

**ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ СИГНАЛОВ МАЛОГЛУБИННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ  
ЗОНДИРОВАНИЙ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ГЕОЭКОЛОГИИ И ИНЖЕНЕРНОЙ ГЕОФИЗИКИ**

**В.Н. Глинских, М.И. Эпов**

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

Построены приближенные решения прямой трехмерной задачи малоглубинных электромагнитных зондирований и разработаны программно-алгоритмические средства быстрого моделирования электромагнитных откликов. Показана возможность поиска подземных коммуникаций, инженерных сооружений, выделения зон обводнения, областей утечки нефтепродуктов, приповерхностных пустот и других контрастных геоэлектрических объектов с регистрацией высокочастотных относительных характеристик магнитного поля. Проведен численный и сравнительный анализы разности фаз и относительной амплитуды в сложных трехмерных моделях реальных геоэкологических и геолого-инженерных условий. Основными преимуществами созданных алгоритмов являются приемлемая для практики точность и существенное сокращение ресурсоемкости численного моделирования электромагнитных данных.

*Прямая задача, приближенные подходы, разность фаз, относительная амплитуда, малоглубинные электромагнитные зондирования.*

**SHALLOW ELECTROMAGNETIC SOUNDING: NUMERICAL ANALYSIS OF RESPONSES  
FOR GEOECOLOGICAL AND ENGINEERING-GEOPHYSICAL APPLICATIONS**

**V.N. Glinskikh and M.I. Epov**

New approximate solutions to forward 3D shallow EM problem and software for fast processing of electromagnetic responses are applicable to detection of geoelectric targets (underground pipelines, engineering structures, zones of flooding and petroleum leakage, near-surface cavities, etc.) by recording the high-frequency components of the magnetic field. The new algorithms were tested in complex 3D numerical models of real geoeological and engineering settings and showed practically suitable accuracy and high performance.

*Forward problem, approximate approaches, phase difference, relative amplitude, shallow EM sounding*

**ВВЕДЕНИЕ**

Малоглубинные исследования верхней части геологического разреза делают возможным поиск, картирование, мониторинг зон обводнения коммуникационных сооружений, нефте- и газопроводов и других подземных техногенных объектов, являющихся важными задачами геоэкологии и инженерной геофизики.

В настоящее время задачи малоглубинных исследований решаются методами частотного зондирования, зондирования становлением поля и постоянного тока. Однако эти методы в большей степени ориентированы на выделение объектов, начиная с глубины первых до одного—двух десятков метров, что не позволяет с достаточной точностью проводить исследования в вышележащих слоях. Среди этих методов наиболее распространенным является частотное зондирование главным образом в силу мобильности и простой реализации аппаратуры. Существующие системы частотного зондирования представляют собой трехкатушечные зонды (длина 1—2 м), работающие в низкочастотном диапазоне (1—200 кГц) с измерением реальной и мнимой частей ЭДС [1, 2]. Как известно, при измерении абсолютных величин электромагнитного поля проблема заключается в компенсации „прямого поля“, учете смещения „нуля воздуха“ при изменении температурного режима. Ее решение накладывает очень жесткие требования на точность изготовления конструкции и неизменность ее геометрической конфигурации во времени. При невыполнении этих условий измерения имеют существенные погрешности. В последние десятилетия для исследования нефтегазовых скважин широко применяется высокочастотный (0,8—14 МГц) электромагнитный каротаж с измерением относительных характеристик (разности фаз и относительной амплитуды) между сближенными приемными катушками. Опыт развития методик интерпретации данных каротажа показал высокую эффективность использования высокочастотной аппаратуры, в частности, в области малоглубинных высокочастотных электромагнитных зондирований.

В силу сложного пространственного распределения геоэлектрических параметров в приповерхностной части среды, подвергающейся интенсивному антропогенному и техногенному воздействию, эти задачи являются трехмерными. Дальнейшее развитие методов малоглубинных исследований при высокой ресурсоемкости численных решений трехмерных задач электродинамики в полной постановке зависит от создания математического аппарата оперативного моделирования электромагнитных откликов с приемлемой для практики точностью. Традиционным методом решения трехмерных задач электромагнитных зондирований являются конечно-разностные алгоритмы и метод конечных элементов [3]. Линеаризованные представления электромагнитного поля, а также нелинейные аппроксимации для задач электромагнитного зондирования описаны в работах [4, 5]. Вопросы численного трехмерного моделирования и инверсии данных электромагнитных зондирований обсуждаются в [6, 7].

Развитие приближенных подходов позволит создавать высокоэффективные алгоритмы трехмерного моделирования электромагнитных откликов, являющихся необходимым инструментарием проведения малоглубинных высокочастотных электромагнитных зондирований для задач поиска и картирования маломощных приповерхностных объектов.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим горизонтально-слоистое полупространство, в отдельных пластах которого расположены трехмерные произвольно ориентированные проводящие объекты (рис. 1).

Введем декартову систему координат  $\{x, y, z\}$ , ось  $z$  которой направлена вниз. Уравнения плоских границ

$$z = z_i, \quad i = 1, \dots, n - 1,$$

где  $n$  — число пластов.

Каждый пласт характеризуется своими значениями удельной электропроводности  $\sigma_i^b$  (или удельного электрического сопротивления  $\rho_i^b = \frac{1}{\sigma_i^b}$ ) и диэлектрической проницаемости  $\epsilon_i^b$  ( $i = 1, \dots, n$ ). Здесь и в дальнейшем предполагаем, что среда немагнитная  $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$  Гн/м.

Положения каждого из  $m$  трехмерных проводящих объектов определим следующим образом. Значения координат центра  $j$ -го объекта обозначим

$$\{x_j, y_j, z_j\}.$$

Ориентацию объектов будем задавать углами Эйлера

$$\{\theta_j, \phi_j, \psi_j\}.$$

Для каждого объекта введем локальную декартову систему координат  $\{x'_j, y'_j, z'_j\}$  с центром в точке  $\{x_j, y_j, z_j\}$ . Переход из общей системы координат в частную, связанную с проводящим объектом, описывается положительно определенной матрицей поворота. Ее элемент зависит от углов Эйлера.



Каждый трехмерный проводящий объект характеризуется парой электрофизических параметров — удельной электропроводностью  $\sigma_j$  и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_j$ .

В качестве системы возбуждение—наблюдение рассматривается высокочастотная электромагнитная система с измерением относительных характеристик ЭДС между сближенными приемными катушками (длина —  $L = 2$  м, база —  $\Delta L = 0,4$  м). Будем считать, что она расположена в верхнем полупространстве на высоте  $h_1^b$  от дневной границы  $z_1^b$ . В работе приведены расчеты и сравнительный анализ разности фаз и относительной амплитуды для двух частот  $f = 1$  и  $10$  МГц.

КРАЕВАЯ ЗАДАЧА

Сторонним индуктивным источником является горизонтальный виток радиуса  $r_0$  с центром  $\{x_0, y_0, z_0\}$ . Здесь и в дальнейшем  $z_0 = 0$ . В витке течет монохроматический ток с плотностью

### КРАЕВАЯ ЗАДАЧА

Сторонним индуктивным источником является горизонтальный виток радиуса  $r_0$  с центром  $\{x_0, y_0, z_0\}$ . Здесь и в дальнейшем  $z_0 = 0$ . В витке течет монохроматический ток с плотностью

Рис. 1. Модель 3-D проводящего объекта и схема наблюдения.

$$\mathbf{j}^{cm} = I_0 \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \delta(z - z_0) e^{-i\omega t}.$$

Здесь  $\{x_0, y_0, z_0\}$  — координаты генераторного контура,  $\omega = 2\pi f$  — циклическая частота,  $\delta$  — дельта-функция Дирака,  $I_0$  — амплитуда тока,  $i$  — мнимая единица.

Определим электрическое поле  $\mathbf{E}(x, y, z)$ . Уравнения Максвелла в проводящей немагнитной среде имеют вид

$$\begin{cases} \text{rot } \mathbf{H} = \gamma \mathbf{E} + \mathbf{j}^{cm} \\ \text{rot } \mathbf{E} = i\omega \mu_0 \mathbf{H} \end{cases}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{j}^{cm} = \{j_x^{cm}, j_y^{cm}, j_z^{cm}\}$  и  $\gamma = (\sigma - i\omega\epsilon)$  — комплексная электропроводность. Отметим, что все компоненты электрического и магнитного полей не равны нулю.

Из системы (1) можно получить уравнение Гельмгольца для электрического поля  $\mathbf{E}$  в области, содержащей источник

$$\text{rot rot } \mathbf{E} + k^2(\xi) \mathbf{E} = -i\omega \mu_0 \mathbf{j}^{cm}. \quad (2)$$

Здесь  $\xi(x, y, z)$  — точка наблюдения.

В квазистационарном случае волновое число  $k(\xi) = \sqrt{-i\omega \mu_0 \sigma(\xi)}$ .

Тангенциальные компоненты электрического поля непрерывны на всех границах

$$[E_\tau]_{z^b = z_j^b} = 0. \quad (3)$$

Квадратные скобки означают скачок поля на границе. Для электрического поля также выполняется условие излучения на бесконечности

$$\left| E_{x,y,z} \right|_{\xi \rightarrow \infty} \rightarrow 0. \quad (4)$$

Уравнение (2) вместе с условиями (3) и (4) определяют краевую задачу для электрического поля.

Предположим, что трехмерное распределение электропроводности можно представить в виде суммы

$$\sigma(\xi) = \sigma^b(z) + \delta\sigma(\xi), \quad (5)$$

где  $\sigma^b(z)$  — распределение электропроводности, зависящее только от координаты  $z$ ,  $\delta\sigma(\xi)$  — относительно малые трехмерные возмущения электропроводности

$$\frac{\max |\delta\sigma(\xi)|}{\sigma^b(z)} \ll 1.$$

Модель с распределением электропроводности  $\sigma^b(z)$  в дальнейшем будем называть референтной, а соответствующие поля — нормальными.

Электрическое поле также представим как суперпозицию нормальной и возмущенной составляющих

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^b + \delta\mathbf{E}, \quad (6)$$

где  $\mathbf{E}^b$  — нормальное электрическое поле, а  $\delta\mathbf{E}$  — его возмущение. Поле  $\mathbf{E}^b$  удовлетворяет следующему уравнению:

$$\text{rot rot } \mathbf{E}^b + k^{b^2}(z) \mathbf{E}^b = -i\omega \mu_0 \mathbf{j}^{cm}. \quad (7)$$

Здесь  $k^b(z) = \sqrt{-i\omega \mu_0 \sigma^b(z)}$  — волновое число для референтной модели. Подставляя (5), (6) в уравнение (7), получим

$$\text{rot rot } (\mathbf{E}^b + \delta\mathbf{E}) + (k^{b^2}(z) + \delta k^2(\xi)) (\mathbf{E}^b + \delta\mathbf{E}) = -i\omega \mu_0 \mathbf{j}^{cm}, \quad (8)$$

где  $\delta k^2(\xi)$  — возмущение квадрата волнового числа, связанное с относительно небольшими пространственными вариациями электропроводности в некоторой области  $V$ .

Из (7), (8) получаем уравнение на возмущенную составляющую  $\delta\mathbf{E}$

$$\text{rot rot } \delta\mathbf{E} + k^{b^2}(z) \delta\mathbf{E} = -\delta k^2(\xi) (\mathbf{E}^b + \delta\mathbf{E}). \quad (9)$$

Векторное уравнение (9) можно решить, используя функции Грина. Последние являются решениями того же самого уравнения, но с другой правой частью

$$\text{rot rot } \mathbf{G}^E + k^{b^2}(z) \mathbf{G}^E = \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \delta(z - z_0) \mathbf{i}_{x,y,z}. \quad (10)$$

Здесь  $i_x, i_y, i_z$  — орты общей декартовой системы координат.

Тогда из уравнений (9), (10) получаем

$$\delta \mathbf{E} = - \int_V \delta k^2(\xi) \mathbf{G}^E(\mathbf{E}^b + \delta \mathbf{E}) dV.$$

При этом мы предполагаем, что  $V$  представляет любую область среды с возмущением электропроводности. Отметим, что при осевой симметрии интегрирование по объему сводится к интегрированию по половине области  $V$ .

Если генераторный контур и точка измерения расположены вне области возмущений электропроводности, то, как известно, электрическое поле  $\mathbf{E}(\xi_0|\xi)$  является решением интегрального уравнения Фредгольма

$$\mathbf{E}(\xi_0|\xi) = \mathbf{E}^b(\xi_0|\xi) - \int_V \delta k^2(\xi') \mathbf{G}^E(\xi|\xi') \mathbf{E}(\xi_0|\xi') dV. \quad (11)$$

Здесь  $\xi_0(x_0, y_0, z_0)$ ,  $\xi(x, y, z)$  — точки, определяющие положение источника и приемника, и  $\xi'(x', y', z')$  — точка интегрирования.

Из исходных уравнений по заданному электрическому полю определяется магнитное поле и соответствующий вектор Грина

$$\mathbf{H} = \frac{1}{i\omega\mu_0} \text{rot } \mathbf{E},$$

$$\mathbf{G}^H = \frac{1}{i\omega\mu_0} \text{rot } \mathbf{G}^E.$$

Магнитное поле  $\mathbf{H}(\xi_0|\xi)$ , как известно, можно определить из следующего интегрального уравнения

$$\mathbf{H}(\xi_0|\xi) = \mathbf{H}^b(\xi_0|\xi) - \int_V \delta k^2(\xi') \mathbf{G}^H(\xi|\xi') \mathbf{E}(\xi_0|\xi') dV. \quad (12)$$

Компоненты вектора Грина имеют вид

$$\mathbf{G}^E = \{G_x^E, G_y^E, G_z^E\} \text{ и } G_{x,y,z}^E(\xi|\xi') \equiv E_{x,y,z}(\xi|\xi'),$$

$$\mathbf{G}^H = \{G_x^H, G_y^H, G_z^H\} \text{ и } G_{x,y,z}^H(\xi|\xi') \equiv H_{x,y,z}(\xi|\xi').$$

Линейное приближение поля состоит в замене полных полей в подынтегральных выражениях (11), (12) на поля в референтной среде

$$\mathbf{E}(\xi) \approx \mathbf{E}^b(\xi),$$

$$\mathbf{H}(\xi) \approx \mathbf{H}^b(\xi).$$

Точность линейного представления зависит от выбора референтной модели, размеров неоднородности и относительных контрастов электропроводности в среде. Одним из эффективных приемов улучшения точности моделирования является адекватный выбор референтной модели. Ее усложнение влечет за собой усложнение функций Грина и, соответственно, увеличение ресурсоемкости вычислений. Наиболее подробно этот вопрос применительно к задачам каротажа в нефтегазовых скважинах исследован в [8].

Необходимо отметить, что при решении задачи в данном подходе не учитывается гальваническая мода. Численный анализ показывает, что в выбранном диапазоне влияние зарядов, индуцированных на границах проводящих объектов, незначительно и составляет в суммарном сигнале не более 5 % по сравнению с индукционной частью. Увеличение гальванической составляющей возможно при существенном понижении частоты и расположении проводящих объектов вблизи генераторной катушки.

Как уже указывалось, в системах высокочастотных электромагнитных зондирований измеряются не абсолютные величины сигналов, а их относительные характеристики — сдвиг фаз или отношение амплитуд ЭДС между сближенными приемными катушками.

Разность фаз ЭДС между двумя сближенными приемными катушками

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2.$$

Поскольку наведенная в катушке ЭДС пропорциональна вертикальной компоненте магнитного поля  $\tilde{\varepsilon} = i\omega\mu_0 H$ , то

$$\varphi_j = \arctg \frac{\text{Im } H_j}{\text{Re } H_j}, \quad j = 1, 2.$$

Относительная амплитуда определяется как

$$\Delta A = \frac{A_1}{A_2} - 1,$$

где  $A_j = \sqrt{\operatorname{Re}^2 H_j + \operatorname{Im}^2 H_j}$  — амплитуды двухкатушечных пар. Здесь и в дальнейшем мы не учитываем амплитуду „прямого поля в воздухе“, предполагая, что она достаточно глубоко компенсируется в измерениях трехкатушечным зондом.

В работе [9] получены линейные представления относительных разности фаз и амплитуды, на основе которых построены быстрые алгоритмы численного моделирования относительных характеристик в осесимметричных моделях каротажа. Здесь же исследованы особенности поведения подынтегральных функций линейных представлений и получены их асимптотические выражения.

**Референтная модель.** Численный и сравнительный анализы моделирования электромагнитных откликов для задач наземной геоэлектрики показывает, что использование однородной модели в качестве референтной может приводить к большим ошибкам вычислений. В настоящей работе приведены расчеты для трехслойной горизонтально-слоистой референтной модели.

Приведем выражения для тангенциальной компоненты магнитного поля вертикального магнитного диполя в этой среде из [10]. Вертикальная компонента магнитного поля в среде с двумя плоскопараллельными границами описывается выражением

$$H_z = \frac{1}{2\pi} (H^0 + H^a),$$

где  $H^0$  — поле однородной среды с проводимостью верхнего полупространства,  $H^a$  — аномальное поле, которое имеет вид

$$H^a = \frac{1}{2\pi L^3} \int_0^{\infty} \frac{e^{-2p_1 h_1} (k_{12} - k_{32} e^{-2p_2 h_2})}{2p_1 \Delta} J_0(\lambda L) \lambda^3 d\lambda.$$

Здесь  $p_i = \sqrt{\lambda^2 + k_i^2}$ ,  $k_{12} = \frac{p_1 - p_2}{p_1 + p_2}$ ,  $k_{32} = \frac{p_3 - p_2}{p_3 + p_2}$  и  $\Delta = 1 - k_{12} k_{32} e^{-2p_2 h_1}$ .

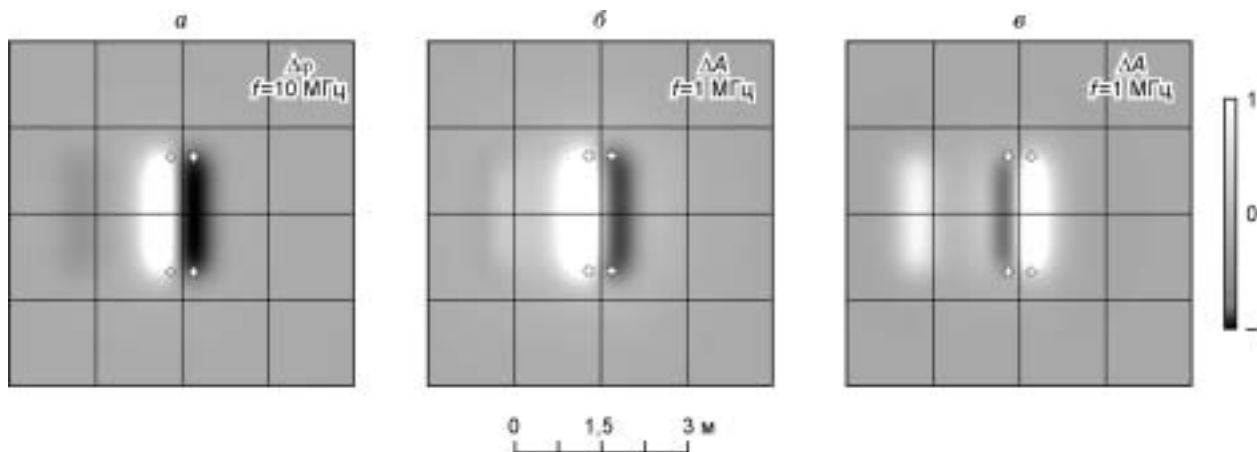
Во всех численных экспериментах, приведенных в работе, референтная среда представлена трехслойной горизонтально-слоистой моделью с электропроводностями  $\sigma_1^b = 1/10^6$ ,  $\sigma_2^b = 1/200$ ,  $\sigma_3^b = 1/100$  См/м соответственно. Влиянием диэлектрической проницаемости будем пренебрегать ( $\epsilon_i^b = 0$ ). Пласт мощностью  $h_2^b = 0,1$  м с электропроводностью  $\sigma_2$  выделен как неоднородная верхняя часть разреза. Рассмотрим профилирование высокочастотной системой вдоль оси  $x$ . Она расположена в верхнем полупространстве  $\sigma_1^b$  на высоте  $h_1^b = 0,1$  м от дневной поверхности  $z_1^b = 0,1$  м (см. рис. 1).

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Выполнено численное моделирование и сравнительный анализ измеряемых разностных сигналов в трехмерных моделях, позволяющие сделать выводы о высоком разрешении высокочастотных электромагнитных зондирований с измерением относительных характеристик. Получены распределения по площади аномальных относительных значений (от  $-1$  до  $1$ ) разности фаз  $\Delta\varphi$  и относительной амплитуды  $\Delta A$  для частот  $1$  и  $10$  МГц. Локальные проводящие объекты, расположенные в непосредственной близости (десятки сантиметров—первые метры) от дневной поверхности, адекватно описывают типичные геоэкологические (модель утечки нефтепродуктов) и геолого-инженерные ситуации (модели локальных неоднородностей, обводнения коммуникационных труб, приповерхностных пустот).

**Модель локального проводящего объекта.** Для определения возможности картирования проводящих объектов методами высокочастотных электромагнитных зондирований проведены расчеты аномальных относительных сигналов в модели локального объекта ( $\sigma_1 = 1/10$  См/м,  $l_1 = 0,5$  м,  $w_1 = 2,0$  м,  $h_1 = 0,2$  м), расположенного во вмещающей среде на глубине  $z_1 = 0,5$  м (см. рис. 1). Координаты центра  $x_1 = 0$  м и  $y_1 = 0$  м.

Распределения по площади аномальных относительных значений  $\Delta\varphi$  и  $\Delta A$  для частот  $10$  и  $1$  МГц соответственно приведены на рис. 2, а, б. На представленных изображениях хорошо виден проводящий объект (крестиками обозначены границы объекта). Так, смещенные изображения относительно истинной проекции объекта для  $\Delta\varphi$  формируются положительной и отрицательной аномалиями. Максимальные относительные значения  $\Delta\varphi$  достигают  $0,9$  и  $-1,0$ , а значения  $\Delta A$   $-1,0$  и  $-0,6$ . Знаки аномальных значений зависят от избытка или недостатка электропроводности в среде или иными словами от знака возмущения



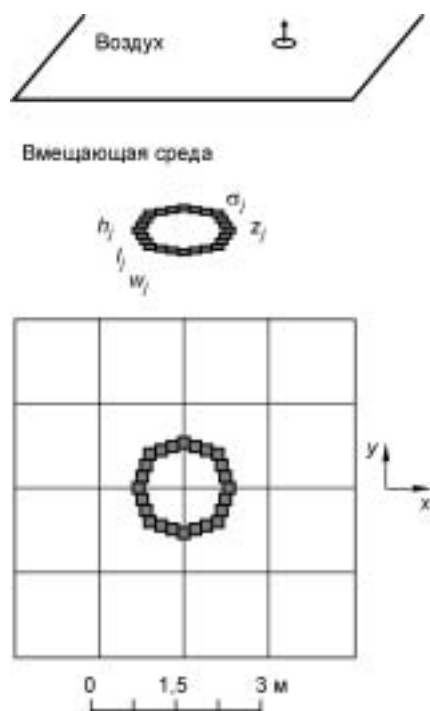
**Рис. 2.** Распределение аномальных относительных значений разности фаз (а) и относительной амплитуды (б, в) в модели 3-D проводящего объекта.

квадрата волнового числа. В левой части рисунка есть еще один образ проводящего объекта, который меньше по размерам, чем аномалеобразующий. Его центр смещен относительно эпицентра структуры на длину зонда. Это говорит о том, что изображение обусловлено прохождением генераторной катушки над неоднородностью (относительные аномалии не превышают  $-0,2$  для  $\Delta\varphi$  и  $-0,1$  для  $\Delta A$ ).

Отличительными особенностями распределения аномальных значений  $\Delta A$  для частоты 10 МГц являются инвертирование изображения, меньшие значения отрицательной относительной аномалии (1,0 и  $-0,3$  соответственно) и геометрические размеры относительно проекции объекта (см. рис. 2,в). Изображение, определяемое прохождением генераторной катушки над объектом, выше (положительная относительная аномалия не превышает 0,5).

Таким образом, смещение изображений в большей степени связано с выбором точки записи для частотной системы, а их амплитуда и размеры — с относительным контрастом по области возмущения электропроводности. Если объект имеет переменную глубину залегания, то изображение будет также иметь переменную интенсивность, по анализу которой можно судить об угле наклона объекта.

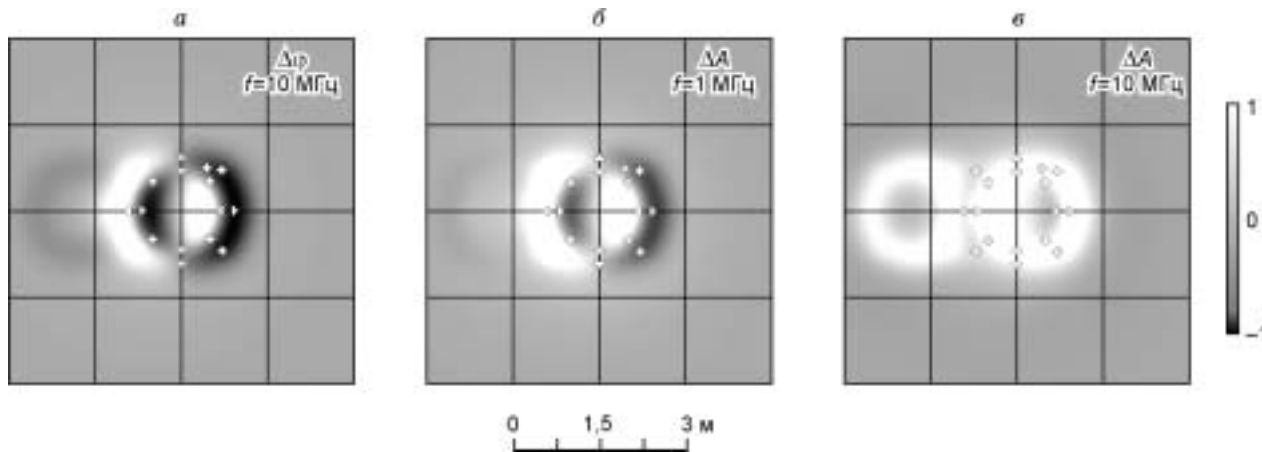
**Модель проводящей кольцевой структуры.** Для иллюстрации высокого пространственного разрешения при измерении относительных характеристик проведено численное моделирование в модели тонкой  $h_j = 0,05$  м проводящей кольцевой структурой с условным диаметром  $d = 1,6$  м и центром  $x = 0$  м и  $y = 0$  м (рис. 3). Кольцевая структура представлена группой проводящих объектов ( $\sigma_j = 1/10$  См/м,  $l_j = w_j = 0,2$  м), расположенных на глубине  $z_j = 0,5$  м ( $j = 1, \dots, 24$  — их число).



На распределениях относительных аномальных значений  $\Delta\varphi$  и  $\Delta A$  хорошо видна проводящая кольцевая структура. Несмещенное изображение лучше всего проявляется на положительных аномалиях  $\Delta\varphi$  для частоты 10 МГц (рис. 4,а). Смещенное относительно истинной проекции проводящей структуры изображение формируется отрицательными аномальными значениями  $\Delta\varphi$ . Максимальные относительные значения достигают 0,8 и  $-1,0$  соответственно. Величина смещения между этими двумя изображениями равна расстоянию между приемными катушками. Изображение, обусловленное прохождением генераторной катушки над объектом, очень слабое (относительная аномалия не превышает  $-0,2$ ).

Аналогичная картина наблюдается и на распределении аномальной части  $\Delta A$  для частоты 1 МГц (см. рис. 4,б). Ее отличия

**Рис. 3.** Модель проводящей кольцевой структуры и схема наблюдения.



**Рис. 4.** Распределение аномальных относительных значений разности фаз (а) и относительной амплитуды (б, в) в модели проводящей кольцевой структуры.

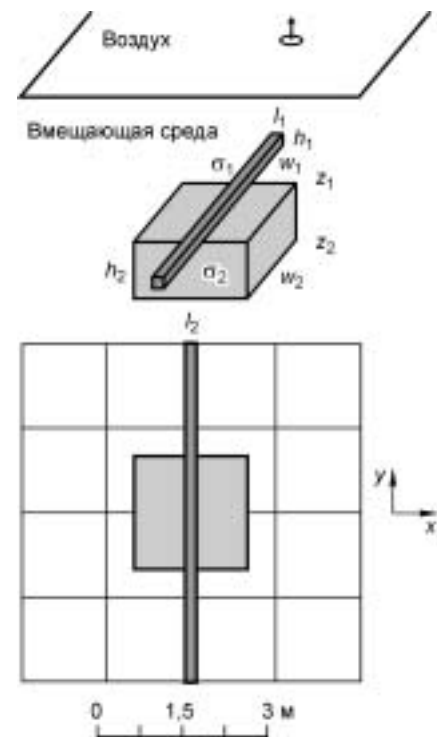
тельной особенностью является меньшее значение отрицательной относительной аномалии. Относительные значения здесь достигают 1,0 и  $-0,6$ .

При увеличении частоты до 10 МГц смещенное изображение формируется только положительным распределением аномального значения  $\Delta A$  (см. рис. 4, в). Это говорит о том, что относительная амплитуда является более глубоинной характеристикой, чем разность фаз. Значение относительной аномалии при этом максимально (1,0). Изображение, расположенное в левой части рисунка, также описывается положительной относительной аномалией и не превышает 0,4.

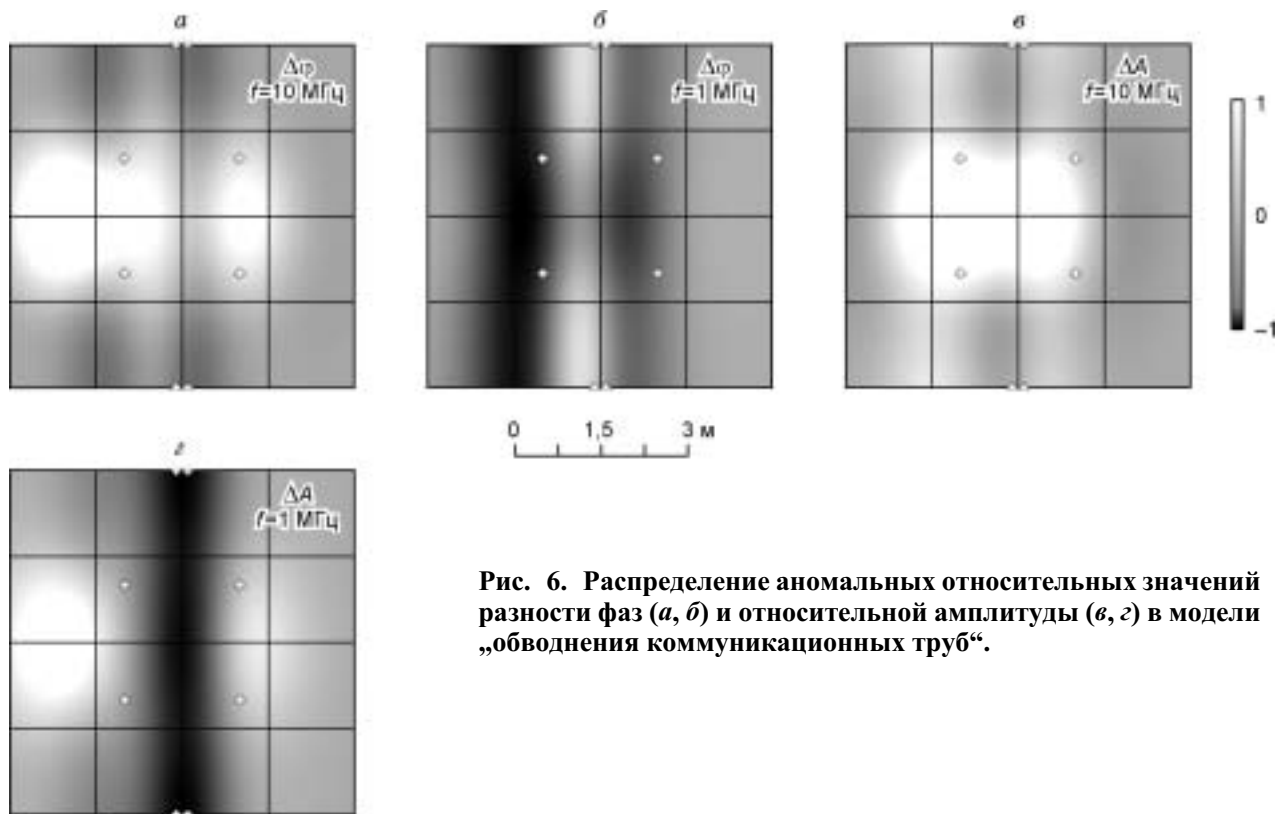
Данный численный и сравнительный анализ аномальных сигналов разности фаз в высокочастотном диапазоне позволяет приблизиться к анализу волновой картины в квазистационарном режиме.

**Модель „обводнения коммуникационных труб“.** Обращаясь к проблеме поиска и мониторинга зон обводнения коммуникационных труб, утечки нефтепродуктов, поставлен численный эксперимент картирования аномальных относительных сигналов в модели проводящего протяженного объекта (труба) ( $\sigma_1 = 1/10$  См/м,  $w_1 = \infty$ ,  $l_1 = h_1 = 0,2$  м), расположенного на глубине  $z_1 = 1,5$  м (рис. 5). Ниже протяженного объекта расположен плохопроводящий объект (зона обводнения, утечки) ( $\sigma_2 = 1/150$  См/м,  $\epsilon_2 = 60$ ,  $l_2 = w_2 = 2,0$  м,  $h_2 = 1,0$  м и  $z_2 = 2,1$  м). Координаты центров  $x_j = 0$  м и  $y_j = 0$  м ( $j = 1, 2$ ).

Приведены распределения по площади аномальных относительных сигналов разности фаз  $\Delta\phi$  (рис. 6, а, б) и относительной амплитуды  $\Delta A$  (см. рис. 6, в, г) для частот 10 и 1 МГц. В случае нескольких объектов, характеризующихся различными электрофизическими параметрами и переменной глубиной залегания, изображения имеют более сложный вид. Так, центральное изображение для  $\Delta\phi$  на частоте 10 МГц хорошо коррелируется с проводящим протяженным объектом, причем изображение плохопроводящего объекта представлено двумя положительными аномалиями, расположенными по обе стороны от нее (см. рис. 6, а). Максимальные относительные значения здесь достигают 0,7 и  $-0,3$ . Изображение, определяемое прохождением генераторной катушки над объектами, интенсивное (положительная относительная аномалия максимальна и составляет 1,0). При понижении частоты до 1 МГц изображение инвертируется (см. рис. 6, б). Интегрирование электромагнитных откликов по объектам приводит к появлению образов изображения, определяемых положительной и отрицательной аномалиями (максимальные относительные значения 0,3 и  $-1,0$ ).



**Рис. 5.** Модель „обводнения коммуникационных труб“ и схема наблюдения.



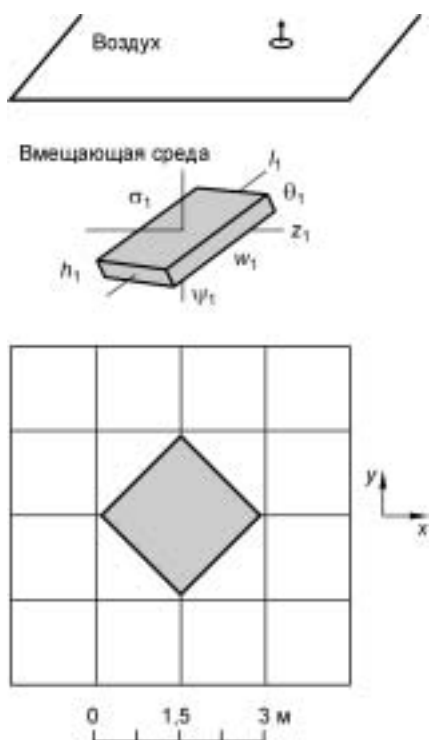
**Рис. 6.** Распределение аномальных относительных значений разности фаз (*a, б*) и относительной амплитуды (*в, з*) в модели „обводнения коммуникационных труб“.

Распределения аномальных относительных значений  $\Delta A$  для частоты 10 МГц иллюстрируются на рис. 6,в. Центральное изображение связано с наличием плохопроводящего объекта. Положительная аномалия практически заключена в его геометрию и достигает 1,0. С понижением частоты до 1 МГц для  $\Delta A$  аномальный сигнал от плохопроводящего объекта уменьшается, что связано с большей глубиной исследования относительной амплитуды (см. рис. 6,з). Так, при увеличении глубины погружения объектов можно получить аналогичную картину интенсивности изображений как на рис. 6,в для частоты 10 МГц.

Отличительной особенностью распределения относительных сигналов  $\Delta A$  является наличие интенсивной отрицательной аномалии, хорошо совпадающей с положением протяженного объекта, по обе стороны от которого присутствуют изображения, обусловленные плохопроводящим объектом, а также откликом при прохождении генераторной катушки над ним. Относительные значения здесь достигают 0,8 и  $-1,0$ .

Таким образом, для всех измеряемых характеристик показана возможность определения пространственного расположения зон обводнения и утечки нефтепродуктов в присутствии проводящего протяженного объекта.

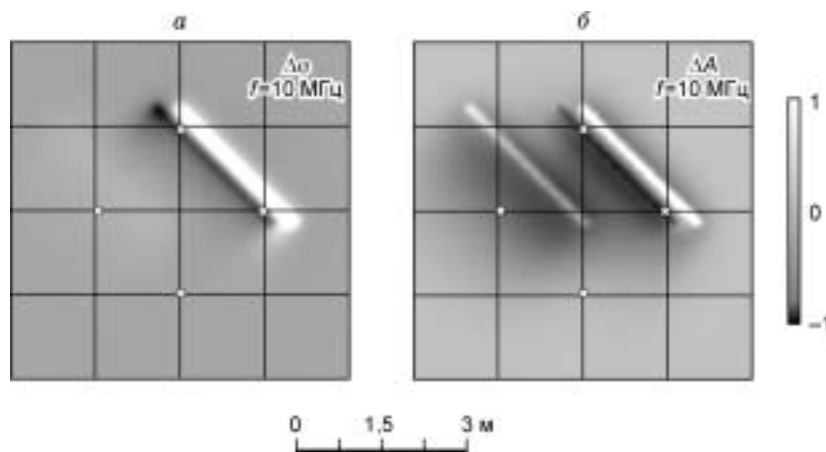
**Модель „приповерхностной пустоты“.** Для определения возможности поиска и картирования приповерхностных пустот, образованных разрушением среды или ее частичным вымыванием, проведено численное моделирование для модели среды, содержащей изолятор (воздух) ( $\sigma_1 = 1/10^4$  См/м,  $l_1 = w_1 = 3$  м,  $h_1 = 0,5$  м) и расположенного во вмещающей среде на глубине  $z_1 = 1$  м (рис. 7). Пространственное положение объекта определяется двумя углами вращения —  $\theta_1 = 30^\circ$  относительно направления профилирования (ось  $x$ ) и  $\psi_1 = 45^\circ$  относительно вертикальной оси  $z$ . Координаты центра  $x_1 = 0$  м и  $y_1 = 0$  м.



**Рис. 7.** Модель „приповерхностной пустоты“ и схема наблюдения.



**Рис. 8. Распределение аномальных относительных значений разности фаз (а) и относительной амплитуды (б) в модели „приповерхностной пустоты“.**



Распределения аномальных относительных значений  $\Delta\varphi$  и  $\Delta A$  для частоты 10 МГц иллюстрируются на рис. 8, а, б. Как и в предыдущих случаях, на представленных изображениях хорошо виден плохопроводящий объект. Распределения сигналов относительных характеристик имеют ярко выраженные знакопеременные аномалии, описывающие положение близлежащей к дневной поверхности части объекта. Изображения объекта для  $\Delta\varphi$  формируются отрицательной и положительной аномалиями, относительные значения которых достигают  $-0,9$  и  $1,0$ ; предшествующее изображение отсутствует. Однако на распределении относительных аномальных значений  $\Delta A$ , изображение, обусловленное прохождением генераторной катушки над объектом, проходит над центром объекта параллельно основным аномалиям и несколько смещено относительно направления профилирования (значение составляет  $0,1$ ). Данный факт подчеркивает большую глубинность исследований  $\Delta A$ . Максимальные значения основных аномалий составляют  $-1,0$  и  $0,7$  соответственно. В случае понижения частоты до 1 МГц аномальные сигналы  $\Delta A$  меняют знак, для сигнала  $\Delta\varphi$  качественно картина не изменяется.

Распределения аномальных относительных значений  $\Delta\varphi$  и  $\Delta A$  для частоты 10 МГц иллюстрируются на рис. 8, а, б. Как и в предыдущих случаях, на представленных изображениях хорошо виден плохопроводящий объект. Распределения сигналов относительных характеристик имеют ярко выраженные знакопеременные аномалии, описывающие положение близлежащей к дневной поверхности части объекта. Изображения объекта для  $\Delta\varphi$  формируются отрицательной и положительной аномалиями, относительные значения которых достигают  $-0,9$  и  $1,0$ ; предшествующее изображение отсутствует. Однако на распределении относительных аномальных значений  $\Delta A$ , изображение, обусловленное прохождением генераторной катушки над объектом, проходит над центром объекта параллельно основным аномалиям и несколько смещено относительно направления профилирования (значение составляет  $0,1$ ). Данный факт подчеркивает большую глубинность исследований  $\Delta A$ . Максимальные значения основных аномалий составляют  $-1,0$  и  $0,7$  соответственно. В случае понижения частоты до 1 МГц аномальные сигналы  $\Delta A$  меняют знак, для сигнала  $\Delta\varphi$  качественно картина не изменяется.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применительно к задачам геоэкологии и инженерной геофизики в рамках исследования приповерхностной части земной коры получены следующие результаты в области малоглубинных высокочастотных электромагнитных зондирований.

Получено приближенное решение прямой трехмерной задачи малоглубинных зондирований на основе представления электромагнитного поля обобщенным разложением Неймана. Созданы высокоэффективные программно-алгоритмические средства численного моделирования, позволившие провести обширные расчеты и сравнительный анализ электромагнитных сигналов в сложных трехмерных моделях реальных геоэлектрических условий приповерхностной части разреза, осложненной техногенными объектами.

Основными преимуществами созданных алгоритмов являются приемлемая с практической точки зрения точность и сокращение времени вычислений электромагнитных сигналов. Выявлены особенности поведения систем частотного зондирования с различной регистрацией электромагнитных откликов в трехмерных средах, что является важным результатом при проектировании и создании систем малоглубинных частотных зондирований.

Проведенный анализ полученных результатов позволяет говорить о решении задач поиска коммуникационных сооружений, выделения зон их обводнения, утечки нефтепродуктов, приповерхностных пустот, локальных мест загрязнений и других контрастных по электропроводности объектов методами малоглубинных высокочастотных электромагнитных зондирований с измерением относительных амплитудно-фазовых характеристик.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Манштейн А.К. Малоглубинная геофизика. Новосибирск, Изд-во Новосиб. ун-та, 2002, 136 с.
2. Huang H. and Won I.J. Real-time resistivity sounding using a handheld broadband electromagnetic sensor // Geophysics, 2003, v. 68, № 4, p. 1224—1231.
3. Newman G.A., Hoversten G.M. Solution strategies for two- and three-dimensional electromagnetic inverse problems // Inverse Problems, 2000, v. 16, № 5, p. 1357—1375.
4. Habashy T.M., Groom R.W., Spies B.R. Beyond the Born and Rytov approximations: a nonlinear approach to electromagnetic scattering // J. Geophys. Res., 1993, B2, p. 1759—1775.

5. **Zhdanov M.S., Fang S. and Hursan G.** Electromagnetic inversion using quasi-linear approximation // *Geophysics*, 2000, v. 65, № 5, p. 1501—1513.
6. **Xie G., Li J., Majer E.L. et al.** 3-D electromagnetic modeling and nonlinear inversion // *Geophysics*, 2000, v. 65, № 3, p. 804—822.
7. **Alumbaugh D.L.** Image appraisal for 2-D and 3-D electromagnetic inversion // *Geophysics*, 2000, v. 65, № 5, p. 1455—1467.
8. **Эпов М.И., Глинских В.Н.** Быстрое двумерное моделирование высокочастотного электромагнитного поля для задач каротажа // *Геология и геофизика*, 2003, т. 44, № 9, с. 942—952.
9. **Эпов М.И., Глинских В.Н.** Линеаризация относительных характеристик высокочастотного магнитного поля в двумерных проводящих средах // *Геология и геофизика*, 2004, т. 45, № 2, с. 266—274.
10. **Табаровский Л.А.** Применение метода интегральных уравнений в задачах геоэлектрики. Новосибирск, Наука, 1975, 140 с.

*Рекомендована к печати 29 ноября 2004 г.  
С.В. Гольдиным*

*Поступила в редакцию  
21 июня 2004 г.*