

ОЦЕНКИ ТЕНЗОРА АНИЗОТРОПИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ В НИЖНЕЙ МАНТИИ ПО ГЕОМАГНИТНЫМ ДАННЫМ

В.В. Плоткин¹, П.Г. Дядьков^{1,2}, С.Г. Овчинников³

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

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

³ *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок 50, стр. 38, Россия*

Проявление анизотропии электропроводности в нижней мантии рассматривается как возможное следствие фазового перехода магнезиовюститита из полупроводникового в металлическое состояние. Предлагается способ получения информации о тензоре электропроводности погруженного анизотропного слоя по геомагнитным данным, регистрируемым в настоящее время мировой сетью. Показана возможность получения оценок элементов тензора электропроводности, относящихся к тангенциальным компонентам электромагнитного поля, с помощью анализа характеристик одной магнитной моды. Приводятся результаты обработки по предложенной методике реальных данных за промежуток с 1920 по 2009 г. из банка среднемесячных значений компонент X , Y и Z геомагнитного поля, доступных через Интернет.

Магнезиовюстит, нижняя мантия, анизотропия электропроводности, глобальная электромагнитная индукция, трехкомпонентная регистрация геомагнитных вариаций, мировая сеть обсерваторий.

ESTIMATING CONDUCTIVITY ANISOTROPY OF LOWER MANTLE FROM GEOMAGNETIC OBSERVATORY DATA

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

Anisotropy of electrical conductivity in the lower mantle, presumably caused by phase change of dielectric magnesiowüstite, can be estimated from geomagnetic records of the globally distributed geomagnetic array. The components of the conductivity tensor corresponding to the tangential components of the geomagnetic field are obtained from the magnetic mode alone recorded on the surface. Inversion by the perturbation method is applied to monthly means of geomagnetic variations along the X , Y , and Z components for the period from 1920 to 2009, borrowed from the World Monthly Means Database. The anisotropy contribution is expressed as corrections to the conductivity tensor components. The contribution of anisotropy to induction responses becomes notable for geomagnetic variations with at least decadal periods and increases with the period length.


Magnesiowüstite, lower mantle, conductivity anisotropy, induction, three-component records of geomagnetic variations, observatories

ВВЕДЕНИЕ

Исследование зависимостей сейсмических скоростей от направления распространения (сейсмической анизотропии), в частности, в нижней мантии актуально вплоть до настоящего времени [Hall et al., 2004; Panning, Romanowicz, 2006; Nowacki et al., 2011]. Остается не ясно, вызвана ли анизотропия изменением скоростей в разных направлениях в кристаллической решетке минералов и их деформацией или наличием мелкослоистых включений пород и другими причинами [Hall et al., 2004]. В работе [Panning, Romanowicz, 2006] представлена трехмерная модель параметров сейсмической анизотропии для всего диапазона глубин мантии, в том числе, с описанием особенностей для верхней, средней и нижней мантии. Сейсмическую анизотропию в нижней мантии обычно связывают с ее D'' слоем (нижние 200—400 км мантии), изучение которого существенно для построения моделей процессов на границе ядро—мантия [Thomas, Kendall, 2002]. Хороший обзор по исследованиям сейсмической анизотропии в нижней мантии дан в [Nowacki et al., 2011].

Дополнительные сведения о строении нижней мантии можно получить, изучая характеристики электропроводности. Для исследований на глубинах нижней мантии необходимо привлекать данные мировой сети по длиннопериодным (от месяца и более) геомагнитным вариациям. В работе [Honkura, Matsushima, 1998] сведены оценки электропроводности σ в нижней мантии до глубин ~ 3000 км. Они разбиваются на две группы — с величинами ~ 1 — 3 См/м, и более 10 См/м. В работе [Tarits, Manda,

© В.В. Плоткин , П.Г. Дядьков, С.Г. Овчинников, 2015

 e-mail: PlotkinVV@ipgg.sbras.ru

DOI: 10.15372/GiG20151209

2010] представлена технология трехмерной инверсии данных по среднемесячным значениям геомагнитного поля во временной области. Обработаны данные 120 обсерваторий мировой сети за 1958—1990 гг. Результаты трехмерной инверсии данных показывают наличие в нижней мантии латеральных неоднородностей электропроводности. В работе [Velimsky, 2010] использовались векторные геомагнитные данные, полученные за семь лет со спутника CHAMP, оптимальные значения для электропроводности в нижней мантии составили 2 См/м.

В последнее время проведены лабораторные исследования фазовых переходов минералов при давлениях и температурах, близких к условиям в нижней мантии [Lin et al., 2007; Ohta et al., 2008, 2010; Metsue, Tsuchiya, 2012]. В работах [Овчинников, 2011; Ovchinnikov et al., 2012] предсказан возможный переход в нижней мантии магнезиовюстита из полупроводникового состояния в металлическое и оценено связанное с этим увеличение электропроводности на глубинах 1400—1900 км. В работах [Плоткин и др., 2013, 2014] представлены теоретические оценки возможного эффекта в величинах кажущегося сопротивления Земли на временных периодах от месяца до десятилетий, и проведена инверсия частотных зависимостей амплитуд геомагнитных вариаций на тех же временных периодах. Результаты такой инверсии (по данным мировой сети о среднемесячных значениях геомагнитного поля с 1920 по 2009 г.) указывают на возможное существование слоя с повышенными значениями электропроводности в нижней мантии.

С другой стороны, фазовый переход магнезиовюстита в нижней мантии связан с физическими эффектами в кристаллической решетке. Это означает возможное существование анизотропии электропроводности в нижней мантии [Плоткин, 2014а]. В связи с упомянутой сейсмической анизотропией в D'' слое нижней мантии повышенный интерес вызывает вопрос, будет ли обнаружена и на каких глубинах анизотропия электропроводности. К сожалению, нам неизвестны какие-либо работы, посвященные изучению эффектов анизотропии электропроводности в нижней мантии. В указанной нашей работе с помощью метода возмущений были получены уравнения первого приближения для слабой анизотропии среды и намечены пути решения обратной задачи в этом случае. В данной работе описаны первые попытки выявить признаки наличия анизотропии электропроводности на глубинах нижней мантии по данным мировой сети геомагнитных обсерваторий.

УЧЕТ АНИЗОТРОПИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ СРЕДЫ

Детально используемое приближение описано в предыдущих наших работах. Здесь для удобства приведем лишь некоторые необходимые формулы. В сферических координатах (с началом в центре Земли) для потенциала $E^{(0)}(r, \vartheta, \varphi)$ тороидального электрического поля \mathbf{E} магнитной (TE-) моды и полей $\sim e^{i\omega t}$ при слабой анизотропии среды справедливо уравнение:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r^2} \Delta_{\Omega} \left[\frac{\partial^2 E^{(0)}}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \Delta_{\Omega} E^{(0)} - i\omega \mu_0 \sigma_{\perp} E^{(0)} \right] - \\ & - \frac{i\omega \mu_0}{r^2} \left[\frac{\delta \sigma_{\varphi\varphi}}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial E^{(0)}}{\partial \vartheta} \right) + \frac{\delta \sigma_{\vartheta\vartheta}}{\sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 E^{(0)}}{\partial \varphi^2} - \frac{\sigma_{\vartheta\varphi} + \sigma_{\varphi\vartheta}}{\sin \vartheta} \frac{\partial^2 E^{(0)}}{\partial \vartheta \partial \varphi} \right] = 0, \quad (1) \\ & \Delta_{\Omega} = \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \sin \vartheta \frac{\partial}{\partial \vartheta} + \frac{1}{\sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}, \quad E_{\vartheta} = \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial E^{(0)}}{\partial \varphi}, \quad E_{\varphi} = -\frac{1}{r} \frac{\partial E^{(0)}}{\partial \vartheta}, \end{aligned}$$

где μ_0 — магнитная проницаемость, ω — угловая частота, и считается, что в нулевом приближении среда трансверсально изотропна $\sigma_{\vartheta\vartheta} \approx \sigma_{\varphi\varphi} \approx \sigma_{\perp}$, $\sigma_{rr} = \sigma_0$, а в следующем приближении для учета слабой анизотропии введены малые добавки в тензор электропроводности $\sigma_{\vartheta\vartheta} = \sigma_{\perp} + \delta\sigma_{\vartheta\vartheta}$, $\sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_{\perp} + \delta\sigma_{\varphi\varphi}$, $\sigma_{\vartheta\varphi}$ и $\sigma_{\varphi\vartheta}$. Для упрощения считается также, что латеральная (угловая) зависимость всех компонент тензора $\hat{\sigma}$ отсутствует. Используя разложение потенциала $E^{(0)}(r, \vartheta, \varphi)$ по сферическим гармоникам $S_m(\vartheta, \varphi)$:

$$E^{(0)}(r, \vartheta, \varphi) = \sum_m e_m^{(0)}(r) S_m(\vartheta, \varphi), \quad (2)$$

из (1), (2) для коэффициентов ряда $e_m^{(0)}(r)$ получим систему связанных уравнений:

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 e_m^{(0)}}{dr^2} - \left(k_{\perp}^2 + \frac{m'(m'+1)}{r^2} \right) e_m^{(0)} = \\ & = \frac{i\omega \mu_0}{m'(m'+1)} \sum_n e_n^{(0)} \left[\hat{d}_{mn} \delta\sigma_{\vartheta\vartheta} + \hat{b}_{mn} \delta\sigma_{\varphi\varphi} - \hat{c}_{mn} (\sigma_{\vartheta\varphi} + \sigma_{\varphi\vartheta}) \right], \quad (3) \end{aligned}$$

где матрицы \hat{b}_{mn} , \hat{c}_{mn} и \hat{d}_{mn} определяются из разложений:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (\sin \vartheta S_m) &= \sum_n \hat{b}_{mn} S_n(\vartheta, \varphi), \quad \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial^2 S_m}{\partial \vartheta \partial \varphi} = \sum_n \hat{c}_{mn} S_n(\vartheta, \varphi), \\ \frac{1}{\sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 S_m}{\partial \varphi^2} &= \sum_n \hat{d}_{mn} S_n(\vartheta, \varphi). \end{aligned} \quad (4)$$

Возбуждение электрической (ТМ-) моды здесь учитываться не будет, поскольку в настоящее время компоненты электрического поля мировой сетью обсерваторий не регистрируются. Экспериментальные данные о геомагнитных вариациях на пунктах мировой сети позволяют определить на поверхности Земли (R — радиус Земли) потенциал $E^{(0)}(R, \vartheta, \varphi)$ по радиальной компоненте $H_r(R, \vartheta, \varphi)$, и его радиальную производную $\frac{\partial E^{(0)}(R, \vartheta, \varphi)}{\partial r}$ по горизонтальным компонентам $H_\vartheta(R, \vartheta, \varphi)$ и $H_\varphi(R, \vartheta, \varphi)$ (см. ниже). С помощью (2) далее можно вычислить экспериментальные значения величин $e_m^{(0)}$ и $\frac{de_m^{(0)}}{dr}$ при $r = R$ — входные данные для решения обратной задачи — поиска оптимальных параметров анизотропии среды. Этот поиск осуществляется с помощью согласования входных величин друг с другом в ходе решений системы (3), (4) для перебираемых текущих моделей электропроводности Земли. Таким образом, решение обратной задачи фактически проводится согласованием между собой зарегистрированных на земной поверхности распределений горизонтальных компонент магнитного поля с распределением его вертикальной компоненты.

МЕТОДИКА ИНВЕРСИИ ГЕОМАГНИТНЫХ ДАННЫХ

Решение обратной задачи по определению эффективных добавок $\delta\sigma_{\vartheta\vartheta}$, $\delta\sigma_{\varphi\varphi}$, $\delta\sigma_{\vartheta\varphi}$ в тензоре электропроводности осуществлялось с помощью минимизации функционала

$$\Phi(\delta\sigma_{\vartheta\vartheta}, \delta\sigma_{\varphi\varphi}, \delta\sigma_{\vartheta\varphi}) = \sum_m \left[\left(\frac{de_{m0}^{(0)}}{dr} \right)_{\text{mod}} - \left(\frac{de_{m0}^{(0)}}{dr} \right)_{\text{exp}} \right]^2 / \sum_m \left(\frac{de_{m0}^{(0)}}{dr} \right)_{\text{exp}}^2 + \Lambda \quad (5)$$

с регуляризующей добавкой Λ с целью оптимального согласования экспериментальных и модельных значений радиальной производной $de_0^{(0)}/dr$. Регуляризующий член брался в виде $\alpha \sum_j x_j^2$, где α — коэффициент регуляризации, а $x_j = \delta\sigma_j / \sigma_\perp$ — искомые неизвестные.

В работе [Плоткин, 2014а] решена система (3) и получена формула для вычисления модельных амплитуд радиальной производной потенциала $(de_0^{(0)}/dr)_{\text{mod}}$ через входные экспериментальные значения самого потенциала $(e_0^{(0)})_{\text{exp}}$ и параметры текущей модели электропроводности, которая в матричном представлении имеет вид

$$\frac{de_0^{(0)}}{dr} = \left[\hat{Z}_{mn} - \frac{\delta\sigma_{\vartheta\vartheta}}{\sigma_\perp} \hat{D}_{mn} - \frac{\delta\sigma_{\varphi\varphi}}{\sigma_\perp} \hat{B}_{mn} + \frac{\delta\sigma_{\vartheta\varphi} + \delta\sigma_{\varphi\vartheta}}{\sigma_\perp} \hat{C}_{mn} \right] \mathbf{e}_0^{(0)} / R. \quad (6)$$

Входящие в (6) матрицы в указанной работе приведены для случая анизотропного сферического слоя, погруженного в однородный шар с электропроводностью, соответствующей нижней мантии. Как выяснилось при работе с реальными данными, такое приближение приводит к слишком большим значениям добавок $\delta\sigma_{\vartheta\vartheta}$, $\delta\sigma_{\varphi\varphi}$, $\delta\sigma_{\vartheta\varphi}$, не удовлетворяющих условиям применимости метода возмущений (см. также ниже относительно выбора значений $\sigma_\perp(\omega)$). Поэтому здесь нами были дополнительно учтены слои с меньшей электропроводностью, соответствующие верхней мантии.

Считалось, что анизотропным является лишь сферический слой при $R_1 \leq r \leq R_2$ ($R_1 = 4370$ км, $R_2 = 4870$ км, $R = 6370$ км). Чтобы не усложнять расчеты, рассматривался простой вариант, когда выше этого слоя при $R_2 \leq r \leq R$ значение электропроводности в нем $\bar{\sigma}_\perp$ принималось равным 10^{-3} См/м. В этом случае для матриц, входящих в (6), справедливы следующие формулы:

$$\hat{Z}_{mm} = \frac{1}{2} + \bar{\xi}_0 \frac{dI_{m'+1/2}(\bar{\xi}_0)/d\bar{\xi}_0}{I_{m'+1/2}(\bar{\xi}_0)} + \frac{\alpha_m}{(B_m - \alpha_m)} \frac{1}{I_{m'+1/2}(\bar{\xi}_0) K_{m'+1/2}(\bar{\xi}_0)}, \quad (7)$$

где \hat{Z}_{mm} — диагональная матрица, коэффициенты m' зависят от индекса m в используемой здесь сквозной нумерации сферических гармоник [Плоткин и др., 2007], и безразмерные матрицы \hat{B}_{mn} , \hat{C}_{mn} и \hat{D}_{mn} таковы:

$$\begin{aligned}\widehat{B}_{mn} &= \frac{\widehat{b}_{mn}}{m'(m'+1)} \widehat{I}_{mn}, \quad \widehat{C}_{mn} = \frac{\widehat{c}_{mn}}{m'(m'+1)} \widehat{I}_{mn}, \quad \widehat{D}_{mn} = \frac{\widehat{d}_{mn}}{m'(m'+1)} \widehat{I}_{mn}, \\ \widehat{I}_{mn} &= \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{I_{m'+1/2}(\xi)}{I_{m'+1/2}(\xi_0)} \frac{I_{n'+1/2}(\xi)}{I_{n'+1/2}(\xi_0)} \xi d\xi \times \\ &\quad \times \frac{1}{R(\beta_m - \alpha_m)} \times \frac{1}{I_{m'+1/2}(\bar{\xi}_0) K_{m'+1/2}(\bar{\xi}_0)} \times \\ &\quad \times \left[\frac{\beta_n}{\beta_n - \alpha_n} \frac{I_{n'+1/2}(\bar{\xi}_2)}{I_{n'+1/2}(\bar{\xi}_0)} - \frac{\alpha_n}{\beta_n - \alpha_n} \frac{K_{n'+1/2}(\bar{\xi}_2)}{K_{n'+1/2}(\bar{\xi}_0)} \right] \frac{I_{n'+1/2}(\xi_0)}{I_{n'+1/2}(\xi_2)}.\end{aligned}\quad (8)$$

В формулах (8) коэффициенты α_j и β_j ($j = m, n$) задаются выражениями:

$$\begin{aligned}\alpha_j &= \frac{1}{R} \frac{\xi_2 I_{j'+1/2}(\bar{\xi}_2) dI_{j'+1/2}(\xi_2)/d\xi_2 - \bar{\xi}_2 I_{j'+1/2}(\xi_2) dI_{j'+1/2}(\bar{\xi}_2)/d\bar{\xi}_2}{I_{j'+1/2}(\bar{\xi}_0) I_{j'+1/2}(\xi_0)}, \\ \beta_j &= \frac{1}{R} \frac{\xi_2 K_{j'+1/2}(\bar{\xi}_2) dI_{j'+1/2}(\xi_2)/d\xi_2 - \bar{\xi}_2 I_{j'+1/2}(\xi_2) dK_{j'+1/2}(\bar{\xi}_2)/d\bar{\xi}_2}{K_{j'+1/2}(\bar{\xi}_0) I_{j'+1/2}(\xi_0)},\end{aligned}\quad (9)$$

и использованы обозначения

$$\begin{aligned}\bar{k}_\perp^2 &= i\omega\mu_0\bar{\sigma}_\perp, \quad k_\perp^2 = i\omega\mu_0\sigma_\perp, \\ \xi_0 &= k_\perp R, \quad \bar{\xi}_0 = \bar{k}_\perp R, \quad \xi_{1,2} = k_\perp R_{1,2}, \quad \bar{\xi}_2 = \bar{k}_\perp R_2,\end{aligned}\quad (10)$$

а $I_{j'+1/2}(\xi)$ и $K_{j'+1/2}(\xi)$ — функция Бесселя мнимого аргумента с полуцелым индексом первого и второго рода соответственно. Отметим, что величина электропроводности σ_\perp в нижней мантии при $r < R_2$ находилась с помощью оптимального согласования экспериментальных и модельных значений радиальной производной $\frac{de_0^{(0)}}{dr}$ по формуле (6) в нулевом приближении, т.е. учитывая только матрицу \widehat{Z}_{mn} (без членов с анизотропными добавками, см. также ниже).

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ДАННЫЕ

Для обработки использовались те же данные, что и в предыдущих наших работах. Это данные за промежутки 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 заполнены с помощью линейной интерполяции, со всех временных рядов на учитываемых станциях снят вековой ход. Это было сделано с помощью интерполяции данных по времени в каждом пункте полиномами 11-й степени с последующим вычитанием полученного сглаженного векового хода из соответствующих временных рядов (см. подробнее [Плоткин и др., 2014]).

Общее количество станций наблюдения, работавших одновременно, за рассматриваемый промежуток возросло с ~ 10 в начале периода 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 (нумерация сферических гармоник $S_k(\vartheta, \varphi)$ дана в [Плоткин и др., 2013]):

$$\begin{aligned}X_\omega(R, \vartheta, \varphi, t) &= \cos(\omega(t - t_0)) \sum_k X_{ck} S_k(\vartheta, \varphi) + \sin(\omega(t - t_0)) \sum_k X_{sk} S_k(\vartheta, \varphi), \\ Y_\omega(R, \vartheta, \varphi, t) &= \cos(\omega(t - t_0)) \sum_k Y_{ck} S_k(\vartheta, \varphi) + \sin(\omega(t - t_0)) \sum_k Y_{sk} S_k(\vartheta, \varphi), \\ Z_\omega(R, \vartheta, \varphi, t) &= \cos(\omega(t - t_0)) \sum_k Z_{ck} S_k(\vartheta, \varphi) + \sin(\omega(t - t_0)) \sum_k Z_{sk} S_k(\vartheta, \varphi),\end{aligned}\quad (11)$$

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

Полученные амплитуды геомагнитных вариаций использовались в следующих соотношениях:

$$e_{k0}^{(0)} = \frac{i\omega\mu_0 R^2}{k'(k'+1)} [\bar{Z}_\omega]_k, \quad [\bar{Z}_\omega]_k = Z_{ck} + iZ_{sk}, \quad k' \neq 0,$$

$$\frac{de_k^{(0)}}{dr} = \frac{i\omega\mu_0 R^2}{k'(k'+1)} [\text{div}_\perp \mathbf{H}_\omega]_k, \quad k' \neq 0,$$

$$\text{div}_\perp \mathbf{H}_\omega = -\frac{1}{R \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (\sin \vartheta \bar{X}_\omega) + \frac{1}{R \sin \vartheta} \frac{\partial \bar{Y}_\omega}{\partial \varphi},$$

$$\bar{X}_\omega = \sum_k (X_{ck} + iX_{sk}) S_k(\vartheta, \varphi), \quad \bar{Y}_\omega = \sum_k (Y_{ck} + iY_{sk}) S_k(\vartheta, \varphi),$$
(12)

чтобы получить искомые частотные зависимости $(e_{k0}^{(0)})_{\text{exp}}$ и $(de_{k0}^{(0)}/dr)_{\text{exp}}$ — входные данные для инверсии по формулам (5)—(10). 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.

Малое количество станций в начале наблюдений затрудняет надежное определение пространственно-временных характеристик геомагнитных вариаций. 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 $k' = 3$.

Чтобы получить представление об устойчивости получаемых характеристик вариаций, анализ данных проводился независимо для нескольких промежутков времени. В частности, рассматривалось 15 промежутков наблюдения с началами в 1920, 1923 гг., и так далее, по 1962 г. включительно. Конец всех промежутков — 2009 год. Результаты обработки усреднялись по этим 15 промежуткам.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Как указывалось, сначала по описанным в предыдущем разделе данным были найдены значения кажущейся электропроводности σ_\perp Земли по формулам (5)—(10) в нулевом приближении. В отличие от работы [Плоткин и др., 2013], где кажущаяся электропроводность нижней мантии вычислялась отдельно по каждой из выбранных сферических гармоник, здесь эти значения находились по двум наборам нескольких сферических гармоник. Один набор включал все сферические гармоники с номерами 2—16, второй — только с номерами 2—7. На рис. 1 точками показаны результаты усреднения кажущихся значений электропроводности σ_\perp по упомянутым 15 промежуткам в зависимости от временного периода. Прямой линией показана зависимость кажущейся электропроводности σ_\perp от временного периода, полученная методом наименьших квадратов по всем точкам для отдельных периодов.

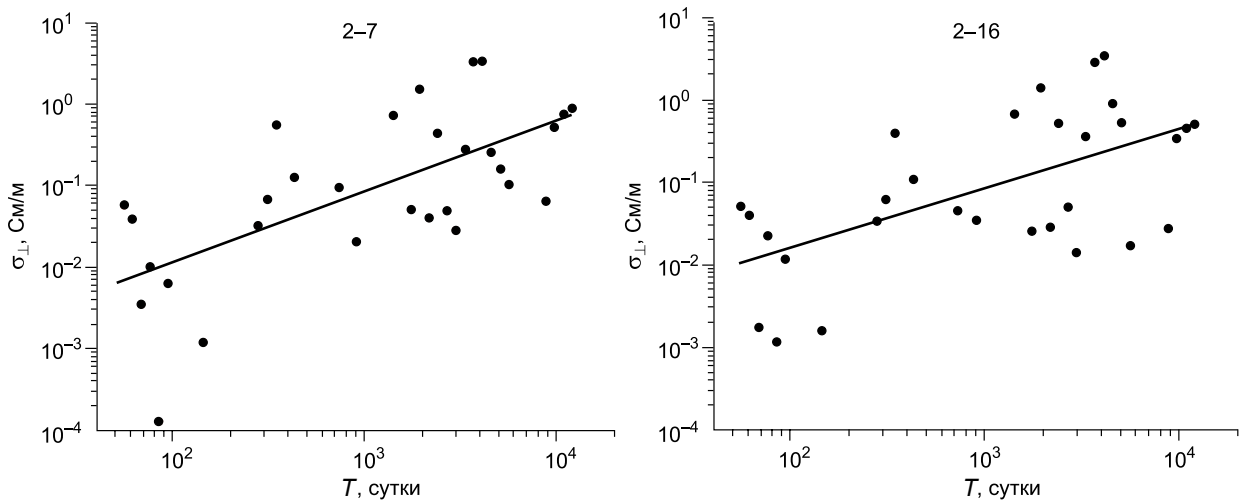


Рис. 1. Кажущаяся электропроводность σ_\perp Земли в зависимости от временного периода, определенная по наборам сферических гармоник.

Номера учтенных гармоник указаны сверху, прямые — результат аппроксимации методом наименьших квадратов.

На рис. 2 отражены относительные величины добавок $\delta\sigma_{\vartheta\vartheta}$, $\delta\sigma_{\varphi\varphi}$, $\delta\sigma_{\vartheta\varphi}$ (вместе с их среднеквадратичными отклонениями — с.к.о.) в тензор электропроводности в зависимости от временного периода, определенные по двум различным наборам сферических гармоник. При этом для каждого временного

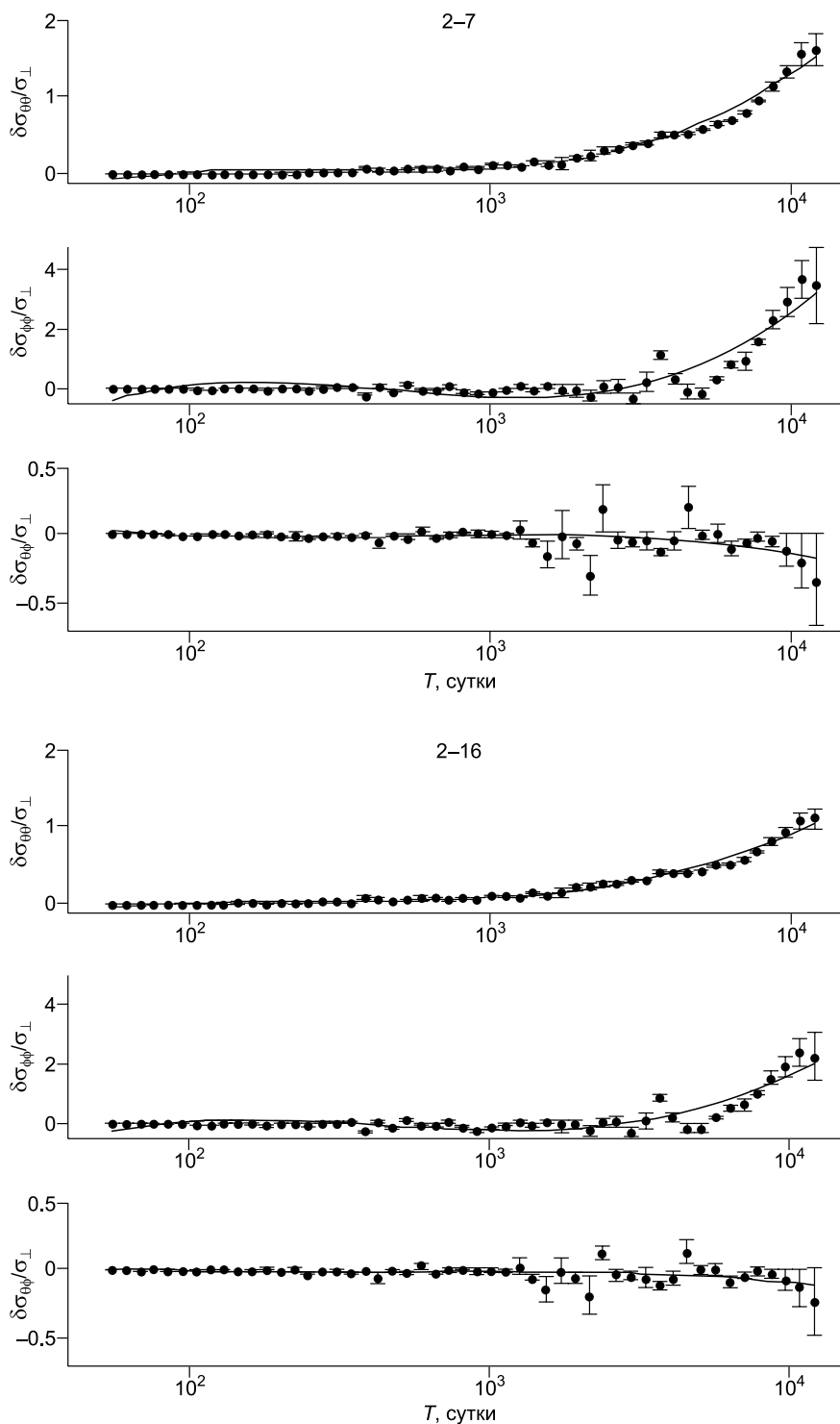


Рис. 2. Относительные величины добавок $\delta\sigma_{\vartheta\vartheta}$, $\delta\sigma_{\varphi\varphi}$, $\delta\sigma_{\vartheta\varphi}$ в тензор электропроводности и их среднеквадратичные отклонения в зависимости от временного периода, определенные по двум различным наборам сферических гармоник.

Номера учтенных гармоник указаны сверху, сплошные линии — результат аппроксимации полиномами, $\sigma_{\perp}(\omega)$ взято в соответствии с прямыми на рис. 1.

периода использовалось свое значение $\sigma_{\perp}(\omega)$, взятое в соответствии с прямыми линиями на рис. 1. На рис. 3 для примера показаны аналогичные результаты, когда для всех временных периодов принималось постоянное значение $\sigma_{\perp}(\omega) = 0.1$ См/м (расчеты выполнялись и при других постоянных значениях σ_{\perp}). Сравнение рис. 2 и 3 (и аналогичных других) показывает, что использование не зависящего от временного периода значения σ_{\perp} приводит к кажущемуся смещению искомым добавок от нуля на всех

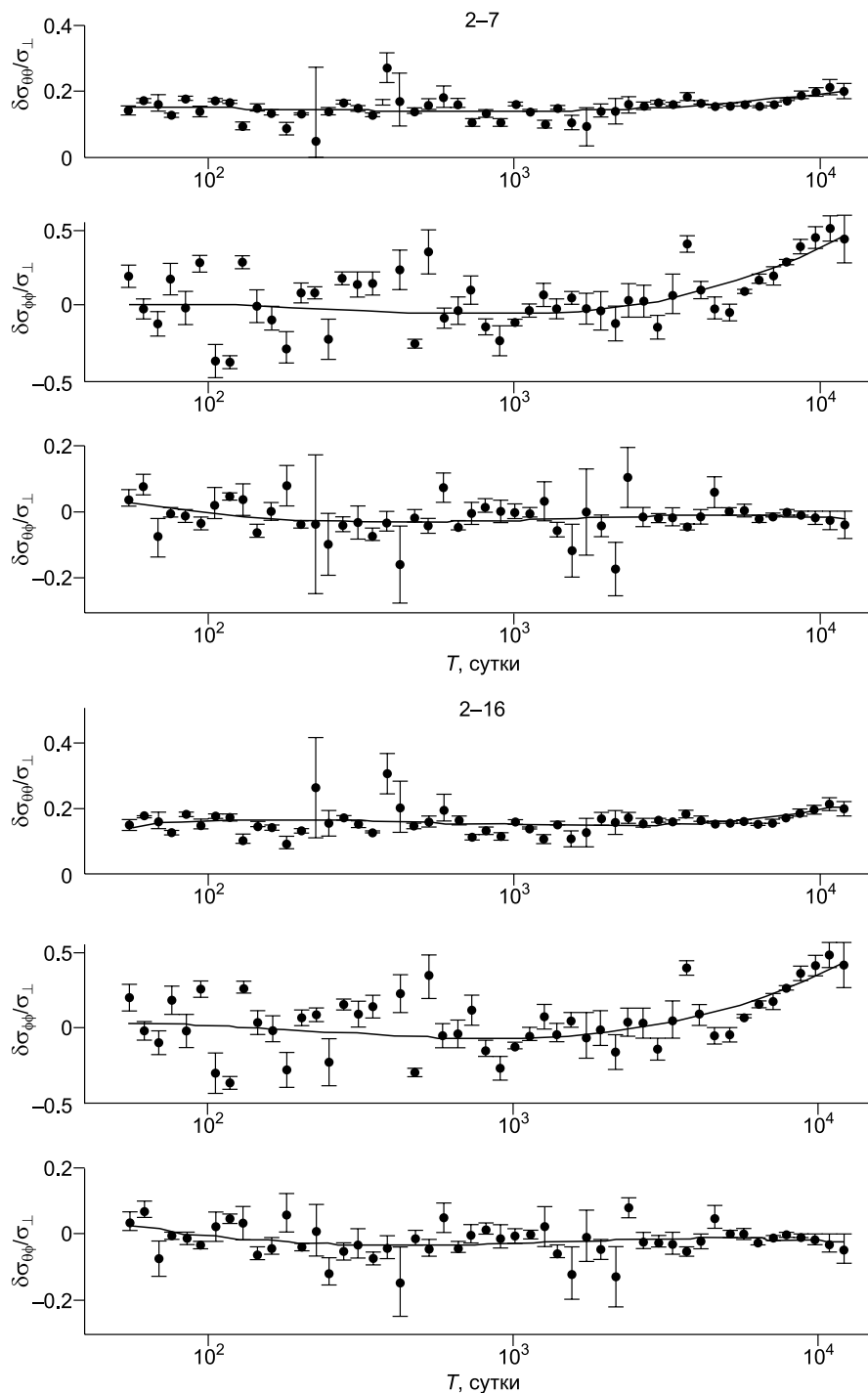


Рис. 3. Относительные величины добавок $\delta\sigma_{\vartheta\vartheta}$, $\delta\sigma_{\varphi\varphi}$, $\delta\sigma_{\varphi\vartheta}$ в тензор электропроводности и их среднеквадратичные отклонения в зависимости от временного периода, определенные по двум различным наборам сферических гармоник.

Номера учетных гармоник указаны сверху, сплошные линии — результат аппроксимации полиномами, в предположении постоянства $\sigma_{\perp}(\omega) = 0.1$ См/м.

периодах. Существенно, что при этом возрастает и величина с.к.о. добавок в тензор электропроводности. Эти факты говорят в пользу использования зависящих от временного периода значений $\sigma_{\perp}(\omega)$ и приводят к выводу: анизотропия становится заметной для геомагнитных вариаций с периодом более 10 лет, и ее вклад увеличивается в конце рассматриваемого диапазона периодов. Компоненты тензора $\delta\sigma_{\vartheta\vartheta}$ и $\delta\sigma_{\varphi\varphi}$ заметно превосходят $\delta\sigma_{\vartheta\varphi}$.

Дополнительным подтверждением сказанного являются результаты моделирования анизотропии электропроводности в нижней мантии с синтетическими данными. Считалось, что модель среды состо-

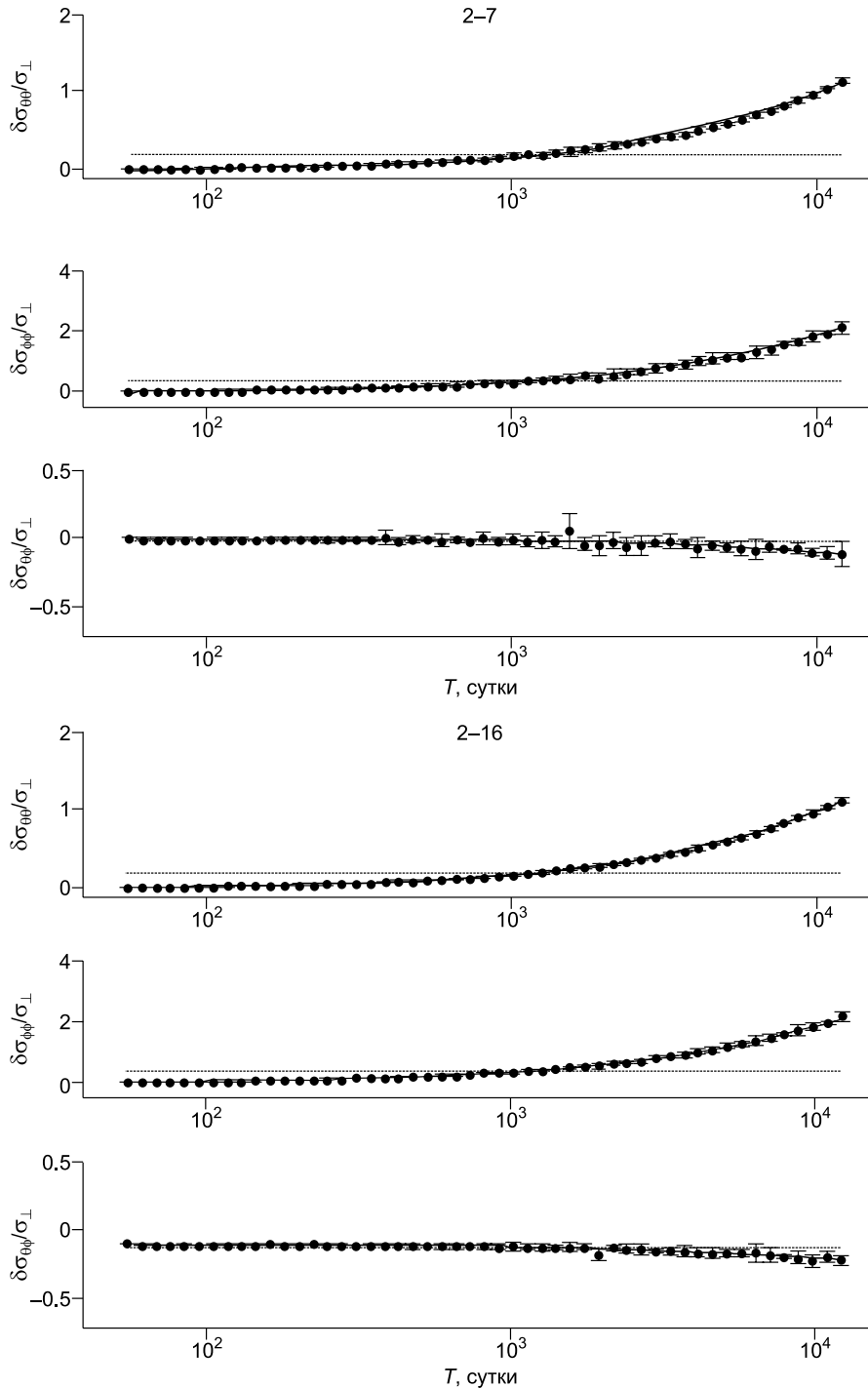


Рис. 4. Относительные величины добавок $\delta\sigma_{\vartheta\vartheta}$, $\delta\sigma_{\varphi\varphi}$, $\delta\sigma_{\vartheta\varphi}$ в тензор электропроводности и их среднеквадратичные отклонения в зависимости от временного периода, определенные по синтетическим данным для модели среды.

Штриховые линии — модельные значения добавок $\delta\sigma_{\vartheta\vartheta}$, $\delta\sigma_{\varphi\varphi}$, $\delta\sigma_{\vartheta\varphi}$.

ит из верхней мантии с электропроводностью $\bar{\sigma}_\perp = 10^{-3}$ См/м (при $R \leq r \leq R_2$) и нижней мантии с анизотропным сферическим слоем (при $R_1 \leq r \leq R_2$), в котором $\sigma_\perp = 0.1$ См/м. Добавки $\delta\sigma_{\vartheta\vartheta}, \delta\sigma_{\varphi\varphi}, \delta\sigma_{\vartheta\varphi}$ в тензор электропроводности подбирались так, чтобы добиться наибольшего сходства с результатами, приведенными на рис. 2. При этом синтетические «экспериментальные» значения радиальной производной потенциала $(de_{k0}^{(0)}/dr)_{\text{exp}}$ для указанной модели насчитывались по тем же реальным экспериментальным значениям $(e_{k0}^{(0)})_{\text{exp}}$, что и при подготовке рис. 2. Для сходства с экспериментом к полученным синтетическим значениям $(de_{k0}^{(0)}/dr)_{\text{exp}}$ добавлялся шум с нормальным законом распределения и амплитудой $\sim 30\%$ от среднего значения по всему набору сферических гармоник. Результаты этого моделирования приведены на рис. 4 (аналогично рис. 2). Дополнительно штриховыми линиями показаны оптимальные значения для относительных добавок $\delta\sigma_{\vartheta\vartheta}/\sigma_\perp \approx 0.2$, $\delta\sigma_{\varphi\varphi}/\sigma_\perp \approx 0.4$ и $\delta\sigma_{\vartheta\varphi}/\sigma_\perp \approx -0.02$, найденные по набору сферических гармоник с номерами 2—16 (для набора 2—7 расчеты выполнены с теми же найденными значениями добавок).

Напомним, что использованный метод возмущений справедлив, если обсуждаемые добавки $\delta\sigma_{\vartheta\vartheta}, \delta\sigma_{\varphi\varphi}, \delta\sigma_{\vartheta\varphi}$ малы в сравнении с величиной σ_\perp . Это ограничивает достоверность отображения полученных результатов на самых длинных из рассмотренных временных периодах. Кроме того, описанная выше простая модель не позволяет корректно определить истинную глубину залегания анизотропного слоя (здесь можно отметить, что увеличение глубины слоя приводит к возрастанию анизотропных добавок). Для этого необходима оптимизация геомагнитных данных на моделях, ближе отражающих реальное глубинное распределение электропроводности в Земле.

В рассмотренной выше модели границы анизотропного слоя считались заданными и известными из упомянутых теоретических представлений о фазовом переходе магнезиовюстита в нижней мантии на глубинах 1400—1900 км. Принималось во внимание, что возможным вкладом анизотропии электропроводности верхней мантии и коры в характеристики поля на земной поверхности на рассматриваемых больших временных периодах можно пренебречь.

При исследованиях сейсмической анизотропии также возникает вопрос о вкладе в отклик среды анизотропных слоев верхней мантии и коры [Nowacki et al., 2011]. Он решается выбором фаз сейсмических сигналов с близкими траекториями в верхней мантии и коре и отличающимися в нижней мантии и ядре. Сравнивая записи таких фаз сигналов, можно учесть вклад верхних слоев в наблюдаемых параметрах анизотропии. Однако для сейсмических методов часто делается и другое существенное предположение — в нижней мантии анизотропия есть только на глубинах D'' слоя, а выше него — отсутствует. В работе [Nowacki et al., 2011] приведены теоретические и экспериментальные оценки параметров сейсмической анизотропии, полученные ранее разными методами для кристаллов основных минералов в условиях нижней мантии. В частности, показаны диаграммы для перовскита (и другой его фазы постперовскита) и магнезиовюстита, подтверждающие наличие анизотропии в этих минералах. Конечно, характеристики анизотропии среды в целом зависят от структуры и взаимного расположения кристаллов. В той же работе [Nowacki et al., 2011] приведены глубинные профили отношения сейсмических скоростей волн с различной поляризацией, полученные в ряде работ. Все эти данные свидетельствуют о том, что анизотропия среды в нижней мантии выше D'' слоя не исключается (см., например [Niu, Perez, 2004]). Важно, что установлению реального глубинного распределения проявлений анизотропии в нижней мантии могут способствовать дальнейшие исследования анизотропии электропроводности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучены возможности выявления анизотропии электропроводности среды и фазового перехода магнезиовюстита из полупроводникового состояния в металлическое в нижней мантии. Предложен способ получения информации о тензоре электропроводности погруженного анизотропного слоя по геомагнитным данным, регистрируемым в настоящее время мировой сетью. Показана возможность получения оценок элементов тензора электропроводности, относящихся к тангенциальным компонентам электромагнитного поля, с помощью анализа характеристик одной магнитной моды.

Приведены результаты обработки по предложенной методике реальных данных за промежуток с 1920 по 2009 г. из банка среднемесячных значений компонент X, Y и Z геомагнитного поля, доступных через Интернет. Предположительно анизотропия становится заметной для геомагнитных вариаций с периодом более 10 лет, и ее вклад увеличивается для более длинных периодов. Компоненты тензора $\delta\sigma_{\vartheta\vartheta}$ и $\delta\sigma_{\varphi\varphi}$ заметно превосходят $\delta\sigma_{\vartheta\varphi}$. Оптимальными значениями добавок являются величины $\delta\sigma_{\vartheta\vartheta}/\sigma_\perp \approx 0.2$, $\delta\sigma_{\varphi\varphi}/\sigma_\perp \approx 0.4$, $\delta\sigma_{\vartheta\varphi}/\sigma_\perp \approx -0.02$.

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 рецензенту Ю.А. Копытенко за интерес к работе и полезные советы по улучшению статьи.

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

ЛИТЕРАТУРА

Овчинников С.Г. Металлизация и спиновый кроссовер при высоком давлении в магнезиовюстите ($\text{Mg}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}$) // Письма в ЖЭТФ, 2011, т. 94, № 3, с. 210—214.

Плоткин В.В. Глобальная электромагнитная индукция в анизотропно проводящей мантии // Геология и геофизика, 2014, т. 55 (10), с. 1550—1563.

Плоткин В.В., Белинская А.Ю., Гаврыш П.А., Губанов А.И. Применение нелокальных функций отклика при глобальном электромагнитном зондировании // Геология и геофизика, 2007, т. 48 (11), с. 1241—1251.

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

Плоткин В.В., Дядьков П.Г., Овчинников С.Г. Выявление фазового перехода магнезиовюстита в нижней мантии: инверсия геомагнитных данных // Геология и геофизика, 2014, т. 55 (9), с. 1436—1445.

Hall S.A., Kendall J.-M., Van der Baan M. Some comments on the effects of lower-mantle anisotropy on SKS and SKKS phases // Phys. Earth Planet. Int., 2004, v. 146, № 3—4, p. 469—481.

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.

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 $(\text{Mg,Fe}^{2+})\text{SiO}_3$ perovskite at the lower-mantle pressures and temperatures: an internally consistent LSDA+ U study // Geophys. J. Int., 2012, v. 190, № 1, p. 310—322.

Niu F., Perez A. Seismic anisotropy in the lower mantle: a comparison of waveform splitting of SKS and SKKS // Geophys. Res. Lett., 2004, v. 31, № 24, p. L24612.

Nowacki A., Wookey J., Kendall J.-M. New advances in using seismic anisotropy, mineral physics and geodynamics to understand deformation in the lowermost mantle // J. Geodyn., 2011, v. 52, № 3—4, p. 205—228.

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 pyrolitic mantle and MORB materials up to the lowermost mantle conditions // Earth Planet. Sci. Lett., 2010, v. 289, № 3—4, p. 497—502.

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.

Panning M., Romanowicz B. A three-dimensional radially anisotropic model of shear velocity in the whole mantle Europe // Geophys. J. Int., 2006, v. 167, № 1, p. 361—379.

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

Thomas C., Kendall J.-M. The lowermost mantle beneath northern Asia // Geophys. J. Int., 2002, v. 151, № 1, p. 279—308.

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.

*Рекомендована к печати 8 декабря 2014 г.
А.Д. Дучковым*

*Поступила в редакцию
29 апреля 2014 г.*