

ВОЗМОЖНЫЙ ВКЛАД ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА МАГНЕЗИОВЮСТИТА В НИЖНЕЙ МАНТИИ ЗЕМЛИ В ГЕОМАГНИТНЫЕ ДАННЫЕ

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*

Рассматриваются возможные проявления в геомагнитных данных, регистрируемых мировой сетью обсерваторий, перехода магнезиовюстита из полупроводникового состояния в металлическое в нижней мантии. В частности, даны теоретические оценки предполагаемых возмущений многолетних, циклических (11-летних), годовых и 27-дневных геомагнитных вариаций. Теоретически рассмотрены эффекты ослабления магнитного поля Земли, вызываемые изменениями магнитной восприимчивости при фазовых переходах магнезиовюстита. Приведены также предварительные результаты обработки данных мировой сети — среднемесячных значений геомагнитного поля с 1920 по 2009 г.

Магнезиовюстит, металлическое состояние, фазовый переход, нижняя мантия, электропроводность, магнитная восприимчивость, глобальная электромагнитная индукция, геомагнитные вариации, мировая сеть.

POSSIBLE CONTRIBUTION OF LOWER-MANTLE MAGNESIOWÜSTITE METALLIZATION INTO GEOMAGNETIC DATA

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

Phase change of dielectric magnesiowüstite in the lower mantle may leave signatures in geomagnetic records of the globally distributed array of observatories. We investigate theoretically the assumed contribution of magnesiowüstite metallization to geomagnetic data and how the variations of magnetic susceptibility associated with this phase change may influence the Earth's field. The modeling is performed using spherical harmonic analysis (SHA) of mantle electromagnetic (EM) responses in observatory geomagnetic data at periods of decades, 11 years, 1 year, and 27 days. The existence of a lower mantle conductor is checked against monthly means of real observatory records from 1920 through 2009 obtained by preliminary processing.

Magnesiowüstite, metallization, phase change, lower mantle, conductivity, magnetic susceptibility, global electromagnetic induction, geomagnetic variation, geomagnetic observatories

ВВЕДЕНИЕ

Механизм и величина электропроводности в нижней мантии пока не ясны и постоянно привлекают внимание исследователей. Имеющиеся геофизические данные неоднозначны. Так, в работе [Honkura, Matsushima, 1998] сведены полученные ранее оценки электропроводности σ в нижней мантии до глубин ~ 3000 км. Они разбиваются на две группы — с величинами ~ 1—3 и более 10 См/м.

Значения электропроводности более 10 См/м в нижней мантии отмечались еще в ранних работах [Ducruix et al., 1980; Achache et al., 1981]. В работе [Constable, Constable, 2004] при обработке данных спутника MAGSAT получен скачок электропроводности на глубине ~ 1300 км до ~ 200 См/м. В работе [Velimsky et al., 2006] по имеющимся спутниковым данным на глубинах ~ 1000 км отмечен скачок электропроводности до значений ~ 1000 См/м. Самими авторами этот скачок характеризуется нереалистичным, и в работе [Velimsky, 2010] для нижней мантии приводятся значения от 2 до 10 См/м.

В работе [Porokhova et al., 1999] получены формулы, позволяющие оценивать характеристики механизма электропроводности в мантии по глубинным профилям температуры, давления и самой электропроводности. В последние годы появились также работы, где обсуждаются трехмерные модели нижней мантии [Kelbert et al., 2009; Tarits, Manda, 2010].

Опубликованы результаты лабораторных экспериментов с минералами при давлениях и температурах, характерных для верхней и нижней мантии [Shankland et al., 1993; Katsura et al., 1998; Кацура и др., 2009]. В работе [Xu et al., 2000] такие результаты использовались для расчетов электропроводности

мантии на глубинах от 200 до 2900 км. При расчетах кажущегося сопротивления электропроводность ядра принималась $\sim 5 \cdot 10^5$ См/м. Для нижней мантии учитывался вклад магнезиовюстита.

В последнее время продолжают исследования фазовых переходов минералов при давлениях и температурах, близких к условиям в нижней мантии [Lin et al., 2007a, b; Овчинников, 2011]. Нижняя мантия на глубинах 700—2900 км состоит в основном из двух оксидных минералов: силикат-перовскит $Mg_{0,9}Fe_{0,1}SiO_3$ (около 70 %) и магнезиовюстит $Mg_{1-x}Fe_xO$ (свыше 20 %) [Пушаровский, Пушаровский, 2010]. Другие оксиды Ca, Na, K, Al и Fe составляют единицы процентов. В нормальных условиях все эти оксиды являются диэлектриками, однако при давлениях 30—130 ГПа, характерных для таких глубин [Xu et al., 2000], вполне возможен переход в металлическое состояние. Такой переход магнезиовюстита и спиновый кроссовер из высокоспинового в низкоспиновое состояния ионов Fe^{2+} предсказан в работе [Овчинников, 2011] с помощью анализа фазовой диаграммы магнезиовюстита в осях давление — температура. Он обусловлен физическими изменениями электронной структуры магнезиовюстита 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]. Интересно, что в работе [Semenov, Jozwiak, 1999] по результатам глубинного магнитовариационного зондирования Евразии отмечается возможность существования слоя повышенной электропроводности на глубинах 1600—2100 км.

Лабораторные измерения электрических свойств перовскита под давлением до 143 ГПа не выявили перехода металл—диэлектрик, хотя и показали увеличение электропроводности при переходе в пост-перовскитную фазу [Ohta et al., 2008; Metsue, Tsuchiya, 2012]. Поэтому металлический слой в нижней мантии может быть обусловлен только соответствующим переходом магнезиовюстита. Поскольку доля магнезиовюстита выше критической концентрации протекания, то металлическое состояние магнезиовюстита вполне может реализовать высокопроводящие свойства нижней мантии на глубинах 1500—2000 км. В данной работе приводятся оценки вклада, который мог бы внести в геомагнитные данные предсказываемый переход магнезиовюстита в металлическое состояние на указанных глубинах.

ВЫБОР ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ОТКЛИКА ДЛЯ АНАЛИЗА

Для оценок влияния фазового перехода магнезиовюстита в нижней мантии на характеристики геомагнитных вариаций, вызываемых внешними источниками и регистрируемых мировыми обсерваториями, воспользуемся простой моделью сферически слоистой Земли. В этом случае глобальная электромагнитная индукция может быть описана одной магнитной модой (ТЕ-модой). Действительно, исследуя глобальную электромагнитную индукцию, в сферических координатах удобно представить поле в виде суммы электрической и магнитной мод [Плоткин, 2004]:

$$\begin{aligned} E_{\vartheta} &= \frac{1}{r} \frac{\partial E^{(1)}}{\partial \vartheta} + \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial E^{(0)}}{\partial \varphi}, & E_{\varphi} &= \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial E^{(1)}}{\partial \varphi} - \frac{1}{r} \frac{\partial E^{(0)}}{\partial \vartheta}, \\ H_{\vartheta} &= \frac{1}{r} \frac{\partial H^{(1)}}{\partial \vartheta} + \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial H^{(0)}}{\partial \varphi}, & H_{\varphi} &= \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial H^{(1)}}{\partial \varphi} - \frac{1}{r} \frac{\partial H^{(0)}}{\partial \vartheta}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь r, ϑ, φ — сферические координаты точки в системе координат с началом в центре Земли, $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ — электрическое поле, $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ — магнитное поле, введены также скалярные потенциалы электрического $E^{(1)}$ и магнитного $H^{(0)}$ полей для электрической моды (ТМ-моды), и аналогичные потенциалы электрического $E^{(0)}$ и магнитного $H^{(1)}$ полей для ТЕ-моды. В сферически симметричной и изотропной средах эти моды оказываются независимыми, и в Земле при индукционном возбуждении и непроводящей атмосфере поля электрической моды $E^{(1)}$ и E_r равны нулю.

Поле магнитной моды $E^{(0)} \sim e^{i\omega t}$ с учетом (1) удовлетворяет следующему уравнению [Плоткин, 2004] (μ — магнитная проницаемость, ω — угловая частота, ток $\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{r})\mathbf{E}$, $\sigma(\mathbf{r})$ — электропроводность, зависящая только от радиуса):

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E^{(0)}}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \Delta_{\Omega} E^{(0)} - i\omega\mu(r)\sigma(r)E^{(0)} &= 0, \\ \Delta_{\Omega} &= \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \sin \vartheta \frac{\partial}{\partial \vartheta} + \frac{1}{\sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Для потенциалов магнитной моды справедливы также следующие соотношения [Плоткин, 2004]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \Delta_{\Omega} E^{(0)} &= i\omega\mu_0 H_r, \quad \frac{\partial E^{(0)}}{\partial r} = -i\omega\mu_0 H^{(1)}, \\ \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (\sin \vartheta H_{\vartheta}) + \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \varphi} (H_{\varphi}) &= \frac{1}{r^2} \Delta_{\Omega} H^{(1)}, \end{aligned} \quad (3)$$

которые позволяют определять по экспериментальным данным значения потенциала $E^{(0)}$ и его радиальной производной $\partial E^{(0)} / \partial r$ на земной поверхности [Плоткин, 2005]. С этой целью искомые потенциалы представляются в виде разложений по сферическим функциям, удовлетворяющим уравнениям

$$\Delta_{\Omega} S_n^m(\vartheta, \varphi) + n(n+1) S_n^m(\vartheta, \varphi) = 0. \quad (4)$$

Используется сквозная нумерация этих функций из [Плоткин и др., 2007]:

$$E^{(0)} = \sum_k e_k^{(0)}(r) S_k(\vartheta, \varphi), \quad (5)$$

с расположением их в следующем порядке (присоединенные полиномы Лежандра $P_n^m(\cos \vartheta)$ в нормировке Шмидта):

Таблица

P_0	P_1^0	$P_1^1 \cos(\varphi)$	$P_1^1 \sin(\varphi)$	P_2^0	$P_2^1 \cos(\varphi)$	$P_2^1 \sin(\varphi)$	$P_2^2 \cos(2\varphi)$...
1	2	3	4	5	6	7	8...	k
0	1	1	1	2	2	2	2...	k'

Коэффициенты k и $k'(k)$, приведенные в таблице в двух нижних строках, для каждой из сферических гармоник соответствуют нумерации (5), так что k' совпадает с нижним индексом присоединенного полинома Лежандра и определяет степень сферической гармоники. С учетом (4), (5) из (2) имеем:

$$\frac{d^2 e_k^{(0)}}{dr^2} - \left(k_0^2 + \frac{k'(k'+1)}{r^2} \right) e_k^{(0)} = 0, \quad (6)$$

где $k_0^2 = i\omega\mu(r)\sigma(r)$. В однородном шаре с электропроводностью σ_0 уравнение (6) имеет решение:

$$e_k^{(0)}(r) = e_{k_0}^{(0)} \sqrt{\frac{r}{R}} \frac{I_{k'+1/2}(k_0 r)}{I_{k'+1/2}(k_0 R)}, \quad (7)$$

где R — радиус Земли, $I_{k'+1/2}(k_0 r)$ — функция Бесселя мнимого аргумента первого рода с полуцелым индексом, $e_{k_0}^{(0)}$ — граничное значение потенциала на поверхности Земли, которое можно определить с помощью (3) по данным, регистрируемым мировой сетью геомагнитных обсерваторий [Плоткин и др., 2007]. Из (7) на поверхности Земли при $r = R$ получается:

$$\frac{de_k^{(0)}}{dr} = \frac{e_{k_0}^{(0)}}{R} \left(\frac{1}{2} + k_0 R \frac{I_{k'-1/2}(k_0 R) + I_{k'+3/2}(k_0 R)}{2I_{k'+1/2}(k_0 R)} \right). \quad (8)$$

Из соотношений (3) с учетом (4) и (5) видно, что при $r = R$

$$\frac{1}{e_{k_0}^{(0)}} \frac{de_k^{(0)}}{dr} = -\frac{[\operatorname{div}_{\perp} \mathbf{H}]_k}{[H_r]_k}, \quad \operatorname{div}_{\perp} \mathbf{H} = \frac{1}{R \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (\sin \vartheta H_{\vartheta}) + \frac{1}{R \sin \vartheta} \frac{\partial H_{\varphi}}{\partial \varphi}, \quad (9)$$

где выражения в квадратных скобках с нижним индексом k обозначают амплитуду k -й сферической гармоники в разложении выражения в этих скобках в ряд (5). Если по данным трехкомпонентной регистрации вариаций геомагнитного поля на пунктах мировой сети определить соответствующие упомянутые амплитуды, то с помощью (9) можно найти величину $\frac{1}{e_{k_0}^{(0)}} \frac{de_k^{(0)}}{dr}$ и далее воспользоваться для оценок

соотношением (8). На высоких частотах, когда $|k_0 R| \gg 1$ и выполняется условие частотного зондирования, из (8) имеем $\frac{1}{e_{k_0}^{(0)}} \frac{de_k^{(0)}}{dr} \approx k_0$ и получается $\sigma = \frac{1}{\omega \mu} \left| \frac{1}{e_{k_0}^{(0)}} \frac{de_k^{(0)}}{dr} \right|^2$. На весьма низких частотах, когда $|k_0 R| \ll 1$ (геометрическое затухание поля в непроводящей среде) для функции Бесселя справедливо $I_{k'+1/2}(k_0 R) \approx \left(\frac{k_0 R}{2}\right)^{k'+1/2}$, и из (8) получается, что $\frac{1}{e_{k_0}^{(0)}} \frac{de_k^{(0)}}{dr} \approx \frac{k'+1}{R}$, так что оценка электропроводности затруднительна.

Для промежуточных частот можно оценить $k_0 R$ и электропроводность Земли, решая трансцендентное уравнение в (8). Поскольку в (8) входят комплексные величины, в том числе с экспериментальными погрешностями, в ходе решения определяется такое значение σ , при котором является минимальным модуль разности

$$\left| \frac{R}{e_{k_0}^{(0)}} \frac{de_k^{(0)}}{dr} - C - k_0 R \frac{I_{k'-1/2}(k_0 R) + I_{k'+3/2}(k_0 R)}{2I_{k'+1/2}(k_0 R)} \right|. \quad (8a)$$

Для однородного шара с электропроводностью σ_0 минимизация разности (8a) приводит в пределах погрешностей расчетов к правильному результату σ_0 . В то же время оценки σ на одной и той же частоте ω по сферическим гармоникам различной степени для слоистой среды (см. ниже) могут отличаться, поскольку глубина проникновения поля, описываемой этой сферической гармоникой, зависит также от ее степени.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ВОЗМУЩЕНИЙ ОТКЛИКА ПО ДЛИННОПЕРИОДНЫМ ГЕОМАГНИТНЫМ ВАРИАЦИЯМ

В общем случае радиально неоднородной среды следует говорить о кажущейся электропроводности Земли на частоте ω . Фактически предлагается использовать глобальный отклик электромагнитного поля, подобный отклику, применяемому в методе МВЗ по способу пространственных производных, впервые предложенному для локальных оценок в работе [Бердичевский и др., 1969]. Далее применим эту методику для определения глобальной кажущейся электропроводности в случае сферически слоистой Земли.

Общее решение (6) в n -м сферическом слое для k -й сферической гармоники имеет вид:

$$e_k^{(0)}(r) = C_n \sqrt{\frac{r}{R}} \frac{I_{k'+1/2}(k_0 r)}{I_{k'+1/2}(k_0 R)} + D_n \sqrt{\frac{r}{R}} \frac{K_{k'+1/2}(k_0 r)}{K_{k'+1/2}(k_0 R)}, \quad (10)$$

где $K_{k'+1/2}(k_0 r)$ — функции Бесселя мнимого аргумента второго рода. Коэффициенты C_n и D_n можно найти из условий сшивок на границах сферических слоев, условия ограниченности поля при $r=0$ и граничного условия на поверхности Земли. На земной поверхности можно задать как величину потен-

циала $e_{k_0}^{(0)}$, так и его радиальную производную $\frac{de_{k_0}^{(0)}}{dr}$. Ниже в расчетах на поверхности задавалась амплитуда $e_{k_0}^{(0)}=1$ и вычислялась производная $\frac{de_{k_0}^{(0)}}{dr}$. Далее производилась оценка σ с помощью (8). Таков

алгоритм получения модельных оценок влияния перехода магнезиовюстита из полупроводникового состояния в металлическое в нижней мантии на величину кажущейся электропроводности Земли.

При выборе глубинного профиля электропроводности для численных оценок использовались модели, приведенные в литературе [Honkura, Matsushima, 1998; Kelbert et al., 2008, 2009]. Увеличение электропроводности в нижней мантии на глубинах 1400—1900 км, связанное с переходом магнезиовюстита в металлическое состояние, моделировалось в соответствии с оценками, приведенными в работе [Ovchinnikov et al., 2012].

Результаты расчетов отражены на рис. 1. Модели, для которых выполнялись вычисления, представлены на рис. 1, а, на рис. 1, б для пяти временных периодов показаны кривые кажущейся электропроводности Земли в зависимости от степени сферических гармоник, по которым они вычислены. Кривые кажущейся электропроводности Земли в зависимости от временного периода для сферических гармоник разной степени (цифры у кривых) представлены на рис. 1, в. На всех этих рисунках штриховые линии относятся к случаю отсутствия металлического слоя.

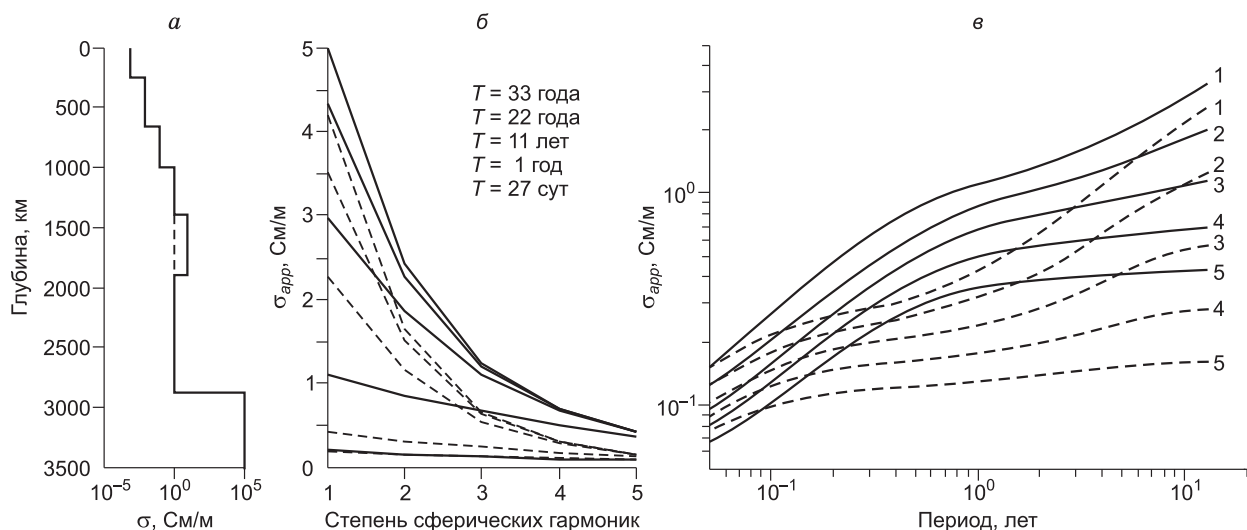


Рис. 1. Модели электропроводности (а), кажущаяся электропроводность Земли в зависимости от степени сферических гармоник (б) для разных временных периодов (период для кривых сверху вниз соответственно), кажущаяся электропроводность Земли в зависимости от временного периода (в) для сферических гармоник разной степени (цифры у кривых).

Штриховые линии — без возмущенного слоя, сплошная линия — с ним.

Переход магнезиовюститита в металлическое состояние на глубинах 1400—1900 км (сплошные линии на рис. 1, б и 1, в) приводит к заметному увеличению кажущейся электропроводности при временных периодах больше нескольких месяцев. На меньших временных периодах (меньше 27 сут) вклад упомянутого слоя почти незаметен, так как на этих периодах поле не проникает на глубину слоя.

Отметим особенности частотного зондирования рассматриваемых глубинных профилей электропроводности. Как видно из рис. 1, б, кривые для разных временных периодов ($T \geq 1$ год) при степенях $k' \geq 5$ сближаются и перестают отличаться друг от друга. Для них условие частотного зондирования перестает выполняться и соблюдается обратное неравенство $|k_0 R|^2 \leq k'(k'+1)$. Проникновение в глубь Земли всех сферических гармоник с $k' \geq 5$ в большей степени определяется геометрией источника. Напротив, при $k' < 5$ частотное зондирование играет тем большую роль, чем меньше степень используемых для оценок сферических гармоник. Из рис. 1, б видно, что кажущаяся электропроводность получается большей для меньших степеней. Это объясняется тем, что даже на одном временном периоде крупномасштабные сферические гармоник (меньшей степени) проникают на большие глубины, и в слоистой среде с растущей вглубь электропроводностью ее кажущаяся величина оказывается больше. Поскольку условие $|k_0 R|^2 \sim k'(k'+1)$ при одних и тех же значениях k' и изменении глубинного распределения электропроводности выполняется на разных глубинах, пунктирные и сплошные кривые на рис. 1, б для моделей с возмущенным слоем и без него выходят справа на разные асимптоты кажущейся электропроводности.

В связи с этим интересны также оценки рассматриваемых возмущений электромагнитного отклика при вариациях всего глубинного профиля. На рис. 2 приведены результаты расчетов на временном периоде 11 лет для набора моделей, отличающихся отклонением уровня электропроводности в каждом из глубинных интервалов амплитудой до 30 % (отклонение задавалось случайным образом). Как видно, изменение профиля в целом в таких пределах не «размывает» исследуемый эффект.

Таким образом, учет зависимости кажущейся электропроводности Земли не только от временного периода, но и от степени сферических гармоник, определение наибольшей степени k' , выше которой невозможно частотное зондирование, может способствовать определению характеристик возмущенного слоя. В частности, следует попытаться провести инверсии кажущейся электропроводности Земли как функции временного периода для сферических гармоник разной степени. Близость или совпадение результатов подобных независимых инверсий могли бы повысить достоверность анализа. Но прежде всего необходимо по имеющимся экспериментальным данным получить надежные оценки кажущейся электропроводности Земли для разных временных периодов и степеней сферических гармоник. Реальные возможности для этого, а также результаты предварительного анализа геомагнитных данных, регистрируемых в настоящее время мировой сетью обсерваторий, обсуждаются далее.

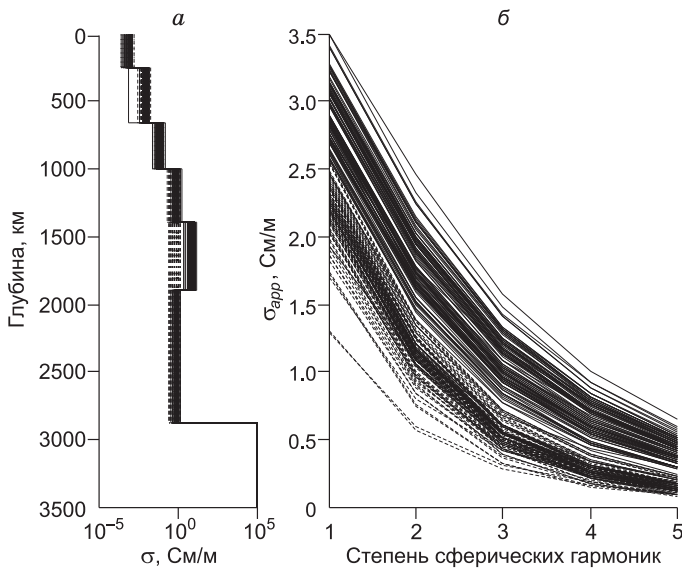


Рис. 2. Набор разных моделей электропроводности (а) без металлического слоя (штриховые линии) и с ним (сплошные линии), кажущаяся электропроводность Земли (б) на временном периоде 11 лет для этих моделей без возмущенных слоев (штриховые линии) и с ними (сплошные линии), полученная по сферическим гармоникам разной степени.

Другим доказательством существования слоя фазового перехода магнезиовюститита в нижней мантии мог бы послужить учет и обнаружение в ней эффектов анизотропии электропроводности, связанных с физическими явлениями в кристаллической решетке.

Рассмотрению глобальной электромагнитной индукции в Земле с анизотропией электропроводности предполагается посвятить отдельную статью, а сейчас будут рассмотрены эффекты, вызванные изменениями при фазовом переходе магнитной восприимчивости среды.

ЭФФЕКТ В ГЛАВНОМ ГЕОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рассматриваемый фазовый переход магнезиовюститита в нижней мантии приводит к изменениям магнитной восприимчивости, что может сказаться на характеристиках главного геомагнитного поля и его вековых вариаций. Для оценок эффектов подмагничивания опять воспользуемся моделью сферически слоистой Земли и исходным уравнением (в этом разделе эффекты электромагнитной индукции не учитываем):

$$\operatorname{div}(\mu \nabla H^{(1)}) = 0, \tag{11}$$

где $H^{(1)}$ — потенциал магнитного поля магнитной моды в (1). Используя разложение $H^{(1)} = \sum_k h_k^{(1)}(r) S_k(\vartheta, \varphi)$,

для рассматриваемой модели Земли из (11) получаем уравнение (μ является константой внутри сферических слоев):

$$\frac{d^2 h_k^{(1)}}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dh_k^{(1)}}{dr} - \frac{k'(k'+1)}{r^2} h_k^{(1)} = 0, \tag{12}$$

решение которого имеет вид:

$$h_k^{(1)} = C \left(\frac{r}{R} \right)^{k'} + D \left(\frac{R}{r} \right)^{k'+1}. \tag{13}$$

Будем считать, что магнитное поле создается токами во внешнем ядре Земли. В качестве нижнего граничного условия зададим на его поверхности при $r = R_c$ радиальную компоненту магнитного поля. Пусть магнитная проницаемость среды вне ядра равна μ_0 , за исключением сферического слоя фазового перехода магнезиовюститита при $R_1 < r < R_2$, где она равна μ . Используем решения (13) и условия сшивок на границах слоев — непрерывность потенциала и радиальной компоненты магнитной индукции.

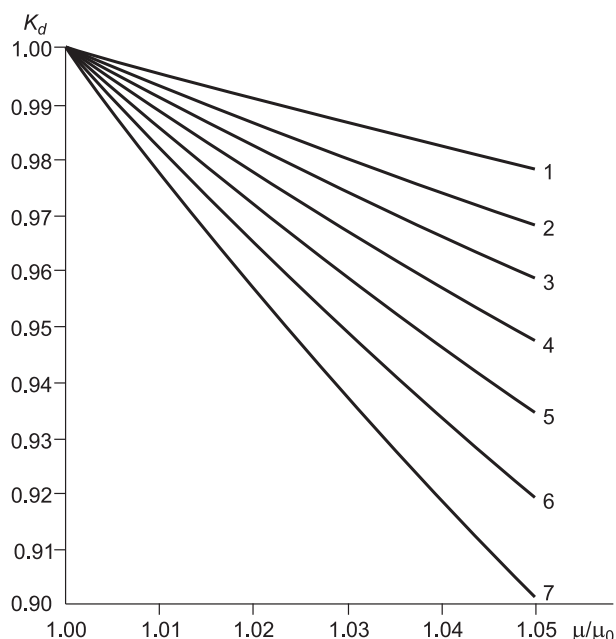
Тогда для соотношения, связывающего радиальные компоненты магнитного поля $h_{rk} = \frac{dh_k^{(1)}}{dr}$ на земной поверхности и на поверхности внешнего ядра, получим:

$$h_{rk} \Big|_{r=R} = h_{rk} \Big|_{r=R_c} \left(\frac{R_c}{R} \right)^{k'+2} \times \frac{\mu \mu_0 (2k'+1)^2}{\left[\mu_0 (k'+1) + \mu k' \right] \left\{ \mu_0 k' + \mu (k'+1) + (\mu - \mu_0) k' \left[\left(\frac{R_c}{R_1} \right)^{2k'+1} - \left(\frac{R_c}{R_2} \right)^{2k'+1} \right] \right\} - (\mu - \mu_0)^2 k' (k'+1) \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^{2k'+1}}. \tag{14}$$

Рис. 3. Зависимость поправочного коэффициента K_d от отношения μ/μ_0 .

Цифры — степень сферических гармоник.

При отсутствии возмущения $\mu = \mu_0$, и длинная дробь во второй строке (14) обращается в единицу. Поскольку член в первой строке описывает обычное геометрическое ослабление магнитного поля, указанная дробь является искомым поправочным коэффициентом K_d , который характеризует дополнительное возмущение геомагнитного поля, обусловленное возможной модификацией магнетизовостита. На рис. 3 представлена зависимость коэффициента K_d от отношения μ/μ_0 . Как видно, увеличение магнитной восприимчивости (парамагнитный эффект) в слое фазового перехода магнетизовостита в нижней мантии приводит к дополнительному ослаблению (экранированию) геомагнитного поля на земной поверхности. Исследуя соотношения амплитуд сферических гармоник, можно также попытаться определить характеристики этого слоя.



НЕКОТОРЫЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ РЕАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ГЕОМАГНИТНЫМ ВАРИАЦИЯМ

Чтобы по описанной выше методике получить оценки кажущейся электропроводности Земли для разных временных периодов и степеней сферических гармоник, использовались реальные данные за период с 1920 по 2009 г. из банка среднемесячных значений компонент X , Y и Z геомагнитного поля (<http://www.bcmt.fr/wmmd.html>), доступные через Интернет. Небольшие пропуски в данных заполнялись с помощью линейной интерполяции. Поскольку в нашей работе основной интерес представляли циклические и годовые вариации геомагнитного поля, сначала со всех временных рядов, полученных на учитываемых станциях, был снят вековой ход. Это было сделано с помощью интерполяции данных по компонентам в каждом пункте полиномами 11-й степени с последующим вычитанием полученного сглаженного векового хода из соответствующих временных рядов.

Общее количество станций наблюдений, работавших одновременно, за рассматриваемый период 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 , нами в работе использовалась следующая модель для их представления:

$$\begin{aligned}
 X_\omega(R, \vartheta, \varphi, t) &= \cos(\omega(t - t_0)) \sum_k X_{ck} S_k(\vartheta, \varphi) + \sin(\omega(t - t_0)) \sum_k X_{sk} S_k(\vartheta, \varphi), \\
 Y_\omega(R, \vartheta, \varphi, t) &= \cos(\omega(t - t_0)) \sum_k Y_{ck} S_k(\vartheta, \varphi) + \sin(\omega(t - t_0)) \sum_k Y_{sk} S_k(\vartheta, \varphi), \\
 Z_\omega(R, \vartheta, \varphi, t) &= \cos(\omega(t - t_0)) \sum_k Z_{ck} S_k(\vartheta, \varphi) + \sin(\omega(t - t_0)) \sum_k Z_{sk} S_k(\vartheta, \varphi),
 \end{aligned} \tag{15}$$

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.

Полученные для модели (15) амплитуды геомагнитных вариаций использовались, чтобы с помощью формул (8), (9) получить оценки кажущейся электропроводности Земли по каждой из входивших в (15) сферических гармоник. Некоторые результаты предварительного анализа отображены на рис. 4, 5.

Амплитуды циклической (см. рис. 5, а) и годовой (см. рис. 5, б) вариаций невелики. Это обстоятельство и малое количество станций в первые десятилетия наблюдений затрудняют надежное определение их пространственно-временных характеристик. В частности, при построении карт на рис. 5 учитывались лишь сферические гармоники не выше степени $k' = 3$. Поэтому можно говорить лишь о

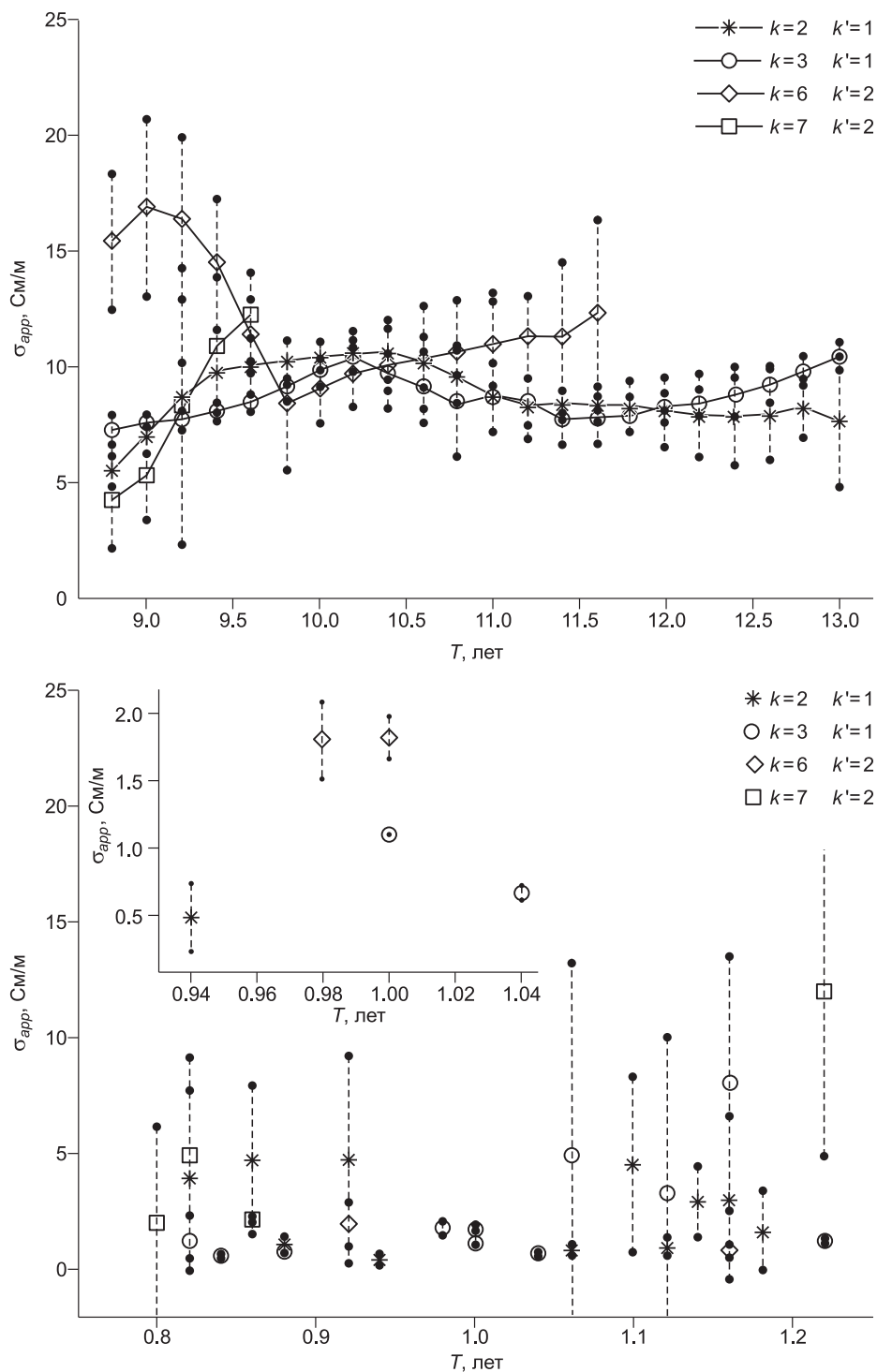


Рис. 4. Кажущаяся электропроводность Земли в зависимости от временного периода, определенная по сферическим гармоникам различной степени.

Пояснения см. в тексте.

крупномасштабных неоднородностях приведенных распределений амплитуд циклической и годовой геомагнитных вариаций. Из таких особенностей распределений, на наш взгляд, можно отметить приуроченность неоднородностей к геомагнитному экватору, особенно заметную на распределениях амплитуд северной и вертикальной компонент годовой вариации и горизонтальных компонент циклической вариации. Вполне вероятно, что это связано с особенностями циклических и годовых вариаций ионосферы.

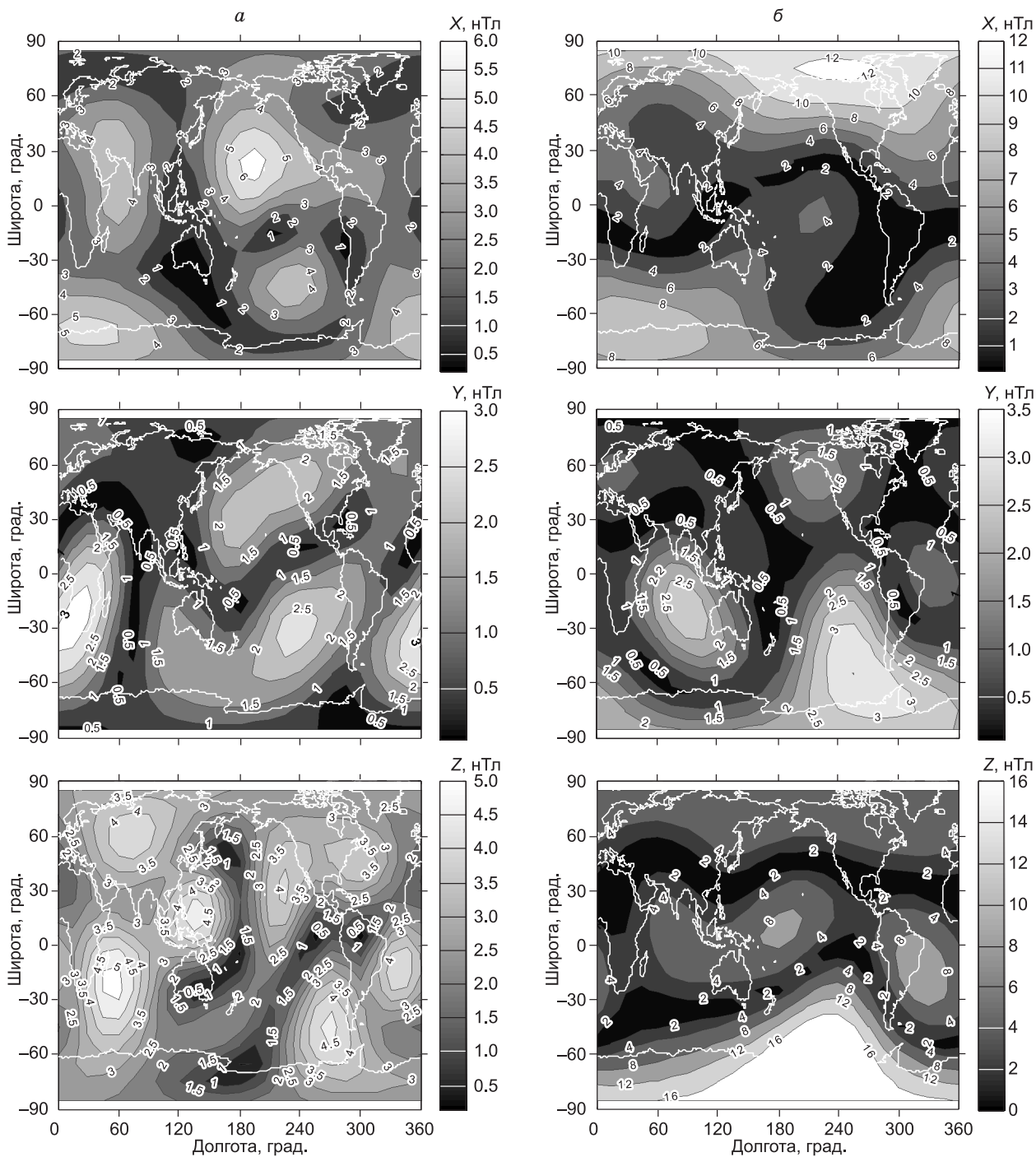


Рис. 5. Карты распределений модулей амплитуд временных гармоник при $T = 11$ лет (а) и $T = 1$ год (б).

ных и магнитосферных токовых систем, контролируемых геомагнитным полем и ответственных за наблюдаемые эффекты.

Чтобы получить представление об устойчивости характеристик получаемых вариаций, анализ данных проводился по нескольким временным периодам для нескольких интервалов времени. В частности, рассматривались 15 интервалов наблюдения с началами в 1920, 1923 гг. и так далее, по 1962 г. включительно. Конец всех интервалов — 2009 г. На рис. 5, а для циклических ($T = 11$ лет) и на рис. 5, б для годовых ($T = 1$ год) геомагнитных вариаций приведены усредненные по этим интервалам простран-

твенные распределения модулей амплитуд временных гармоник. Полученные усредненные значения кажущейся электропроводности в зависимости от периода вариаций и среднеквадратичные (с.к.о.) отклонения от них (штриховые линии с точками) представлены на рис. 4. Поскольку для годовых геомагнитных вариаций вблизи периода $T = 1$ год с.к.о. заметно уменьшаются, на врезке в увеличенном виде показана картина для этих периодов. Как видно, с малым с.к.о. при $T = 1$ год определяются кажущиеся электропроводности по сферическим гармоникам с $k = 3$ и $k = 6$.

Можно отметить, что использование сферических гармоник высоких степеней пока не представляется возможным из-за редкой сети станций наблюдения. Оценки их амплитуд оказываются неустойчивыми, поэтому в данной работе учитывались сферические гармоники не выше степени $k' = 3$. Важно также, что определение кажущейся электропроводности Земли для заданного временного периода вариаций с увеличением степени сферической гармоники затрудняется, поскольку нарушается условие частотного зондирования $k_0^2 r_{ef}^2 \geq k'(k'+1)$, где r_{ef} — эффективный радиус, до которого проникает поле выбранной временной гармоники (обычно в таких оценках фигурирует радиус Земли R). Это обстоятельство отражается кривыми на рис. 4. Кривые при $k' = 2$ для циклических вариаций менее представительны и надежны. По данным для годовых вариаций проследить зависимость кажущейся электропроводности от степени сферических гармоник трудно. Необходим более тщательный анализ всех имеющихся данных.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены теоретические оценки возможного вклада фазового перехода диэлектрик—металл—диэлектрик магнезиовюститита в нижней мантии в геомагнитные данные, регистрируемые мировой сетью обсерваторий. Получены численные зависимости кажущейся электропроводности Земли от степени сферических гармоник и от их временного периода. Переход магнезиовюститита в металлическое состояние на глубинах 1400—1900 км приводит к заметному увеличению кажущейся электропроводности при временных периодах больше нескольких месяцев. На меньших временных периодах (меньше 27 сут) вклад упомянутого слоя почти незаметен, так как на этих периодах поле не проникает на глубину слоя.

Выявлены особенности частотного зондирования глубинных профилей электропроводности сферическими гармониками разных степеней. Кривые для больших временных периодов ($T \geq 1$ год) при степенях $k' \geq 5$ сближаются и перестают отличаться друг от друга, поскольку для них нарушается условие частотного зондирования. Проникновение в глубь Земли этих сферических гармоник определяется лишь геометрией источника. При этом асимптоты зависимости кажущейся электропроводности от степени сферических гармоник с возмущенным слоем и без него выходят справа на разные значения.

При малых степенях $k' < 5$ частотное зондирование играет тем большую роль, чем меньше степень используемых для оценок сферических гармоник. Кажущаяся электропроводность получается большей для меньших степеней, так как при одном временном периоде крупномасштабные сферические гармоники (меньшей степени) проникают на большие глубины, и в слоистой среде с растущей вглубь электропроводностью ее кажущаяся величина оказывается больше.

Независимые инверсии кажущейся электропроводности Земли, полученные по сферическим гармоникам различных степеней, могут способствовать обнаружению слоя повышенной проводимости в мантии. Близость или совпадение результатов этих инверсий повысит достоверность анализа.

Получены оценки изменений проявления металлического слоя по кажущейся электропроводности, обусловленные недостаточным знанием исследуемых глубинных профилей. Результаты расчетов на временном периоде 11 лет для набора моделей, отличающихся отклонениями электропроводностей в каждом из глубинных интервалов амплитудой до 30 %, задаваемыми случайным образом, не «размывают» исследуемый эффект.

Получены предварительные результаты обработки данных мировой сети — среднемесячных значений геомагнитного поля с 1920 по 2009 г. Однако для сравнения экспериментальных кривых с соответствующими теоретическими кривыми и получения каких-либо определенных выводов необходим дальнейший и более тщательный анализ всех имеющихся, в том числе и спутниковых, данных.

Рассмотрено влияние изменений магнитной восприимчивости при переходах из высокоспинового в низкоспиновое состояния ионов Fe^{2+} в магнезиовюститите. Увеличение магнитной восприимчивости (парамагнитный эффект) в слое фазового перехода магнезиовюститита в нижней мантии приводит к дополнительному ослаблению (экранированию) геомагнитного поля на земной поверхности.

В работе использованы данные, доступные через Интернет (<http://www.bcmf.fr/wmmd.html>) и полученные магнитными обсерваториями мировой сети, в том числе при выполнении проектов INTERMAGNET и World Monthly Means Database. Авторы благодарят национальные организации, которые способствуют проведению наблюдений в обсерваториях на высоком уровне и поддерживают проекты.

Работа выполнена при поддержке междисциплинарного интеграционного проекта № 96 СО РАН и проекта 2.16 Программы 2 Президиума РАН.

Авторы признательны А.А. Жамалетдинову и другому (анонимному) рецензенту за советы по улучшению статьи.

ЛИТЕРАТУРА

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

Кацура Т., Йошино Т., Мангилаке Г., Мацузаки Т. Электропроводность основных минералов верхней мантии // *Геология и геофизика*, 2009, т. 50 (12), с. 1470—1477.

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 МВЗ и МТЗ // *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.

Пушаровский Ю.М., Пушаровский Д.Ю. *Геология мантии Земли*. М., ГЕОС, 2010, 140 с.

Achache J., Le Mouél J.L., Courtillot V. Long-period geomagnetic variations and mantle conductivity: an inversion using Bailey's method // *Geophys. J. R. Astr. Soc. (Geophys. J. Int.)*, 1981, v. 65, № 3, p. 579—601.

Constable S., Constable C. Observing geomagnetic induction in magnetic satellite measurements and associated implications for mantle conductivity // *Geochem. Geophys. Geosys.*, 2004, v. 5, № 1. Q01006, doi:10.1029/2003GC000634.

Ducruix J., Courtillot V., Le Mouél J.L. The late 1960's secular variation impulse, the eleven year magnetic variation and the electrical conductivity of the deep mantle // *Geophys. J. R. Astr. Soc. (Geophys. J. Int.)*, 1980, v. 61, № 1, p. 73—94.

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.

Katsura T., Sato K., Ito E. Electrical conductivity of silicate perovskite at lower-mantle conditions // *Nature*, 1998, v. 395, № 6701, p. 493—495.

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.

Kelbert A., Schultz A., Egbert G.D. Global electromagnetic induction constraints on transition-zone water content variations // *Nature*, 2009, v. 460, № 7258, p. 1003—1006.

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*, 2007a, v. 317, p. 1740—1743.

Lin J.F., Weir S.T., Jackson D.D., Evans W.J., Vohra Y.K., Qiu W., C.S. Yoo. Electrical conductivity of the lower-mantle ferropericlase across the electronic spin transition // *Geophys. Res. Lett.*, 2007b, v. 34, L16305. doi:10.1029/2007GL030523.

Metsue A., Tsuchiya T. Thermodynamic properties of $(Mg,Fe^{2+})SiO_3$ perovskite at the lower-mantle pressures and temperatures: an internally consistent LSDA+U study // *Geophys. J. Int.*, 2012, v. 190, № 1, p. 310—322. doi: 10.1111/j.1365-246X.2012.05511.x

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. doi:10.1126/science.1155148.

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.

Porokhova L.N., Abramova D.Yu., Porokhov D.A. Numerical analysis of a mechanism of electrical conductivity of substance in the middle and lower mantle // *Earth Planets Space*, 1999, v. 51, № 10, p. 1067—1071.

Semenov V.Yu., Jozwiak W. Model of the geoelectrical structure of the mid- and lower mantle in the Europe—Asia region // *Geophys. J. Int.*, 1999, v. 138, № 2, p. 549—552.

Shankland T.J., Peyronneau J., Poirier J.-P. Electrical conductivity of the Earth's lower mantle // Nature, 1993, v. 366, № 6454, p. 453—455.

Tarits P., Mandéa M. The heterogeneous electrical conductivity structure of the lower mantle modeling // Phys. Earth Planet. Inter., 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 modeling // 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.

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.

*Рекомендована к печати 14 августа 2012 г.
А.Д. Дучковым*

*Поступила в редакцию
6 июня 2012 г.*