УДК 550.386+551.594

# МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ В АРКТИКЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СТАНЦИИ НА ДРЕЙФУЮЩЕЙ ЛЬДИНЕ

# (численный эксперимент)

### В.В. Плоткин, В.В. Потапов

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

Магнитотеллурическое зонлирование (МТЗ) на дрейфующих льдах в Арктике приемлемо для обнаружения 3D-неоднородностей электропроводности коры в случае регистрации потенциала поперечномагнитной (ТМ) молы электромагнитного поля. Хорошо проволящие слои морской волы и осалков экранируют подстилающие 3D-неоднородности. Их присутствие практически не сказывается на изменениях стандартных откликов среды, используемых при МТЗ, но вполне заметно по характеристикам ТМ-моды. Для ее регистрации можно использовать круговой электрический диполь (КЭД), расположенный на поверхности льда. Измерения электрического поля на дрейфующем льду можно проводить с помощью электродов в морской воде. Магнитные датчики также можно опустить под лед в морскую воду, так как деформации льда мешают измерениям компонент магнитного поля. Координаты станции наблюдений МТЗ на дрейфующих льдах в Арктике (по аналогии с более ранними наблюдениями на станциях СП) могут существенно изменяться. Для учета эффекта горизонтальных перемещений дрейфующей станции мы предлагаем сопровождать все регистрируемые временные ряды координатами точек измерений. Предлагается техника обработки таких данных, которая также позволяет учесть эффекты неоднородности первичного источника, возникающие в Арктике в случаях близости ионосферных струй тока. Мы выполняем синхронизацию всех наблюдений в исследуемой области, применяя модель пространственно-временных вариаций поля и накопление данных. Для проверки нашего подхода используем синтетические экспериментальные данные для модели, учитывающей присутствие морской воды, осадков, резистивной коры, объекта в коре и подстилающей мантии. Определяем параметры 3D-объекта в коре, учитывая распределения потенциала ТМ-моды на поверхности морской воды, восстановленные по синтетическим экспериментальным данным дрейфующей станции при ее перемещениях. Для оптимизации характеристик объекта мы используем метод Нелдера-Мида. Параметры объекта оказываются практически такими же, как их тестовые значения, если траектория дрейфующей станции проходит через объект, охватывая его наиболее полно.

Магнитотеллурическое зондирование, дрейфующая станция, круговой электрический диполь, неоднородности электропроводности, Арктика

### MAGNETOTELLURIC SOUNDING IN THE ARCTIC USING A DRIFTING STATION ON AN ICE FLOE (numerical experiment)

#### V.V. Plotkin, V.V. Potapov

The magnetotelluric sounding (MTS) method implemented on drifting ice floes in the Arctic is suitable for detection of 3D inhomogeneities in crustal conductivity while recording the transverse magnetic (TM) mode potential of the electromagnetic field. High-conductivity layers of seawater and sediments shield the underlying 3D inhomogeneity. Their presence virtually does not affect changes in the standard responses of the medium used in MTS but is quite noticeable in the characteristics of the TM mode. To register them, one can use a circular electric dipole (CED) located at the surface of an ice floe. During the drift, the electric field can be measured on the ice floe using electrodes in seawater. We propose to lower the magnetic sensors beneath the ice, in seawater, because ice deformations interfere with the magnetic-field component measurements. The coordinates of the observation station during MT soundings on the ice floe in the Arctic (similar to earlier observations at North Pole stations) can change significantly. In order to take into account the effect of horizontal movements of the drifting station, we propose to complement all the recorded time series with the coordinates of measurement points. We developed a technique for processing such data to take into account nonplane-wave effects, which can occur in the Arctic because of the proximity of ionospheric current jets. We carry out the synchronization of all observations in the investigated area, using a model of spatial and temporal field variations and data accumulation. To test our approach, we use the synthetic experimental data for the model that considers the existence of seawater, sediment, resistive crust, crustal object, and the underlying mantle. We determine the crustal 3D object parameters with account of the TM-mode potential distributions at the seawater surface restored from the synthetic experimental data obtained at the drifting station during the drift. We use the Nelder-Mead method for optimization of the object characteristics. The parameters of the object become highly similar to their test values if the trajectory of the drifting station passes through an object, covering it most fully.

Magnetotelluric sounding, drifting station, circular electric dipole, conductivity inhomogeneities, Arctic

### введение

Новые возможности применения магнитотеллурического зондирования (МТЗ) в Арктике на дрейфующих льдах для обнаружения неоднородностей электропроводности коры рассматривались в работе [Plotkin et al., 2020]. Отсутствие растительности и техногенных шумов в полярных регионах способствует получению высококачественных данных МТЗ [Hill, 2020]. Знание структуры дна Северного Ледовитого океана облегчает поиск полезных ископаемых.

Однако в арктическом регионе МТЗ осуществлялось в основном в береговых точках [Hoffman, Horton, 1966; Trofimov, Fonarev, 1976; Evans et al., 2005; Beka et al., 2015]. Можно отметить лишь некоторые наблюдения, выполненные на дрейфующих станциях в Арктике [Swift, Hessler, 1964; Fütterer, 1992; Thiede, 2002].

МТЗ с ледовой поверхности проводилось в Антарктиде [Wannamaker et al., 1996, 2004, 2017]. Так как при измерениях электрического поля электроды помещались в лед, для учета их высокого контактного сопротивления применялись буферные усилители [Wannamaker et al., 1996; Peacock, Selway, 2016]. Все исследования внутренних районов Антарктики, проведенные на полярной ледяной шапке, указывают на трудности измерений электрического поля, вызванные шумами, генерируемыми ветрами [Hill, 2020]. Шумы являются результатом перемещений заряженных частиц снега и льда в атмосфере. Локальное электрическое поле этих частиц может проникать на электроды, находящиеся внутри льда.

В Арктике толщина дрейфующих льдов существенно меньше, чем во внутренних районах Антарктики, это позволяет поместить электроды ниже льда в морской воде [Fütterer, 1992; Thiede, 2002]. При этом устраняются упомянутые трудности измерений электрического поля в Антарктике. Здесь отсутствует высокое сопротивление заземлений. Локальное электрическое поле перемещающихся в атмосфере заряженных частиц соответствует ТМ-моде и направлено по нормали к поверхности хорошо проводящих слоев морской воды. ТМ-мода практически не проникает в морскую воду из-за большого различия электропроводностей воздуха, льда и воды. Можно предполагать, что измерения электрического поля с помощью электродов, находящихся в морской воде, в Арктике не будут затруднены шумами, генерируемыми ветрами.

Локальные деформации льда вызывают смещения магнитных датчиков в статическом геомагнитном поле и мешают измерениям вариаций компонент магнитного поля. Уровень шумов увеличивается и не позволяет делать качественные измерения магнитных компонент поля. Мы предлагаем также опускать магнитные датчики в морскую воду. Для этого необходимо использовать немагнитные герметичные емкости, плавающие подо льдом на глубине, которая обеспечивает неподвижность датчиков, а также разработать систему контроля их ориентации. Окончательные выводы можно сделать по результатам соответствующих экспериментов.

При проведении магнитотеллурических измерений в Арктике необходимо учитывать и другие трудности [Fütterer, 1992; Hill, 2020]. Глобальные магнитосферные и ионосферные токовые системы в полярных областях могут быть причиной неоднородности первичного источника поля при МТЗ на дрейфующих льдинах. Необходимы численные оценки вклада эффекта и анализ его возможных проявлений при интерпретации данных МТЗ.

Проводящие слои морской воды существенно ослабляют поле первичного источника на целевых горизонтах в земной коре [Thiede, 2002]. Поскольку отклик 3D-неоднородностей электропроводности коры ослаблен, повысить отношение сигнал/шум можно методом накопления полезных сигналов в длительных сеансах наблюдений. В этом случае координаты станции наблюдений при МТЗ на дрейфующих льдах в Арктике (аналогично ранее проведенным наблюдениям на станциях СП) могут существенно изменяться.

Чтобы учесть эффект перемещений дрейфующей со льдами станции, предлагаем сопровождать записываемые временные ряды координатами точек измерения и соответствующую технику обработки таких данных. Надеемся, что ее применение позволит также учесть и неоднородности первичного источника в Арктике в случаях близости мощных ионосферных струй тока. Обсуждаемый подход основывается на синхронизации всех наблюдений в исследуемой области. Применение метода накопления данных приведет к большей достоверности получаемых результатов.

В статье сначала описывается модель пространственно-временных вариаций компонент электромагнитного поля, параметры которой следует определять по всей совокупности зарегистрированных во время дрейфа данных. Далее показано, как получить синтетические экспериментальные данные для дрейфующей станции. Затем приводятся результаты определения 3D-неоднородностей электропроводности коры с учетом изменений координат станции в течение дрейфа и неоднородности первичного ионосферного источника.

### СПОСОБ СИНХРОНИЗАЦИИ ДАННЫХ ДРЕЙФУЮЩЕЙ СТАНЦИИ

При проведении магнитотеллурического зондирования на дрейфующих льдах в Арктике постоянно меняются координаты станции наблюдений. Поэтому необходимо сопровождать любое измерение временем и координатами его выполнения. Такие экспериментальные данные представляют собой временные ряды отсчетов компонент электромагнитного поля и координат точек их измерений. Это обеспечивает синхронизацию наблюдений во всей области. Следовательно, можно осуществлять площадное синхронное зондирование, используя только одну дрейфующую станцию. Конечно, для выполнения такого площадного синхронного зондирования на поверхности можно также использовать несколько станций, последовательно меняя их координаты.

Частота выборки зависит от исследуемых вариаций поля и скорости дрейфа. Необходимо провести не менее двух измерений на периоде и длине волны вариации. Поскольку частоты выборки координат и частоты выборки компонент поля могут отличаться, логично применять методы интерполяции данных.

Мы будем выполнять синхронизацию всех наблюдений в исследуемой области, используя следующую модель F(t, x, y) пространственно-временных вариаций компонент электромагнитного поля:

$$F(t,x,y) = \operatorname{real}\left\{\sum_{\omega,k_x,k_y} S(\omega,k_x,k_y) e^{i(\omega t + k_x x + k_y y)}\right\},\tag{1}$$

где  $S(\omega, k_x, k_y)$  — амплитуда гармоники,  $\omega$  — угловая частота,  $k_x, k_y$  — компоненты волнового вектора, x, y декартовы координаты и t — время с начала наблюдений в исследуемой области. Мы должны так выбрать набор гармоник в (1), чтобы адекватно описать наши полученные временные ряды отсчетов и координат во всей области для всех рассматриваемых измерений. Частота выборки должна в два раза превышать наибольшую частоту рассматриваемых вариаций. Длительность данного интервала измерений определяет наименьшую частоту. Распределение координат наблюдений в исследуемой области определяет набор волновых векторов в (1). Учитывая характеристики дрейфа, мы должны правильно выбирать параметры измерений и размеры площади. Будем считать, что наши измерения на дрейфующей станции адекватно описывают свойства поля, возбуждаемого в среде первичным источником, если решение обратной задачи определения характеристик среды устойчиво.

Заметим, что для простоты мы здесь не учитывали возможное вращение дрейфующей льдины. Чтобы учесть вращение, необходимо сопровождать любое измерение как временем и координатами, так и дополнительно азимутом фиксированных относительно льдины осей координат. Изменение азимута будем учитывать при подстановке данных по компонентам полей в (1), выполняя соответствующие их преобразования к стандартной географической системе координат МТЗ.

Чтобы получить систему уравнений для амплитуд  $S(\omega, k_x, k_y)$ , мы последовательно подставляем в (1) отсчеты, времена и координаты всех измерений, используя члены F(t, x, y) и  $e^{i(\omega t + k_x x + k_y y)}$ . Для уменьшения помехи на угловой частоте  $\omega$  от вариаций на других частотах во временных рядах можно использовать полосовой фильтр с полосой пропускания  $\omega_1 < \omega < \omega_2$ . При правильном выборе  $\omega_{1,2}$  мы решим системы уравнений и определим амплитуды  $S(\omega, k_x, k_y)$  в (1) отдельно для каждой частоты  $\omega$ . Количество полученных уравнений зависит от частоты выборки и длительности рассматриваемого временного интервала. Можно решить эту переопределенную систему уравнений для  $S(\omega, k_x, k_y)$  методом наименьших квадратов. Иногда матрица системы оказывается плохо обусловленной из-за неудачного расположения точек измерения. Тогда мы применяем *SVD*-разложение этой матрицы для регуляризации ее инверсии [Senkaya, Karsli, 2016].

### МОДЕЛЬ СРЕДЫ И СИНТЕТИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ДРЕЙФУЮЩЕЙ СТАНЦИИ

Для апробации нашего подхода мы проводим численное моделирование со структурой модели, используемой в работе [Plotkin et al., 2020] и представленной на рис. 1. Модель учитывает наличие морской воды, осадка, резистивной коры, объекта в коре и подстилающей мантии. Параметры нормального разреза для океанической коры взяты нами из работы [Коротаев и др., 2010], в которой доказана эффективность метода МТЗ в Северном Ледовитом океане для определения типа подстилающей водный слой земной коры. Объект в коре — высокоомное включение, моделирующее залежь углеводородов. Параметры объекта —  $d_n = 2.8$  км,  $h_n = 0.2$  км и  $\rho_n = 1000$  Ом·м. Взятая модель среды, безусловно, не отражает все возможные реальные ситуации. Она используется, чтобы продемонстрировать возможности МТЗ с привлечением КЭД для поиска полезных ископаемых в Арктике.



### Рис. 1. Глубинный разрез (а) и пример плана неоднородности — целевого объекта под дном океана (б).

Показаны точки, в которых определяются поля.  $\rho_1, d_1$  — морская вода,  $\rho_2, d_2$  — осадки,  $\rho_3, d_3$  — кора,  $\rho_4$  — мантия и  $\rho_n, d_n, h_n$  — объект.

Мы должны получить синтетические экспериментальные данные для используемой модели. Для этого сначала вычисляем распределения компонент  $E_x$  и  $E_y$  поля на поверхности морской воды для рассматриваемой частоты  $\omega$ . Для расчетов применяем метод Треффца [Плоткин, Губин, 2015] и метод возмущений [Плоткин, 2017]. Метод Треффца более затратный. Метод возмущений позволяет на том же компьютере рассчитывать поля в среде с латеральными неоднородностями меньших масштабов, но при малых отклонениях от фоновой среды. Размеры полигона и численная сетка зависят от параметров исследуемой 3D-неоднородности. Взятая для выбранной модели неоднородности численная сетка показана на рис. 1,  $\delta$  точками. Приняты стандартные в МТЗ направления осей координат (*OX* на север, *OY* на восток и *OZ* вертикально вниз).

Амплитуды геомагнитных вариаций, наблюдаемых на земной поверхности в спокойных условиях, в зависимости от их происхождения составляют величины от единиц до сотен нТл [Olsen, Stolle, 2017]. В общем случае магнитное поле вариаций эллиптически поляризовано, параметры эллипса неизвестны и могут быть определены по данным датчиков магнитного поля.

Для конкретности рассмотрим 3D-среду, возбуждаемую вертикально распространяющейся плоской волной с амплитудой 1 нТл и поляризацией вдоль оси *OY* (случай поляризации вдоль оси *OX* также рассмотрен, но в другом разделе). Это позволяет с помощью численных расчетов просто и наглядно показать, как зависят результаты от особенностей перемещений плавающей льдины. Первичное поле относится к поперечно-электрической (TE) моде, в которой вертикальная компонента электрического поля равна нулю. Вертикально распространяющаяся первичная волна возбуждает ток в 3D-среде. Это наблюдается в появлении поперечно-магнитной (TM) моды, в которой присутствует вертикальная компонента электрического поля. Применяя двумерное преобразование Фурье-компонент электромагнитного поля, мы можем представить электрическое поле в слое морской воды суммой двух мод с амплитудами Фурье-гармоник ~  $\exp(i\omega t + ik_x x + ik_y y)$  как [Плоткин и др., 2011]:

$$e_{x} = ik_{x}e^{\text{TM}} + ik_{y}e^{\text{TE}}, \quad e_{y} = ik_{y}e^{\text{TM}} - ik_{x}e^{\text{TE}},$$

$$e^{\text{TM}} = -i\frac{k_{x}e_{x} + k_{y}e_{y}}{k_{x}^{2} + k_{y}^{2}}, \quad e^{\text{TE}} = -i\frac{k_{y}e_{x} - k_{x}e_{y}}{k_{x}^{2} + k_{y}^{2}},$$

$$e_{z} = \frac{k_{x}^{2} + k_{y}^{2}}{k^{2}} \frac{de^{\text{TM}}}{dz}, \quad h_{z} = i\frac{k_{x}^{2} + k_{y}^{2}}{\omega\mu_{0}}e^{\text{TE}},$$
(2)

Здесь  $e^{\text{TM}}$  и  $e^{\text{TE}}$ — потенциалы возмущений электрических полей TM- и TE-мод соответственно,  $e_{x,y,z}$  и  $h_z$  — компоненты электрического и магнитного полей,  $k_{x,y}$  — компоненты волнового вектора,  $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + i\omega\mu_0\sigma$  и  $\sigma$  — электропроводность морской воды. Мы рассматриваем здесь возмущения электрических полей, так как хорошо проводящие слои морской воды и осадков экранируют подстилающие 3D-неоднородности. Их присутствие практически не сказывается на изменениях стандартных откликов среды, используемых при MT3, но вполне заметно по характеристикам TM-моды [Plotkin et al., 2020].

Для их регистрации можно использовать круговой электрический диполь (КЭД), расположенный на поверхности льда. КЭД представляет собой набор радиальных линий, равномерно распределенных по азимуту. Удаленные концы всех линий заземлены, внутренние концы линий замкнуты. КЭД регистрирует напряжение между внутренними концами радиальных линий и заземлением в центре КЭД [Plotkin, Mogilatov, 2019]. С помощью аналитического и численного моделирования установлено, что измеряемая с помощью КЭД разность потенциалов в электрическом поле, возбуждаемом в 3D-среде вертикально падающей на нее волной, эквивалентна разности потенциалов, возникающей на длинной вертикальной линии в центре КЭД [Плоткин, Могилатов, 2020]. Это дает возможность регистрировать разность потенциалов вдоль вертикальной линии: на суше — без бурения необходимой для нее скважины; для водоема — получать результаты при наличии разнонаправленных скоростей течений внутри него или на его малых глубинах (когда сложно обеспечить вертикаль линии или ее длина ограниченна). Понятно, что полностью выявить преимущества различных способов регистрации ТМ-моды можно лишь по результатам экспериментов.

При моделировании дрейфа задается его скорость и направление в моменты измерений в рассматриваемой области. Для оценок мы взяли характеристики дрейфа по данным мультидисциплинарной экспедиции AMORE (Arctic Mid-Ocean Ridge Expedition), выполнявшейся летом 2001 г. на западе хр. Гаккеля. В этом экспериментальном исследовании [Schlindwein et al., 2007] дрейфующие льдины впервые использовались в качестве платформ для сейсмологических массивов. Наблюдались почти линейные перемещения льдины в восточном направлении в течение нескольких суток, а также изменения дрейфа в северном и южном направлениях. Скорости восточного дрейфа были ~1—10 км/сут. При известных параметрах дрейфа и заданной частоте выборки данных можно рассчитать смещения и траекторию дрейфующей станции.

Далее с помощью двумерного преобразования Фурье представляем расчетные распределения  $E_x$ и  $E_y$ -компонент соответствующими функциями  $S(\omega, k_x, k_y)$ . Используя эти функции в (2), мы также можем получить аналогичные функции для распределений потенциала ТМ-моды. Далее вычисляем временные ряды  $F(t_m, x_m, y_m)$  во всех точках с координатами  $x_m$  и  $y_m$  в моменты  $t_m$  траектории дрейфующей станции с помощью (1) и соответствующих функций  $S(\omega, k_x, k_y)$  для нашей структуры модели. Так мы получаем синтетические экспериментальные данные дрейфующей станции.

### ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ ПО ДАННЫМ ДРЕЙФУЮЩЕЙ СТАНЦИИ

Для проверки пригодности нашего подхода были проведены численные расчеты с использованием синтетических экспериментальных данных для разных траекторий дрейфующей станции. Мы попытались восстановить исходные распределения компонент  $E_x$  и  $E_y$  и потенциала ТМ-моды для используемой структуры модели (см. рис. 1). Решая систему (1), теперь определяли амплитуды  $S(\omega, k_x, k_y)$  по синтетическим экспериментальным данным дрейфующей станции  $F(t_m, x_m, y_m)$  в ее правых частях.

Мы можем сравнить начальное и восстановленное распределения параметров поля. В качестве примера на рис. 2 показаны распределения компоненты  $E_x$ , восстановленные по данным дрейфующей станции при ее перемещениях по разным траекториям для двух периодов 10 с (слева) и 139 с (справа). Внизу показаны распределения  $E_x$ -компоненты, восстановленные по данным дрейфующей станции на однородной сети точек (белого цвета). Они полностью совпадают с исходными распределениями компоненты  $E_x$  для используемой структуры модели. Во всех этих случаях рассматривалась поляризация первичного волнового магнитного поля вдоль оси *ОY*. Скорость дрейфа была равна 5 км/ сут., частота выборки 1 Гц на периоде 10 с и 0.1 Гц на периоде 139 с. Аналогичные распределения мы получили также для распределений  $E_y$ -компоненты.

Видим, что качество восстановления распределения  $E_x$ -компоненты улучшается, если траектория дрейфующей станции проходит через объект, покрывая его наиболее полно. Необходимо было применить *SVD*-разложения матриц уравнений (1) для восстановления распределений  $E_x$ -компонент по данным всех указанных траекторий, поскольку эти матрицы были плохо обусловленными. Мы смогли получить обратную матрицу точно только для однородной сети точек дрейфующей станции. Поэтому предполагаем, что сделать вывод о достоверности полученного распределения  $E_x$ -компоненты можно, учитывая свойства матрицы уравнений (1).



Рис. 2. Распределения компоненты *E<sub>x</sub>*, восстановленные по данным дрейфующей станции при ее перемещениях по разным траекториям.

Пояснения см. в тексте.

Отметим, что на рис. 2 показаны возмущения  $E_x$ -компоненты, вызванные присутствием 3D-объекта коры в среде. Эти возмущения электрического поля являются небольшими, так как проводящие слои морской воды и осадка экранируют 3D-объект коры. Для регистрации таких возмущений электрического поля должно быть использовано специальное устройство, например, круговой электрический диполь (КЭД) [Plotkin, Mogilatov, 2019]. С помощью КЭД можно регистрировать значения потенциала TM-моды.

Для ясности получаем синтетические экспериментальные данные для дрейфующей установки КЭД и затем восстанавливаем исходные распределения потенциала ТМ-моды подобно показанным рас-



Рис. 2. (Окончание)

пределениям  $E_x$ - и  $E_y$ -компонент. На рисунке 3 показаны распределения потенциала ТМ-моды, восстановленного по данным дрейфующей станции при ее перемещениях по разным траекториям для двух периодов 10 с (слева) и 139 с (справа). Наблюдается сходство в изменениях распределений, показанных на рис. 2 и 3. Внизу показаны распределения потенциала ТМ-моды, восстановленные по данным дрейфующей станции на однородной сети точек (белого цвета). Они полностью совпадают с исходными распределениями потенциала ТМ-моды для используемой структуры модели.

Видим, что амплитуда потенциала ТМ-моды на поверхности морской воды достигает нескольких мкВ. Следует заметить, что для конкретности магнитное поле первичного источника (вертикально распространяющейся волны или среднего поля) на поверхности в наших расчетах было 1 нТл. Но посколь-



Рис. 3. Распределения потенциала ТМ-моды U<sup>TM</sup>, восстановленного по данным дрейфующей станции при ее перемещениях по разным траекториям.

Пояснения см. в тексте.

ку регистрируемый потенциал ТМ-моды зависит от амплитуды и поляризации первичной волны, возбуждающей среду, эти оценки будут увеличиваться в реальной ситуации пропорционально амплитудам компонент горизонтального магнитного поля первичного источника. Конечно, для этого на поверхности морской воды необходима регистрация компонент магнитного поля.

Мы также рассмотрели возможность определения потенциала ТМ-моды при использовании восстановленных распределений  $E_x$ - и  $E_y$ -компонент. Подставляя в (2) вместо  $e_{x,y}$  функции  $S(\omega, k_x, k_y)$  рас-



Рис. 3. (Окончание).

пределений  $E_x$ - и  $E_y$ -компонент, восстановленных ранее, рассчитываем  $e^{TM}$ , а затем распределения потенциала ТМ-моды. На рисунке 4 показаны такие распределения потенциала ТМ-моды для двух периодов 10 с (слева) и 139 с (справа). Сравнивая рис. 3 и 4, можно сделать вывод, что сходство распределений потенциала ТМ-моды, полученных двумя способами, гарантирует их надежность.

## РЕЗУЛЬТАТЫ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ

Теперь можно решить обратную задачу, чтобы определить параметры 3D-объекта коры, учитывая распределения потенциала ТМ-моды на поверхности морской воды, восстановленного по данным дрейфующей станции при ее перемещениях. Считаем, что модель фоновой среды уже определена по стан-



Рис. 4. Распределения потенциала ТМ-моды  $U^{\text{TM}}$ , вычисленного по распределениям компонент  $E_x$  и  $E_y$ , восстановленным ранее по разным траекториям (белые линии) дрейфующей станции для двух периодов 10 и 139 с.

дартным кривым МТЗ. Анализ возможностей решения обратной задачи проводился численным моделированием для заданной структуры фоновой электропроводности (см. рис. 1) с 3D-объектом в коре. Параметры объекта —  $d_n = 2.8$  км,  $h_n = 0.2$  км и  $\rho_n = 1000$  Ом·м.

Мы использовали синтетические экспериментальные распределения потенциала ТМ-моды, восстановленные по данным дрейфующей станции и показанные на рис. 3 и 4. Оптимизация характеристик объекта осуществлялась путем минимизации функционала невязок Ф зависимостей потенциала ТМмоды от периода:

$$\Phi = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^{K} \left| \frac{|\mathbf{g}U^{\mathrm{TM}} - |\mathbf{g}U_0^{\mathrm{TM}}|}{|\mathbf{g}U_0^{\mathrm{TM}}|} \right|_k^2,$$

где  $U^{\text{TM}}$  и  $U_0^{\text{TM}}$  — модельные и экспериментальные потенциалы TM-моды соответственно, полученные для различных периодов (суммирование по k, K — количество периодов) в точке с максимальным значением модуля потенциала  $\left| U_0^{\text{TM}} \right|$ . Потенциал TM-моды для варьируемых моделей среды вычисляли тем же способом, что и синтетические экспериментальные данные.

Для оптимизации характеристик объекта использовался метод Нелдера—Мида. Это надежный метод прямого поиска оптимальных точек и легко применим для функций многих переменных, так как не использует вычислений ее градиентов. Идея метода состоит в сравнении значений функции в вершинах симплекса — множества удаленных от его центра точек (например, в двумерном пространстве в вершинах треугольника). Далее с помощью итерационной процедуры осуществляется перемещение симплекса в направлении оптимальной точки.

Следующие параметры были искомыми, а именно, глубина кровли  $h_n$  объекта под осадками, толщина объекта  $d_n$  и удельное сопротивление  $\rho_n$  среды в нем. Мы изучали, какими станут эти параметры с учетом искажений потенциала TM-моды  $U_0^{\text{TM}}$  при восстановлении по данным дрейфующей станции на разных траекториях (рис. 5, слева). Мы предполагали, что центр объекта и его размеры можно определить по виду распределения потенциала на поверхности. В этом предположении рассчитывали функционал невязок Ф в зависимости от параметров объекта  $h_n$ ,  $d_n$  и  $\rho_n$ . Это позволяет точно найти глобальный минимум функционала Ф. Распределения значений функционала невязок Ф для разных траекторий дрейфующей станции показаны на рис. 5 (справа). Параметры объекта получаются  $d_n = 2.8$  км,  $h_n = 0.2$  км,  $\rho_n = 1000$  Ом·м (вверху),  $d_n = 2.29$  км,  $h_n = 0.22$  км,  $\rho_n = 291$  Ом·м (посредине) и  $d_n = 2.8$  км,  $h_n = 0.2$  км,  $\rho_n = 970$  Ом·м (внизу). Параметры объекта в случае однородной сети точек такие же, как и их тестовые значения, и почти совпадают с ними в случае графиков внизу на рис. 5.

Мы представили решения обратной задачи для синтетических экспериментальных данных, показанных на рис. 3 и 4. Эти данные получены для вертикально распространяющейся плоской волны с амплитудой 1 нТл и поляризацией вдоль оси OY. Для этой же ситуации рассчитаны модельные значения потенциала  $U^{\text{TM}}$ . В более общем случае для решения прямых задач мы будем задавать на поверхности морской воды распределения компонент неоднородного магнитного поля. Можно получить такие распределения магнитных компонент в эксперименте так же, как и в случае компонент электрического поля. Конечно, для этого на поверхности морской воды необходима регистрация компонент магнитного поля.

### ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ПЕРВИЧНОГО ИСТОЧНИКА

В Арктике близость ионосферных струй тока может вызвать неоднородность первичного поля и его отклонение от вертикально распространяющейся плоской волны. В непроводящей атмосфере подобное неоднородное поле все еще принадлежит ТЕ-моде. Это первичное поле возбуждает в 3D-среде TM-моду. Из-за слабой проводимости атмосферы исключается возбуждение среды TM-модой. Поэтому TM-мода очевидно является внутренней по происхождению. Возникает вопрос, насколько неоднородность первичного магнитного поля может изменить потенциал  $U_0^{\rm TM}$  TM-моды.

Чтобы ответить на этот вопрос, воспользуемся результатами расчета, полученными в случае вертикально распространяющейся плоской волны. Для конкретности мы рассматриваем здесь 3D-среду, возбуждаемую первичной плоской волной с амплитудой 1 нТл и поляризацией вдоль оси OX. Сначала, применяя метод Треффца, вычисляем для этого случая компоненты неоднородного магнитного поля, возникающего на поверхности 3D-среды. Заметим, что верхнее граничное условие такой задачи подробно описано в работе [Плоткин, Губин, 2015]. А именно, на поверхности среды мы применяем двумерное Фурье разложение компонент электромагнитного поля. Компоненты магнитного поля плоской волны (нулевая пространственная гармоника) известны на поверхности по условиям задачи: амплитуда волны 1 нТл и поляризация вдоль оси OX. Для других пространственных гармоник поля ставим условие их затухания в глубь атмосферы, так как они возбуждаются внутри 3D-среды.

Далее, также применяя метод Треффца, решаем задачу для случая неоднородного первичного источника. Но теперь верхнее граничное условие изменяем, предполагая известными на поверхности 3D-среды амплитуды всех пространственных гармоник горизонтальных компонент неоднородного магнитного поля. Принимаем, что поле на поверхности равно сумме двух неоднородных магнитных полей. Одно поле вычислили для случая плоской первичной волны. Другое создано близким ионосферным источником. Неоднородность магнитного поля естественного источника на поверхности 3D-среды мы смоделировали линейной зависимостью компоненты  $H_{x}$  магнитного поля от координаты оси абсцисс



Рис. 5. Распределения потенциала ТМ-моды U<sup>TM</sup>, восстановленного по данным дрейфующей станции при ее перемещениях по разным траекториям (белые линии или точки) для периода 72 с (слева) и распределения значений функционала невязок Ф (справа) вблизи его минимумов (белые точки).

(напомним, что ось *OX* направлена на север, ионосферная токовая струя направлена вдоль широтного круга по оси *OY*). Конечно, можно использовать более сложное распределение неоднородного магнитного поля первичного источника. Следует лишь учитывать, что для непроводящей атмосферы в любой точке на поверхности морской воды должно выполняться условие  $(\text{rot } \mathbf{H})_z = 0$ . Все остальные граничные условия мы использовали такие же, как и в случае вертикально распространяющейся плоской первичной волны.



Рис. 6. Распределения компоненты  $H_x$  (вверху) и потенциала ТМ-моды  $U^{\text{TM}}$  (посередине), зависимости кажущегося сопротивления и фазы импеданса от периода (внизу) в пунктах полигона для случаев слабой (слева) и сильной (справа) линейных зависимостей компоненты  $H_x$  от координаты OX.

Результаты вычислений представлены на рис. 6, где показаны полученные на поверхности 3D-среды распределения компоненты  $H_x$  магнитного поля, потенциала TM-моды  $U^{TM}$  и зависимости кажущегося сопротивления и фазы импеданса от периода для всех точек полигона. На рисунке 6 слева приведены результаты для случая слабой линейной зависимости компоненты  $H_x$  от *OX* координаты, а справа для ее более сильной зависимости. Видим, что распределение потенциала TM-моды в этих случаях остается одинаковым.

Однако кривые МТЗ в случае сильно неоднородного первичного источника испытывают искажения (см. рис. 6, справа). Чтобы решить обратную задачу МТЗ по данным о кривых, необходимо знать модель неоднородного источника. Это не всегда возможно. Проще применить наш подход. Мы должны сначала, используя данные дрейфующей станции, определить распределения горизонтальных компонент магнитного и электрического полей на поверхности 3D-среды, возбуждаемых неоднородным первичным источником. Потом можно решать обратную задачу определения нормального глубинного разреза, согласовывая на поверхности 3D-среды распределения компонент магнитного и электрического полей.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При регистрации потенциала поперечно-магнитной моды  $U^{\text{TM}}$  электромагнитного поля магнитотеллурическое зондирование на дрейфующих льдах в Арктике может быть приемлемо для обнаружения 3D-неоднородностей электропроводности коры. Численные эксперименты показывают, что хорошо проводящие слои морской воды и осадка экранируют нижележащие 3D-неоднородности. Их присутствие практически не сказывается на изменениях стандартных откликов среды, используемых при МТЗ, но вполне заметно по характеристикам TM-моды. Для их регистрации можно использовать КЭД, расположенный на поверхности льда. Измерения на дрейфующем льду можно проводить с помощью электродов и магнитных датчиков, помещенных под лед в морскую воду.

Поскольку координаты станции наблюдений МТЗ на дрейфующих льдах в Арктике могут существенно изменяться, необходимо сопровождать все регистрируемые временные ряды координатами точек измерения. Можно реализовать синхронизацию всех наблюдений на дрейфующей станции в исследуемой области, используя модель пространственно-временных вариаций поля (1). Для определения параметров этой модели можно применить метод наименьших квадратов.

Мы восстановили поверхностные распределения  $E_x$ - и  $E_y$ -компонент и потенциала ТМ-моды для исследуемой области, используя синтетические экспериментальные данные дрейфующей станции. Численные эксперименты показывают, что распределение потенциала ТМ-моды может совпадать с первоначальным тестовым распределением, если траектория дрейфующей станции проходит через объект коры, охватывая его наиболее полно.

Для заданной фоновой электропроводности (см. рис. 1) мы решили обратную задачу, чтобы определить параметры 3D-объекта в коре, учитывая распределение потенциала TM-моды на поверхности морской воды, восстановленное по данным дрейфующей станции. Для оптимизации характеристик объекта использовали метод Нелдера—Мида. Рассматривались следующие искомые параметры, а именно:  $h_n$  — глубина кровли объекта под осадками,  $d_n$  — толщина объекта и  $\rho_n$  — сопротивление среды в нем. Параметры объекта практически совпадают с их контрольными значениями, если исходное распределение потенциала TM-моды восстановлено наиболее полно. Если станция проходит вблизи объекта, то можно обнаружить только его присутствие.

Используя модель пространственно-временных вариаций поля (1), можно учесть эффекты отклонения первичного поля от плоской волны, которые могут возникнуть в Арктике из-за близости ионосферных струй тока. Мы должны в эксперименте определить распределения горизонтальных компонент магнитного и электрического полей на поверхности 3D-среды, возбуждаемой неоднородным первичным источником. Затем можно решить обратную задачу для определения нормального геоэлектрического разреза, согласовывая распределения компонент магнитного и электрического полей на поверхности 3D среды. Численные эксперименты показали, что такие эффекты не влияют на распределение потенциала TM-моды на поверхности морской воды.

Первые наблюдения МТЗ с установкой КЭД проведены на ледовой поверхности р. Обь [Plotkin et al., 2020]. В этом эксперименте отсутствовали перемещения льдины, не было сильного ветра, электроды помещались в пресную воду. Дальнейшие измерения предполагается провести в условиях Арктики. Для учета возможных нарушений строения дрейфующей льдины предлагается дополнительно сопровождать каждое измерение регистрацией координат точек заземления всех линий и регистраций азимутов всех используемых осей координат. Повысить пространственное разрешение можно, применяя несколько установок КЭД, размещенных на разных льдинах.

Авторы благодарят Е.А. Баталеву, а также анонимного рецензента за внимание к работе и полезные советы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ, проект № 18-17-00095. Электромагнитные поля в 3D-среде получены с помощью программно-алгоритмических средств, разработанных при поддержке проекта ФНИ № FWZZ-2022-0025.

#### ЛИТЕРАТУРА

Коротаев С.М., Жданов М.С., Орехова Д.А., Кругляков М.С., Трофимов И.Л., Щорс Ю.Г., Шнеер В.С. Изучение возможности магнитотеллурического зондирования в Северном Ледовитом океане с помощью численного моделирования // Физика Земли, 2010, т. 46, № 9, с. 35—47.

Плоткин В.В. Быстрый расчет магнитотеллурических кривых для горизонтально-слоистой среды с латерально неоднородными возмущениями электропроводности // Геология и геофизика, 2017, т. 58 (11), с. 1812—1827.

Плоткин В.В., Губин Д.И. Учет приповерхностных неоднородностей над горизонтально-слоистым разрезом при магнитотеллурическом зондировании // Геология и геофизика, 2015, т. 56 (7), с. 1381—1390.

Плоткин В.В., Могилатов В.С. О регистрации вертикальной компоненты электрического поля при магнитотеллурическом зондировании // Геология и геофизика, 2020, т. 61 (2), с. 288—296.

Плоткин В.В., Белинская А.Ю., Гаврыш П.А. Учет нелокальности электромагнитного отклика при региональном зондировании // Физика Земли, 2011, т. 47, № 1, с. 27—36.

Beka T.I., Smirnov M., Bergh S.G., Birkelund Y. The first magnetotelluric image of the lithosphericscale geological architecture in central Svalbard, Arctic Norway // Polar Res., 2015, v. 34, 26766.

**Evans S., Jones A.G., Spratt J., Katsube J.** Central Baffin electromagnetic experiment (CBEX): Mapping the North American Central Plains (NACP) conductivity anomaly in the Canadian arctic // Phys. Earth Planet. Inter., 2005, v. 150 (1—3), p. 107—122.

**Fütterer D.K.** ARCTIC'91: The Expedition ARK-VIII/3 of RV «Polarstern» in 1991 // Rep. Polar Res., 1992, v. 107, p. 267.

Hill G.J. On the use of electromagnetics for Earth imaging of the Polar regions // Surv. Geophys., 2020, v. 41(1), p. 5–45.

Hoffman A.A.J., Horton C.W. An analysis of some magnetotelluric records from Tikhaya Bay, U.S.S.R. // J. Geophys. Res., 1966, v. 71 (16), p. 4047-4052.

**Olsen N., Stolle C.** Magnetic signatures of ionospheric and magnetospheric current systems during geomagnetic quiet conditions—an overview // Space Sci. Rev., 2017, v. 206, p. 5—25.

**Peacock J.R., Selway K.** Magnetotelluric investigation of the Vestfold Hills and Rauer Group, East Antarctica // J. Geophys. Res.: Solid Earth, 2016, v. 121 (4), p. 2258–2273.

**Plotkin V.V., Mogilatov V.S.** About measurement of vertical component of electric field at magnetotelluric sounding // Problems of Geocosmos-2018 — Proceedings of the XII International Conference and School (St. Petersburg, Petrodvorets, October 08—12, 2018), Series: Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences, Springer International Publishing. 2019.

Plotkin V.V., Mogilatov V.S., Gurev V.A., Potapov V.V. Detection of 3-D inhomogeneities of the medium at magnetotelluric sounding in the Arctic (numerical experiment) // Geophys. J. Int., 2020, v. 220, p. 1340—1351.

Schlindwein V., Muller C., Jokat W. Microseismicity of the ultraslow-spreading Gakkel ridge, Arctic Ocean: a pilot study // Geophys. J. Int., 2007, v. 169, p. 100—112.

Senkaya M., Karsli H. Joint inversion of Rayleigh-wave dispersion data and vertical electric sounding data: synthetic tests on characteristic sub-surface models // Geophys. Prosp., 2016, v. 64 (1), p. 228—246.

Swift D.W., Hessler V.P. A comparison of telluric current and magnetic field observations in the Arctic Ocean // J. Geophys. Res., 1964, v. 69 (9), p. 1883—1893.

Thiede J. POLARSTERN ARKTIS XVII/2 Cruise Report: AMORE 2001 (Arctic Mid-Ocean Ridge Expedition) // Rep. Polar Mar. Res., 2002, v. 421, p. 397.

**Trofimov I.L., Fonarev G.A.** Deep magnetotelluric surveys in the Arctic ocean // Geoelectric and Geothermal Studies (East-central Europe, Soviet Asia): KARG geophysical monograph 1976, Budapest, Akadémiai Kiadó, p. 712—715.

Wannamaker P.E., Stodt J.A., Olsen S.L. Dormant state of rifting below the Byrd Subglacial Basin, West Antarctica, implied by magnetotelluric (MT) profiling // Geophys. Res. Lett., 1996, v. 23, p. 2983—2986.

Wannamaker P.E., Stodt J.A., Pellerin L., Olsen S.L., Hall D.B. Structure and thermal regime beneath the South Pole region, East Antarctica, from magnetotelluric measurements // Geophys. J. Int., 2004, v. 157, p. 36—54.

Wannamaker P., Hill G., Stodt J., Maris V., Ogawa Y., Selway K., Boren G., Bertrand E., Uhlmann D., Ayling B., Green A.M., Feucht D. Uplift of the central transantarctic mountains // Nature Commun., 2017, v. 8, p. 1588, doi: 10.1038/s41467-017-01577-2.

> Поступила в редакцию 22 июня 2021 г., принята в печать 19 августа 2021 г.