

ВЫЯВЛЕНИЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА МАГНЕЗИОВЮСТИТА В НИЖНЕЙ МАНТИИ: ИНВЕРСИЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ДАННЫХ

В.В. Плоткин, П.Г. Дядьков, С.Г. Овчинников*

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

** Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок, 50, стр. 38, Россия*

Проводится инверсия геомагнитных данных мировой сети с целью обнаружения слоя повышенной электропроводности на глубинах 1500—2000 км как проверка гипотезы возможного фазового перехода магнезиовюстита в нижней мантии. Приводятся результаты обработки как синтетических, так и данных мировой сети — среднемесячных значений геомагнитного поля с 1920 по 2009 г. Результаты инверсии данных мировой сети не противоречат возможному существованию слоя повышенной электропроводности на глубинах нижней мантии.

Магнезиовюстит, металлическое состояние, фазовый переход, нижняя мантия, электропроводность, геомагнитные вариации, мировая сеть.

DETECTING A MAGNESIOWÜSTITE PHASE TRANSITION IN THE LOWER MANTLE BY INVERSION OF GEOMAGNETIC DATA

V.V. Plotkin, P.G. Dyad'kov, and S.G. Ovchinnikov

Global geomagnetic data are inverted for detecting a high-conductivity layer at depths of 1500–2000 km to test the hypothesis of a magnesiowüstite phase transition in the lower mantle. The results of processing of both synthetic and global data — average monthly values of the geomagnetic field from 1920 to 2009 — are presented. The inverted global data are consistent with the possible existence of a high-conductivity layer at great depths in the lower mantle.

Magnesiowüstite, metallic state, phase transition, lower mantle, conductivity, geomagnetic variations, global network

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы заметно возрос интерес к изучению фазовых переходов минералов при давлениях и температурах, близких к условиям в нижней мантии. Этому способствовали результаты экспериментов с мантийными минералами в лабораторных условиях.

Исследования фазовых переходов минералов при давлениях и температурах, близких к условиям в нижней мантии, представлены в ряде работ [Lin et al., 2007; Овчинников, 2011; Metsue, Tsuchiya, 2012]. В работе [Ohta et al., 2008] выявлено увеличение электропроводности перовскита до значений ≥ 100 См/м при условиях, реализующихся над границей ядро—мантия (СМВ) вследствие фазового перехода в постперовскитную фазу. В работе [Ohta et al., 2010] проводились измерения электропроводности пиролита и материалов глубокой субдукции при давлениях до 133 ГПа и температурах до 2650 К. В отличие от предыдущей работы уточняется, что электропроводность пиролита не увеличивается с глубиной монотонно и имеется уменьшение электропроводности на глубинах нижней мантии, при которых происходит спиновый кроссовер в минералах перовскит и магнезиовюстит. Отмечается, что полученные глубинные профили электропроводности пиролита не согласуются с полевыми геомагнитными данными на глубинах ниже 1500 км.

В работе [Овчинников, 2011] с помощью анализа фазовой диаграммы магнезиовюстита в осях давление—температура предсказан его возможный переход из полупроводникового состояния в металлическое и спиновый кроссовер из высокоспинового в низкоспиновое состояния ионов Fe^{2+} . Такой переход обусловлен физическими эффектами в кристаллической решетке в условиях, близких к условиям нижней мантии — давление ~ 60 — 80 ГПа, температура ~ 1900 — 2100 °С, что соответствует глубинам ~ 1500 — 2000 км [Xu et al., 2000]. В последней работе результаты лабораторных экспериментов с минералами использовались для расчетов электропроводности на глубинах от 200 до 2900 км. Для нижней мантии на глубинах от 800 до 2900 км учитывался вклад магнезиовюстита.

В свою очередь, результаты лабораторных экспериментов придали новый толчок геофизическим исследованиям. В работе [Constable, Constable, 2004] при обработке данных спутника MAGSAT сообщается о скачке электропроводности на глубине ~ 1300 км до ~ 200 См/м. В работе [Velimsky et al., 2006] по имеющимся спутниковым данным на глубинах ~ 1000 км отмечается наличие скачка электропроводности до значений ~ 1000 См/м, характеризуемого самими авторами нереалистическим. В работе [Honkura, Matsushima, 1998] полученные ранее оценки электропроводности σ в нижней мантии до глубин ~ 3000 км сведены в две группы — с величинами $\sim 1\text{—}3$ и более 10 См/м.

К настоящему времени разработаны различные процедуры инверсии геомагнитных данных. В работе [Tarits, Manda, 2010] представлена технология трехмерной инверсии данных по среднемесячным значениям геомагнитного поля во временной области. Обработаны данные 120 обсерваторий мировой сети за 1958—1990 годы. Предварительный анализ глобальных данных был направлен на создание модели источника и среднего одномерного фонового глубинного профиля электропроводности. Анализ показал, что наилучшее разрешение по среднемесячным геомагнитным данным достигается на глубинах 900—1400 км. Результаты трехмерной инверсии на указанных глубинах показывают наличие в нижней мантии латеральных неоднородностей электропроводности.

В работе [Velimsky, 2010] применялась процедура одномерной инверсии геомагнитных данных во временной области для получения профиля электропроводности на глубинах нижней мантии. Использовались векторные геомагнитные данные, полученные за семь лет со спутника CHAMP. Земля представлялась несколькими сферическими слоями одинаковой толщины, которая в разных вариантах менялась от 800 до 100 км. Оптимальные значения для электропроводности в нижней мантии составили 2 См/м.

В работе [Velimsky et al, 2012] проведен анализ возможностей одномерной инверсии синтетических данных, полученных решением прямых задач для трехмерно-неоднородной мантии. Отмечается, что с помощью одномерной инверсии данных не удалось выявить в D'' -слое повышенные значения электропроводности с неоднородным распределением по угловым координатам.

В данной работе рассматривается вопрос, можно ли по геомагнитным данным мировой сети обнаружить в нижней мантии на глубинах 1500—2000 км предсказанный слой повышенной электропроводности, обусловленный фазовым переходом магнезиевюстита в металлическое состояние. В предыдущей работе [Плоткин и др., 2013] получены теоретические оценки возможного эффекта в величинах кажущегося сопротивления Земли на временных периодах от месяца до десятилетий. Выявить предсказанный эффект по оценкам кажущегося сопротивления оказалось затруднительно. Здесь будут приведены результаты инверсии частотных зависимостей вариаций геомагнитного поля на тех же временных периодах. Структура работы такова. Сначала описаны использованные данные и процедура инверсии геомагнитных данных мировой сети на интересующих временных периодах. Далее анализируются возможности определения характеристик слоя фазового перехода с помощью инверсии синтетических геомагнитных данных. Наконец, с целью проверить, существует ли слой повышенной электропроводности в нижней мантии Земли, проводится инверсия реальных данных мировой сети — среднемесячных значений геомагнитного поля с 1920 по 2009 г.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И ПРОЦЕДУРА ИНВЕРСИИ

Для обработки использовались данные за промежуток с 1920 по 2009 г. из банка среднемесячных значений компонент X , Y и Z геомагнитного поля, доступные через Интернет (<http://www.bcmf.fr/wmmd.html>). Небольшие пропуски в данных заполнялись с помощью линейной интерполяции.

Поскольку в работе основной интерес представляли вариации геомагнитного поля, вызываемые внешними источниками, сначала со всех временных рядов, полученных на учитываемых станциях, был снят вековой ход. Обычно при выделении вековой вариации используются, как правило, два подхода. Одной из признанных моделей для расчета вековой вариации является IGRF (International Geomagnetic Reference Field, см., например, [Finlay et al, 2010]), которая уточняется каждые пять лет. Другой подход основывается на данных геомагнитных обсерваторий и пунктов векового хода. Поскольку здесь рассматривался длительный промежуток с 1920 по 2009 г., был выбран последний подход. Вековая вариация вычислялась интерполяцией данных полиномами (на основании выборочного сравнения с моделью IGRF взята их 11-я степень) по времени в каждом пункте. Далее проводилось вычитание полученного сглаженного векового хода из соответствующих временных рядов.

Общее количество станций наблюдения, работавших одновременно, за рассматриваемый промежуток возросло с ~ 10 в начале и до 100 и более в конце. При этом расположение и количество станций для разных моментов времени получалось различным. Чтобы преодолеть возникающие трудности и определить пространственно-временные характеристики геомагнитных вариаций компонент X_{ω} , Y_{ω} и Z_{ω}

поля на угловой частоте ω , в работе использовалась следующая модель для их представления (система сферических координат с началом в центре Земли, R — радиус Земли, нумерация сферических гармоник $S_k(\vartheta, \varphi)$ дана в [Плоткин и др., 2013]):

$$\begin{aligned} X_\omega(R, \vartheta, \varphi, t) &= \cos(\omega(t - t_0)) \sum_k X_{ck} S_k(\vartheta, \varphi) + \sin(\omega(t - t_0)) \sum_k X_{sk} S_k(\vartheta, \varphi), \\ Y_\omega(R, \vartheta, \varphi, t) &= \cos(\omega(t - t_0)) \sum_k Y_{ck} S_k(\vartheta, \varphi) + \sin(\omega(t - t_0)) \sum_k Y_{sk} S_k(\vartheta, \varphi), \\ Z_\omega(R, \vartheta, \varphi, t) &= \cos(\omega(t - t_0)) \sum_k Z_{ck} S_k(\vartheta, \varphi) + \sin(\omega(t - t_0)) \sum_k Z_{sk} S_k(\vartheta, \varphi), \end{aligned} \quad (1)$$

где t — мировое время, t_0 — начало периода обработки, X_{ck} , X_{sk} — и другие аналогичные параметры — амплитуды ряда, подлежащие определению с помощью метода наименьших квадратов по всему набору имевшихся геомагнитных данных на станциях совместно для всех моментов времени.

Малое количество станций в начале наблюдений затрудняет надежное определение их пространственно-временных характеристик. Чтобы получить представление об устойчивости получаемых характеристик вариаций, анализ данных проводился независимо для нескольких промежутков времени. В частности, рассматривалось 15 промежутков наблюдения с началом в 1920, 1923 гг. и так далее по 1962 г. включительно. Конец всех промежутков — 2009 г.

Использование сферических гармоник высоких степеней по рассматриваемым данным не представляется возможным из-за редкой сети станций наблюдения. Оценки их амплитуд оказываются неустойчивыми, поэтому в данной работе учитывались сферические гармоники не выше степени $k' = 3$.

Указанным способом были обработаны данные отдельно для каждого временного периода. Это позволило получить характеристики непрерывного частотного спектра геомагнитных вариаций в диапазоне временных периодов от нескольких месяцев до нескольких лет. Последующая инверсия и оценки влияния возможного фазового перехода магнезиовюститита в нижней мантии осуществлялись для модели сферически слоистой электропроводности Земли в пренебрежении латеральными неоднородностями (трехмерные модели существенно усложняют процедуру инверсии). Имеющиеся в коре и верхней мантии латеральные неоднородности электропроводности вносят свой вклад в наблюдаемые на земной поверхности вариации геомагнитного поля. Однако на геомагнитных вариациях с большими временными периодами от нескольких месяцев до десятков лет, которые здесь предполагается рассмотреть, существенно сказываются лишь слои нижней мантии с более высокой электропроводностью ≥ 1 См/м [Velimsky, 2010].

Обычно для определения глубинного профиля электропроводности при магнитовариационном зондировании осуществляется инверсия частотной зависимости различных электромагнитных откликов Земли [Weidelt, 1972]. В случае сферически слоистой Земли часто используются следующие функции отклика: отношение вертикальной компоненты геомагнитного поля к его горизонтальным компонентам — магнитное отношение $W(\omega)$, отношение внутренней части скалярного магнитного потенциала к его внешней части $Q(\omega)$, эффективная глубина проникновения поля $R(\omega)$ [Рокитянский, 1981]. В более сложной ситуации для исследования латеральной зависимости электропроводности применяют локальное отношение вертикальной компоненты магнитного поля к дивергенции горизонтальных его компонент $C(\omega)$ [Olsen, 1998] — отклик, впервые предложенный в методе МВЗ по способу пространственных производных в работах [Бердичевский и др., 1969; Schmucker, 1970]. Такого же типа отклик в качестве глобального отклика использовался нами следующим образом [Плоткин и др., 2013]:

$$\frac{1}{e_k^{(0)}} \frac{de_k^{(0)}}{dr} = - \frac{[\text{div}_\perp \mathbf{H}]_k}{[H_r]_k}, \quad \text{div}_\perp \mathbf{H} = \frac{1}{R \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (\sin \vartheta H_\vartheta) + \frac{1}{R \sin \vartheta} \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi}, \quad (2)$$

где $e_k^{(0)}$ и $\frac{de_k^{(0)}}{dr}$ — амплитуды k -й сферической гармоники скалярного потенциала электрического поля ТЕ-моды и его радиальной производной, выражения в квадратных скобках с нижним индексом k здесь и далее также обозначают амплитуду k -й сферической гармоники в разложении выражения в этих скобках в ряд по $S_k(\vartheta, \varphi)$.

В данной работе для определения глубинного профиля сопротивления сферически слоистой Земли проводилась инверсия частотных зависимостей амплитуд $e_k^{(0)}(\omega)$ и $\frac{de_k^{(0)}}{dr}(\omega)$. Для удобства приве-

дем здесь соотношения, связывающие эти величины со спектральными амплитудами геомагнитных вариаций в (1) [Плоткин, 2004, 2005; Плоткин и др., 2007]:

$$\begin{aligned}
 e_{k_0}^{(0)} &= \frac{i\omega\mu_0 R^2}{k'(k'+1)} [Z_\omega]_k, [Z_\omega]_k = Z_{ck} + iZ_{sk}, k' \neq 0, \\
 \frac{de_k^{(0)}}{dr} &= \frac{i\omega\mu_0 R^2}{k'(k'+1)} [div_\perp \mathbf{H}_\omega]_k, k' \neq 0, \\
 div_\perp \mathbf{H}_\omega &= -\frac{1}{R \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (\sin \vartheta X_\omega) + \frac{1}{R \sin \vartheta} \frac{\partial Y_\omega}{\partial \varphi}, \\
 X_\omega &= \sum_k (X_{ck} + iX_{sk}) S_k(\vartheta, \varphi), Y_\omega = \sum_k (Y_{ck} + iY_{sk}) S_k(\vartheta, \varphi),
 \end{aligned} \tag{3}$$

необходимые, чтобы получить частотные зависимости $(e_{k_0}^{(0)})_{\text{exp}}$ и $\left(\frac{de_{k_0}^{(0)}}{dr}\right)_{\text{exp}}$ — входные данные для

инверсии. В (3) учтено, что при регистрации геомагнитных данных используется система координат с осью OX , направленной на север, осью OY — на восток и осью OZ — вниз.

Отметим некоторые особенности получения входных данных для инверсии. Все компоненты геомагнитного поля в модели (1) обрабатываются одинаковым образом. Это сделано в предположении, что ошибки измерений различных компонент одного порядка, поэтому при таком подходе их вклад в погрешности аппроксимации пространственно-временных распределений компонент остается одинаковым. Связь же компонент на земной поверхности через магнитный потенциал, не учтенная в (1), реализуется далее при получении соотношений (3). Этим наш подход отличается от обычного подхода, при котором обсуждаемая связь учитывается сразу в модели (1).

Существует и несколько вариантов реализации процедуры инверсии. Можно было бы обычным образом инвертировать один из указанных выше откликов, в частности (2). Но лучше учесть известное физическое положение: электромагнитное поле внутри Земли при заданной модели среды однозначно определяется распределением потенциала на ее поверхности. Поэтому возможен и другой вариант инверсии [Плоткин, 2005]. По заданной на поверхности Земли величине $(e_{k_0}^{(0)})_{\text{exp}}$ для любой текущей мо-

дели среды на m -й итерации можно однозначно вычислить радиальную производную $\left(\frac{de_{k_0}^{(0)}}{dr}\right)_m$ потенциала на поверхности. Инверсия тогда заключается в подгонке методами оптимизации текущих значений

величин $\left(\frac{de_{k_0}^{(0)}}{dr}\right)_m$, зависящих от искоемых параметров модели среды, к их «экспериментальным» значениям $\left(\frac{de_{k_0}^{(0)}}{dr}\right)_{\text{exp}}$. В частности, модель среды, наилучшим образом согласующая значения $(e_{k_0}^{(0)})_{\text{exp}}$ и $\left(\frac{de_{k_0}^{(0)}}{dr}\right)_{\text{exp}}$, находится с помощью независимых минимизаций функционалов Φ_k для разных сферических

гармоник (k — номер сферической гармоники)

$$\Phi_k = \sum_\omega \left| \left(\frac{de_{k_0}^{(0)}}{dr}\right)_m - \left(\frac{de_{k_0}^{(0)}}{dr}\right)_{\text{exp}} \right|^2 / \sum_\omega \left| \left(\frac{de_{k_0}^{(0)}}{dr}\right)_{\text{exp}} \right|^2, \tag{4}$$

где суммирование распространяется на все рассматриваемые временные периоды. Сравнение результатов независимых инверсий по разным сферическим гармоникам позволяет оценивать их достоверность. Отметим, что функционал в виде (4) можно использовать и для инверсии точных теоретических данных (при отсутствии помех). Этим он отличается от стандартного функционала с использованием ковариационной матрицы, учитывающей ошибки измерений [Constable et al., 1987].

Глубины границ сферических слоев при инверсии теоретической модели считались заданными. Чтобы электропроводность в процессе поиска модели оставалась положительной, для нее использовалось представление $\sigma_j = e^{x_j}$, j — номер слоя, x_j — логарифм искомой электропроводности в слое. Как и в любой обратной задаче, неустойчивость решения привела к необходимости ее регуляризации. С этой целью использовался простой вариант: в функционалы (4) добавлялся регуляризирующий член

$\alpha \sum_j x_j^2$, где α — коэффициент регуляризации, а суммирование производится по всем сферическим слоям модели. Чем меньше коэффициент α , тем точнее достигается минимум функционала. Однако при очень малых α усиливалась «раскачка» модели, обусловленная неоднозначностью решения обратной задачи. Таким образом, необходим правильный подбор величины α . Выбор на практике этой величины определяется устойчивостью получаемых результатов инверсии. В частности, результаты для разных сферических гармоник должны быть близкими.

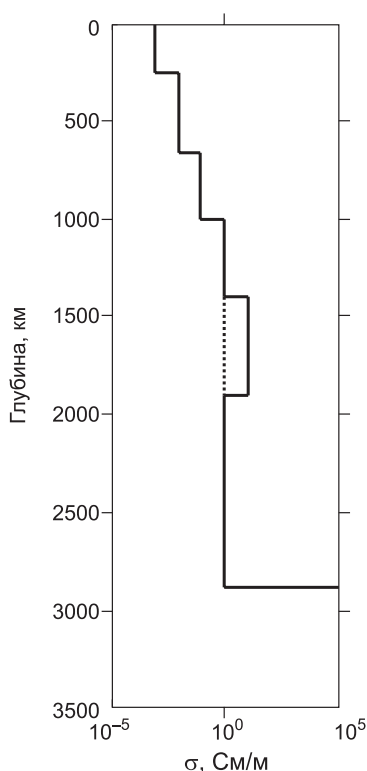
ИНВЕРСИЯ СИНТЕТИЧЕСКИХ ГЕОМАГНИТНЫХ ДАННЫХ

Сначала были проведены численные эксперименты с синтетическими данными для тестовой модели глубинного профиля электропроводности (рис. 1), выбранной, исходя из приведенных в литературе ([Honkura, Matsushima, 1998; Kelbert et al., 2008; Velimsky, 2010]). Увеличение электропроводности в нижней мантии на глубинах 1400—1900 км, связанное с переходом магнезиовюстита в металлическое состояние моделировалось в соответствии с работой [Ovchinnikov et al., 2012] с некоторым уточнением. Нижнюю мантию на указанных глубинах будем рассматривать как неупорядоченную смесь объемов диэлектрической фазы Mg-перовскита и металлического магнезиовюстита с его относительным объемом $0 < x < 1$. Согласно теории протекания [Займан, 1982], существует критическая концентрация x_c , выше которой вся смесь будет иметь металлическую проводимость. Для трехмерных систем на основе кубической гранецентрированной решетки критическая доля объема равна 0.148. Именно такую симметрию имеет магнезиовюстит. Вблизи порога протекания проводимость описывается формулой вида

$$\sigma(x) \sim (x - x_c)^\beta, \quad (5)$$

где критический индекс $\beta \approx 1.5$. При отходе от критической точки x_c зависимость $\sigma(x)$ становится линейной вплоть до $x \rightarrow 1$. Смоделируем эти свойства следующим образом:

$$\sigma(x) = \begin{cases} \sigma_1((x - x_c)/(1 - x_c))^\beta, & x_c \leq x \leq x^* \\ \sigma_0(x - x_c)/(1 - x_c), & x^* \leq x \leq 1, \end{cases} \quad (6)$$



где σ_0 — проводимость металлического магнезиовюстита, оцененная в работе [Ovchinnikov et al., 2012] как $\sigma_0 = 250$ См/м. В точке x^* происходит смена режима, а величина σ_1 подбирается из условия непрерывности $\sigma(x)$ в точке x^* . В результате получаем следующие оценки $\sigma(x)$ (табл. 1). Как видно, результаты слабо зависят от выбора точки x^* . В соответствии с таблицей, при расчетах синтетических данных для электропроводности в слое металлического магнезиовюстита принималось значение, равное 10 См/м.

Способ получения синтетических «экспериментальных» данных подробно описан в работе [Плоткин и др., 2013]. Расчеты электромагнитного поля для заданной модели слоистой Земли производились с учетом условий сшивок на границах сферических слоев, граничного условия $e_{k_0}^{(0)} = 1$ на поверхности Земли и условия ограниченности поля в центре Земли. В качестве нижнего граничного условия применялось также условие обращения в нуль потенциала $e_k^{(0)}$ на границе внешнего ядра Земли, поскольку электропроводность внешнего ядра существенно превышает электропроводность мантии. Вычисленные величины производной $\frac{de_{k_0}^{(0)}}{dr}$ для нескольких сферических гармоник не выше

Рис. 1. Тестовая модель электропроводности.

Пунктирная линия — без слоя с фазовым переходом магнезиовюстита, сплошная линия — с ним.

Оценка проводимости вблизи порога протекания

x	0.16	0.18	0.20
$\sigma(x)$, См/м $x^* = 0.4$	0.78	3.36	6.93
$\sigma(x)$, См/м $x^* = 0.5$	0.66	2.80	5.87

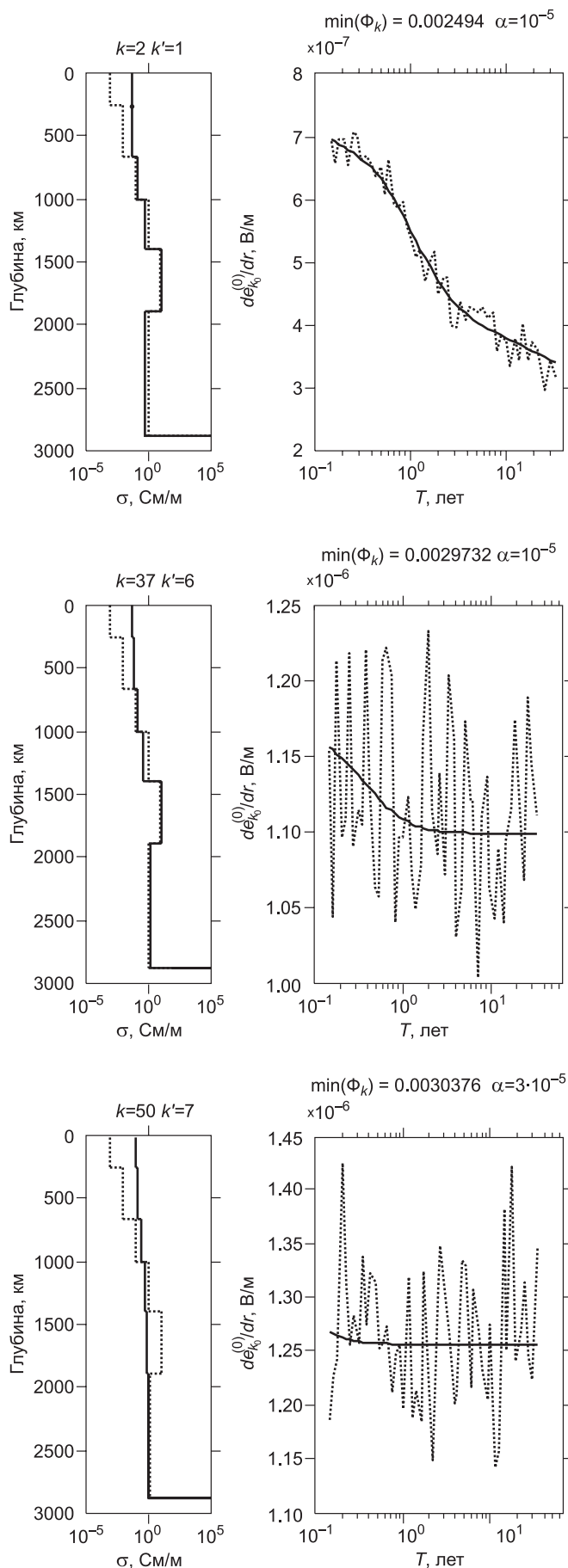
степени $k' = 3$ и временных периодов, равномерно распределенных в логарифмическом масштабе в диапазоне от 55 сут до 33 лет (всего 51 период) использовались как «экспериментальные» данные для инверсии. Для исследования роли шумов к «экспериментальным» значениям добавлялись помехи, распределенные по нормальному закону, с величиной до 5 % от среднего по всем периодам значения радиальной производной.

Рассмотрим качество восстановления тестовой модели слоя повышенной электропроводности по синтетическим «экспериментальным» данным. Результаты инверсии для трех сферических гармоник отображены на рис. 2. Входные «экспериментальные» данные с добавленными помехами и модель, для которой они получены, показаны штриховой линией. Номера k и степени k' сферических гармоник, коэффициент регуляризации α и достигнутые минимумы функционала приведены на каждой панели. С увеличением степени сферической гармоники зависимость производной $\frac{de_{k_0}^{(0)}}{dr}$ от временного периода при больших его значениях ослабевает (нарушается условие

частотного зондирования). Эти зависимости (на правых панелях) и модели среды (на левых панелях), соответствующие минимуму функционала, на рис. 2 представлены сплошными линиями. Восстановление модели по таким сферическим гармоникам становится затруднительным. Это проявляется в процессе поиска как упоминавшаяся «раскачка» модели, возникают слои с все меньшей и все большей электропроводностью. Чтобы устранить это явление, приходится увеличивать коэффици-

Рис. 2. Результаты инверсии синтетических данных, полученные по разным сферическим гармоникам (номера гармоник даны сверху левой панели).

На левой панели даны модели электропроводности — исходные (пунктир) и восстановленные (сплошные линии). На правой панели отображены модули радиальной производной потенциала — входные данные с шумом 5 % (пунктир) и для итоговых моделей (сплошные линии).



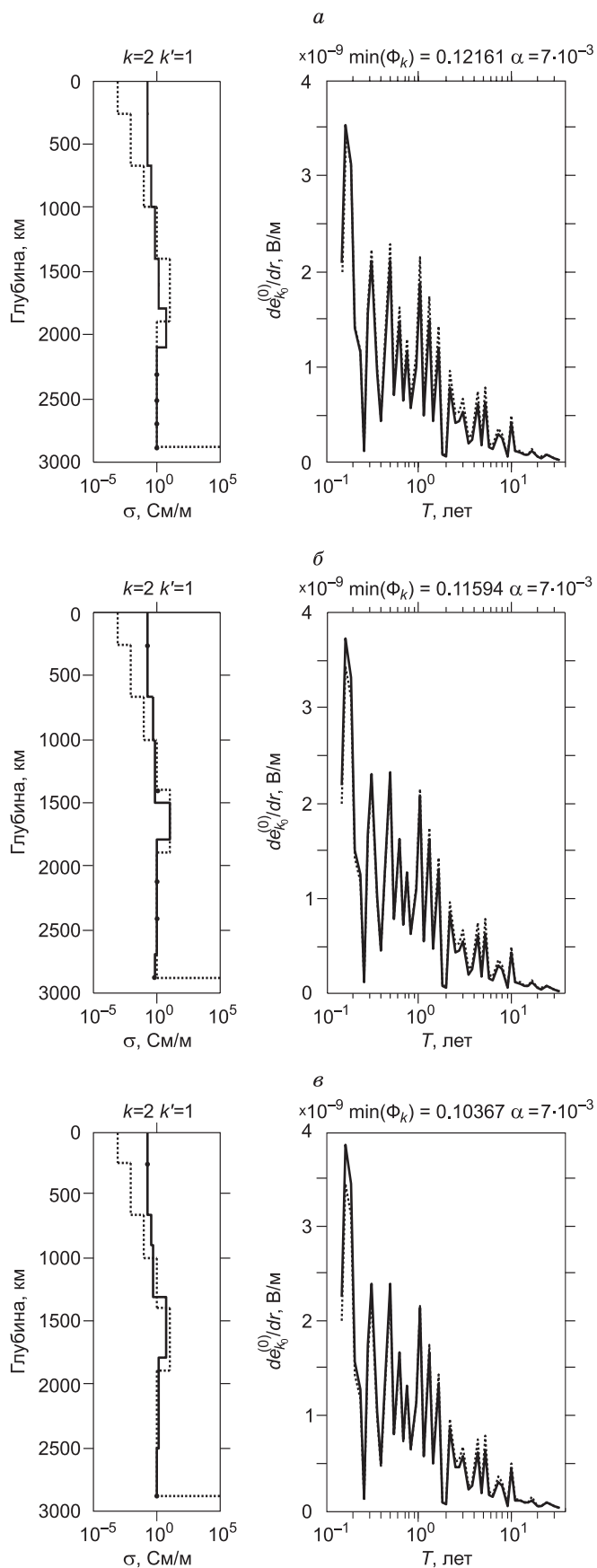


Рис. 3. Результаты инверсии синтетических данных, полученные при разных сетках глубин для одной и той же сферической гармоники ($k = 2, k' = 1$).

a — 0, 250, 660, 1000, 1400, 1600, 1800, 2100, 2300, 2500, 2700, 2884 км,

$б$ — 0, 250, 660, 1000, 1300, 1400, 1500, 1800, 2100, 2400, 2700, 2884 км,

$в$ — 0, 250, 660, 900, 1300, 1800, 2500, 2884 км.

На левой панели даны модели электропроводности — исходные (пунктир) и восстановленные (сплошные линии).

На правой панели отображены модули радиальной производной потенциала — входные данные (пунктир) и для итоговых моделей (сплошные линии).

ент регуляризации α . Как видно из рис. 2, восстановление слоя повышенной электропроводности при $k' = 7$ становится невозможным. Кроме того, как отмечено в предыдущем разделе, на практике амплитуды сферических гармоник при $k' > 3$ определялись неустойчиво. По этим причинам при инверсии реальных данных будут учитываться сферические гармоники невысоких степеней.

Следует отметить, что верхние слои модели на глубинах, меньших 600 км, восстанавливаются плохо, поскольку необходимы данные для меньших временных периодов. Здесь при инверсии они не привлекались, так как основное внимание уделялось проблеме наличия или отсутствия слоя повышенной электропроводности в нижней мантии. Это обстоятельство служит одним из доводов, оправдывающих пренебрежение латеральными неоднородностями в этих слоях.

Поскольку глубины предполагаемых границ слоя повышенной электропроводности точно не известны (они получены лишь оценочно), проводилась также инверсия описанных синтетических данных с измененными глубинами. Результаты инверсии этих данных с тремя различными сетками глубин представлены на рис. 3 (для большего совпадения с экспериментом в этом случае синтетические входные данные рассчитывались с реальными данными $e_{k_0}^{(0)}$, а не при условии $e_{k_0}^{(0)} = 1$, как для рис. 2). Можно видеть, что несовпадение границ, задаваемых при инверсии, с модельными границами проявляется в изменении местоположения и величины электропроводности восстанавливаемого слоя. Таким образом, хотя характеристики слоя определяются лишь приближенно, численные эксперименты с синтетическими данными указывают на возможность выявления в нижней мантии слоя с металлическим состоянием магнезиевюстита при обработке геомагнитных данных мировой сети.

Рис. 4. Глубинные профили электропроводности и ее с.к.о. (штрих с точками) по результатам инверсии данных мировой сети для сферической гармоники ($k = 2$, $k' = 1$) для разных сеток глубин и временных периодов, и двух вариантов нижнего граничного условия.

a, \bar{b}, \bar{d}, e — $T = \frac{55}{365} \cdot 1.1138^m, m = 0, 1, \dots, 50$, лет;

\bar{v}, \bar{z} — $T = \frac{50}{365} \cdot 1.1159^m, m = 0, 1, \dots, 50$, лет;

a, \bar{v}, \bar{d} — 0, 250, 660, 1000, 1400, 1600, 1800, 2100, 2300, 2500, 2700, 2884 км;

\bar{b}, \bar{z}, e — 0, 250, 660, 900, 1300, 1800, 2500, 2884 км;

$a, \bar{b}, \bar{v}, \bar{z}$ — условие ограниченности поля в центре Земли;

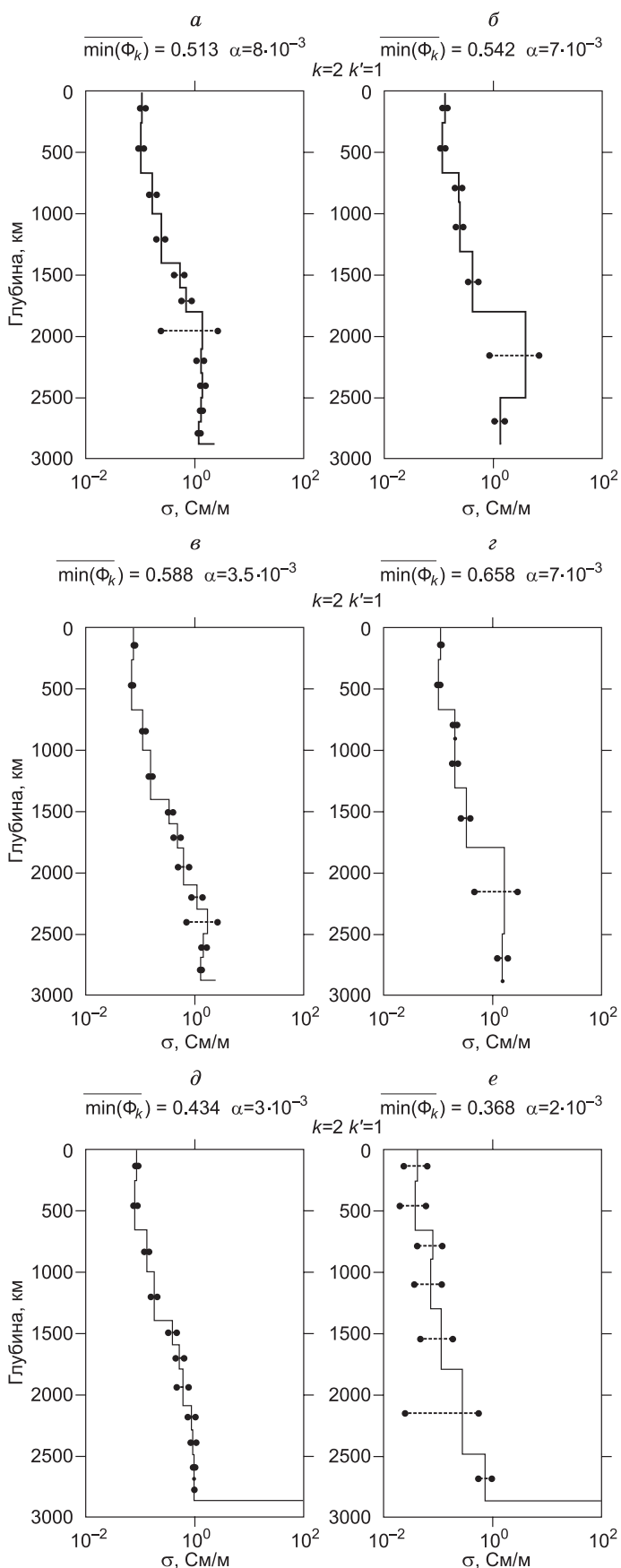
\bar{d}, e — условие обращения поля в нуль на границе внешнего ядра.

ИНВЕРСИЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ДАННЫХ МИРОВОЙ СЕТИ

Инверсия данных мировой сети проводилась таким же образом, как описано в предыдущем разделе. Поскольку глубинные границы искомого слоя нижней мантии известны лишь приблизительно, вводилось несколько дополнительных сферических слоев на глубинах более 1000 км. Границы слоев при инверсии считались заданными и не менялись. Минимизация функционала (4) с регуляризующей добавкой приводила к значениям электропроводностей в указанных сферических слоях, наилучшим образом согласующихся с используемыми данными мировой сети.

Сетка временных периодов бралась такая же, как и в предыдущем разделе (51 период, равномерно распределенный в логарифмическом масштабе в диапазоне от 55 сут до 33 лет). Для определения исходных данных по каждому временному периоду отдельно применялись модели (1) и (3).

Описанная процедура была проведена для каждого из 15 промежутков наблюдения с началом в 1920, 1923 гг. и так далее по 1962 г. включительно. Конец всех промежутков — 2009 г. Результаты усреднения по промежуткам полученных с помощью сферической гармоники $k = 2$, $k' = 1$ глубинных распределений электропроводности отражены на рис. 4. Приведены средние глубинные профили электропроводности и вычисленные с.к.о. величин электропроводности в слоях. Для сведения даны также использованные коэффициенты регуляризации α и средние значения достигнутых в ходе инверсии минимумов функционала (4). Для сравнения на рис. 4 приведены результаты, полученные с



помощью двух разных сеток глубин и наборов временных периодов. Также отражены два разных варианта нижнего граничного условия, использованных при инверсии. В одном из них с учетом существенного превышения электропроводности внешнего ядра поле на границе с ним обращалось в нуль, в другом — поле затухало в глубь него (отсутствовала восходящая волна).

ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучались возможности обнаружения слоя повышенной электропроводности в нижней мантии с помощью инверсии частотных зависимостей скалярного потенциала ТЕ-моды и его радиальной производной, заданных в некотором диапазоне временных периодов на земной поверхности. Эти величины можно вычислить по геомагнитным данным мировой сети обсерваторий.

Предложенная процедура инверсии проверялась в численных экспериментах с синтетическими данными в диапазоне периодов от 50 сут до 33 лет. При известных границах сферических слоев модель восстанавливается по данным для нескольких сферических гармоник низких степеней. Несовпадение границ, задаваемых при инверсии, с исходными границами проявляется в изменении местоположения и величины электропроводности восстанавливаемого слоя. Таким образом, хотя характеристики слоя определяются лишь приближенно, численные эксперименты с синтетическими данными подтверждают возможность выявления в нижней мантии слоя с металлическим состоянием магнезиовюстита при обработке геомагнитных данных мировой сети. Близость или совпадение результатов этих инверсий по разным сферическим гармоникам могут повысить достоверность анализа.

Инверсия реальных данных мировой сети проводилась с несколькими наборами глубинных границ искомого слоя в нижней мантии и временных периодов. Учитывая результаты инверсии с синтетическими данными, мы ставили цель лишь выявить признаки существования слоя повышенной электропроводности на глубинах нижней мантии. Инверсия реальных геомагнитных данных для каждого их набора осуществлялась с несколькими постепенно уменьшающимися значениями коэффициента регуляризации α . Это позволяло получить минимальные значения целевого функционала (4), при которых решение еще оставалось устойчивым. Основное затруднение связано с имеющейся областью эквивалентности решений обратной задачи. В ходе инверсии мы выявляли эквивалентные решения как с образованием слоя повышенной электропроводности на глубинах, близких к слою фазового перехода магнезиовюстита, так и с монотонным ростом электропроводности к границе внешнего ядра (см. рис. 4). Сопоставляя полученные средние глубинные профили электропроводности, можно отметить на них повышенный рост электропроводности на глубинах более 1500 км, и даже формирование в нескольких случаях выделенного слоя повышенной электропроводности. Это позволяет заключить, что полученные данные не противоречат существованию слоя с повышенными значениями электропроводности в нижней мантии и согласуются с оценками по формулам (5), (6), приведенными в таблице. Интересно также отметить качественное сходство наших глубинных профилей электропроводности (см. рис. 4, а, б, в, г) с аналогичными профилями, приведенными в работе [Velimsky, 2010] и полученными в результате инверсии во временной области геомагнитных данных со спутника CHAMP. Однако для получения более определенных выводов необходим дальнейший тщательный анализ всех имеющихся, в том числе и спутниковых, данных.

В работе использованы данные, полученные магнитными обсерваториями мировой сети при выполнении проектов INTERMAGNET and World Monthly Means Database (<http://www.bcmt.fr/wmmd.html>). Авторы благодарят национальные организации, которые способствуют проведению наблюдений в обсерваториях на высоком уровне и поддерживают проекты. Авторы признательны Н.О. Кожевникову за полезные советы по улучшению статьи при рецензировании.

Работа выполнена при поддержке Междисциплинарного интеграционного проекта № 96 СО РАН.

ЛИТЕРАТУРА

Бердичевский М.Н., Ваньян Л.Л., Файнберг Э.Б. Магнитовариационное зондирование с использованием пространственных производных поля // Геомагнетизм и аэрономия, 1969, т. 9, № 2, с. 369—371.

Займан Дж. Модели беспорядка. М., Мир, 1982, 592 с.

Овчинников С.Г. Металлизация и спиновый кроссовер при высоком давлении в магнезиовюстите ($Mg_{1-x}Fe_xO$) // Письма в ЖЭТФ, 2011, т. 94, № 3, с. 210—214.

Плоткин В.В. Электромагнитное поле в неоднородном шаре (трехмерный случай) // Геология и геофизика, 2004, т. 45 (9), с. 1154—1167.

Плоткин В.В. Метод согласования компонент для исследования латеральных неоднородностей по данным глобального MB3 и MT3 // Геология и геофизика, 2005, т. 46 (5), с. 568—578.

Плоткин В.В., Белинская А.Ю., Гаврыш П.А. О возможностях оценки латеральной неоднородности верхней мантии с помощью глобального магнитовариационного зондирования // Геология и геофизика, 2007, т. 48 (7), с. 798—810.

Плоткин В.В., Дядьков П.Г., Овчинников С.Г. Возможный вклад фазового перехода магнетизма в нижней мантии Земли в геомагнитные данные // Геология и геофизика, 2013, т. 54 (3), с. 345—356.

Рокитянский И.И. Индукционные зондирования Земли. Киев, Наук. думка, 1981, 296 с.

Constable S., Constable C. Observing geomagnetic induction in magnetic satellite measurements and associated implications for mantle conductivity // *Geochem. Geophys. Geosystem.*, 2004, v. 5, № 1, Q01006.

Constable S.C., Parker R.L., Constable C.G. Occam's inversion: a practical algorithm for generating smooth models from electromagnetic sounding data // *Geophysics*, 1987, v. 52, № 3, p. 289—300.

Finlay C.C., Maus S., Beggan C.D., Bondar T.N. et al. International Geomagnetic Reference Field: the eleventh generation // *Geophys. J. Int.*, 2010, v. 183, № 3, p. 1216—1230.

Honkura Y., Matsushima M. Electromagnetic response of the mantle to long-period geomagnetic variations over the globe // *Earth Planets Space*, 1998, v. 50, № 8, p. 651—662.

Kelbert A., Egbert G.D., Schultz A. Non-linear conjugate gradient inversion for global EM induction: resolution studies // *Geophys. J. Int.*, 2008, v. 173, № 2, p. 365—381, doi: 10.1111/j.1365-246X.2008.03717.x.

Lin J.F., Vanko G., Jacobsen S.D., Iota V., Struzhkin V.V., Prakapenka V.B., Kuznetsov A., Yoo C.-S. Spin transition zone in Earth's lower mantle // *Science*, 2007, v. 317, № 5845, p. 1740—1743.

Metsue A., Tsuchiya T. Thermodynamic properties of (Mg,Fe²⁺)SiO₃ perovskite at the lower-mantle pressures and temperatures: an internally consistent LSDA+*U* study // *Geophys. J. Int.*, 2012, v. 190, № 1, p. 310—322.

Ohta K., Onoda S., Hirose K., Sinmyo R., Shimizu K., Sata N., Ohishi Y., Yasuhara A. The electrical conductivity of post-perovskite in Earth's D'' layer // *Science*, 2008, v. 320, № 5872, p. 89—91.

Ohta K., Hirose K., Ichiki M., Shimizu K., Sata N., Ohishi Y. Electrical conductivities of pyrolytic mantle and MORB materials up to the lowermost mantle conditions // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2010, v. 289, № 3—4, p. 497—502.

Olsen N. The electrical conductivity of the mantle beneath Europe derived from C-Responses from 3 h to 720 h // *Geophys. J. Int.*, 1998, v. 133, p. 298—308.

Ovchinnikov S.G., Ovchinnikova T.M., Dyad'kov P.G., Plotkin V.V., Litasov K.D. Metallic layer inside the Earth's lower mantle // *JETP Lett.*, 2012, v. 96, № 2, p. 135—138.

Schmucker U. Anomalies of geomagnetic variations in the Southwestern United States // *Bull. Scripps Inst. Oceanog. Univ. California*, 1970, v. 13, p. 1—165.

Tarits P., Mandea M. The heterogeneous electrical conductivity structure of the lower mantle // *Phys. Earth Planet. Int.*, 2010, v. 183, № 1—2, p. 115—125.

Velimsky J. Electrical conductivity in the lower mantle: constraints from CHAMP satellite data by time-domain EM induction modelling // *Phys. Earth Planet. Inter.*, 2010, v. 180, № 3—4, p. 111—117.

Velimsky J., Martinec Z., Everett M.E. Electrical conductivity in the Earth's mantle inferred from CHAMP satellite measurements I. Data processing and 1-D inversion // *Geophys. J. Int.*, 2006, v. 166, № 2, p. 529—542.

Velimsky J., Benešova N., Cizkova H. On the detectability of 3-D postperovskite distribution in D'' by electromagnetic induction // *Phys. Earth Planet. Inter.*, 2012, v. 202—203, p. 71—77.

Weidelt P. The inverse problem of geomagnetic induction // *Z. Für Geophys.*, 1972, v. 38, p. 257—289.

Xu Y., Shankland T.J., Poe B.T. Laboratory-based electrical conductivity in the Earth's mantle // *J. Geophys. Res.*, 2000, v. 105, № B12, p. 27865—27875.