

ЛИТЕРАТУРА

1. *Хаматдинов Р. Т., Зотов А. Ф., Еникеева Ф. Х.* Методические указания по проведению плотностного гамма-гамма-каротажа в нефтяных и газовых скважинах аппаратурой СГП2-АГАТ и обработке результатов измерений. Калинин: ВНИГИК, 1988.
2. *Хаматдинов Р. Т.* Определение плотности и литологии горных пород в разрезах скважин гамма-гамма-методом: Дисс. ... докт. техн. наук. Калинин: НПО "Союзпромгеофизика", МНТК "ГЕОС", 1988.

Рецензент канд. техн. наук В. Н. Даниленко

УДК 550.837

*В. С. Могилатов, В. В. Потапов
ИНГГ СО РАН*

УНИВЕРСАЛЬНОЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДЛЯ ИНДУКЦИОННОГО КАРОТАЖА

Представлены в компактной форме основные математические инструменты для разработчиков матаппарата и приборов индукционного каротажного зондирования, в том числе базовый математический аппарат индукционных каротажных зондирований из наклонной скважины в многослойной, анизотропной среде, а также некоторые приемы численной реализации. Предложен алгоритм для описания сложных многочастотных, многокомпонентных, многокатушечных приборов для электромагнитного каротажа. Приведено краткое описание универсального сервисного матобеспечения для экспертной оценки любых приборов индукционного каротажа в виде программы Emily.

Ключевые слова: индукционный каротаж, анизотропия, матобеспечение, наклонная скважина.

В современных методах индукционного каротажа используют многокомпонентные, многокатушечные, многочастотные приборы с выходными сигналами, сформированными из элементарных сигналов двухкатушечных зондов по сложным алгоритмам. Каротаж предполагается проводить в наклонных и горизонтальных скважинах, пересекающих многослойную анизотропную среду. Широкое применение индукционного каротажа базируется на огромном количестве

специальных методик, обеспеченных соответствующими приборами каротажа. Каждая зарубежная сервисная компания (Schlumberger, Baker Hughes, Halliburton и пр.) имеет собственные коллекции таких приборов. В России применяются свои разработки, например метод ВИКИЗ [7] и серия приборов для этого метода (ЗАО НПГГА “Луч”). Каждая методика (каждый прибор) обеспечена математическими средствами. Хотя основа для моделирования сигналов всех этих приборов одна, конечное сервисное выражение многообразно и малодоступно (в совокупности) специалистам. В настоящей работе рассмотрен базовый математический аппарат индукционных каротажных зондирований в компактной форме и предлагается алгоритм для описания сложных многочастотных, многокомпонентных, многокатушечных приборов для электромагнитного каротажа. Этот алгоритм позволил создать универсальное сервисное матобеспечение для экспертной оценки любых приборов индукционного каротажа в виде программы Emily.

Характеризуя данное матобеспечение как универсальное, авторы, конечно, должны определить рамки этой “универсальности”, а именно универсальный подход к моделированию различных каротажных приборов, но с использованием лишь горизонтально-слоистой (анизотропной) модели среды. Эта модель важна для методических изысканий и для базового проектирования прибора, но в практической работе с уже выбранным инструментом крайне важны двухмерные и трехмерные модели. Такие модели реализуются в конкретных методиках.

Модель

Предполагается рассмотреть базовое математическое обеспечение, которое должно быть основано на одномерной модели среды. Как показано на рис. 1, каждый слой обладает трансверсальной анизотропией. Подразумеваются две системы координат. Одна связана со средой (XYZ), другая привязана к телу прибора (xuz , ось z направлена вдоль прибора), и вместе с ним наклоняется (угол θ) и вращается (угол φ). Зная все компоненты поля в системе, связанной со средой, от диполей, ориентированных по осям координат, то есть H_{XY} , H_{XZ} , H_{YZ} , H_{ZX} , H_{ZY} и H_{ZZ} , можно выразить девять измеряемых в приборе значений (h_{xx} , h_{xy} , h_{xz} , ... и т. д.) для зонда с трехкомпонентным источником и с трехкомпонентным приемником, ориентированными по осям своей системы:

$$\begin{aligned}
 h_{xx} &= C_\theta^2 C_\varphi^2 H_{XX} + S_\varphi^2 H_{YY} + S_\theta^2 C_\varphi^2 H_{ZZ} - C_\theta S_\theta C_\varphi^2 (H_{XZ} + H_{ZX}); \\
 h_{xy} &= S_\varphi C_\varphi [-C_\theta^2 H_{XX} + H_{YY} - S_\theta^2 H_{ZZ} + C_\theta S_\theta (H_{XZ} + H_{ZX})]; \\
 h_{xz} &= C_\varphi [C_\theta S_\theta (H_{XX} - H_{ZZ}) + C_\theta^2 H_{XZ} - S_\theta^2 H_{ZX}]; \\
 h_{yx} &= h_{xy}; \\
 h_{yy} &= C_\theta^2 S_\varphi^2 H_{XX} + C_\varphi^2 H_{YY} + S_\theta^2 C_\varphi^2 H_{ZZ} - C_\theta S_\theta S_\varphi^2 (H_{XZ} + H_{ZX}); \quad (1) \\
 h_{yz} &= S_\varphi [C_\theta S_\theta (H_{XX} - H_{ZZ}) + C_\theta^2 H_{XZ} - S_\theta^2 H_{ZX}]; \\
 h_{zx} &= C_\varphi [C_\theta S_\theta (H_{XX} - H_{ZZ}) - S_\theta^2 H_{XZ} + C_\theta^2 H_{ZX}]; \\
 h_{zy} &= S_\varphi [C_\theta S_\theta (H_{XX} - H_{ZZ}) - S_\theta^2 H_{XZ} + C_\theta^2 H_{ZX}]; \\
 h_{zz} &= S_\theta^2 H_{XX} + C_\theta^2 H_{ZZ} + C_\theta S_\theta (H_{XZ} + H_{ZX}).
 \end{aligned}$$

Здесь $C_\theta = \cos \theta$; $S_\theta = \sin \theta$; $C_\varphi = \cos \varphi$; $S_\varphi = \sin \varphi$, H_{ZX} , например, есть x -компонента вертикального магнитного диполя, и т. д. Разумеется,

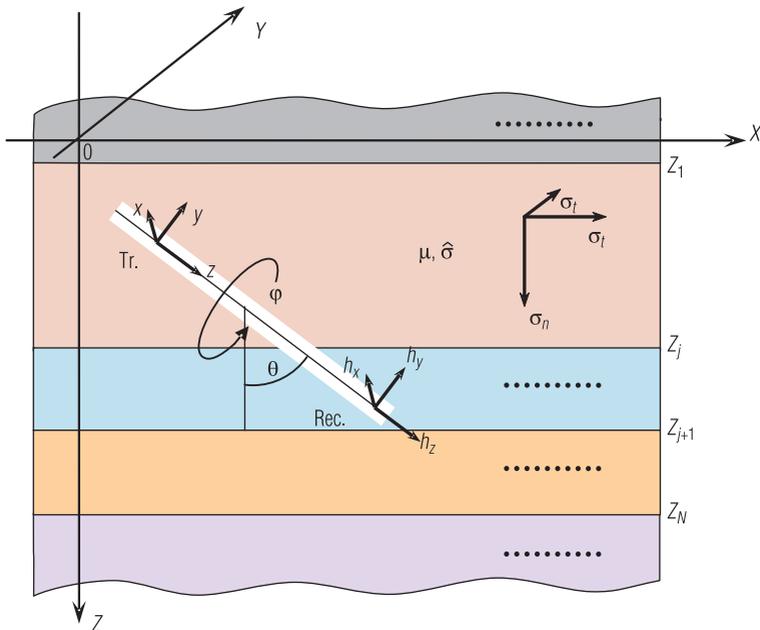


Рис. 1. Модель среды, источник и приемник

формулы (1) есть частный случай хорошо известных математических преобразований систем координат, но в контексте индукционного каротажа они также хорошо известны (например, [10]).

Легко понять, почему девять компонент в системе прибора определяются только пятью компонентами в системе среды – H_{XX} , H_{XZ} (от горизонтального диполя с моментом M_x), H_{YY} (от горизонтального диполя с моментом M_y), H_{ZX} , H_{ZZ} (от вертикального диполя с моментом M_z). Это происходит оттого, что среда обладает азимутальной однородностью, и можно считать, что прибор (зонд) всегда находится в плоскости ZX . Но в этой плоскости H_{XY} , H_{YX} , H_{ZY} и H_{YZ} равны 0. Заметим, что только H_{XX} и H_{YY} зависят от вертикальных сопротивлений (или от σ_n , рис. 1).

Формулы (1) дают интересные возможности. Комбинируя сигналы определенным образом, можно исключить влияние различных параметров среды и положения прибора. Например, сумма $h_{xx} + h_{yy}$, как легко видеть, не зависит от угла вращения φ , что бывает важно, поскольку этот угол не всегда хорошо определяется [10].

Поле наклонного диполя в анизотропной слоистой среде

Итак, для моделирования сигналов в наклонном вращающемся приборе нужно знать решение задачи о поле вертикального и горизонтального магнитных диполей в слоистой анизотропной среде. Формулы для поля вертикального диполя хорошо известны, ниже будет приведено только решение. Кратко рассмотрим решение для горизонтального диполя, которое авторы постарались представить в наиболее компактной и оригинальной форме, хотя были весьма полезны работы [3, 5, 6, 8].

В общем случае рассмотрим источник как некоторый гармонический магнитный ток в плоскости $z = z_0$, характеризующийся поверхностной плотностью $\vec{j}^M(x, y) \cdot \exp(-i\omega t)$ в амперах [1, 4]. Решаем задачу в квазистационарном приближении в однородной по магнитной проницаемости (всюду $\mu = \mu_0$) среде и учтем анизотропию пластов. Таким образом, слоистая среда описывается набором параметров: σ_{i0} , σ_{n0} (верхнее полупространство), σ_{ii} , σ_{ni} ($i = 1, 2, \dots, N - 1$), σ_{iN} , σ_{nN} (нижнее полупространство). Координаты границ – z_i , $i = 1, 2, \dots, N$, ось z направлена вниз, $z_1 = 0$.

В каждом однородном слое ($i = 0, 1, \dots, N$) и исключая плоскость $z = z_0$, нужно решить систему уравнений Максвелла:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= \hat{\sigma}_i \vec{E}, \operatorname{rot} \vec{E} = \mathbf{i} \omega \mu_0 \vec{H}, \\ \operatorname{div} \vec{j} &= 0, \operatorname{div} \vec{H} = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\vec{j} = \hat{\sigma}_i \vec{E}, \hat{\sigma}_i = \begin{pmatrix} \sigma_{ii} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{ii} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{ni} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

На границах между слоями горизонтальные компоненты поля непрерывны (H_x, H_y, E_x, E_y). На границе $z = z_0$, которая содержит поверхностный сторонний магнитный ток, должны выполняться особые условия:

$$\begin{aligned} [E_x]_{z=z_0} &= \mathbf{i} \omega \mu_0 \cdot j_y^M(x, y), [H_x]_{z=z_0} = 0, \\ [E_y]_{z=z_0} &= -\mathbf{i} \omega \mu_0 \cdot j_x^M(x, y), [H_y]_{z=z_0} = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Итак, рассматривается однородная система уравнений, а источник учитывается как дополнительное граничное условие в общей задаче для полного поля. Далее отделим горизонтальные координаты посредством двойного преобразования Фурье:

$$f(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} f^*(\xi, \eta, z) e^{\mathbf{i}(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta. \quad (5)$$

Для образов магнитных компонент имеем

$$\begin{aligned} H_x^* &= \bar{\eta} \frac{k_{ni}^2}{2\lambda} V \cdot R^* - \bar{\xi} \frac{1}{2} X'_z \cdot D^*; \\ H_y^* &= -\bar{\xi} \frac{k_{ni}^2}{2\lambda} V \cdot R^* - \bar{\eta} \frac{1}{2} X'_z \cdot D^*; \\ H_z^* &= -\frac{1}{2} X(z, \lambda) \cdot D^*(\xi, \eta), \end{aligned} \quad (6)$$

где $\lambda^2 = \xi^2 + \eta^2$, $\bar{\xi} = \mathbf{i}\xi/\lambda^2$, $\bar{\eta} = \mathbf{i}\eta/\lambda^2$, а функции “источника”

$$D^* = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{div} \vec{j}^M(x, y) e^{-i\xi x} e^{-i\eta y} dx dy, \quad R^* = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{rot}_z \vec{j}^M(x, y) e^{-i\xi x} e^{-i\eta y} dx dy. \quad (7)$$

Для функций V и X (электрическая и магнитная моды) имеем одномерные краевые задачи:

$$\begin{aligned} \text{а) для функции } X: X''_{zz} - u_{ii}^2 X = 0; [X] = \begin{cases} 2, & z = z_0; \\ 0, & z = z_i \end{cases} \\ [X'_z]_{z=z_0, z_i} = 0; X \rightarrow 0; \\ \text{б) для функции } V: V''_{zz} - u_{ni}^2 V = 0; -\infty < z < \infty; \\ [\sigma V]_{z=z_0, z_i} = 0; \left[\frac{1}{\Lambda^2} V'_z \right] = \begin{cases} 2\lambda, & z = z_0; \\ 0, & z = z_i \end{cases}; V \rightarrow 0, |z| \rightarrow \infty, \end{aligned} \quad (8)$$

где $u_{ii}^2 = \lambda^2 + k_{ii}^2$, $u_{ni}^2 = \lambda^2 \Lambda_i^2 + k_{ii}^2$. Здесь z_i ($i = 1, 2, \dots, N$) – координаты границ однородных слоев; z_0 – положение источника.

Краевые задачи (8) решаем, определяя X и V в каждом однородном слое (считая $z = z_0$ границей). Введя функции $\zeta(z)$, независимые от положения источника, определим $F(z) = A_0 \cdot \zeta(z)$ (здесь F обозначает любую из функций X и V , а u_i – любую из u_{ii} , u_{ni}) над границей со сторонним магнитным током ($z < z_0$), причем $\zeta(z)$ определяется сверху вниз через свои же значения на границе [2]:

$$\begin{aligned} \check{\zeta}(z) = \exp(u_0 z), \quad z < z_1, \\ \check{\zeta}(z) = \check{\zeta}_i \cdot \operatorname{ch}[u_i(z - z_i)] + \frac{\check{\zeta}'_i}{u_i} \cdot \operatorname{sh}[u_i(z - z_i)], \quad z_i < z < z_{i+1}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\check{\zeta}_i = \check{\zeta}(z_i)$.

Аналогично определим $F(z) = B_N \cdot \hat{\zeta}(z_i)$ под источником ($z > z_0$), где $\hat{\zeta}(z_i)$ определяется снизу вверх:

$$\begin{aligned} \hat{\zeta}(z) = \exp[-u_N(z - z_N)], \quad z > z_N, \\ \hat{\zeta}(z) = \hat{\zeta}_{i+1} \cdot \operatorname{ch}[u_i(z - z_{i+1})] + \frac{\hat{\zeta}'_{i+1}}{u_i} \cdot \operatorname{sh}[u_i(z - z_{i+1})], \quad z_i < z < z_{i+1}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\hat{\zeta}_i = \hat{\zeta}(z_i)$.

Формулы (9) и (10) определяют механизм рекурсии и позволяют делать расчет для произвольной N -слоистой среды. При переходе простой границы непрерывны функции

$$\text{для } X: h = \zeta \text{ и } f = \zeta'_z / \lambda;$$

$$\text{для } V: f = \sigma_z \zeta \text{ и } h = \frac{1}{\Lambda^2} (\zeta'_z / \lambda). \quad (11)$$

Находим функцию F , имея источник при $z = z_0$ и определяя коэффициенты A_0 и B_N при учете условий на этой границе согласно (8):

$$F(z) = \frac{2\hat{f}(z_0) \cdot \check{\zeta}(z)}{D}, \quad z < z_0 \text{ (над источником),}$$

$$F(z) = \frac{2\check{f}(z_0) \cdot \hat{\zeta}(z)}{D}, \quad z > z_0 \text{ (под источником).} \quad (12)$$

Здесь акценты означают, что функции определяются вниз по формулам (9) или снизу вверх по формулам (10):

$$D = \check{f}(z_0)\hat{h}(z_0) - \hat{f}(z_0)\check{h}(z_0).$$

Рассмотрим теперь горизонтальный магнитный диполь (ГМД), располагаемый на оси Z в точке z_0 с моментом, направленным по оси X . В этом случае плоское распределение магнитного тока, которое предусматривали до сих пор произвольным, примет следующий вид:

$$j_x^M = M_x \cdot \delta(x) \cdot \delta(y), \quad j_y^M = 0, \quad (13)$$

где M_x – величина момента. Далее согласно (7), пользуясь свойствами дельта-функции Дирака, получим следующие конкретные выражения для функций R^* и D^* :

$$R^* = -M_x \cdot (i\eta), \quad D^* = M_x \cdot (i\xi). \quad (14)$$

Таким образом, образы интересующих нас компонент поля ГМД, то есть H_z^* и H_x^* , примут вид

$$H_z^* = -\frac{M_x}{2} X \cdot (i\xi),$$

$$H_x^* = -\frac{M_x}{2} \cdot \left[\left(\frac{i\eta}{\lambda} \right)^2 \cdot \frac{k_n^2}{\lambda} \cdot V + \left(\frac{i\xi}{\lambda} \right)^2 \cdot X'_z \right]. \quad (15)$$

Переходя к оригиналам и производя двойное преобразование Фурье, которое эквивалентно одномерному преобразованию Ханкеля в случае одномерной среды, получим

$$H_z = -\frac{M_x}{4\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty J_0(\lambda r) \lambda X d\lambda,$$

$$H_x = -\frac{M_x}{4\pi} \cdot \left[k_n^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} \int_0^\infty J_0(r\lambda) \frac{V}{\lambda^2} d\lambda + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_0^\infty J_0(r\lambda) \frac{X'_z}{\lambda} d\lambda \right]. \quad (16)$$

Эти формулы (при $y = 0$) дают необходимые для получения магнитной матрицы (h_{ij}) выражения для H_{xx} , H_{xz} и H_{yy} в (1). Остается добавить выражения для H_{zx} и H_{zz} . С этой целью необходимо получить решение для вертикального магнитного диполя (которое не зависит от анизотропии, а зависит только от продольного удельного сопротивления). Решение это широко известно, поэтому сразу приведем результат (который нужно рассмотреть при $y = 0$, $r \equiv x$):

$$H_r = \frac{M_z}{4\pi} \cdot \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda (X^v)'_z d\lambda, \quad (17)$$

$$H_z = \frac{M_z}{4\pi} \cdot \int_0^\infty J_0(\lambda r) \lambda^2 X^v d\lambda. \quad (18)$$

Функция X^v определяется так же, как X в решении для горизонтального диполя, только нужно положить в формулу (11) $f = \zeta$ и $h = \zeta'_z/\lambda$. Таким образом, в формулах (16)–(18) представлено решение для произвольно-ориентированного магнитного диполя в многослойной среде с анизотропией.

Поле магнитного диполя в однородном анизотропном пространстве

В случае однородного анизотропного пространства можно получить простые выражения для гармонических полей вертикального и горизонтального магнитных диполей в однородном анизотропном пространстве, которые являются опорой и контролем численных расчетов по формулам (16)–(18).

Вертикальный магнитный диполь:

$$H_{zz} = \frac{M_z}{4\pi R^3} \cdot \exp(-kR) \cdot \left[-k^2 r^2 - \frac{3r}{R} \cdot \left(kr + \frac{r}{R} \right) + 2 \cdot (1 + kR) \right], \quad (19)$$

$$H_{zr} = -\frac{M_z}{4\pi R^3} \frac{rz}{R^2} \cdot \exp(-kR) \cdot (3 + 3kR + k^2 R^2), \quad (20)$$

где $k = \sqrt{-i\omega\mu\sigma_t}$, $R = \sqrt{r^2 + z^2}$.

Горизонтальный магнитный диполь ($y = 0$, $r \equiv x$):

$$H_{xz} = -\frac{M_x}{4\pi R^3} \frac{rz}{R^2} \cdot \exp(-kR) \cdot [3 + 3kR + k^2 R^2]; \quad (21)$$

$$H_{xx} = \frac{M_x}{4\pi R^3} \left\{ \exp(-kR) \left[2 + kR - \frac{z^2}{R^2} (3 + 3kR + k^2 R^2) \right] + kR \left[\exp(-kR_a) - \frac{z^2}{R^2} \exp(-kR) \right] \right\}; \quad (22)$$

$$H_{yy} = -\frac{M_y}{4\pi R^3} \left\{ \left[\exp(-kR) + \frac{\sigma_n}{\sigma_t} \exp(-kR_a) \frac{R}{R_a} k^2 R^2 \right] + kR \left[\exp(-kR_a) - \frac{z^2}{R^2} \exp(-kR) \right] \right\}; \quad (23)$$

где $R_a = \sqrt{\frac{\sigma_n}{\sigma_t} r^2 + z^2}$.

Численное интегрирование

Выражения (16)–(18) можно использовать только посредством численной реализации. Проблема заключается в том, что нужно обеспечить достаточную сходимость в различных ситуациях, при различных положениях источников и приемников относительно друг друга и слоистой (возможно, тонкослоистой) среды. Если будет использовано почти горизонтальное положение всей приемно-питающей установки, но при этом отдельные ее элементы будут находиться в разных слоях среды, то невозможно выделить однородное пространство и следует принять специальные меры для сходимости интегралов (16)–(18). В

связи с этим предлагается применять несколько модифицированный метод деформации пути интегрирования в комплексной области. Этот метод в применении к прямым задачам электроразведки описан, например, в работе [2]. Считаем полезным напомнить его здесь, поскольку применялся он нечасто.

Итак, заменим функции Бесселя по формуле

$$J_\nu(z) = \frac{1}{2} [H_\nu^{(1)}(z) + H_\nu^{(2)}(z)]$$

и получим два интеграла с функциями Ханкеля. Каждый интеграл берем по своему пути, принимая во внимание

$$\lim_{\rho \rightarrow +\infty} H_\nu^{(1)}(\rho e^{i\varphi}) = 0, \quad \lim_{\rho \rightarrow +\infty} H_\nu^{(2)}(\rho e^{-i\varphi}) = 0, \quad 0 < \varphi < \pi,$$

и используя соотношения

$$K_\nu(z) = \frac{i\pi}{2} e^{i\frac{\pi}{2}\nu} H_\nu^{(1)}(ze^{i\frac{\pi}{2}}) = -\frac{i\pi}{2} e^{-i\frac{\pi}{2}\nu} H_\nu^{(2)}(ze^{-i\frac{\pi}{2}}),$$

то есть переходя к модифицированным функциям Бесселя. Таким образом, можно заменить интегрирование по вещественной оси (или по ее части) интегрированием по лучам в области комплексных значений λ , на которых имеем теперь затухание в виде функций $K_\nu(z)$. Принимая во внимание также близость к вещественной оси точек ветвления на высоких частотах, используем путь интегрирования, представленный на рис. 2.

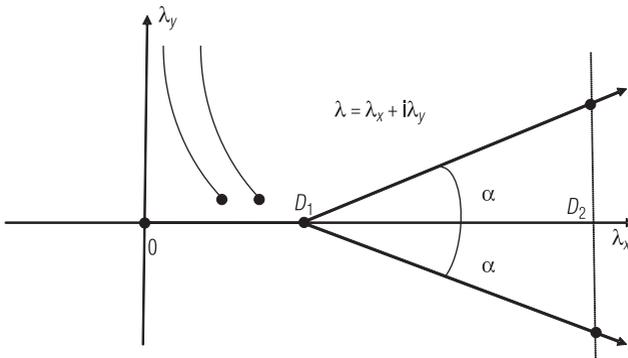


Рис. 2. Путь интегрирования в комплексной области

Для определения узлов и весовых коэффициентов суммирования используем 9-точечную схему Гаусса. Таким образом, имеется 5 параметров, регулирующих интегрирование – α , D_1 , D_2 , и два целых числа, определяющих количество полиномов Гаусса на вещественной оси и на лучах.

На основе описанных в этом и в предыдущих разделах алгоритмов создана новая вычислительная процедура LogTool_f, которая обеспечивает расчет многокомпонентных, двухкатушечных сигналов индукционного каротажа при произвольной ориентации зонда в многослойной анизотропной среде. Процедура создана авторами специально для представленной ниже сервисной программы Emily. Подобные программы имеются, конечно, в сервисных компаниях, например в Baker Hughes.

Сигнал прибора

Выше был описан алгоритм для расчета сигнала двухкатушечного зонда. Однако реальные приборы устроены гораздо сложнее. Они могут содержать большие наборы двухкатушечных зондов, сигналы с которых (разные пространственные компоненты, амплитуды, фазы) могут быть сложным образом организованы, прежде чем стать выходными сигналами (данными) прибора. Прибор может работать на серии частот и выдавать серию одночастотных сигналов. Суперпозиция с различными весами одночастотных сигналов или их трансформация, относящаяся к одной определенной частоте, составляет многочастотный сигнал:

$$E_{\text{мч}} = k_1 \cdot E_1(\omega_1) + k_2 \cdot E_2(\omega_2) + k_3 \cdot E_3(\omega_3) + k_4 \cdot E_4(\omega_4) + \dots \quad (24)$$

Подразумевается, что данные прибора – сигналы, которые после первичного процессинга, то есть согласно схемному решению, поступают на выход прибора и фиксируются как каротажная(ые) кривая(ые). Изучение реально существующих приборов индукционного каротажа, а также рассматриваемых теоретических схем, позволяет предложить следующий алгоритм описания реализованных и возможных трансформаций двухкатушечных сигналов:

$$E_{\text{вых}} = \left\{ \sum_j^{N_g} \left[\sum_i^{N_j} (e_i^{(2)} \cdot M_i^{(2)}) T_i^{(2)} \cdot k_i^{(2)} \right] T_j^g \cdot k_j^g \right\} T \cdot k, \quad (25)$$

где предполагается, что $e_i^{(2)}$ – двухкатушечный сигнал (одночастотный или многочастотный, определяемый по формуле (1), или серия одночастотных или многочастотных сигналов). Итак, двухкатушечный сигнал от i -го передатчика на i -й приемник умножается на свой момент ($M_i^{(2)}$), подвергается трансформации (возможно, нелинейной), и результат умножается на коэффициент $k_i^{(2)}$. Имеем преобразованный двухкатушечный сигнал. Далее происходит суммирование произвольного числа таких преобразованных сигналов $i = 1, 2, 3, \dots, N_j$. Получаем суммарный сигнал, который в свою очередь трансформируется (T_j^s), умножается на коэффициент (k_j^s) и является теперь сигналом группы. Сигналы нескольких ($j = 1, 2, 3, \dots, N_g$) групп суммируются, сумма опять может быть трансформирована (T) и умножена (k) и является собой сигнал прибора. Формула (25) исчерпывается, и сигнал прибора пишется в указанный файл. Сигналов прибора, даже разного типа, может быть сформировано несколько в одном расчете. Список трансформаций состоит из следующих частей: re – реальная часть комплексного сигнала; im – мнимая часть; am – модуль (амплитуда); ph – фаза; la – логарифм; no – нет трансформации, и может быть в будущем дополнен.

Алгоритм (25) легко реализуется. Установлен формат для описания прибора по этому алгоритму. Вычислительная программа получает инструкцию в этом формате, производит расчет нужного набора двухкатушечных сигналов и затем “собирает” сигнал прибора по алгоритму (25) с конкретными параметрами.

Программа Emily

Математический аппарат и алгоритм построения сигнала сложного прибора, представленные выше, реализованы в программе Emily (рис. 3).

Основная функциональная идея программы Emily состоит в том, чтобы оперативно и наглядно сравнить две различные ситуации посредством соответствующих каротажных кривых (логов). Наиболее востребованы следующие оценки:

- 1) сравнение полевого логга и теоретического (модельного);
- 2) сравнение для разных сред;
- 3) сравнение для двух траекторий прибора;

- 4) сравнение внутри данных одного прибора (разные частоты, разные зонды);
- 5) сравнение логов от разных приборов.

При этом каждый объект (прибор, среда, траектория и лог) может быть вызван из хранения по отдельности или в совокупности, а также вновь создан (отредактирован, синтезирован) в программе и сохранен. Первые четыре пункта обычно реализуются в программах обработки данных конкретных методов и приборов. Однако оперативная возможность воспроизвести и сравнить сигналы вообще всех известных (и проектируемых) приборов существует только в программе Emily. На рис. 3, кстати, приведено сравнение синтетических каротажных кривых двух известных приборов – российского прибора ВИКИЗ и прибора, близкого к прибору 3Dex американской компании Baker Hughes (точные параметры авторам не известны). Это сравнение имеет смысл только как демонстрация возможностей программы

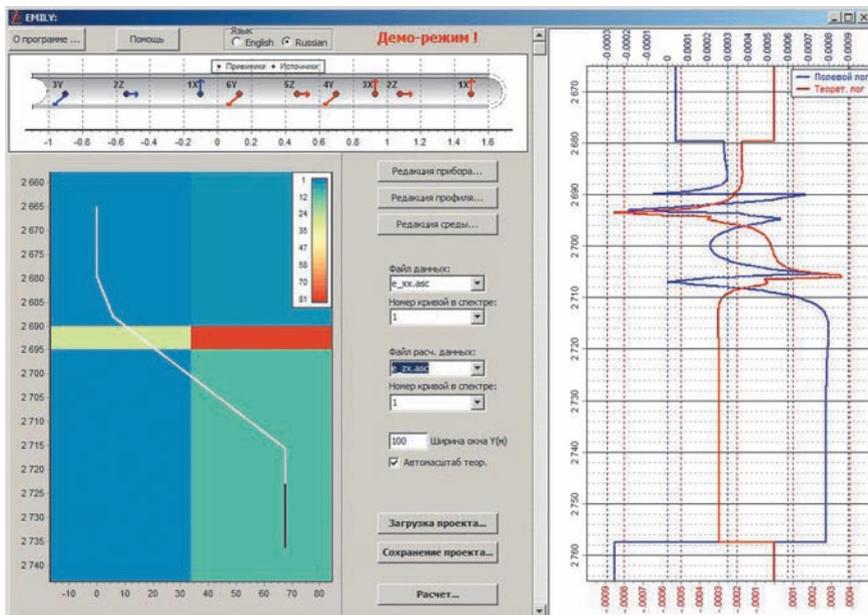


Рис. 3. Интерфейс программы Emily

Emily и не несет никакой методической нагрузки. Разумеется, есть возможность отредактировать показания существующего прибора и создать совершенно новый, тут же проверив его эффективность расчетами и сравнением.

Выводы

Описание программы Emily приведено для подтверждения достоверности предложенных выше решений в их совокупности, в особенности как демонстрация применения алгоритма синтеза сигнала любого прибора. На взгляд авторов, программа Emily имеет серьезное научно-методическое, инженерное и образовательное значение в области электромагнитного каротажа.

Предложен универсальный подход к моделированию различных каротажных приборов, но с использованием лишь горизонтально-слоистой (анизотропной) модели среды. Эта модель важна для методических изысканий и для базового проектирования прибора, но этим математическое обеспечение далеко не исчерпывается. В практической работе с уже выбранным инструментом крайне важны двухмерные и трехмерные модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Дмитриев В. И.* Общий метод расчета электромагнитного поля в слоистой среде // Вычислительные методы и программирование. 1968. Вып. 10. С. 55–65.
2. *Заборовский А. И.* Электроразведка. М.: Гостоптехиздат, 1963. 423 с.
3. *Кауфман А. А., Каганский А. М.* Электромагнитное поле горизонтального магнитного диполя в средах с горизонтальными поверхностями раздела // Нестационарное электромагнитное поле в ближней зоне: Тр. ИГиГ СО АН СССР. Новосибирск: Наука, 1971. С. 27–42.
4. *Могилатов В. С.* Импульсная электроразведка. Новосибирск: НГУ, 2002. 208 с.
5. *Табаровский Л. А.* Применение метода интегральных уравнений в задачах геоэлектрики. Новосибирск: Наука, 1975. 140 с.
6. *Табаровский Л. А., Эпов М. И.* Электромагнитное поле гармонических источников в слоистой анизотропной среде // Геология и геофизика. 1977. № 1. С. 101–109.
7. Технология исследования нефтегазовых скважин на основе ВИКИЗ / Под ред. М. И. Эпова, Ю. Н. Антонова. Новосибирск: Институт геофизики СО РАН, 2000. 120 с.

8. *Энов М. И.* Электромагнитное поле горизонтального магнитного диполя в горизонтально-слоистой анизотропной среде с двумя плоскими границами // Электромагнитные методы исследования скважин: Тр. ИГиГ СО АН СССР. Новосибирск: Наука, 1979.
9. *Уэйт Дж. Р.* Геоэлектромагнетизм / Пер. с англ. М.: Недра, 1987. 235 с.
10. *Rabinovich M. et al.* Processing Multi Component Induction Data for Formation Dips and Anisotropy // *Petrophysics*. 2006. № 6. V. 47. P. 506–526.

Рецензент доктор техн. наук, проф. Л. Е. Кнеллер