

ЗОНДИРОВАНИЯ ЗЕМЛИ СТАНОВЛЕНИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПЕТЕЛЬ

В.С. Могилатов, А.Ю. Но

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

В процессе научного сотрудничества авторы были привлечены к обсуждению возможности обнаружения и прослеживания тонких высокоомных горизонтов в разрезе посредством применения в качестве источника и приемника вертикальных петель. Этот вопрос довольно интересен и вызывает споры у специалистов. Приводятся результаты небольшого исследования на основе математического моделирования. В работе рассматривается на основе аналитического решения методом разделения переменных алгоритм для расчета устанавливающегося электромагнитного поля горизонтального магнитного диполя. Создана программа для расчета электромагнитного поля во временной области. Проведен анализ эффективности вертикальной токовой петли при исследовании тонких изолирующих включений. Показано, что принципиального преимущества установка с вертикальными петлями, размещенная над землей, в этом отношении не дает.

Метод переходных процессов, горизонтальный магнитный диполь, вертикальная токовая петля, математическое моделирование.

TEM-TDEM SOUNDINGS WITH THE USE OF VERTICAL LOOPS

V.S. Mogilatov and A.Yu. No

In the course of scientific collaboration, we were involved in discussion on the capacity of a vertical loop configuration to resolve thin high-resistivity layers, which is quite an interesting and largely debated point. We report a small forward modeling study including an algorithm based on an analytical solution by separation of variables and a respective program for computing the time-domain TEM field of a horizontal magnetic dipole. We infer that the subsurface vertical loop system shows no critical advantage in resolving thin insulating inclusions.

TEM-TDEM method, horizontal magnetic dipole, vertical loop, simulation

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в электроразведке нет простого метода изучения тонких высокоомных горизонтов в разрезе, хотя такая проблема часто возникает при решении геофизических задач: исследовании нефтяных месторождений, прослеживании соледержащих слоев и асфальтов. В структурной электроразведке на данный момент нет предложений по удобному и эффективному решению этого вопроса, но в малоглубинных исследованиях есть возможность использования вертикальной петли, поле которой на первый взгляд обладает необходимыми качествами. В теоретическом отношении это означает использование горизонтального магнитного диполя (ГМД) в качестве источника и регистрация горизонтальных же компонент магнитного поля. Очевидно, что ГМД возбуждает в земле обе моды электромагнитного поля и, соответственно, вертикальные токи, но остается неизвестным, решают ли и насколько подобные зондирования проблему исследования тонких изолирующих включений.

H- И E-МОДЫ

Рассмотрим поле ГМД в многослойной среде. Будем рассматривать наш источник (ГМД) как частный случай стороннего поверхностного магнитного тока [Дмитриев, 1968]. В каждом однородном слое ($i = 0, 1, \dots, N$), исключая плоскость $z = z_0$ со сторонним током, мы должны решить систему уравнений Максвелла:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \sigma_i \mathbf{E},$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = i\omega\mu_0 \mathbf{H},$$

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0,$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0,$$

где $\mathbf{j} = \sigma_i \mathbf{E}$. На границах между слоями непрерывны горизонтальные компоненты поля (H_x , H_y , E_x , E_y). На границе $z = z_0$, которая содержит поверхностный сторонний магнитный ток (с поверхностной плотностью, выражаемой в амперах), должны выполняться особые условия:

$$\begin{aligned} [E_x]_{z=z_0} &= \mathbf{i}\omega\mu_0 \cdot j_y^M(x, y), \\ [E_y]_{z=z_0} &= -\mathbf{i}\omega\mu_0 \cdot j_x^M(x, y), \\ [H_x]_{z=z_0} &= 0, \\ [H_y]_{z=z_0} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь и далее $[F]_{z=z_i}$ обозначает скачок функции F при переходе границы $z = z_i$, т.е. источник учитываем как дополнительное граничное условие в общей задаче для полного поля.

Решаем задачу, разделяя полное поле на поля магнитного и электрического типа. Получаем следующие выражения горизонтальных компонент через вертикальные:

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= \sigma_i E_z, \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= \mathbf{i}\omega\mu_0 H_z, \\ \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} &= -\frac{\partial H_z}{\partial z}, \\ \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} &= -\frac{\partial E_z}{\partial z}. \end{aligned} \quad (2)$$

E_z и H_z должны в каждом слое ($z \neq z_0$) удовлетворять уравнениям

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} - k_i^2 \cdot E_z &= 0, \\ \Delta H_z - k_i^2 H_z &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $k_i^2 = -\mathbf{i}\omega\mu_0\sigma_i$. На границах между слоями ($z = z_i$, $i = 1, 2, \dots, N$) и на границе с источником ($z = z_0$), учитывая (1), (2), имеем:

$$[\sigma E_z]_{z=z_0, z_i} = \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right]_{z=z_0, z_i} = 0, \quad (4)$$

$$\left[\frac{\partial E_z}{\partial z} \right]_{z=z_0, z_i} = \begin{cases} -\mathbf{i}\omega\mu_0 \operatorname{rot}_z \mathbf{j}^M, & z = z_0, \\ 0, & z = z_i \end{cases} \quad (5)$$

$$[H_z]_{z=z_0, z_i} = \begin{cases} -\operatorname{div} \mathbf{j}^M, & z = z_0, \\ 0, & z = z_i \end{cases} \quad (6)$$

$$\left[\frac{\partial H_z}{\partial z} \right]_{z=z_0, z_i} = - \left[\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} \right]_{z=z_0, z_i} = 0. \quad (7)$$

К условиям (3)—(7) необходимо также добавить условия излучения для функций E_z , H_z . Таким образом, мы теперь имеем две независимые задачи, имеющие только общий источник (\mathbf{j}^M), от которого зависят совершенно различным образом. Решаем эти задачи разделением переменных. Поскольку наша задача в целом не обладает симметрией (распределение $\mathbf{j}^M(x, y)$ пока произвольно), разделяем перемен-

ные, используя двухмерное преобразование Фурье по координатам x и y , которое определяется следующим образом:

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

$$f^*(\xi, \eta, z) = \int \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y, z) e^{-i(\xi x + \eta y)} dx dy.$$

В осесимметричном варианте, когда функция f зависит только от $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, пара двойных преобразований Фурье эквивалентна паре преобразований Ганкеля:

$$f(r, z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} f^*(\lambda, z) J_0(\lambda r) \lambda d\lambda, \quad f^*(\lambda, z) = 2\pi \int_0^{\infty} f(r, z) J_0(\lambda r) r dr,$$

где $\lambda = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$.

Переходим теперь к Фурье-образу нашей задачи. При трансформации граничных условий (5), (6), учитывающих наличие источника в плоскости $z = z_0$, необходимо рассмотреть и обозначить интегралы

$$D^* = \int \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{div} \mathbf{j}^M(x, y) e^{-i\xi x} e^{-i\eta y} dx dy, \quad R^* = \int \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{rot}_z \mathbf{j}^M(x, y) e^{-i\xi x} e^{-i\eta y} dx dy. \quad (8)$$

Далее, учитывая условия задач для H_z и E_z (3)—(7) и определения (8), можно определить образы H_z и E_z в каждом слое как

$$E_z^*(z, \xi, \eta) = -\frac{i\omega\mu_0}{2\lambda} V(z, \lambda) R^*(\xi, \eta), \quad H_z^*(z, \xi, \eta) = -\frac{1}{2} X(z, \lambda) D^*(\xi, \eta). \quad (9)$$

При этом задачи для H_z и E_z (3)—(7) необходимым и достаточным образом трансформируются в следующие краевые задачи для двух совершенно независимых друг от друга и от конфигурации (в плане) источника функций X и V :

$$\begin{aligned} &\text{для функции } X: && \text{для функции } V: \\ &X''_{zz} - u_i^2 X = 0, && V''_{zz} - u_i^2 V = 0, \quad -\infty < z < \infty, \\ &[X] = \begin{cases} 2, & z = z_0, \\ 0, & z = z_i, \end{cases} && [\sigma V]_{|z=z_0, z_i} = 0, \\ &[X'_z]_{|z=z_0, z_i} = 0, && [V'_z] = \begin{cases} 2\lambda, & z = z_0, \\ 0, & z = z_i, \end{cases} \\ &X \rightarrow 0, \quad V \rightarrow 0, \quad |z| \rightarrow \infty, \end{aligned} \quad (10)$$

где $u_i^2 = \lambda^2 + k_i^2$. Здесь z_i ($i = 1, 2, \dots, N$) — координаты границ однородных слоев, z_0 — положение источника.

Что касается горизонтальных компонент, то, производя преобразование Фурье выражений для горизонтальных компонент (2) и подставляя выражения для E_z^* и H_z^* (9), получим, что

$$\begin{aligned} H_x^* &= \bar{\eta} \frac{k_i^2}{2\lambda} V R^* - \bar{\xi} \frac{1}{2} X'_z D^*, \\ H_y^* &= -\bar{\xi} \frac{k_i^2}{2\lambda} V R^* - \bar{\eta} \frac{1}{2} X'_z D^*, \\ E_x^* &= -\frac{i\omega\mu_0}{2} \left[\bar{\xi} \frac{1}{\lambda \Lambda_i^2} V'_z R^* - \bar{\eta} X D^* \right], \end{aligned} \quad (11)$$

$$E_y^* = -\frac{i\omega\mu_0}{2} \left[\bar{\eta} \frac{1}{\lambda} V_z' R^* - \bar{\xi} X D^* \right],$$

где $\bar{\xi} = i\xi/\lambda^2$, $\bar{\eta} = i\eta/\lambda^2$.

РЕШЕНИЯ КРАЕВЫХ ЗАДАЧ

Краевые задачи (10) решаем, определяя X и V в каждом однородном слое (считая $z = z_0$ границей), согласно уравнениям и условиям (10) в виде (ось Z направлена вниз)

$$F(z) = A_0 \cdot \exp(u_0 z), \quad z < 0,$$

$$F(z) = A_i \cdot \exp(u_i z) + B_i \cdot \exp(-u_i z), \quad z_i < z < z_{i+1}, \quad (12)$$

$$F(z) = B_N \cdot \exp[-u_N(z - z_N)], \quad z > z_N.$$

Здесь F обозначает любую из функций X и V . Удобно представить решение внутри слоя конечной мощности ($z_i < z < z_{i+1}$) в другом виде, используя значения функции и ее производной на границе (изнутри). Определяя A_i и B_i в уравнениях

$$F(z_i) = A_i \cdot \exp(u_i z_i) + B_i \cdot \exp(-u_i z_i),$$

$$F_z'(z_i) = A_i u_i \exp(u_i z_i) - B_i u_i \cdot \exp(-u_i z_i),$$

получим выражения

$$F(z) = F_i \cdot \operatorname{ch}[u_i(z - z_i)] + \frac{F_i'}{u_i} \cdot \operatorname{sh}[u_i(z - z_i)],$$

$$F_z'(z) = F_i \cdot u_i \cdot \operatorname{sh}[u_i(z - z_i)] + F_i' \cdot \operatorname{ch}[u_i(z - z_i)], \quad (13)$$

которые позволяют пересчитывать вниз значения функции и производной на границе i в значения при любом z в данном слое, в частности, при $z = z_{i+1}$, т.е. на следующей границе. Аналогично можно выразить решение и через значения F_{i+1} , F_{i+1}' на нижней границе и получить возможность «двигаться вверх». Таким образом, мы можем определить решение в каждом слое, двигаясь сверху вниз до источника с точностью до коэффициента A_0 . Точно так же можно определять решение в каждом слое, двигаясь снизу до источника, с точностью до коэффициента B_N . Согласно эти два решения на границе, содержащей источник, мы найдем и коэффициенты A_0 и B_N .

Введя функции $\zeta(z)$, независимые от положения источника, определим $F(z) = A_0 \cdot \zeta(z)$ над границей со сторонним магнитным током ($z < z_0$), причем $\zeta(z)$ определяется сверху вниз

$$\zeta(z) = \exp(u_0 z), \quad z < 0,$$

для $z_i < z < z_{i+1}$

$$\zeta(z) = \zeta_i \operatorname{ch}[u_i(z - z_i)] + \frac{\zeta_i'}{u_i} \operatorname{sh}[u_i(z - z_i)],$$

$$\zeta(z) = \zeta_i u_i \operatorname{sh}[u_i(z - z_i)] + \zeta_i' \operatorname{ch}[u_i(z - z_i)], \quad (14)$$

где $\zeta_i = \zeta(z_i)$, $\zeta_i' = \zeta_z'(z_i)$.

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

$$\hat{\zeta}(z) = \exp[-u_N(z - z_N)], \quad z > z_N,$$

для $z_i < z < z_{i+1}$

$$\hat{\zeta}(z) = \hat{\zeta}_{i+1} \operatorname{ch}[u_i(z - z_{i+1})] + \frac{\hat{\zeta}_{i+1}'}{u_i} \operatorname{sh}[u_i(z - z_{i+1})],$$

$$\hat{\zeta}(z) = \hat{\zeta}_{i+1} u_i \operatorname{sh}[u_i(z - z_{i+1})] + \check{\zeta}'_{i+1} \operatorname{ch}[u_i(z - z_{i+1})], \quad (15)$$

где $\hat{\zeta}_i = \hat{\zeta}(z_i)$, $\hat{\zeta}'_i = \hat{\zeta}'_z(z_i)$

При переходе простой границы непрерывны функции:

для X : $h = \zeta$, $f = \zeta'_z / \lambda$; для V : $f = \sigma \zeta$, $h = \zeta'_z / \lambda$.

Находим функцию F , имея источник при $z = z_0$ и определяя коэффициенты A_0 и B_N при учете условий на этой границе, согласно (10):

$$\begin{aligned} F(z) &= \frac{2\hat{f}(z_0)\check{\zeta}(z)}{D}, \quad z < z_0 \quad (\text{над источником}), \\ F(z) &= \frac{2\check{f}(z_0)\hat{\zeta}(z)}{D}, \quad z > z_0 \quad (\text{под источником}) \end{aligned} \quad (16)$$

и

$$\begin{aligned} F'_z(z) &= \frac{2\hat{f}(z_0)\check{\zeta}'_z(z)}{D}, \quad z < z_0 \quad (\text{над источником}), \\ F'_z(z) &= \frac{2\check{f}(z_0)\hat{\zeta}'_z(z)}{D}, \quad z > z_0 \quad (\text{под источником}). \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь акцент ($\check{}$) означает, что функция определяется над источником, последовательно сверху вниз по формулам (14). Соответственно, акцент ($\hat{}$) показывает, что функция определяется снизу, с нижней стороны последней границы по формулам (15). $D = \check{f}(z_0)\hat{h}(z_0) - \hat{f}(z_0)\check{h}(z_0)$.

ГОРИЗОНТАЛЬНЫЙ МАГНИТНЫЙ ДИПОЛЬ

Рассмотрим теперь именно горизонтальный магнитный диполь, расположенный на оси Z в точке z_0 с моментом, направленным по оси X . В этом случае плоское распределение магнитного тока, которое мы предусматривали до сих пор произвольным, примет вид

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

где M_x — величина момента. Далее

$$\operatorname{rot}_z \mathbf{j}^M = -M_x \cdot \delta(x) \cdot \delta'(y), \quad \operatorname{div} \mathbf{j}^M = M_x \cdot \delta'(x) \cdot \delta(y).$$

Тогда, согласно (8), пользуясь свойствами дельта-функции Дирака, получим следующие конкретные выражения для функций R^* и D^* :

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

Образы интересующих нас компонент поля ГМД, т.е. H_z^* и H_x^* примут вид

$$\begin{aligned} H_z^* &= -\frac{M_x}{2} X \cdot (\mathbf{i}\xi), \\ H_x^* &= -\frac{M_x}{2} \cdot \left[\left(\frac{\mathbf{i}\eta}{\lambda} \right)^2 \cdot \frac{k^2}{\lambda} \cdot V + \left(\frac{\mathbf{i}\xi}{\lambda} \right)^2 \cdot X'_z \right]. \end{aligned}$$

Переходя к оригиналам, производя преобразование Фурье, получим

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

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

И окончательно, рассматривая решение на оси X ($y=0$, $x \equiv r$):

$$H_z = \frac{M_x}{4\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda^2 X d\lambda, \quad (18)$$

$$H_x = \frac{M_x}{4\pi r} \cdot \left\{ k^2 \int_0^\infty J_1(\lambda r) \frac{V}{\lambda} d\lambda + \int_0^\infty [J_0(\lambda r) \lambda r + J_1(\lambda r)] X'_z d\lambda \right\}.$$

Рассмотрим выражение для компоненты H_x , где $k^2 = -i\omega\mu_0\sigma$ определено для точки наблюдения. Но установка и, следовательно, точка наблюдения находятся в воздухе, где проводимость равна 0. Следовательно, и $k^2 = 0$. Тогда

$$H_x = \frac{M_x}{4\pi r} \cdot \left\{ \int_0^\infty [J_0(\lambda r) \lambda r + J_1(\lambda r)] X'_z d\lambda \right\}.$$

Но это означает, что поле определяется только горизонтальными вторичными токами, а вертикальные токи не дают вклада в магнитное поле в воздухе. Это уже ставит под сомнение эффективность применения вертикальной петли при исследовании тонких высокоомных горизонтов в земле. Нам остается провести численный анализ всей ситуации.

ГМД НА ПОВЕРХНОСТИ ОДНОРОДНОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА

Рассмотрим решение в случае простой среды — однородного полупространства. В этом случае решение можно представить с помощью простых функций. Эти простые выражения понадобятся нам при тестировании общего алгоритма, а также будут использованы при его построении.

Выражение для поля ГМД мы найдем из общих формул для слоистой среды, приведенных выше. Пользуясь общим алгоритмом, получим для горизонтального магнитного диполя, расположенного на поверхности проводящего полупространства с удельным сопротивлением ρ ,

$$H_x = -\frac{M_x}{2\pi} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_0^\infty J_0(\lambda x) \frac{p}{\lambda + p} d\lambda, \quad (19)$$

где $p^2 = \lambda^2 + k^2$, $k^2 = -i\omega\mu/\rho$, μ — магнитная проницаемость.

Такой интеграл известен из работы [Ваньян, 1965]. Можем сразу представить

$$H_x(\omega) = \frac{M_x}{2\pi} \left\{ -\frac{2}{x^3} + \frac{12}{k^2 x^5} - \frac{e^{-kx}}{k^2 x^5} (12 + 12kx + 5k^2 x^2 + k^3 x^3) \right\}. \quad (20)$$

Для нахождения поля во временной области воспользуемся преобразованием Фурье. Для практических целей нам нужно значение производной по времени \dot{B}_x , где $B_x = \mu H_x$. Итак, нам следует вычислить интеграл

$$\dot{B}_x(t) = \frac{\mu}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} H_x(\omega) d\omega,$$

где H_x определено в (18), интегралы такого типа хорошо изучены [Ваньян, 1965], и мы получим

$$\dot{B}_x = \frac{M_x \rho}{2\pi x^5} \left\{ 12 \cdot \Phi(u) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-\frac{u^2}{2}} (12u + 4u^3 + u^5) \right\}, \quad (21)$$

где $u = r \sqrt{\frac{\mu}{2\rho t}}$, $\Phi(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^z e^{-\frac{x^2}{2}} dx$.

ПРОГРАММА РАСЧЕТА УСТАНОВЛИВАЮЩЕГОСЯ ПОЛЯ ГМД ДЛЯ N-СЛОЙНОЙ СРЕДЫ

В общем случае мы не можем аналитически взять интегралы (18) и должны выполнить интегрирование численными методами. По приведенному выше алгоритму была написана программа MAGXX (FORTRAN). При написании программы обнаружилась довольно типичная проблема для такого рода задач: при $\lambda \rightarrow \infty$ в интегралах (18), при помещении источника и приемника на одну границу, мы не имеем достаточного затухания. Для улучшения сходимости применялся известный прием. Под интегралом вычитается соответствующая функция для полупространства (19), а после всех интегрирований добавляется соответствующая функция во временной области (21). Численное интегрирование выполнялось методом Гаусса [Ильин, 2004].

Мы не имели возможности провести нетривиальное тестирование в частотной области, оно проводилось только во временной. В качестве тестирующей была использована программа для каротажа в переходном режиме, разработанная в лаборатории электромагнитных полей ИНГГ СО РАН и предназначенная для вычисления ЭДС поля, сгенерированного установкой, погруженной полностью в проводящую среду. Верхнее полупространство (воздух) в этой программе моделировалось большим конечным сопротивлением, а установка была смещена на 1 см вниз. Считаем, что при таком отклонении поле меняется слабо при разное петель в несколько метров. Такие условия создавали сильное алгоритмическое напряжение для самой тестирующей программы.

Тем не менее результат сравнения нашей программы и тестирующей вполне удовлетворителен и представлен на рис. 1.

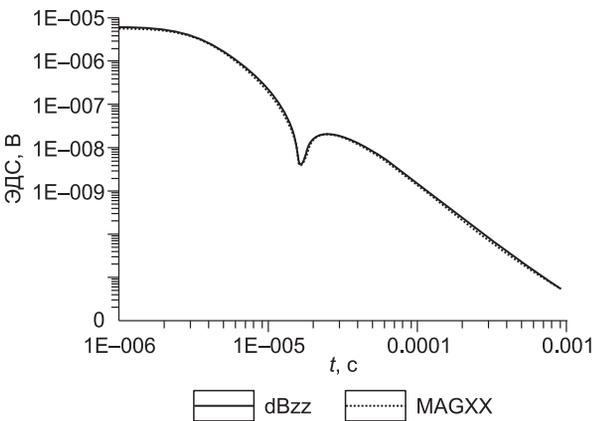


Рис. 1. Результат сравнения нашей программы (dBzz) с тестирующей (MAGXX).

Применение к процедуре в частотной области совершенно стандартных процедур численной трансформации Фурье во временную область, давно используемых в известных системах обработки электрозвездочных данных Подбор, Выбор-ЗС [Могилатов, 2002], позволяет нам быть вполне уверенными в результатах.

ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

В нашем распоряжении теперь имеется программа, позволяющая решить вопрос об эффективности вертикальной токовой петли при исследовании тонких высокоомных включений в земле посредством численного математического моделирования. Проведем серию численных экспериментов и продемонстрируем результаты.

В качестве среды возьмем трехслойный разрез, второй слой которого обладает постоянным поперечным сопротивлением ($\rho \cdot h = \text{const}$). Вначале была взята среда: $\rho = 100 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $h = 30 \text{ м}$. Постепенно уменьшалась толщина слоя ($h = 25, 20, 15, 10, 5, 1 \text{ м}$) и увеличивалось значение ρ так, чтобы $\rho_i \cdot h_i = 3000 \text{ Ом}\cdot\text{м}\cdot\text{м}$. Рассмотрим отклики этих сред в сравнении с откликом от однородного вмещающего полупространства.

Результаты представлены на рис. 2. Кривые становления нормировались каждый раз на кривую становления от однородного полупространства. Мы видим, что по мере уменьшения толщины слоя влияние его падает, хотя сопротивление растет. Влияние тонкого (1 м) высокоомного горизонта почти отсутствует, так что отношение близко к 1, а само поле почти совпадает с полем полупространства (рис. 3).

Была проведена аналогичная серия численных экспериментов и для горизонтальной токовой петли. Для этого использовалась известная программа Подбор [Могилатов, 2002]. Результат представлен

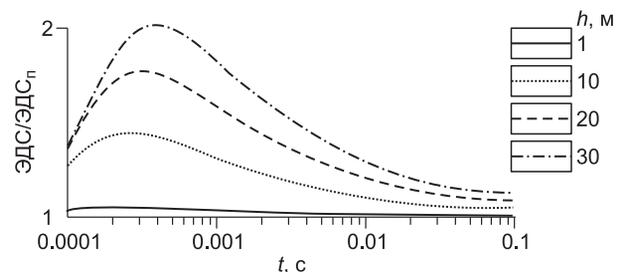


Рис. 2. Серия кривых при постоянном поперечном сопротивлении второго слоя.

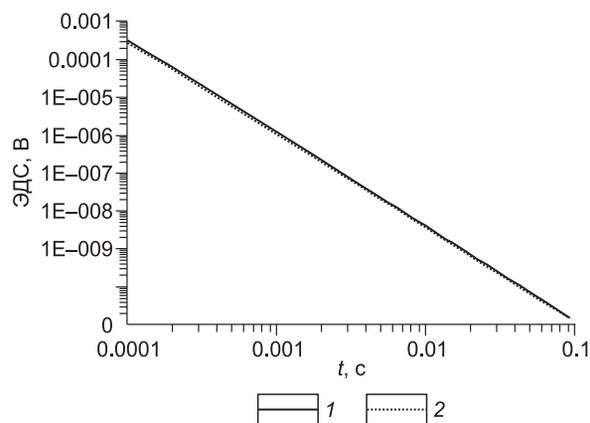


Рис. 3. Поля трехслойной среды с тонким высокоомным вторым слоем и полупространства.

1 — полупространство, 2 — $h = 1$ м.

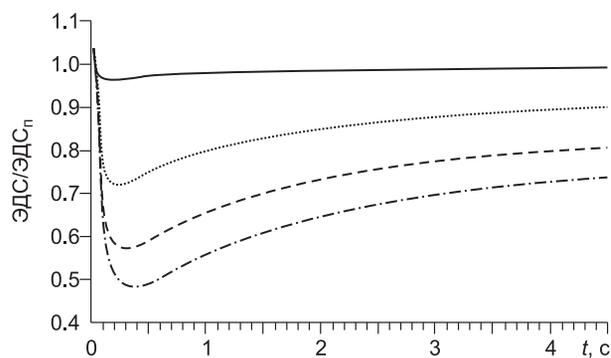


Рис. 4. Серия кривых при постоянном поперечном сопротивлении второго слоя для горизонтальной токовой петли.

Усл. обозн. см. на рис. 2.

на рис. 4. Как и ожидалось, влияние высокоомного горизонта падает с уменьшением толщины при сохранении поперечного сопротивления.

Итак, мы видим, что влияние тонкого изолирующего слоя незначительно при исследовании как горизонтальной, так и вертикальной петель. Вертикальная петля столь же неэффективна при обнаружении высокоомных горизонтов в разрезе, как и горизонтальная.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты работы показали, что поле вертикальной токовой петли на поверхности земли (и выше) при выявлении тонких изолирующих слоев не более эффективно, чем поле обычной горизонтальной петли. Из теории следует, что данная установка неэффективна, так как расположена в изолирующей среде (воздух). Хотя вертикальные токи, реагирующие на тонкие высокоомные объекты, действительно возбуждаются, но в отклике, регистрируемом в воздухе, они не участвуют. Установка с вертикальными петлями, погруженная в среду с конечным сопротивлением, действительно способна выявлять тонкие высокоомные разрезы в земле. Например, вертикальная токовая петля, погруженная в воду, может найти свое применение в разведке шельфовых месторождений. Но это нуждается в дополнительных исследованиях.

ЛИТЕРАТУРА

- Ваньян Л.Л.** Основы электромагнитных зондирований. М., Недра, 1965, 109 с.
Дмитриев В.И. Общий метод расчета электромагнитного поля в слоистой среде // Вычислительные методы и программирование, 1968, вып. 10, с. 55—65.
Ильин В.П. Численный анализ. Ч. 1. Новосибирск, ИВМиМГ СО РАН, 2004, 335 с.
Могилатов В.С. Импульсная электроразведка. Новосибирск, НГУ, 2002, 208 с.

Рекомендована к печати 29 апреля 2009 г.
 М.И. Эповым

Поступила в редакцию
 17 декабря 2008 г.