

УДК 519.688, 550.832

Математическое обоснование импульсных электромагнитных зондирований для новых задач нефтепромысловой геофизики*

М.Н. Никитенко, В.Н. Глинских, Д.И. Горносталев

Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А.Трофимука Сибирского отделения Российской академии наук (ИНГГ СО РАН), г. Новосибирск, 630090, просп. Ак. Коптюга, 3

E-mails: NikitenkoMN@ipgg.sbras.ru (Никитенко М.Н.), GlinskikhVN@ipgg.sbras.ru (Глинских В.Н.), GornostalevDI@ipgg.sbras.ru (Горносталев Д.И.)

Английская версия этой статьи печатается в журнале “Numerical Analysis and Applications” № 2, Vol. 14, 2021.

Никитенко М.Н., Глинских В.Н., Горносталев Д.И. Математическое обоснование импульсных электромагнитных зондирований для новых задач нефтепромысловой геофизики // Сиб. журн. вычисл. математики / РАН. Сиб. отд.-ние. — Новосибирск, 2021. — Т. 24, № 2. — С. 179–192.

Работа посвящена развитию фундаментальных теоретических основ и созданию программно-алгоритмической базы импульсных электромагнитных зондирований применительно к изучению нетрадиционного источника углеводородов с трудноизвлекаемыми запасами — баженовской свиты. Выполняется математическое обоснование новой геофизической технологии для локализации нефтеперспективных зон с использованием пространственно-распределенной системы наклонно-горизонтальных скважин. Для оперативного математического моделирования получено решение задачи импульсных электромагнитных зондирований в слоисто-однородных моделях сред для произвольного токового импульса в источнике электромагнитного поля, допускающее глубокое распараллеливание. На основе созданного вычислительного алгоритма разработан параллельный алгоритм и реализована быстрая компьютерная программа численного моделирования сигналов нового прибора на многопроцессорных вычислительных системах Сибирского суперкомпьютерного центра СО РАН. Проведено масштабное численное моделирование и анализ сигналов в реалистичных геоэлектрических моделях баженовской свиты для определения области применения новой импульсной электромагнитной зондирующей установки. Расчетами показано, что определение пространственного расположения границ пластов возможно при каротаже скважин с длинами зондов в широких пределах. Проведен анализ возможности применения диагональных и перекрестных компонент поля для обеспечения высокой чувствительности как к границам пласта, так и определения его внутренних неоднородностей. Полученные результаты составляют основу для дальнейшего проектирования оптимальной конфигурации новой электромагнитной зондирующей системы.

DOI: 10.15372/SJNM20210205

Ключевые слова: электромагнитные зондирования, метод переходных процессов, численно-аналитическое решение, вычислительный алгоритм, слоисто-однородная геоэлектрическая модель, баженовская свита.

Nikitenko M.N., Glinskikh V.N., Gornostalev D.I. Mathematical substantiation of pulsed electromagnetic soundings for new problems of petroleum geophysics // Siberian J. Num. Math. / Sib. Branch of Russ. Acad. of Sci. — Novosibirsk, 2021. — Vol. 24, № 2. — P. 179–192.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-77-20130 “Фундаментальные основы импульсного электромагнитного зондирования с управляемым спектром: теоретическое обоснование инновационного геофизического метода геологоразведки с использованием высокопроизводительных вычислений на базе Сибирского суперкомпьютерного центра СО РАН”).

This paper concerns the development of fundamental theoretical foundations and the creation of algorithms and software for pulsed electromagnetic soundings in relation to studying an unconventional source of hydrocarbons with hard-to-recover reserves — the Bazhenov formation. We carry out the mathematical substantiation of a new geophysical technology for the localization of oil-prospective zones, using a spatially distributed system of highly deviated wells. For the fast mathematical simulation, we obtained a solution to the problem of pulsed electromagnetic soundings in layered homogeneous models of media for an arbitrary current pulse in the electromagnetic source, which allows deep parallelization. Based on the created computational algorithm, a parallel one was developed, as well as a fast computer program for numerical simulation of the signals of the new system on multiprocessor devices of the Siberian Supercomputer Center, SB RAS. We carried out a large-scale numerical simulation and analysis of the signals in realistic geoelectric models of the Bazhenov formation to estimate an applicable scope of the new pulsed electromagnetic sounding installation. The calculations show that determining spatial locations of the formation boundaries is possible when logging the wells over a wide range of the sonde spacings. We analyzed the applicability of the diagonal and off-diagonal field components to ensure high sensitivity for mapping the reservoir boundaries and evaluating its internal heterogeneities. The results obtained form a basis for the further design of the optimal configuration of the new electromagnetic sounding system.

Keywords: *electromagnetic soundings, transient method, numerical-analytical solution, computational algorithm, layered homogeneous geoelectric model, Bazhenov formation.*

Введение

На протяжении последних десятилетий большой интерес вызывает всестороннее изучение нетрадиционного источника углеводородов в Западно-Сибирской нефтегазоносной провинции — баженовской свиты. Ее уникальность состоит в том, что она является как основной нефтепроизводящей толщей и региональным флюидоупором для залежей углеводородов, так и нефтеносной толщей, высокий потенциал которой доказан многолетней добычей нефти [1–3]. Однако применение существующих технологий поисков, разведки и освоения трудноизвлекаемых запасов нефти остается недостаточно эффективным, поскольку отсутствуют соответствующие специфике этого сложного геологического объекта методы достоверной идентификации коллекторов нефти и количественной оценки их свойств. Значимым этапом изучения баженовской свиты является картирование и пространственная локализация нефтеперспективных зон, обеспечивающие снижение неопределенностей при проведении геологоразведочных работ.

При разработке залежей нефти повсеместно используется наклонно-направленное бурение скважин с горизонтальным завершением, геофизические исследования в которых открывают принципиально новое направление в геологоразведке баженовской свиты. Субгоризонтальные скважины позволяют проследивать по латерали изменение положения кровли и подошвы и контролировать их пространственное распределение. С использованием наклонно-горизонтальных скважин появляется возможность выделения и детального изучения латеральных неоднородностей, в первую очередь нефтесодержащих зон, включая малоамплитудные дизъюнктивные нарушения с определением их положения и направления в пространстве. Большие перспективы вовлечения в разработку баженовской свиты обуславливают настоятельную необходимость опережающего развития геофизических технологий применительно к этому относительно слабо изученному объекту. Как показывают результаты последних исследований, комплексному решению вышеперечисленных задач способствуют электромагнитные зондирования [4].

Результаты представленных в статье исследований направлены на научное обоснование новой технологии картирования и пространственной локализации латеральных неоднородностей и нефтеперспективных зон с использованием пространственно-распределен-

ной системы наклонно-горизонтальных скважин на основе электромагнитных зондирований методом переходных процессов (МПП) с произвольным токовым импульсом. На данном этапе необходимо получить численно-аналитическое решение задачи импульсных электромагнитных зондирований в модели вертикально-неоднородной среды с наклонно-горизонтальной скважиной для произвольного токового импульса в генераторе электромагнитного поля. На его основе разработать программно-алгоритмическое обеспечение, с помощью которого выполнить численное моделирование для проектирования конфигурации электромагнитной зондирующей системы.

При выборе оптимальных параметров зондирующей системы на основе полного перебора модельных параметров (установки и среды) требуется высокопроизводительное программное обеспечение. Для значительного снижения ресурсоемкости вычислений традиционно прибегают к высокопроизводительным вычислениям. Известно много работ, посвященных решениям прямых задач прикладной геофизики различными методами с использованием многопроцессорных вычислительных систем, включая суперкомпьютерный центр СО РАН (ССКЦ СО РАН) [5–10]. В рамках настоящего исследования масштабное моделирование выполняется с использованием вычислительных ресурсов ССКЦ СО РАН на основе программного обеспечения, допускающего эффективное распараллеливание. В работе разработан оригинальный алгоритм, позволивший реализовать эффективные вычисления, основная идея которого состоит в следующем.

Как известно, в решении задачи об определении гармонического электромагнитного поля используется метод, основанный на представлении поля в виде суммы нормального и аномального полей, а также преобразованиях Фурье и Фурье–Бесселя по радиальным переменным [11]. Во временной области решение может быть получено путем обратного преобразования Фурье гармонического электромагнитного поля, умноженного на спектр импульса тока в генераторной катушке [12]. Тогда выключение (или включение) тока рассматривается как базовый импульс и для электромагнитного поля от произвольного импульса решение также получается в виде свертки поля от выключения с функцией импульса тока. С точки зрения объема вычислений это является более экономичной процедурой по сравнению с обратным преобразованием Фурье, особенно для большой серии импульсов заданной формы. В работе предлагается использовать данный подход при реализации системы импульсного электромагнитного зондирования с управляемым спектром.

Решение во временной области для выключения тока представляется в виде двойного интеграла (преобразований Фурье и Фурье–Бесселя) и сводится к двукратному интегрированию быстро осциллирующих слабо затухающих функций. Быстрое затухание подынтегральных выражений обеспечивается переводом интегрирования в комплексные плоскости пространственной переменной и частоты, что является основой эффективных вычислений. Таким образом, предлагаемое решение задачи импульсных электромагнитных зондирований допускает распараллеливание по частотным и пространственным гармоникам, а численное интегрирование осуществляется с помощью специальных квадратурных формул и реализуется в виде суммирования. Кроме того, такой алгоритм и его программная реализация будут являться ключевыми для выполнения оперативно-численного анализа электромагнитных сигналов и последующего создания процедур численной инверсии данных в масштабе реального времени [13, 14].

Перейдем к изложению решения поставленной задачи, описанию методов ее решения и полученных результатов.

1. Решение задачи электромагнитных зондирований методом переходных процессов в вертикально-неоднородной среде

1.1. Модель среды и система возбуждения–наблюдения электромагнитного поля

Базовой моделью для анализа электромагнитных сигналов является горизонтально-слоистая изотропная среда (рис.1.1). Влияние скважины и зоны проникновения не учитывается, поскольку используемые геометрические размеры (расстояния до изучаемых объектов и расстояния между источниками и приемниками электромагнитного поля) значительно, в десятки и сотни раз, превышают радиус неоднородной прискважинной зоны.

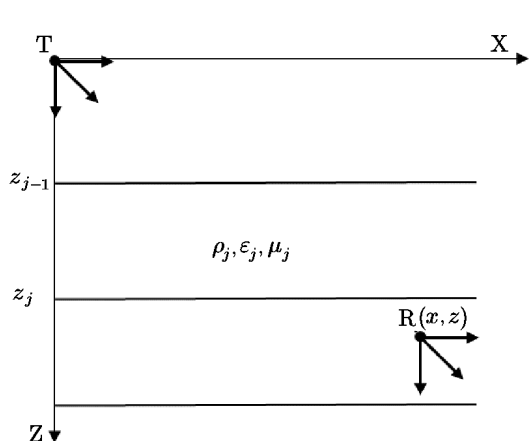


Рис. 1. Горизонтально-слоистая изотропная проводящая среда

Проводящая среда состоит из $(n + 1)$ -й горизонтальной области, разделенных границами z_j , $j = 1, n$, при этом область с номером $j = 1$ — вышележащее полупространство, а $j = n + 1$ — подстилающее пространство. Каждый слой характеризуется удельной электрической проводимостью σ_j (или удельным электрическим сопротивлением УЭС $\rho_j = 1/\sigma_j$), диэлектрической проницаемостью ϵ_j и магнитной проницаемостью μ_j . Все электрофизические параметры отличны от нуля. Используется прямоугольная декартова система координат, ось z которой перпендикулярна границам и направлена вниз. Источником поля является

произвольно ориентированная катушка с током, которая описывается магнитным диполем; необходимо определить вектор магнитного поля в заданной точке среды. Не ограничивая общности, можно считать, что точечный источник (Т) и приемник (R) лежат в плоскости Oxz , причем источник находится в начале координат. В такой ситуации ненулевыми являются xx -, yy -, zz -, xz - и zx -компоненты поля, где первый символ означает направление магнитного диполя, а второй — измеряемую компоненту поля.

1.2. Решение задачи во временной области

В проводящей среде электромагнитное поле \vec{E} , \vec{H} подчиняется уравнениям Максвелла:

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j}^e, \\ \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \vec{j} = 0, \\ \operatorname{div} \vec{B} = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $\vec{B} = \mu\vec{H}$ — магнитная индукция, $\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$ — электрическая индукция, $\vec{j} = \sigma\vec{E}$ — плотность электрического тока, \vec{j}^e — плотность тока стороннего источника:

$$\vec{j}^e = I(t)U(x, y, z)\vec{i}, \quad (2)$$

где $I(t)$ — импульс тока в источнике ($-\infty < t < \infty$), $U(x, y, z)$ — пространственное распределение тока, (x, y, z) — координаты приемника, $\vec{i} = (i_x, i_y, i_z)$.

На границах раздела z_j тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей непрерывны:

$$\begin{cases} (E_{x_j} - E_{x_{j+1}})|_{z=z_j} = 0, \\ (E_{y_j} - E_{y_{j+1}})|_{z=z_j} = 0, \\ (H_{x_j} - H_{x_{j+1}})|_{z=z_j} = 0, \\ (H_{y_j} - H_{y_{j+1}})|_{z=z_j} = 0, \end{cases} \quad j = 1, n. \quad (3)$$

Также для электромагнитного поля выполняется условие излучения (стремление решения к нулю при удалении на бесконечность).

Определим прямое и обратное преобразование Фурье по времени следующим образом:

$$\begin{cases} A^*(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} A(t)e^{i\omega t} dt, \\ A(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A^*(\omega)e^{-i\omega t} d\omega \end{cases}. \quad (4)$$

Пусть $\vec{E}^\delta, \vec{H}^\delta$ — решение системы (1) с $I(t) = \delta(t)$. Тогда для произвольной функции импульса тока $I(t)$ электромагнитное поле выражается через $\vec{E}^\delta, \vec{H}^\delta$ [15]:

$$\vec{F}^I(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{F}^{\delta*}(\omega)I^*(\omega)e^{-i\omega t} d\omega, \quad (5)$$

где $\vec{F} = \vec{E}, \vec{H}$ (также в качестве \vec{F} может использоваться реально измеряемая величина э.д.с. — производная потока магнитной индукции по времени).

Так, для используемого в индукционном каротаже гармонического способа возбуждения $I(t) = e^{-i\omega_0 t}$ выражение для Фурье-образа импульса тока выглядит следующим образом: $I^*(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega_0 t} e^{i\omega t} dt = 2\pi\delta(\omega - \omega_0)$ [15]. Поэтому гармоническое электромагнитное поле записывается как

$$\vec{F}^e(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{F}^{\delta*}(\omega)\delta(\omega - \omega_0)e^{-i\omega t} d\omega = \vec{F}^{\delta*}(\omega_0)e^{-i\omega_0 t}. \quad (6)$$

Для широко используемого в МПП ступенчатого выключения тока

$$I(t) = 1 - \theta(t) = \begin{cases} 1, & t < 0, \\ 0, & t \geq 0 \end{cases}$$

преобразование Фурье функции импульса выполняется для частоты ω с исчезающе малой положительной мнимой частью и дается выражением $I^*(\omega) = \frac{1}{i\omega}$, поэтому

$$\vec{F}^{1-\theta}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{F}^{\delta*}(\omega)\frac{1}{i\omega}e^{-i\omega t} d\omega. \quad (7)$$

При вычислении интеграла (7) учитывается четность реальной и нечетность мнимой частей функции \vec{F} [12]:

$$\vec{F}^{1-\theta}(t) = -\frac{1}{\pi} \int_0^\infty \operatorname{Im} \vec{F}^{\delta^*}(\omega) \frac{\cos \omega t}{\omega} d\omega = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \operatorname{Re} \vec{F}^{\delta^*}(\omega) \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega. \quad (8)$$

В нуле подынтегральные функции выражения (8) имеют конечный предел, что следует из свойства функции F^{δ^*} [16].

Как следует из уравнения (5), Фурье-образы электромагнитного поля от импульсов $I_1(t)$ и $I_2(t)$ связаны между собой соотношением:

$$I_1^*(\omega) \vec{F}^{I_2^*}(\omega) = I_2^*(\omega) \vec{F}^{I_1^*}(\omega). \quad (9)$$

Если рассматривать выключение тока как базовый импульс, то для электромагнитного поля от произвольного импульса

$$\vec{F}^{I^*}(\omega) = I^*(\omega) i\omega \vec{F}^{1-\theta^*}(\omega). \quad (10)$$

Используя теорему о свертке [15], получим

$$\begin{aligned} \vec{F}^I(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty \vec{F}^{1-\theta^*}(\omega) I^*(\omega) i\omega e^{-i\omega t} d\omega = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^\infty \vec{F}^{1-\theta^*}(\omega) I^*(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \\ &= -\frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^\infty \vec{F}^{1-\theta}(\tau) I(t-\tau) d\tau. \end{aligned} \quad (11)$$

Рассчитав сигнал от выключения тока, легко получить значения сигналов для серии импульсов. Если импульс тока определен (отличен от нуля) на конечном отрезке времени $[0, T]$, то выражение (11) преобразуется к виду:

$$\vec{F}^I(t) = -\int_{t_p}^t \vec{F}^{1-\theta}(\tau) I'(t-\tau) d\tau - \vec{F}^{1-\theta}(t) I(0) + \vec{F}^{1-\theta}(t-T) I(T), \quad t_p = \max\{0, t-T\}. \quad (12)$$

Таким образом, чтобы определить электромагнитное поле произвольного импульса, в том числе от выключения тока, необходимо решить задачу определения гармонического поля в частотной области и воспользоваться одним из преобразований (5), (7), (11) или (12).

1.3. Решение задачи в частотной области

Для удобства решения заменим реально существующие электрические сторонние токи эквивалентными им сторонними магнитными токами \vec{j}^μ — магнитными диполями [17]. В решении задачи об электромагнитном поле магнитного диполя используется метод, основанный на представлении поля произвольного гармонического источника в виде суммы нормального и аномального полей, а также преобразованиях Фурье и Фурье–Бесселя [11].

Пусть магнитные диполи находятся в i -м слое горизонтально-слоистой среды. В этом слое полное поле равно сумме аномального и нормального полей, а в остальных слоях полное поле совпадает с аномальным. Аномальное поле в j -м слое определяется однородными уравнениями Максвелла:

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \vec{H}_j = \gamma_j \vec{E}_j, \\ \operatorname{rot} \vec{E}_j = i\omega \mu_j \vec{H}_j, \\ \operatorname{div} \vec{H}_j = 0, \\ \operatorname{div} \vec{E}_j = 0, \end{cases} \quad (13)$$

где $\gamma_j = \sigma_j - i\omega \varepsilon_j$ — комплексная электропроводность.

Нормальное поле определяется уравнениями с правой частью:

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \vec{H}_0 = \gamma_i \vec{E}_0, \\ \operatorname{rot} \vec{E}_0 = i\omega\mu_i \vec{H}_0 - \vec{j}^\mu, \\ \operatorname{div} \vec{H}_0 = 0, \\ \operatorname{div} \vec{E}_0 = 0, \end{cases} \quad (14)$$

где $\vec{j}^\mu = -i\omega\mu\vec{M}\delta(x)\delta(y)t\delta(z)$, $\vec{M} = I_0 S n \vec{i}$ — момент источника, I_0 — амплитуда тока в источнике, S — площадь катушки, n — количество витков.

Электрическое и магнитное поля удовлетворяют граничным условиям (3), а также условию излучения на бесконечности.

Решение задачи об электромагнитном поле в частотной области и особенности его численной реализации детально описаны в работах Л.А. Табаровского и В.С. Могилатова [11, 18], общие идеи которых состоят в следующем. К первым двум уравнениям системы (13) применяется преобразование Фурье по координатам x , y , после чего они приводятся к дифференциальным уравнениям для образов z -компонент аномального электромагнитного поля с нулевой правой частью. Остальные компоненты поля выражаются через них в явном виде. Уравнения имеют решение в виде линейной комбинации экспоненциальных функций с неизвестными коэффициентами в каждом слое. Для определения коэффициентов используются граничные условия, а также условия в нуле и на бесконечности. Образуются система линейных уравнений относительно неизвестных коэффициентов. В правую часть входит выражение для первичного поля, которое определяется из системы (13) в явном виде для заданного распределения стороннего тока. Матрица системы имеет размерность $2n \times 2n$ и является блочно-диагональной. Для решения системы с матрицей специального вида получены рекуррентные соотношения, минимизирующие вычислительные затраты. В случае ограниченного количества геоэлектрических границ n (первые десятки), достаточного для решения практических задач, вычислительных проблем с решением не возникает. В результате определяются Фурье-образы аномального электромагнитного поля. Обратное двойное преобразование Фурье трансформируется в обратное преобразование Фурье–Бесселя по радиальной переменной $r = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Правильно организованное решение системы линейных уравнений, а также численное интегрирование является основой высокопроизводительных вычислений.

2. Численная реализация алгоритмов

2.1. Решение систем линейных уравнений

2.1.1. Численное интегрирование по частоте

Для определения электромагнитного поля во временной области, согласно формулам (7) и (8), необходимо вычислить интеграл вида

$$F(t) = \int_0^\infty \frac{f(\omega)}{\omega} \begin{Bmatrix} \cos \omega t \\ \sin \omega t \end{Bmatrix} d\omega. \quad (15)$$

Подынтегральная функция $f(\omega)$ затухает недостаточно быстро на фоне осциллирующей функцией $\cos \omega t$, $\sin \omega t$. Обычно требуется расчет $f(\omega)$ на очень больших частотах (свыше 10^9 1/с). Чтобы избежать трудностей, связанных с вычислениями на высоких частотах, путь интегрирования переводится в комплексную плоскость ω . Рассмотрим интеграл с $\cos \omega t$:

$$F(t) = \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{f(\omega)}{\omega} e^{i\omega t} d\omega + \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{f(\omega)}{\omega} e^{-i\omega t} d\omega. \quad (16)$$

В первом интеграле из (16) делаем замену $\omega = we^{i\psi}$, а во втором $\omega = we^{-i\psi}$, где $|\psi| < \frac{\pi}{2}$.

Рассмотрим интеграл по замкнутому контуру, образованному вещественной осью, лучом $\omega = we^{\pm i\psi}$ и дугой бесконечно большого радиуса, равный нулю по теореме Коши. В соответствии с леммой Жордана интеграл по дуге окружности бесконечно большого радиуса также равен нулю [19].

Поэтому интеграл по лучам $\omega = we^{\pm i\psi}$ сводится к интегралу по положительной вещественной полуоси

$$F(t) = \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{f(we^{i\psi})}{w} e^{-wt(\sin\psi - i\cos\psi)} dw + \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{f(we^{-i\psi})}{w} e^{-wt(\sin\psi + i\cos\psi)} dw. \quad (17)$$

Таким образом под интегралом появляется затухающий фактор $e^{-wt \sin\psi}$.

Учитывая, что $f(we^{i\psi}) = f(we^{-i\psi})$, получаем

$$F(t) = \int_0^\infty \left(\operatorname{Re} f(we^{i\psi}) \cos(wt \cos\psi) - \operatorname{Im} f(we^{i\psi}) \sin(wt \cos\psi) \right) e^{-wt \sin\psi} \frac{dw}{w}. \quad (18)$$

2.1.2. Численное интегрирование по пространственной переменной

Чтобы получить решение в частотной области, необходимо вычислить интегралы Фурье–Бесселя вида

$$I(r, z) = \int_0^\infty g(\lambda, z) J_n(\lambda r) d\lambda, \quad (19)$$

где функция $g(\lambda, z)$ является решением дифференциального уравнения для Фурье-образа аномального электромагнитного поля с нулевой правой частью (п. 1.3), $J_n(\lambda r)$ — функции Бесселя, $n = 0, 1, 2$ [11].

Функция $g(\lambda, z)$ содержит экспоненты: $e^{-p_j(z-z_{j-1})}$, $e^{-p_j(z_j-z)}$, $e^{-p_j(z_j-z_{j-1})}$, $p_j = \sqrt{\lambda^2 + k_j^2}$, $\operatorname{Re} p_j > 0$, $k_j^2 = -i\omega\mu_j\gamma_j$. Если расстояние от точки измерения до границы $|z - z_j|$ или мощность какого-то слоя $z_j - z_{j-1}$ малы по сравнению с расстоянием r , то $g(\lambda, z)$ слабо затухает на фоне быстро осциллирующей функцией Бесселя $J_n(\lambda r)$. В этом случае применяется интегрирование в комплексной плоскости λ так, чтобы осциллирующий фактор $J_n(\lambda r)$ превратился в затухающий.

Как известно, функция Бесселя выражается через функции Ганкеля первого и второго рода:

$$J_n(z) = \frac{1}{2} (H_n^{(1)}(z) + H_n^{(2)}(z)), \quad (20)$$

а те, в свою очередь, связаны с модифицированными функциями Бесселя:

$$H_n^{(1)}(z) = \frac{2}{i\pi} e^{-\frac{i n \pi}{2}} K_n(-iz), \quad H_n^{(2)}(z) = -\frac{2}{i\pi} e^{\frac{i n \pi}{2}} K_n(iz). \quad (21)$$

Получаем

$$I(r, z) = \frac{1}{i\pi} i^{-n} \int_0^\infty g(\lambda, z) K_n(-i\lambda r) d\lambda - \frac{1}{i\pi} i^n \int_0^\infty g(\lambda, z) K_n(i\lambda r) d\lambda. \quad (22)$$

В первом интеграле из (22) делаем замену $\lambda = me^{i\varphi}$, а во втором $\lambda = me^{-i\varphi}$, где $|\varphi| < \frac{\pi}{2}$. Тогда

$$I(r, z) = \frac{1}{i\pi} i^{-n} e^{i\varphi} \int_0^\infty g(me^{i\varphi}, z) K_n(mr(\sin \varphi - i \cos \varphi)) dm - \frac{1}{i\pi} i^n e^{-i\varphi} \int_0^\infty g(me^{-i\varphi}, z) K_n(mr(\sin \varphi + i \cos \varphi)) dm. \quad (23)$$

Положительная вещественная часть аргумента функции K_n обеспечивает ей экспоненциальное затухание.

При выборе угла φ необходимо учитывать, что в комплексной плоскости λ находятся точки ветвления λ_j , определяемые соотношениями [20]:

$$\begin{cases} \lambda_{xj} = \operatorname{Re}\lambda_j = -\operatorname{Im}k_j = \sqrt{\frac{\omega^2\mu_j\varepsilon_j + \sqrt{(\omega^2\mu_j\varepsilon_j)^2 + (\omega\mu_j\sigma_j)^2}}{2}}, \\ \lambda_{yj} = \operatorname{Im}\lambda_j = \operatorname{Re}k_j = \sqrt{\frac{-\omega^2\mu_j\varepsilon_j + \sqrt{(\omega^2\mu_j\varepsilon_j)^2 + (\omega\mu_j\sigma_j)^2}}{2}}. \end{cases} \quad (24)$$

Соответствующие им разрезы на Римановой поверхности радикалов p_j проходят выше точек ветвления, поэтому угол φ должен быть меньше $\operatorname{arctg} \frac{\lambda_{yj}}{\lambda_{xj}}$.

2.2. О распараллеливании частотных задач и использовании вычислительного кластера

В дальнейшем проектирование оптимальной конфигурации электромагнитной зондирующей системы основывается на полном переборе ее параметров в некоторых характерных классах геоэлектрических моделей баженовской свиты. Модели строятся по результатам обработки практических каротажных данных с использованием реальных траекторий скважин ряда месторождений Широкого Приобья Западной Сибири. Для масштабного моделирования требуется привлечение многопроцессорных вычислительных систем.

Проведен анализ возможных вариантов реализации параллельных схем для быстрого численного моделирования. Отмечено, что для разработки такой схемы использование обратного преобразования Фурье по частоте является одним из оптимальных решений. Обратное преобразование Фурье предполагает решение множества независимых частотных задач и может быть реализовано параллельно.

На данном этапе исследования разработана версия алгоритма, которая имеет более высокоуровневый способ параллелизации, а именно, по параметрам системы измерений и геоэлектрическим моделям. Время расчета всех компонент магнитного поля на широком временном интервале от 10^{-7} до 10^{-1} с для трехслойной модели среды (пласт во вмещающих породах) в 10 точках профиля вдоль скважины и для 10 длин зондов (расстояний между источником и приемником) составляет первые минуты на персональном компьютере. Для реалистичных моделей с десятками пластов это время расчетов может составлять 30–40 минут и более. Для исследования поведения электромагнитных сигналов в десятках и сотнях моделей для большого количества длин зондов (сотни) и точек профиля (тысячи) время вычислений становится критическим (несколько дней). Поэтому для масштабного численного моделирования использованы ресурсы ССКЦ СО РАН, где вычисления организованы на кластере НКС-1П с применением современных вычислительных ядер KNL и Broadwell, что позволяет провести указанные вычисления за несколько часов.

3. Результаты численного моделирования электромагнитных сигналов для задачи картирования неоднородной баженовской свиты

Приводятся результаты численного моделирования сигналов импульсных зондирований, полученных с использованием разработанного алгоритма и реализованной программы. Базовая геоэлектрическая модель баженовской свиты – это высокоомный неоднородный пласт с УЭС от первых сотен до нескольких тысяч Ом·м, заключенный в более проводящие (десятки Ом·м) породы. Численное моделирование сигналов электромагнитных зондирований направлено на установление возможности решения двух основных задач: картирования границ баженовской свиты и расчленение ее по вертикали с целью определения возможного местоположения пластов-коллекторов. Этим задачам соответствуют два класса моделей: в первом классе моделей баженовская свита однородна, а во втором состоит из нескольких пластов с различными значениями УЭС и мощностями. В этих классах моделей анализировались сигналы МПП для всех компонент электромагнитного поля в зависимости от расстояния между генераторной и приемной катушкой (2–200 м), положения зонда относительно границ и угла наклона зонда относительно вертикали ($0 - 90^\circ$).

Анализ результатов выполненных масштабных расчетов показал, что в целом наблюдается хорошая дифференциация сигналов в зависимости от расположения зонда относительно границ. Это означает наличие значительной чувствительности электромагнитных сигналов к изучаемым границам баженовской свиты.

В качестве примера приведем результаты моделирования в двух характерных геоэлектрических моделях. В обеих высокоомные отложения мощностью 20 м заключены в относительно проводящих породах с УЭС 10 Ом·м (верхнее полупространство) и 15 Ом·м (нижнее). Координаты границ: –10 и 10 м. В первой модели баженовская свита однородна и имеет УЭС 1000 Ом·м, а во второй состоит из двух равномошных пластов по 10 м с УЭС 1000 и 500 Ом·м для верхней и нижней части соответственно. Координата внутренней границы: 0 м. Угол наклона скважины и зонда относительно вертикали составляет 30° . В первой модели длина зонда составляет 2 м, во второй – 20 м. Предполагается, что момент двухкатушечного зонда равен $100 \text{ А}\cdot\text{м}^2$, а минимальный уровень измеряемой ЭДС – 10 нВ.

На рисунках 2 и 3 приведены уровни сигналов МПП в зависимости от времени и от положения зонда (координатой зонда является его центр). На рисунке 2 показаны ЭДС для модели 1, а на рис. 3 – для модели 2. Уровни измеряемых сигналов показаны разными оттенками серого цвета, при этом белому цвету соответствуют высокие значения, черному – низкие. Приведены сигналы для диагональных xx - (рис. 2а, рис. 3а) и zz - (рис. 2б, рис. 3б) и перекрестных xz - (рис. 2в, рис. 3в) и zx - (рис. 2г, рис. 3г) компонент поля.

Анализ результатов расчетов показывает следующее. В зависимости от времени сигналы сначала возрастают до некоторого характерного значения, а затем убывают с возможными переходами через ноль, причем на поздних временах существует степенная зависимость $t^{-5/2}$ [12]. По изменению цвета отмечается широкий динамический диапазон уровней сигналов. По сигналам диагональных xx и zz компонент (рис. 2а, рис. 2б) видно, что в непроводящей баженовской свите максимум сигнала смещен в область более ранних времен по сравнению с проводящими вмещающими породами, в связи с чем ее границы хорошо выделяются на ранних и средних временах (0.1–10 мкс). Это определяет хорошую чувствительность сигналов к границам. Также границы баженовской

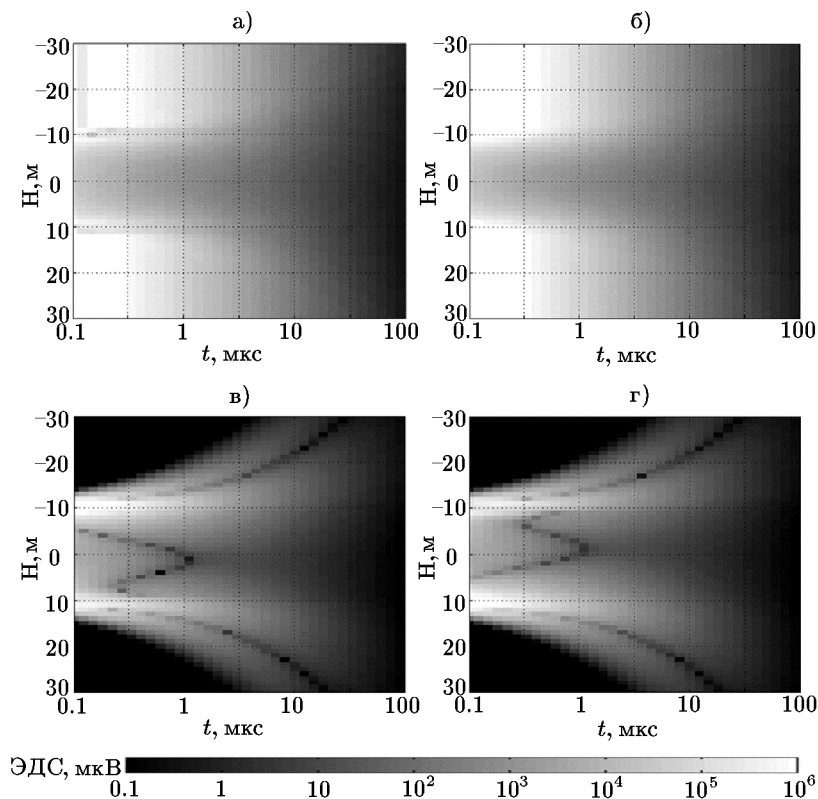


Рис. 2. ЭДС импульсных зондирований в зависимости от времени и от положения зонда в модели 1; а) – компонента поля xx , б) – zz , в) – xz , г) – zx

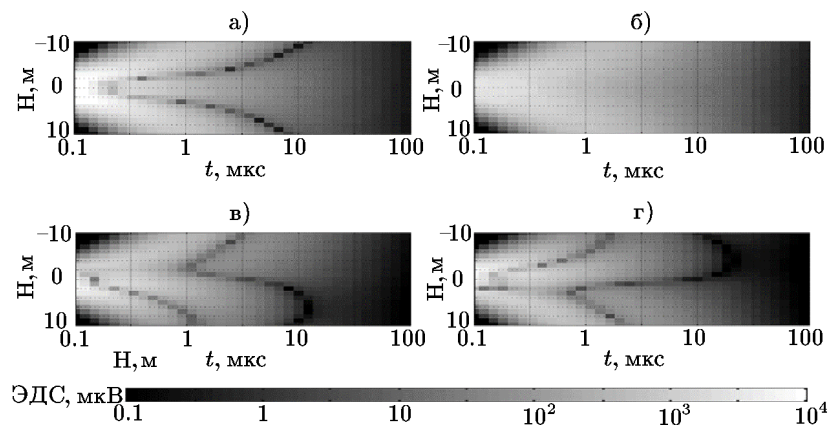


Рис. 3. ЭДС импульсных зондирований в зависимости от времени и от положения зонда в модели 2; а) – компонента поля xx , б) – zz , в) – xz , г) – zx

свиты отчетливо проявляются по сигналам перекрестных xz и zx компонент (рис. 2в, рис. 2г), где они достигают своих максимальных значений во всем диапазоне времен. При удалении от границ сигналы перекрестных компонент уменьшаются и в однородной среде равны нулю. Латеральная неоднородность в баженовской свите лучше проявляется на перекрестных компонентах (рис. 3в, рис. 3г), чем на диагональных (рис. 3а, рис. 3б). В слабопроводящей среде с относительно небольшим внутренним контрастом поведение сигналов значительно различается в верхней и нижней частях свиты. Сигналы перекрестных xz и zx компонент имеют выраженную асимметрию относительно внут-

ренной границы, что обеспечивает хорошую чувствительность сигналов к вертикальной неоднородности баженовской свиты.

Таким образом, выполненный анализ результатов численного моделирования и приведенные примеры показывают, что сигналы диагональных компонент поля обладают хорошей чувствительностью к геоэлектрическим границам баженовской свиты. Перекрестные же компоненты поля обладают хорошей чувствительностью к внутренним неоднородностям баженовской свиты.

Заключение

Получено численно-аналитическое решение задачи импульсных электромагнитных зондирований в геоэлектрической модели среды с наклонно-горизонтальной скважиной для произвольного токового импульса в генераторе электромагнитного поля. На основе полученного решения созданы алгоритм и компьютерная программа моделирования сигналов импульсных зондирований, которые допускают распараллеливание по частотным и пространственным гармоникам, поскольку численное интегрирование осуществляется с помощью специальных квадратурных формул и реализовано в виде суммирования. Возможность параллельных вычислений является принципиальной при создании метода импульсного электромагнитного зондирования с управляемым спектром. Кроме того, созданный алгоритм и его программная реализация являются ключевыми для последующего создания процедур численной инверсии данных в масштабе реального времени.

Проведено масштабное численное моделирование импульсных зондирований с использованием ресурсов ССКЦ СО РАН. Расчетами показано, что определение пространственного расположения границ пластов баженовской свиты возможно при каротаже скважин с длинами зондов от первых метров до нескольких десятков метров. При этом предпочтительно использовать диагональные компоненты поля в системе координат прибора (скважины), которые обеспечивают хорошую чувствительность к границам баженовской свиты при достаточном уровне сигнала. Для определения внутренних неоднородностей свиты целесообразно использовать перекрестные компоненты поля.

Таким образом, показана теоретическая возможность применения метода переходных процессов для эффективного решения задачи картирования и пространственной локализации неоднородностей в баженовской свите. Полученные результаты составляют основу для проектирования оптимальной конфигурации электромагнитной зондирующей системы с использованием пространственно-распределенной системы наклонно-горизонтальных скважин.

Литература

1. **Брадучан Ю.В., Булыникова С.П., Вячкилева Н.П., Гольберт А.В., Гурари Ф.Г. и др.** Баженовский горизонт Западной Сибири. Стратиграфия, палеогеография, экосистема, нефтеносность // Тр. ИГиГ СО АН СССР / В.С. Вышемирский. — Новосибирск: Наука, Сиб. отделение, 1986. — Вып. 649.
2. **Гурари Ф.Г.** О поисках нефти и газа в мезозое Западно-Сибирской низменности // Тр. СНИИГГиМС. — Л: Гостоптехиздат, 1961. — № 17. — С. 81–92.
3. **Конторович А.Э., Берман Е.Л., Богородская Л.И. и др.** Геохимия юрских и нижнемеловых отложений Западно-Сибирской низменности // Тр. СНИИГГиМС. Сер. Нефтяная геология. — М: Недра, 1971. — № 36.
4. **Эпов М.И., Глинских В.Н., Петров А.М. и др.** Частотная дисперсия электрофизических характеристик и электрическая анизотропия пород баженовской свиты по данным электрокаротажа // Нефтяное хозяйство. — 2019. — № 9. — С. 62–64.

5. **Эпов М.И., Шурина Э.П., Архипов Д.А.** Параллельные конечноэлементные вычислительные схемы в задачах геоэлектрики // Вычислительные технологии. — 2013. — Т. 18, № 2. — С. 95–112.
6. **Глинский Б.М., Костин В.И., Кучин Н.В., Соловьев С.А., Чеверда В.А.** Организация параллельных вычислений для решения уравнения Гельмгольца прямым методом с использованием малоранговой аппроксимации и HSS-формата // Вычислительные методы и программирование. — 2015. — Т. 16, № 4. — С. 607–616.
7. **Костин В.И., Решетова Г.В., Чеверда В.А.** Численное моделирование трехмерного акустического каротажа с использованием многопроцессорных вычислительных систем // Математическое моделирование. — 2008. — Т. 20, № 9. — С. 51–67.
8. **Belonosov M.A., Kostov C., Reshetova G.V., et al.** Parallel numerical simulation of seismic waves propagation with Intel Math Kernel Library // Lecture Notes in Computer Science. Applied Parallel and Scientific Computing. — 2013. — Vol. 7782. — P. 153–167.
9. **Puzyrev V., Koric S., Wilkin S.** Evaluation of parallel direct sparse linear solvers in electromagnetic geophysical problems // Computers & Geosciences. — 2016. — Vol. 89. — P. 79–87.
10. **Урев М.В.** Сходимость дискретной схемы в методе регуляризации квазистационарной системы Максвелла в неоднородной проводящей среде // Сиб. журн. вычисл. математики / РАН. Сиб. отд-ние. — Новосибирск, 2011. — Т. 14, № 3. — С. 319–332.
11. **Табаровский Л.А.** Применение метода интегральных уравнений в задачах геоэлектрики. — Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1975.
12. **Кауфман А.А., Морозова Г.М.** Теоретические основы метода зондирования становлением поля в ближней зоне. — Новосибирск: Наука, 1970.
13. **Ильин В.П.** О численном решении прямых и обратных задач электромагнитной георазведки // Сиб. журн. вычисл. математики / РАН. Сиб. отд-ние. — Новосибирск, 2003. — Т. 6, № 4. — С. 381–394.
14. **Kabanikhin S.** Inverse and ill-posed Problems: Theory and Applications. Series 55. — Berlin: De Gruyter, 2011.
15. **Владимиров В.С.** Уравнения математической физики. — М: Наука, 1981.
16. **Кауфман А.А., Соколов В.П.** Теория индукционного каротажа методом переходных процессов. — Новосибирск: Недрa, 1972.
17. **Светов Б.С.** Электродинамические основы квазистационарной геоэлектрики. — М: ИЗМИРАН, 1984.
18. **Могилатов В.С., Потапов В.В.** Универсальное математическое обеспечение для индукционного каротажа // Каротажник. — 2014. — Т. 246, № 12. — С. 76–90.
19. **Лаврентьев М.А., Шабат Б.В.** Методы теории функций комплексного переменного. — М: Недра, 1973.
20. **Nikitenko M., Itskovich G., Seryakov A.** Fast electromagnetic modeling in cylindrically layered media excited by eccentric magnetic dipole // Radio Science. — 2016. — Vol. 51, № 6. — P. 573–588.

Поступила в редакцию 20 апреля 2020 г.

После исправления 10 июля 2020 г.

Принята к печати 4 февраля 2021 г.

Литература в транслитерации

1. **Braduchan Yu.V., Bulynnikova S.P., Vyachkileva N.P., Gol'bert A.V., Gurari F.G. i dr.** Bazhenovskii gorizont Zapadnoi Sibiri. Stratigrafiya, paleogeografiya, ekosistema, neftenosnost' // Tr. IGiG SO AN SSSR / V.S. Vyshemirskii. — Novosibirsk: Nauka, Sib. otd-nie, 1986. — Вып. 649.

2. **Gurari F.G.** O poiskakh nefti i gaza v mezozoe Zapadno-Sibirskoi nizmennosti // Tr. SNIIGGiMS. — L: Gostoptekhizdat, 1961. — № 17. — S. 81–92.
3. **Kontorovich A.E., Berman E.L., Bogorodskaya L.I. i dr.** Geokhimiya yurskikh i nizhnemelovykh otlozhenii Zapadno-Sibirskoi nizmennosti // Tr. SNIIGGiMS. Ser. Neftyanaya geologiya. — M: Nedra, 1971. — № 36.
4. **Eпов M.I., Glinskikh V.N., Petrov A.M. i dr.** Chastotnaya dispersiya elektrofizicheskikh kharakteristik i elektricheskaya anizotropiya porod bazhenovskoi svity po dannym elektrokartazha // Neftyanoe khozyaistvo. — 2019. — № 9. — S. 62–64.
5. **Eпов M.I., Shurina E.P., Arkhipov D.A.** Parallelnye konechnoelementnye vychislitel'nye skhemy v zadachakh geoelektriki // Vychislitel'nye tekhnologii. — 2013. — T. 18, № 2. — S. 95–112.
6. **Glinskii B.M., Kostin V.I., Kuchin N.V., Solov'ev C.A., Cheverda V.A.** Organizatsiya parallelnykh vychislenii dlya resheniya uravneniya Gel'mgol'tsa pryamym metodom s ispol'zovaniem malorangovoi approksimatsii i HSS-formata // Vychislitel'nye metody i programmirovaniye. — 2015. — T. 16, № 4. — S. 607–616.
7. **Kostin V.I., Reshetova G.V., Cheverda V.A.** Chislennoe modelirovaniye trekhmernogo akusticheskogo kartazha s ispol'zovaniem mnogoprocessornykh vychislitel'nykh sistem // Matematicheskoe modelirovaniye. — 2008. — T. 20, № 9. — S. 51–67.
8. **Belonosov M.A., Kostov C., Reshetova G.V., et al.** Parallel numerical simulation of seismic waves propagation with Intel Math Kernel Library // Lecture Notes in Computer Science. Applied Parallel and Scientific Computing. — 2013. — Vol. 7782. — P. 153–167.
9. **Puzyrev V., Koric S., Wilkin S.** Evaluation of parallel direct sparse linear solvers in electromagnetic geophysical problems // Computers & Geosciences. — 2016. — Vol. 89. — P. 79–87.
10. **Urev M.V.** Skhodimost' diskretnoi skhemy v metode regularizatsii kvazistatsionarnoi sistemy Maksvela v neodnorodnoi provodyashchei srede // Sib. zhurn. vychisl. matematiki / RAN. Sib. otd-nie. — Novosibirsk, 2011. — T. 14, № 3. — S. 319–332.
11. **Tabarovskii L.A.** Primeneniye metoda integral'nykh uravnenii v zadachakh geoelektriki. — Novosibirsk: Nauka, Sib. otd-nie, 1975.
12. **Kaufman A.A., Morozova G.M.** Teoreticheskie osnovy metoda zondirovaniya stanovleniem polya v blizhnei zone. — Novosibirsk: Nauka, 1970.
13. **Il'in V.P.** O chislennom reshenii pryamykh i obratnykh zadach elektromagnitnoi georazvedki // Sib. zhurn. vychisl. matematiki / RAN. Sib. otd-nie. — Novosibirsk, 2003. — T. 6, № 4. — S. 381–394.
14. **Kabanikhin S.** Inverse and ill-posed Problems: Theory and Applications. Series 55. — Berlin: De Gruyter, 2011.
15. **Vladimirov V.C.** Uravneniya matematicheskoi fiziki. — M: Nauka, 1981.
16. **Kaufman A.A., Sokolov V.P.** Teoriya induktsionnogo kartazha metodom perekhodnykh processov. — Novosibirsk: Nedra, 1972.
17. **Svetov B.S.** Elektrodinamicheskie osnovy kvazistatsionarnoi geoelektriki. — M: IZMIRAN, 1984.
18. **Mogilatov V.S., Potapov V.V.** Universal'noye matematicheskoe obespecheniye dlya induktsionnogo kartazha // Kartazhnik. — 2014. — T. 246, № 12. — S. 76–90.
19. **Lavrent'ev M.A., Shabat B.V.** Metody teorii funktsii kompleksnogo peremennogo. — M: Nedra, 1973.
20. **Nikitenko M., Itskovich G., Seryakov A.** Fast electromagnetic modeling in cylindrically layered media excited by eccentric magnetic dipole // Radio Science. — 2016. — Vol. 51, № 6. — P. 573–588.