

УДК 550.837,519.6,551.34

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ДЛЯ МОНИТОРИНГА СОСТОЯНИЯ МНОГОЛЕТНЕМЕРЗЛЫХ ПОРОД

М.Н. Никитенко¹, В.Н. Глинских^{1,2}, И.В. Михайлов¹, А.А. Федосеев¹

¹Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 3, Россия

²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1, Россия

Исследование направлено на теоретическое развитие и научное обоснование высокоразрешающего геофизического метода импульсного электромагнитного зондирования для мониторинга состояния криолитозоны. Система электромагнитного мониторинга включает пространственно распределенные зондирующие системы различной конфигурации для наземного и скважинного способов размещения источников и приемников поля. Изменение электрофизических свойств среды прослеживается как для случаев оттаивания грунтов, так и для их промерзания. В работе развита теория моделирования сигналов импульсного электромагнитного зондирования, на основе которой создан алгоритм быстрого и точного численного моделирования электромагнитного поля. В базовых моделях среды изучены сигналы различных зондирующих систем в зависимости от времени регистрации и показано, каким образом на диаграммах ЭДС проявляются особенности, связанные с пространственным расположением мерзлых пород. Установлено, что по комплексу измеренных данных возможно визуальное обнаружение границы между мерзлыми и оттаявшими породами.

Электромагнитный мониторинг, импульсное зондирование, криолитозона, межскважинное просвечивание, геоэлектрическая модель, численное моделирование, интегрирование быстроосциллирующей функции

MATHEMATICAL MODELING OF TRANSIENT ELECTROMAGNETIC SOUNDING SIGNALS FOR MONITORING THE STATE OF PERMAFROST

M.N. Nikitenko, V.N. Glinskikh, I.V. Mikhaylov, A.A. Fedoseev

The study is aimed at the theoretical development and scientific substantiation of a high-resolution transient electromagnetic (TEM) geophysical technique for monitoring the state of permafrost. The electromagnetic-monitoring configuration includes spatially distributed sounding systems for the surface and borehole locations of the field sources and receivers. Changes in the electrophysical properties of the earth can be traced for the cases of both ground thawing and freezing. We developed the theory of TEM signals modeling, which served as the basis for an algorithm for rapid and accurate numerical simulation of the electromagnetic field. The signals are scrutinized from various sounding systems in the basic earth models as a function of recording time. We show how the features associated with the spatial arrangement of frozen rocks appear in the emf diagrams. It follows that a set of the measured data enables visual detection of the boundary between frozen and thawed rocks.

Electromagnetic monitoring, TEM sounding, cryolithozone, cross-borehole exploration, geoelectric model, numerical simulation, integration of a rapidly oscillating function

ВВЕДЕНИЕ

В Российской Федерации территория распространения многолетнемерзлых пород составляет около 65 %, что делает ее изучение первоочередным для предупреждения последствий ее деградации и предотвращения техногенных и экологических катастроф. Деградация мерзлоты становится причиной отказов технических систем в Арктике, потерь при добыче углеводородов, деформации инфраструктурных объектов. Важность мониторинга мерзлоты обозначена на государственном уровне, вследствие огромных хозяйственных убытков из-за непредсказуемого изменения ее геокриологических свойств во времени.

Мощность многолетнемерзлых пород зависит от климатических условий в зоне ее распространения и колеблется от первых метров до сотен метров, иногда превышая 1 км. В связи с сезонными колебаниями температуры, верхний слой мерзлых пород оттаивает. Его мощность, как правило, не больше 3–4 м. Сезонное промерзание пород охватывает большую часть территории России и достигает наибольших значений (до 4–8 м) в районах с резко континентальным холодным климатом, малоснежными суровыми зимами, в крупнообломочных грунтах с низкой влажностью [Котляков, 2019].

Применительно к криолитозоне в России традиционно осуществляется ее температурный мониторинг с помощью мерзлотного щупа или термометрических скважин. Также используются электроразведочные методы: электротомография, георадиолокация и электромагнитные зондирования [Полицина и др., 2013; Модин и др., 2014; Сергеев и др., 2015; Мазуренко и др., 2016; Мельников и др., 2016; Фадеев и др., 2016; Фаге и др., 2017; Ельцов и др., 2017; Мариненко и др., 2019; Судакова и др., 2019; Волкомирская и др., 2019; Нерадовский, 2021]. При использовании электромагнитных методов значительную роль играет эффект частотной дисперсии, которую связывают с существованием различных релаксационных процессов, протекающих в горных породах [Кожевников, Антонов, 2021]. Применительно к импульсным электромагнитным зондированиям значимым является определение оптимальных параметров импульса, генерируемого источником, что обуславливает необходимость рассмотрения импульсов разного спектрального состава [Антонов и др., 2019; Волкомирская и др., 2020].

Работа направлена на теоретическое развитие и научное обоснование высокоразрешающего геофизического метода импульсного электромагнитного зондирования для мониторинга состояния криолитозоны. Система электромагнитного мониторинга предполагает пространственно распределенную конфигурацию различных зондирующих систем, основанных как на наземном, так и скважинном способах размещения источников и приемников тока. Изменение электрофизических свойств среды прослеживается для случаев оттаивания грунтов, а также их промерзания, когда, например, в результате работы сезонных охлаждающих устройств или других противодеформационных мероприятий происходит аградация мерзлой толщи.

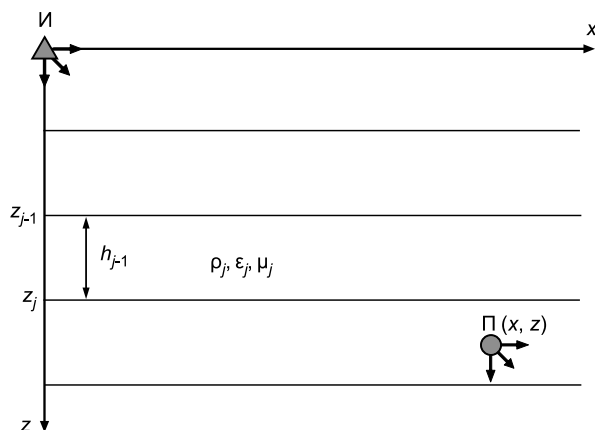
В работе развита теория моделирования сигналов импульсного электромагнитного зондирования, в базовых моделях среды изучены сигналы различных зондирующих систем в зависимости от времени, показано, каким образом на диаграммах ЭДС проявляются особенности, связанные с пространственным расположением мерзлых пород.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЗОНДИРОВАНИЙ МЕТОДОМ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ГОРИЗОНТАЛЬНО-СЛОИСТОЙ СРЕДЕ

Для анализа электромагнитных сигналов используется горизонтально-слоистая изотропная проводящая среда (рис. 1). 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 . Применяется прямоугольная декартова система координат, ось z которой перпендикулярна границам и направлена вниз. Источниками поля (И) являются катушки с током, ориентированные вдоль координатных осей. В заданной точке среды (П) определяется вектор магнитного поля. Источники и приемники лежат в плоскости Oxz , где ненулевыми являются XX -, YY -, ZZ -, XZ - и ZX -компоненты магнитного поля, где первый символ означает направление момента катушки вдоль соответствующей координатной оси, а второй — измеряемую компоненту поля.

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

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



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

$$\mathbf{j} = I(t) \cdot U(x, y, z) \cdot \mathbf{i}, \quad (2)$$

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

Рис. 1. Горизонтально-слоистая изотропная проводящая среда.

На границах раздела тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей непрерывны, а при удалении на бесконечность электромагнитное поле стремится к нулю. Приведем необходимые формулы для определения электромагнитного поля [Никитенко и др., 2021].

Для произвольной функции импульса тока $I(t)$ электромагнитное поле выражается через $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ следующим образом:

$$\mathbf{F}^I(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{F}^*(\omega) I^*(\omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (3)$$

где $\mathbf{F} = \mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ — гармоническое электромагнитное поле. Прямое и обратное преобразование Фурье определяются формулами

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

Для краткости написания зависимость от пространственных координат (x, y, z) опущена.

Для широко используемого в методе переходных процессов ступенчатого выключения тока

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

$$\mathbf{F}^{1-\theta}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{F}^*(\omega) \frac{1}{i\omega} e^{-i\omega t} d\omega. \quad (5)$$

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

$$\mathbf{F}^I(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{F}^{1-\theta*}(\omega) I^*(\omega) \cdot i\omega \cdot e^{-i\omega t} d\omega = -\frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{F}^{1-\theta}(\tau) I(t-\tau) d\tau. \quad (6)$$

Рассчитав сигнал от выключения тока, можно получить значения сигналов для серии различных импульсов. Если импульс тока отличен от нуля на конечном отрезке времени $[0, T]$, то выражение (6) преобразуется к виду

$$\mathbf{F}^I(t) = \int_{t_p}^t \mathbf{F}^{1-\theta}(\tau) I'(t-\tau) d\tau - \mathbf{F}^{1-\theta}(t) \cdot I(0) + \mathbf{F}^{1-\theta}(t-T) \cdot I(T), \quad t_p = \max\{0, t-T\}. \quad (7)$$

В частотной области общий вид решения следующий [Табаровский, 1975]:

$$G(\omega, x, z) = \int_0^{\infty} g(\omega, \lambda, z) J_n(\lambda x) d\lambda, \quad n = 0, 1, 2, \quad (8)$$

где $G(\omega, x, z)$ — компонента функции $\mathbf{F}(\omega)$.

ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА ВЫЧИСЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИГНАЛОВ

Чтобы определить электромагнитное поле во временной области для ступенчатого выключения тока, согласно формуле (5), необходимо вычислить интегралы вида

$$\text{Int} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega, \lambda, z) \frac{1}{i\omega} e^{-i\omega t} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \left(G(\omega, \lambda, z) e^{-i\omega t} - G(-\omega, \lambda, z) e^{i\omega t} \right) \frac{d\omega}{i\omega}. \quad (9)$$

Подынтегральная функция $G(\pm\omega, \lambda, z) / i\omega$ затухает недостаточно быстро на фоне осциллирующей функции $e^{\mp i\omega t}$. Чтобы избежать трудностей, связанных с вычислениями на высоких частотах, путь ин-

тегрирования переводится в комплексную плоскость ω с помощью замены переменных $\omega = we^{\pm i\psi}$, где $0 < \psi < \frac{\pi}{2}$. Для первого слагаемого в (9) используется замена $\omega = we^{-i\psi}$, для второго — $\omega = we^{i\psi}$. По теореме Коши интеграл по замкнутому контуру, образованному положительной частью вещественной оси, лучом $\omega = we^{\pm i\psi}$ и дугой бесконечно большого радиуса, соединяющей их, равен нулю. В соответствии с леммой Жордана интеграл по дуге бесконечно большого радиуса равен нулю, поэтому интеграл по вещественной оси равен сумме интегралов по лучам $\omega = we^{\pm i\psi}$:

Используя свойство функции G : $G(-we^{-i\psi}, \lambda, z) = \overline{G(we^{i\psi}, \lambda, z)}$, получаем

$$\text{Int} = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \left(-\text{Re} G(we^{-i\psi}, \lambda, z) \cdot \sin(wt \cos \psi) + \text{Im} G(we^{-i\psi}, \lambda, z) \cdot \cos(wt \cos \psi) \right) e^{-wt \sin \psi} \frac{dw}{w}. \quad (10)$$

Таким образом, под интегралом получаем затухающий фактор $e^{-wt \sin \psi}$, обеспечивающий быстрое убывание подынтегральной функции на высоких частотах.

Чтобы получить решение в частотной области, необходимо вычислить интегралы Фурье—Бесселя (8). Подынтегральная функция $g(\omega, \lambda, z)$ содержит экспоненты вида

$$e^{-p_j(z-z_{j-1})}, e^{-p_j(z_j-z)}, z_{j-1} \leq z \leq z_j; e^{-p_j h_{j+1}}.$$

Экспоненты зависят от радикалов p_j :

$$p_j = \sqrt{\lambda^2 - i\omega \mu_j \gamma_j}, \gamma_j = \sigma_j - i\omega \varepsilon_j, \text{Re } p_j > 0.$$

Затухание подынтегрального выражения обеспечивается экспонентами, но если расстояние от точки измерения до границы $|z - z_j|$ или мощность какого-то слоя h_j малы по сравнению с расстоянием x , то $g(\omega, \lambda, z)$ слабо затухает на фоне быстро осциллирующих функций Бесселя $J_n(\lambda x)$. В этом случае применяется интегрирование в комплексной плоскости λ так, чтобы осциллирующий фактор $J_n(\lambda x)$ превратился в затухающий.

Как известно, функция Бесселя выражается через функции Ганкеля первого и второго рода: $J_n(z) = \frac{1}{2} (H_n^{(1)}(z) + H_n^{(2)}(z))$, а те, в свою очередь, связаны с модифицированными функциями Ганкеля:

$$H_n^{(1,2)}(z) = \pm \frac{2}{i\pi} e^{\mp \frac{i\pi n}{2}} K_n(\mp iz). \text{ Используя данные выражения, получаем}$$

$$G(\omega, x, z) = \frac{1}{i\pi} i^{-n} \int_0^\infty g(\omega, \lambda, z) K_n(-i\lambda x) d\lambda - \frac{1}{i\pi} i^n \int_0^\infty g(\omega, \lambda, z) K_n(i\lambda x) d\lambda. \quad (11)$$

В первом интеграле из (11) делаем замену $\lambda = me^{i\varphi}$, а во втором $\lambda = me^{-i\varphi}$, где $|\varphi| < \frac{\pi}{2}$.

Тогда

$$\begin{aligned} G(\omega, x, z) = & \frac{1}{i\pi} i^{-n} e^{i\varphi} \int_0^\infty g(\omega, me^{i\varphi}, z) K_n(mx(\sin \varphi - i \cos \varphi)) dm - \\ & - \frac{1}{i\pi} i^n e^{-i\varphi} \int_0^\infty g(\omega, me^{-i\varphi}, z) K_n(mx(\sin \varphi + i \cos \varphi)) dm. \end{aligned} \quad (12)$$

Положительная вещественная часть аргумента модифицированной функции Ганкеля K_n обеспечивает ей экспоненциальное затухание.

В комплексной плоскости λ находятся точки ветвления и соответствующие им разрезы на римановой поверхности радикалов p_j [Табаровский, 1975; Nikitenko et al., 2016]. Разрезы разделяют области, где реальные части радикалов p_j больше и меньше нуля, и определяются условиями $\text{Re } p_j = 0$. Выбор углов ψ, φ должен осуществляться так, чтобы соответствующие лучи не пересекали разрезы. В представленном исследовании рассмотрен общий случай расположения разрезов для комплексной частоты, с учетом токов смещения в среде. Выражение для $\text{Re } p_j$ следующее:

$$\operatorname{Re} p_j = \sqrt{\frac{\operatorname{Re} p_j^2 + \sqrt{(\operatorname{Re} p_j^2)^2 + (\operatorname{Im} p_j^2)^2}}{2}}, \quad (13)$$

где

$$\operatorname{Re} p_j^2 = \lambda_x^2 - \lambda_y^2 + \omega_y \mu_j \sigma_j - (\omega_x^2 - \omega_y^2) \mu_j \varepsilon_j, \quad \operatorname{Im} p_j^2 = 2\lambda_x \lambda_y - \omega_x \mu_j \sigma_j - 2\omega_x \omega_y \mu_j \varepsilon_j, \quad (14)$$

$$\lambda = \lambda_x + i\lambda_y, \quad \omega = \omega_x + i\omega_y.$$

Равенство $\operatorname{Re} p_j = 0$ выполняется при условиях $\operatorname{Re} p_j^2 < 0$, $\operatorname{Im} p_j^2 = 0$ или

$$\begin{cases} \lambda_x^2 < \lambda_y^2 - \omega_y \mu_j \sigma_j + (\omega_x^2 - \omega_y^2) \mu_j \varepsilon_j, \\ 2\lambda_x \lambda_y = \omega_x \mu_j \sigma_j - 2\omega_x \omega_y \mu_j \varepsilon_j. \end{cases} \quad (15)$$

В комплексной плоскости λ выражения (15) определяют часть гиперболы с вершиной в точке ветвления λ^b (рис. 2, кривая 0):

$$\begin{cases} \lambda_x^{b2} - \lambda_y^{b2} = -\omega_y \mu_j \sigma_j + (\omega_x^2 - \omega_y^2) \mu_j \varepsilon_j, \\ 2\lambda_x^b \lambda_y^b = \omega_x \mu_j \sigma_j + 2\omega_x \omega_y \mu_j \varepsilon_j. \end{cases} \quad (16)$$

Путь интегрирования в плоскости λ должен быть таким, чтобы он не пересекал разрезы (15). Определим аргумент точек ветвления χ в зависимости от аргумента частоты $\theta = \pm\psi$. Равенства (16) перепишем в следующем виде:

$$\begin{cases} \lambda_x^{b2} (1 - \tan^2 \chi) = -\omega_x \tan \theta \cdot \mu_j \sigma_j + \omega_x^2 (1 - \tan^2 \theta) \mu_j \varepsilon_j, \\ 2\lambda_x^{b2} \tan \chi = \omega_x \mu_j \sigma_j + 2\omega_x^2 \tan \theta \cdot \mu_j \varepsilon_j. \end{cases} \quad (17)$$

Из (17) получим квадратное уравнение относительно $\tan \chi$:

$$\tan^2 \chi + 2b \tan \chi - 1 = 0, \quad (18)$$

где

$$b = \frac{-\omega_x \tan \theta \cdot \mu_j \sigma_j + \omega_x^2 (1 - \tan^2 \theta) \mu_j \varepsilon_j}{\omega_x \mu_j \sigma_j + 2\omega_x^2 \tan \theta \cdot \mu_j \varepsilon_j}.$$

Из (17) получаем выражение для определения λ_x^{b2} :

$$\lambda_x^{b2} = \frac{\omega_x \mu_j \sigma_j + 2\omega_x^2 \tan \theta \cdot \mu_j \varepsilon_j}{2 \tan \chi}. \quad (19)$$

Решение уравнения (18) выбирается таким, чтобы λ_x^{b2} было положительным:

$$\tan \chi = -b \pm \sqrt{b^2 + 1}. \quad (20)$$

Рассмотрим различные случаи расположения точек ветвления в зависимости от значений ε_j и ψ .

1. При $\varepsilon_j = 0$ (квазистационарное приближение) и $\theta = 0$ (вещественная частота) коэффициент $b = 0$, $\tan \chi = 1$, $\chi = 45^\circ$. Точки ветвления лежат на луче $\lambda_x = \lambda_y$, $\lambda_x > 0$ (см. рис. 2, кривая 1).

2. $\varepsilon_j = 0$, $\theta \neq 0$:

$b = -\tan \theta$, $\tan \chi = \tan \theta + \sqrt{\tan^2 \theta + 1} = \tan\left(\frac{\theta}{2} + \frac{\pi}{4}\right)$, $\chi = \frac{\theta}{2} + \frac{\pi}{4}$. Точки ветвления λ^b смещаются по сравнению со случаем 1 вверх или вниз в зависимости от знака θ на угол $\frac{\theta}{2}$ и располагаются на луче $\lambda_x = \tan\left(\frac{\theta}{2} + \frac{\pi}{4}\right) \lambda_y$, $\lambda_x > 0$ (см. рис. 2, кривые 2а и 2б).

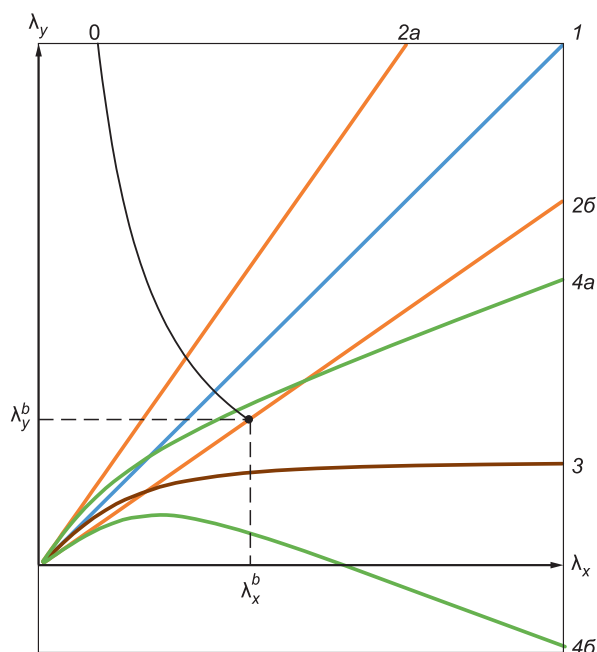


Рис. 2. Расположение точек ветвления (1—4) и кривой 0 на римановой поверхности переменной интегрирования.

1: $\varepsilon_j = 0, \theta = 0$; 2a: $\varepsilon_j = 0, \theta = \psi > 0$; 2б: $\varepsilon_j = 0, \theta = \psi < 0$; 3: $\varepsilon_j > 0, \theta = 0$; 4a: $\varepsilon_j > 0, \theta = \psi > 0$; 4б: $\varepsilon_j > 0, \theta = -\psi < 0$; 0: разрез для случая 2б.

3. $\varepsilon_j \neq 0, \theta = 0$: $b = \frac{\omega_x \varepsilon_j}{\sigma_j}$. Угол луча, на котором лежат точки ветвления, меняется в зависимости от ω_x :

$\chi \rightarrow \begin{cases} \pi/4, & \omega_x \rightarrow 0 \\ 0, & \omega_x \rightarrow \infty \end{cases}$ (см. рис. 2, кривая 3). Кривая построена для значений ω_x от 0 (левый край) до ∞ (правая часть).

4. В общем случае $\varepsilon \neq 0, \theta \neq 0$; угол луча, на котором лежат точки ветвления, также меняется в зависимости от ω_x .

$$b \rightarrow \begin{cases} -\tan \theta, & \omega_x \rightarrow 0 \\ \frac{1 - \tan^2 \theta}{2 \tan \theta}, & \omega_x \rightarrow \infty \end{cases}, \text{ откуда следует } \chi \rightarrow \begin{cases} \theta/2 + \pi/4, & \omega_x \rightarrow 0 \\ \theta, & \omega_x \rightarrow \infty \end{cases} \text{ (см. рис. 2, кривые 4a и 4б). Значения}$$

ω_x на кривой меняются от 0 до ∞ слева направо.

Для определения решения во временной области используется квазистационарное приближение, поскольку очень ранние времена, где есть влияние диэлектрической проницаемости на сигнал, не рассматриваются в глубинных измерениях (случай 2). В формуле (10) аргумент частоты отрицательный: $\theta = -\psi$. В этом случае разрезы располагаются выше точек ветвления и при интегрировании в комплексной плоскости λ угол φ необходимо выбирать таким образом, чтобы он был меньше $\chi = -\frac{\psi}{2} + \frac{\pi}{4}$.

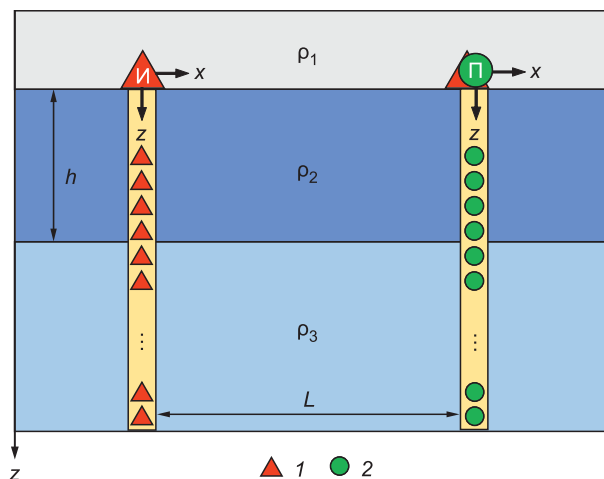
С использованием полученных выражений построены пути интегрирования, обеспечивающие быструю сходимость интегралов, созданы алгоритм и компьютерная программа моделирования сигналов импульсных зондирования, которые допускают распараллеливание по частотным и пространственным гармоникам, поскольку численное интегрирование осуществляется с помощью специальных квадратурных формул и реализуется в виде суммирования.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ ИМПУЛЬСНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ДЛЯ ОБОСНОВАНИЯ ВОЗМОЖНОСТИ МОНИТОРИНГА СОСТОЯНИЯ КРИОЛИТОЗОНЫ

Для анализа возможности обнаружения границы между мерзлыми и оттаявшими породами рассмотрим следующую геоэлектрическую модель (рис. 3). Верхний слой — воздух с удельным электрическим сопротивлением (УЭС) $\rho_1 = 10^6$ Ом·м. Нижний слой — мерзлые породы, характеризующиеся высоким УЭС $\rho_3 = 1000$ Ом·м, средний слой — оттаявшая толща мерзлых пород мощностью $h = 2$ м и УЭС $\rho_2 = 10$ Ом·м. Система наблюдения представляет собой источники I_i и приемники

Рис. 3. Модель оттаивания мерзлых пород и расположение источников и приемников электромагнитного поля.

1 — источник, 2 — приемник.



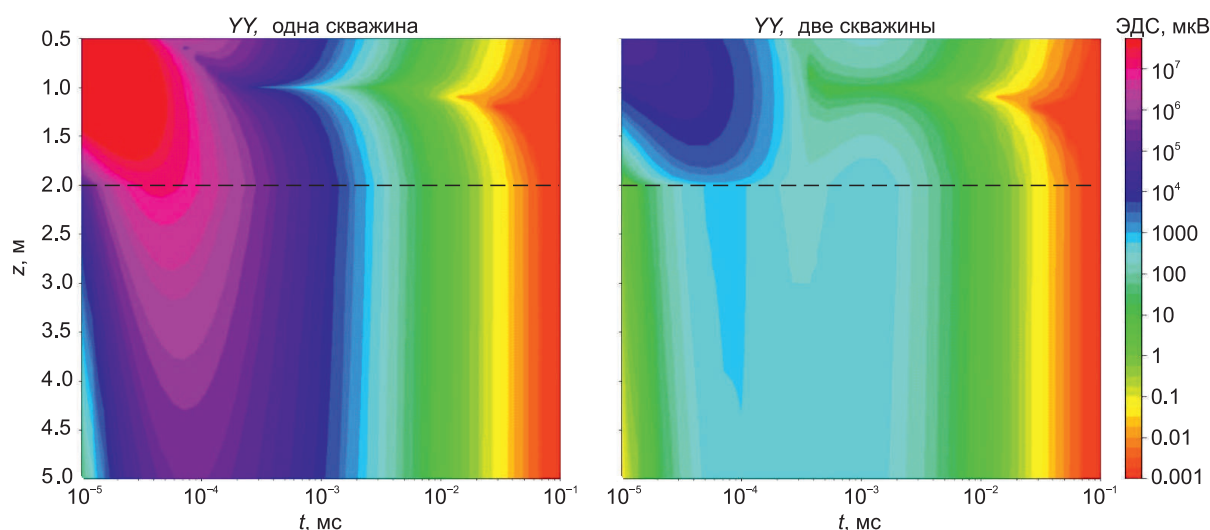


Рис. 4. Амплитуды ЭДС для YY -компоненты поля в зависимости от глубины приемника z .

Вертикальная координата источника $z = 0$ м. Слева: источник и приемники расположены в одной скважине, справа — в разных.

ки Π_i ($i = 1, k$), расположенные в двух вертикальных скважинах глубиной 5 м на расстоянии $L = 20$ м друг от друга. Момент двухкатушечного зонда с одним источником и приемником составляет $100 \text{ А} \cdot \text{м}^4$.

На рисунках 4—6 цветом представлены амплитуды ЭДС в зависимости от времени t и вертикальной глубины источника и/или приемника z для разных компонент поля. Положение границы показано штриховой линией.

На рисунке 4 рассмотрены две ситуации для YY -компоненты, когда источник и приемники расположены в одной скважине (слева) или в двух (справа). Источник находится на поверхности ($z = 0$ м). Координаты приемников $z = 0.5—5.0$ м.

Положение границы прослеживается по качественному изменению поведения сигналов. На всем диапазоне времен при пересечении границы зависимость ЭДС от глубины приобретает линейный, слабо выраженный характер.

Если источник и приемники находятся в одной скважине, XX - и YY -компоненты совпадают, ZX и XZ равны нулю, а для ZZ -компоненты не наблюдается качественного изменения зависимости ЭДС с глубиной в области границы. В двух скважинах кроме YY представительными являются также компо-

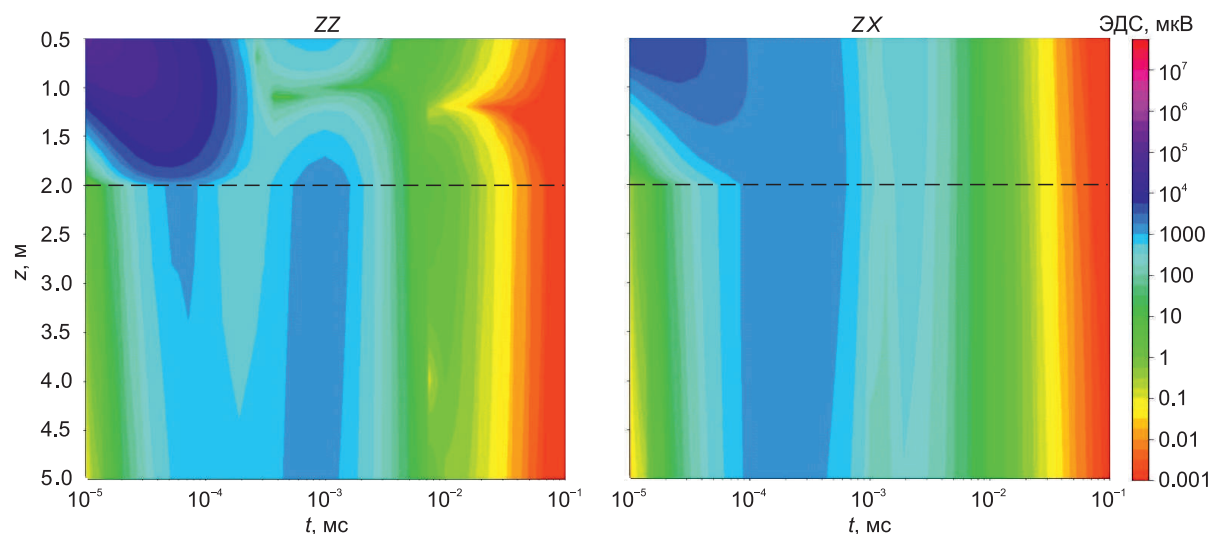


Рис. 5. Амплитуды ЭДС для компонент поля ZZ и ZX в зависимости от глубины приемника z .

Вертикальная координата источника $z = 0$ м. Источник и приемники расположены в разных скважинах.

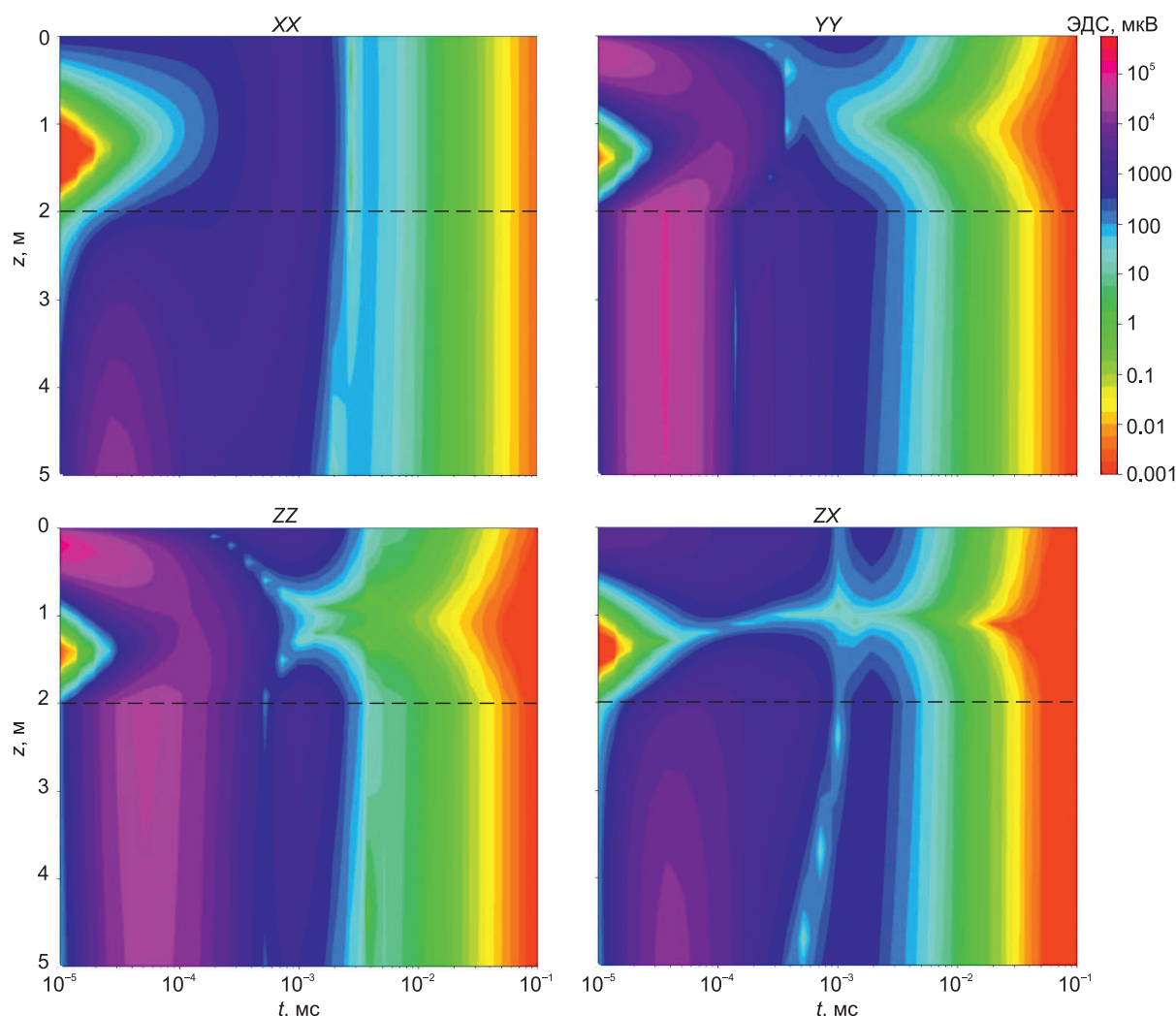


Рис. 6. Амплитуды ЭДС для разных компонент поля в зависимости от глубины источника и приемника z .

Источник и приемники расположены в разных скважинах.

ненты поля ZZ и ZX (рис. 5), для которых наблюдается такая же закономерность поведения ЭДС при изменении глубины, как и на рис. 4.

На рисунке 6 показаны все компоненты поля (ZX и XZ совпадают) при одновременном изменении глубины источника и приемника, расположенных в разных скважинах. Наиболее показательными являются компоненты YY и ZZ , для которых, как и в предыдущих примерах, показания зондов, расположенных ниже границы, слабо зависят от глубины. В целом, имея в распоряжении весь комплекс данных, возможно визуально обнаружить границу оттаявшего слоя. Для более точного, количественного определения положения границы, может также применяться инверсия данных. В более сложных условиях, когда оттаивание происходит неравномерно по глубине, или участки оттаявшей породы имеют сложную геометрическую структуру, для изучения зависимости измеренных сигналов от положения и размеров таликов необходимо применять трехмерные модели [Glinskikh et al., 2021].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках выполненной работы развита теория численного моделирования сигналов импульсного электромагнитного зондирования в горизонтально-слоистой среде, где источниками и приемниками электромагнитного поля являются катушки, аналогичные используемым в каротажных зондированиях. Для магнитного поля, представленного в виде двойного интеграла, изучено расположение особых точек и разрезов в комплексной плоскости пространственной переменной интегрирования и показано, каким

образом должен выбираться путь интегрирования, обеспечивающий быстрое затухание подынтегральной функции и увеличивающий скорость численного моделирования.

Проведены численное моделирование и анализ сигналов зондирования, подтверждающие возможность мониторинга состояния многолетнемерзлых пород. Установлено, что по диаграммам ЭДС для различных компонент магнитного поля визуально прослеживается положение границы, разделяющей мерзлые и оттаявшие породы. Дальнейшее исследование предполагает изучение поведения измеренных сигналов в различных моделях таликов для выработки методики мониторинга, включающую в себя как визуальный анализ, так и автоматизированную инверсию записанных данных.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-17-00181 «Импульсное электромагнитное зондирование многолетнемерзлых пород: теоретическое и экспериментальное развитие высокоразрешающего геофизического метода, научное обоснование и создание инновационной технологии мониторинга криолитозоны», <https://rscf.ru/project/22-17-00181/>.

ЛИТЕРАТУРА

Антонов Е.Ю., Могилатов В.С., Эпов М.И. Влияние формы импульса тока на процесс становления электромагнитного поля в Земле // Геология и геофизика, 2019, т. 60 (4), с. 578—587.

Волкомирская Л.Б., Гулевич О.А., Резников А.Е. Исследование границ вечной мерзлоты и определение мощности слоя газогидратов на полуострове Ямал // Расширенные тезисы 15-й юбилейной научно-практической конференции и выставки EAGE «Инженерная и рудная геофизика 2019» (Геленджик, 22—26 апреля 2019 г.). Геленджик, 2019, doi: 10.3997/2214-4609.201901690.

Волкомирская Л.Б., Гулевич О.А., Резников А.Е. О влиянии формы импульса на перспективы каротажного радиозондирования // Геология и геофизика, 2020, т. 61 (11), с. 1603—1614.

Ельцов И.Н., Оленченко В.В., Фиге А.Н. Электротомография в Российской Арктике по данным полевых исследований и трехмерного численного моделирования // Деловой журнал Neftegaz.RU, 2017, № 2, с. 54—64.

Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю. Эффекты последействия в методе переходных процессов: индукционно-вызванная поляризация // Геология и геофизика, 2021, т. 62 (12), с. 1748—1759.

Котляков В.М. Многолетняя мерзлота // Большая российская энциклопедия. Электронная версия, 2019, <https://bigenc.ru/geology/text/5556854>.

Мазуренко М.В., Дроздов А.В., Панин Г.Л. Применение электротомографии при исследовании состояния плотин в различных климатических условиях // Расширенные тезисы 12-й научно-практической конференции и выставки EAGE «Инженерная геофизика 2016» (Анапа, 25—29 апреля 2016 г.). Анапа, 2016, Т 08, doi: 10.3997/2214-4609.201600350.

Мариненко А.В., Эпов М.И., Оленченко В.В. Решение прямых задач электротомографии для сред с высокопроводящими неоднородностями сложной формы на примере кустовой площадки месторождения // Сибирский журнал индустриальной математики, 2019, т. 22, № 1, с. 63—73.

Мельников Н.Н., Калашник А.И., Запорожец Д.В., Дьяков А.Ю., Максимов Д.А. Опыт применения георадарных подповерхностных исследований в западной части российского сектора Арктики // Проблемы Арктики и Антарктики, 2016, № 1, с. 39—49.

Модин И.Н., Макаров Д.В., Александров П.Н. Возможности электротомографических станций при выполнении мониторинговых наблюдений // Инженерные изыскания, 2014, № 9—10, с. 22—31.

Нерадовский Л.Г. Опыт изучения мерзлой грунтово-геологической среды методом георадиолокации в криолитозоне Южной Якутии (на примере г. Нерюнгри) // Электронный научный журнал «Universum: технические науки», 2021, № 7, doi: 10.32743/UniTech.2021.88.7.12072.

Никитенко М.Н., Глинских В.Н., Горносталев Д.И. Математическое обоснование импульсных электромагнитных зондирований для новых задач нефтепромысловой геофизики // Сибирский журнал вычислительной математики, 2021, т. 24, № 2, с. 179—192.

Полицина А.В., Котин И.С., Степанов Д.В., Кашкевич М.П., Галышева А.В. Наземная электротомография при оконтуривании таликовых зон (п-ов Таймыр) // Записки Горного института, 2013, т. 200, с. 76—80.

Сергеев К.С., Белоусов А.В., Бобачев А.А. Изучение многолетнемерзлых пород комплексом методов инженерной геофизики на примере кустовой площадки нефтегазоконденсатного месторождения Западной Сибири // Расширенные тезисы 11-й научно-практической конференции и выставки EAGE «Инженерная геофизика 2015» (Геленджик, 20—24 апреля 2015 г.). Геленджик, 2015, GN09, 5 с.

Судакова М.С., Садуртдинов М.Р., Царев А.М., Скворцов А.Г., Малкова Г.В. Возможности георадиолокации для исследования заболоченных торфяников в криолитозоне // Геология и геофизика, 2019, т. 60 (7), с. 1004—1013.

Табаровский Л.А. Применение метода интегральных уравнений в задачах геоэлектрики. Новосибирск, Наука, 1975, 144 с.

Фаге А.Н., Фадеев Д.И., Ельцов И.Н. Электромагнитный мониторинг техногенной деградации многолетнемерзлых пород на территории полярной станции «НИС о. Самойловский» // Горный информационно-аналитический бюллетень, 2017, № 2, с. 357—368.

Фадеев Д.И., Ельцов И.Н., Фаге А.Н., Шапаренко И.О. Мониторинг состояния первых метров зоны вечной мерзлоты при помощи компактной аппаратуры индукционного зондирования // Расширенные тезисы 12-й научно-практической конференции и выставки EAGE «Инженерная геофизика 2016» (Анапа, 25—29 апреля 2016 г.). Анапа, 2016, Т 04, doi: 10.3997/2214-4609.201600346.

Glinskikh V., Nechaev O., Mikhaylov I., Danilovskiy K., Olenchenko V. Pulsed electromagnetic cross-well exploration for monitoring permafrost and examining the processes of its geocryological changes // Geosciences, 2021, v. 11 (2), p. 1—15.

Nikitenko M., Itskovich G., Seryakov A. Fast electromagnetic modeling in cylindrically layered media excited by eccentric magnetic dipole // Radio Sci., 2016, v. 51 (6), p. 573—588.