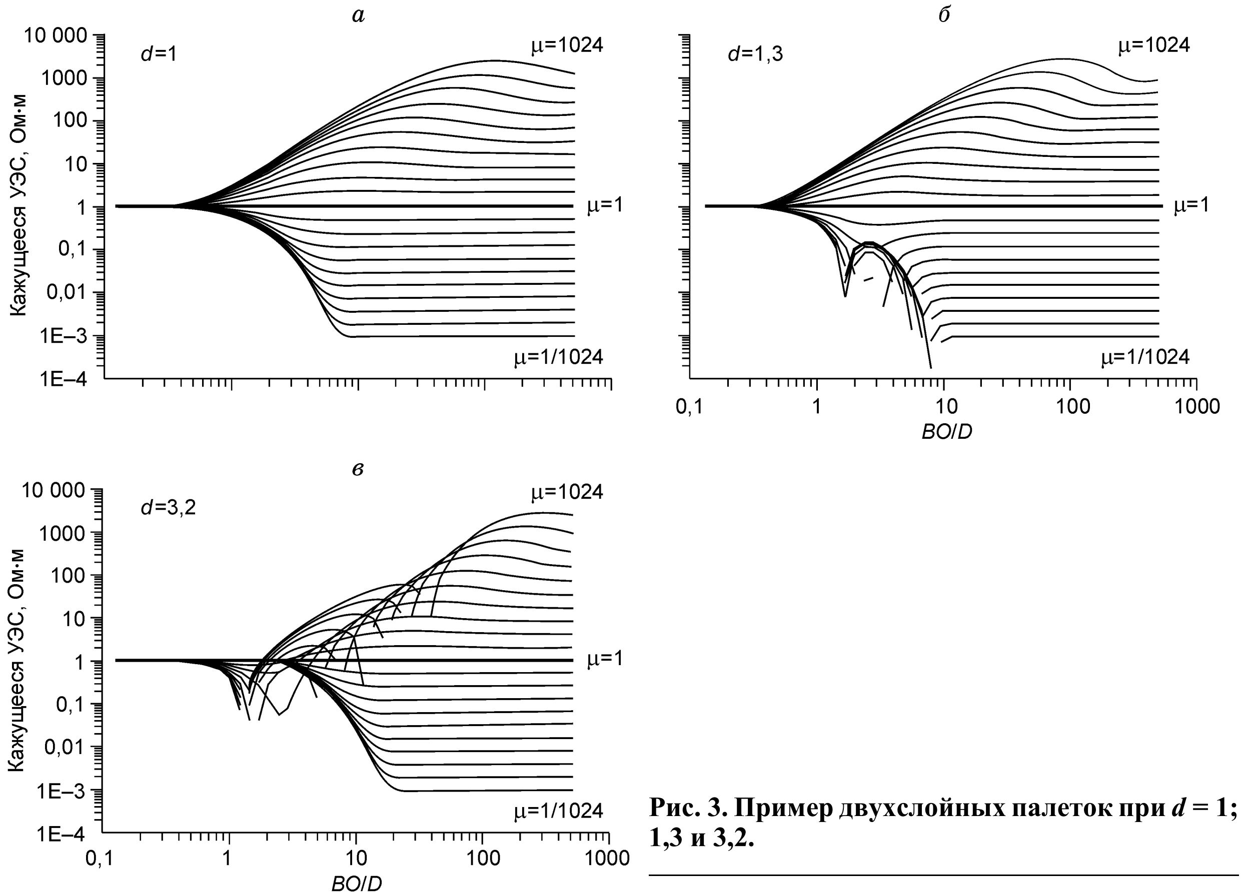


Рис. 3. Пример двухслойных палеток при d = 1; 1,3 и 3,2.

при всех μ последовательно смещаются в сторону меньших BO/D, что свидетельствует о повышении глубинности исследований. Вместе с этим на конечных правых участках наклонных ветвей кривых при $\mu < 1$, начиная с их наименьших значений (т. е. в данном случае с $\mu = 1/1024$ и до стремящихся к 1) начинают четко проявлятся минимумы с уровнями $\rho_к < \rho_п$. С увеличением d эти минимумы сначала быстро углубляются и меняют знак. При фиксированном d эти изменения происходят одновременно в диапазонах μ, различающихся, по крайней мере, в несколько раз. При этом разрешенность в минимумах кривых с μ, различающимся в 2 раза, может в несколько раз превышать разрешенность в области их правых асимптотических ветвей. Абсциссы BO/D этих минимумов изменяются от нескольких единиц при наименьших μ до двух при $\mu \to 1$, т. е. значительно меньше, чем в области правых асимптот. При $\mu > 1$, в рассматриваемом диапазоне d, смещение наклонных ветвей влево сопровождается слабым повышением их разрешенности, выражающемся в небольших расхождениях всех кривых, образованием широких пологих максимумов при $d \approx 1 - 1{,}2$, положительных минимумов после максимумов при $d \approx 1{,}3 - 1{,}4$ и отрицательных минимумов после максимумов при $d \geq 1{,}5$.

При $d > d_0$ и $\mu < 1$ вместо минимумов образуются слабо разрешенные положительные максимумы. С увеличением d с шагом 0,1 значения максимумов быстро снижается до величин, превышающих $\rho_{бр}$ не более чем на первые десятки процентов. Наклонные ветви смещаются вправо в диапазон $BO/D \approx 4 - 12$ при $d = 1{,}7$ и $BO/D \approx 4 - 50$ при $d = 10{,}8$.

При $d > d_0$ и $\mu > 1$ там, где при $d < d_0$ были восходящие ветви, тоже образуются минимумы. При $d \to d_0$ они являются широкими, отрицательными, расширяющимися с увеличением μ. С увеличением d они постепенно локализуются в ограниченных диапазонах μ, начиная с $\mu \to 1$. При локализации они меняют знак на положительный и характеризуются существенно повышенной разрешенностью в сравнении с их правыми асимптотическими ветвями. Абсциссы хорошо разрешенных положительных минимумов при d = 1,9; 4; 8 и μ, соответственно, 2, 32, 256 близки к 2, 3, 4, 5. При фиксированных d эти изменения тоже происходят со смещением стадий одновременно в диапазонах μ, различающихся в

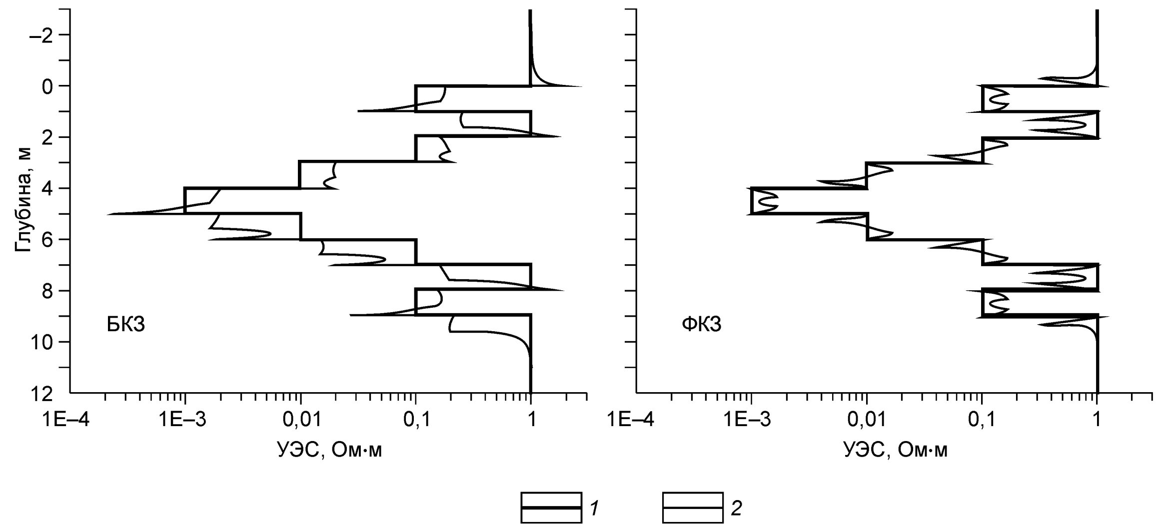


Рис. 4. Одномерное моделирование БКЗ и ФКЗ.

1 — УЭС среды, *2* — кажущееся УЭС.

несколько раз. При увеличении d выше наиболее благоприятных значений, разрешенность положительных минимумов, как и при $\mu < 1$, постепенно снижается, а их абсциссы уменьшаются.

Наибольшей разрешенностью характеризуются минимумы кривых ФКЗ, уровень которых находится в окрестности смены знака сигнала. Поскольку она происходит при полной взаимокомпенсации потенциалов с разными знаками, то в указанных окрестностях необходимо осторожно использовать сигналы, меньшие уровня уверенно измеряемых. В остальных условиях сигналы, регистрируемые фокусировочными зондами, значительно выше сигналов, измеряемых в градиент-зондах при прочих равных условиях.

Наиболее разрешенные минимумы кривых ФКЗ приходятся на значительную часть номограммы в координатах $\rho_к/\rho_{бр} = f(AO/D)$ для градиент-зондов [6], в которой применение последних не рекомендуется из-за низкой разрешенности наклонных ветвей кривых БКЗ с помощью градиент-зондов. Поэтому метод ФКЗ позволяет не только повысить разрешающую способность получаемых кривых, но и существенно расширить область применимости метода ФКЗ в сравнении с методом БКЗ.

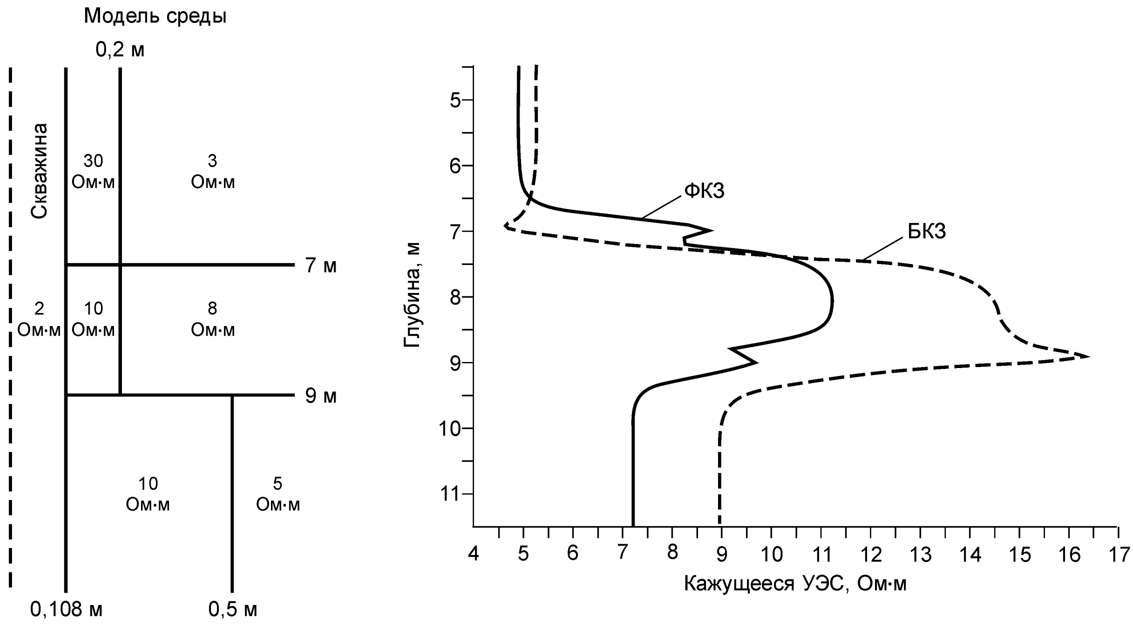


Рис. 5. Двумерное моделирование БКЗ и ФКЗ.

Приведем также прямое сравнение каротажных диаграмм ФКЗ и БКЗ. В первом примере зонды ФКЗ ($BM = MA = AN = 0{,}2$ м, т. е. $d = 1$) и БКЗ ($BA = \infty$, $AM = 0{,}585$, $MN = 0{,}015$ м) пересекали горизонтально-слоистую среду. УЭС слоев и кажущееся сопротивления приведены на рис. 4.

Во втором примере рассматривалась двухмерная среда с параметрами, приведенными на рис. 5. На этом же рисунке приведены диаграммы профилирования зондами БКЗ ($BA = \infty$, $AM = 0{,}4$, $MN = 0{,}1$ м) и ФКЗ ($BM = MA = AN = 0{,}2$ м).

Из рисунков видно, что диаграммы ФКЗ наилучшим образом соответствуют заданным моделям.

ВЫВОДЫ

Фокусировочные каротажные зондирования (ФКЗ) обеспечивают повышение возможностей электрического каротажа (разрешающую способность, глубинность, условия применимости и др.).

Реализация ФКЗ возможна с помощью существующей аппаратуры для методов постоянного тока, не исключается целесообразность ее замены модификациями, полнее учитывающими дополнительные возможности метода.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Могилатов В.С.** Возбуждение электромагнитного поля в слоистой Земле горизонтальным токовым листом // Изв. РАН, Сер. Физика Земли, 1998, № 5, с. 45—53.
2. **Табаровский Л.А.** Применение метода интегральных уравнений в задачах геоэлектрики. Новосибирск, Наука, 1975, 140 с.
3. **Борисов Г.А., Могилатов В.С.** Электромагнитное возбуждение цилиндрически-слоистой среды различными источниками // Сибирский журнал индустриальной математики, 2002, т. V, № 3, с. 53—66.
4. **Фролов В.Х.** О возможностях повышения геологической эффективности электроразведки // Изв. вузов. Геология и разведка, 1989, № 1, с. 100—108.
5. **Фролов В.Х.** Повышение эффективности электрических зондирований с помощью фокусирования // Повышение эффективности геофизических методов поисков и оценки месторождений полезных ископаемых на основе математического моделирования. Новосибирск, СНИИГГиМС, 1986, с. 98—111.
6. **Дахнов В.Н.** Интерпретация результатов геофизических исследований разрезов скважин. М., Гостоптехиздат, 1955, 492 с.

Рекомендована к печати 30 августа 2005 г.
С.В. Гольдиным

Поступила в редакцию
20 апреля 2004 г.