

УДК 550.384

ГАРМОНИЧЕСКИЕ ИСТОЧНИКИ ГЛАВНОГО ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЯДРЕ ЗЕМЛИ

© 2011 г. С. В. Старченко

Учреждение РАН Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова
г. Троицк (Московская обл.)

e-mail: sstarchenko@mail.ru

Поступила в редакцию 05.08.2010 г.

После доработки 03.10.2010 г.

Впервые определены крупномасштабные гармонические магнитно-конвективные источники главного геомагнитного поля в ядре Земли. Определение базируется на полной системе собственных функций уравнения магнитной диффузии в однородно проводящем шаре, который окружен изолятором. Через крупномасштабные собственные функции выражаются источники наблюдаемого главного геомагнитного поля, которые дают распределение порождающих это поле электрических токов в ядре. При этом дипольные источники непосредственно связаны с наблюдаемым геомагнитным диполем, квадрупольные — с квадруполем и т.д. Временная динамика полученных источников определяет индивидуальные пространственно-временные особенности генерации или подавления каждой Гауссовой компоненты наблюдаемого геомагнитного поля. Использование для частичного выявления этой временной динамики общепринятых наблюдательных International Geomagnetic Reference Field (IGRF) моделей позволило уточнить оценку проводимости ядра Земли и определить тот минимальный временной период, который может отделять нас от начала будущей инверсии или экскурса.

1. ВВЕДЕНИЕ

Как утверждает в учебнике [Яновский, 1978], первой попыткой представления геомагнитного поля в виде аналитической зависимости была работа [Симонов, 1835] профессора Казанского университета И.М. Симонова, который аппроксимировал геомагнитное поле полем равномерно намагниченного шара. Немногом позже в 1838 г. Гаусс построил свой знаменитый сферический гармонический ряд геомагнитных коэффициентов, который, по существу, лишь обобщал работу проф. Симонова на случай неравномерно намагниченного Земного шара [Гаусс, 1952]. Уже в первой трети прошлого века стало ясно, что глубинные недра Земли не могут поддерживать сколько-нибудь значимую намагниченность из-за их высоких температур. Поэтому в качестве, как тогда казалось, физически более обоснованных источников геомагнитного поля были предложены точечные магнитные диполи [McNish, 1940], которые весьма активно использовались в прошлом и даже используются до сих пор. По сравнению с точечными диполями физически более обоснованными представляются геомагнитные источники в виде токовых петель в проводящем ядре Земли, которые были впервые предложены в работе [Zidarov and Petrova, 1974] и используются до сих пор [Старченко и др., 2003]. Однако и такой подход не является полностью физически обоснованным, поскольку морфология и динамика токовых петель задавалась преимуще-

ственно из соображений удобства их описания, а не из физических механизмов.

Полностью физически обоснованным явилось бы описание геомагнитных источников с позиций гидромагнитного динамо, которое за последние десятилетия было весьма успешно исследовано теоретически [Glatzmaier and Roberts, 1997; Starchenko and Jones, 2002; Christensen and Aubert, 2006] и экспериментально [Stieglitz and Muller, 2001; Petrelis et al., 2007]. Вместе с тем основные параметры уже исследованных моделей гидромагнитного динамо находятся еще настолько далеко от ожидаемых гидромагнитных параметров ядра Земли [Braginsky and Roberts, 1995], что даже при самом стремительном развитии компьютерной и экспериментальной техники достижение хотя бы грубого, но полностью физически обоснованного описания геомагнитного динамо займет еще несколько десятилетий. Поэтому становится актуальной задача хотя бы грубого выявления только тех геомагнитных токовых источников, которые непосредственно связаны с наблюдаемым главным геомагнитным полем. При этом желательно максимально простым и наглядным образом определить эти источники с позиций гидромагнитного динамо и так, чтобы они непосредственно выражались через известные геомагнитные коэффициенты Гаусса.

В следующем разделе этой работы предлагается выразить источники наблюдаемого главного геомагнитного поля через гармонические собственные

функции классической задачи магнитной диффузии в однородном проводящем шаре. Трудно сказать, кто первый получил эти собственные функции, поскольку их математическая основа восходит к работам по диффузии позапрошлого века. В теории гидромагнитного динамо их первым, вероятно, использовал Буллард [Billiard, 1949], а для оценки динамики геомагнитного поля Якутаки [Yukutake, 1968]. В разделе 2 этой работы вышеуказанные собственные функции оригинально выражены так, чтобы по временной динамике геомагнитных коэффициентов Гаусса можно было, в принципе, оценивать пространственно-временное распределение их токовых источников в ядре Земли.

В третьем разделе работы подробно рассматриваются все принципиально доступные из различных наблюдений диффузионные периоды свободного затухания для гармонических источников, непосредственно порождающих те компоненты геомагнитного поля, которые выражаются через коэффициенты Гаусса на поверхности Земли. Эти периоды однозначно фиксированным образом должны соотноситься между собой. Подобные соотношения позволяют, прежде всего, уточнить известное до сих пор с неопределенной точностью значение проводимости ядра Земли. Использование затухающей дипольной компоненты из общепринятой модели International Geomagnetic Reference Field (IGRF), см. сайт: <http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html>, позволило получить значение проводимости ядра Земли с точностью ~13%. Кроме того, удалось достаточно уверенно оценить главную составляющую гармонического токового источника для наблюдаемого осевого геомагнитного диполя. Из-за ограниченной точности экспоненциального приближения IGRF модели источник не осевой (экваториальной) составляющей геомагнитного диполя оценивается менее уверенно, но и эта оценка представляется вполне удовлетворительной для качественного анализа.

Четвертый раздел этой работы посвящен анализу затухания геомагнитного диполя и преимущественному росту квадруполь с использованием данных из JGRF модели. Для этого анализа вводятся экспоненциальные периоды роста/затухания, которые легко вычисляются из наблюдательных данных, математически являясь отношением самой величины к ее производной по времени. Введенные экспоненциальные периоды сравниваются с диффузионными периодами из предыдущего раздела 3 для того, чтобы еще раз уточнить значение проводимости ядра Земли, более детально оценить геомагнитные источники в ядре и минимальное время, отделяющее нас от возможной инверсии или экскурса.

Заключительный, пятый, раздел посвящен основным выводам, краткой дискуссии с обсуждением физической сути предложенных геомагнитных

источников и планам дальнейшего развития изложенных в этой работе идей и методов.

2. ГАРМОНИЧЕСКИЕ СОБСТВЕННЫЕ ФУНКЦИИ ГЕОМАГНИТНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Для разложения геомагнитного поля вне проводящего ядра Земли используется метод сферического гармонического анализа. Потенциал геомагнитного поля U вне его источников в ядре Земли разложим, как обычно, по зависящим только от времени коэффициентам Гаусса $g_n^m(t)$ и $h_n^m(t)$ в точке с координатами θ, λ, r, t :

$$U(\theta, \lambda, r, t) = a \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \times \quad (1)$$

$$\times (g_n^m(t) \cos m\lambda + h_n^m(t) \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta) |r \geq c.$$

Здесь a – радиус Земли, N – число, ограничивающее длину приближенного ряда (1), а c – радиус ядра Земли. Из-за влияния магнитосферы, ионосферы, коры, мантии и других внешних (по отношению к ядру Земли) источников нет смысла использовать число N больше тринадцати даже на сравнительно кратковременных интервалах до десятков лет. Для значительно более долговременных оценок это число обычно и вовсе ограничивают тремя, что позволяет учитывать лишь геомагнитный диполь ($n = 1$), квадруполь ($n = 2$) и иногда октуполь ($n = 3$) в формуле (1). Поэтому в дальнейшем мы преимущественно ограничимся рассмотрением лишь крупномасштабных геомагнитных структур.

Геомагнитное поле \mathbf{B} в ядре Земли с постоянной проводимостью $\sigma = \text{const}$ подчиняется уравнению магнитной индукции и условию отсутствия магнитных монополей:

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \nabla(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \nabla^2 \mathbf{B} / \mu \sigma; \quad \nabla \mathbf{B} = 0. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{u} – вектор скорости движения частицы проводящего ядра, μ – магнитная проницаемость вакуума в СИ. Поскольку нас интересуют источники наблюдаемого геомагнитного поля – ∇U из выражения (1), то в дальнейшем мы ограничимся рассмотрением не всего магнитного поля в ядре Земли \mathbf{B} , а только его полоидальной составляющей:

$$\nabla \times \nabla[\mathbf{r}P(\theta, \lambda, r, t)] |r \leq c. \quad (3)$$

Это полоидальное поле непосредственно переходит на внешней границе ядра Земли в наблюдаемое потенциальное геомагнитное поле – ∇U , которое описывает выражение (1).

Центральная идея этой работы заключается в том, что мы представляем полоидальный скаляр P из выражения (3) в виде гармонического разложения по системе собственных функций задачи магнитной диффузии (см., например, [Паркинсон,

Таблица 1. Геомагнитные диффузионные периоды T_{nk} в годах при $c^2\mu\sigma = 2 \times 10^5$ лет

n	$k = 1$	$k = 2$	$k = 3$	$k = 4$	$k = 5$	$k = 6$	$k = 7$	$k = 8$	$k = 9$	$k = 10$	$k = 11$	$k = 12$	$k = 13$
1	20264	5066	2252	1267	811	563	414	315	249	202	167	140	119
2	9905	3351	1682	1011	674	482	362	280	226	184	153	130	111
3	6020	2418	1317	831	573	419	320	252	204	168	141	120	104
4	4095	1843	1066	698	494	368	285	228	186	154	131	112	97
5	2987	1460	884	597	432	327	257	206	170	143	121	104	91
6	2285	1190	748	518	381	293	232	189	157	132	113	98	85
7	1809	991	642	454	340	264	212	174	145	123	106	92	81
8	1471	840	559	402	305	240	194	160	135	115	99	86	76
9	1222	722	491	359	276	219	178	148	126	108	93	82	72
10	1033	628	436	323	251	201	165	138	117	101	88	77	68
11	885	553	389	293	229	185	153	129	110	95	83	73	65
12	767	490	351	266	211	171	142	120	103	89	78	69	62
13	672	438	317	244	194	159	133	113	97	84	74	66	59

1986]), которая получается из уравнения (2) при $\mathbf{u} = \mathbf{0}$. Такая система полна (см., например, [Желиговский, 1990]) в том смысле, что по ней можно раскладывать произвольное (в том числе и с $\mathbf{u} \neq \mathbf{0}$) полоидальное магнитное поле (3). Представим это разложение в оригинальном виде:

$$P = \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \sum_{k=1}^{K_n} [G_{nk}^m(t) \cos m\lambda + H_{nk}^m(t) \sin(m\lambda)] \times \times P_n^m(\theta) J_{n+\frac{1}{2}}(r\sqrt{\mu\sigma/T_{nk}}) / \sqrt{r\sqrt{\mu\sigma/T_{nk}}}. \quad (4)$$

Здесь K_n — число, ограничивающее длину радиального ряда; G_{nk}^m и H_{nk}^m — зависящие только от времени коэффициенты разложения, аналогичные коэффициентам Гаусса из выражения (1), $J_{n+\frac{1}{2}}$ — функция

Бесселя. Параметр $\sqrt{T_{nk}/\mu\sigma}$ задает радиальный масштаб, пропорциональный диффузионным периодам T_{nk} . Эти периоды определяются граничными условиями сшивки полоидального поля (3) с потенциальным полем $-\nabla U$ из (1), сводящимися к следующему равенству нулю предшествующих ($n-1$) функций Бесселя

$$J_{n+\frac{1}{2}}(z_{nk}) = 0 \Rightarrow z_{nk} = c \sqrt{\frac{\mu\sigma}{T_{nk}}} \Rightarrow \frac{T_{nk}}{c^2 \mu\sigma} = \frac{1}{z_{nk}^2}. \quad (5)$$

Зависящие от времени коэффициенты разложения в ряд (4) естественно сами разложить по удобной заданной системе временных функций, которые обязательно должны включать чисто диффузион-

ные составляющие (далее они указаны в первых слагаемых):

$$G_{nk}^m = G_{nk}^{m0} e^{-\frac{t}{T_{nk}}} + \sum_{l=1}^{L_{nk}^m} G_{nk}^{ml} F_{kl}(t), \quad (6)$$

$$H_{nk}^m = H_{nk}^{m0} e^{-\frac{t}{T_{nk}}} + \sum_{l=1}^{L_{nk}^m} H_{nk}^{ml} F_{kl}(t).$$

Здесь L_{nk}^m — число ограничивающее длину временного ряда, F_{kl} — заданная система функций, а G_{nk}^{ml} и H_{nk}^{ml} являются константами. Эти константы определяются временной динамикой геомагнитного поля в ядре Земли и могут быть, по крайней мере частично, определены динамикой наблюдаемого поля $-\nabla U$ из (1). Те члены ряда (4), для которых определяются константы из уравнений (6), и будут задавать источники в ядре Земли для соответствующих геомагнитных компонент потенциала (1), наблюдаемого на поверхности Земли.

3. ДИФFUЗИОННЫЕ ПЕРИОДЫ И ПРОВОДИМОСТЬ ЯДРА ЗЕМЛИ

Формула (5) определяет все диффузионные геомагнитные периоды через характерное для ядра Земли диффузионное время $c^2\mu\sigma$. Это время известно недостаточно уверенно из-за практически еще пока не определенной погрешности в величине проводимости ядра σ . Далее в этом и следующем разделе эта величина, по-видимому, впервые будет существенно уточнена, для чего необходимо сначала выбрать грубую, но удобную оценку $c^2\mu\sigma = 200$ тыс. лет, которая соответствует $\sigma = 4.15 \times 10^5$ См/м, что согласуется с общепринятыми значениями для проводимости яд-

ра [Паркинсон, 1986; Braginsky and Roberts, 1995; Christensen and Aubert, 2006]. В таблице 1 приведены все соответствующие условиям (5) диффузионные геомагнитные периоды вплоть до тринадцатых гармоник по угловым (n) и радиальным (k) координатам. Следует еще раз подчеркнуть, что принятая для табл. 1 оценка проводимости весьма груба, поэтому при детальном сравнении с наблюдательными данными нужно использовать из этой таблицы не весьма грубые абсолютные величины периодов, а *точные* соотношения между ними.

Для выявления основных гармонических геомагнитных источников из ряда (4) воспользуемся Гауссовыми коэффициентами IGRF модели. Наиболее надежно в этой модели определена дипольная составляющая. При этом она преимущественно убывала за все 110 лет, описываемых IGRP моделью. Поэтому резонно предположить, что для современного геомагнитного диполя гидромагнитная генерация мала по сравнению с диффузионной диссипацией. Соответственно можно пренебречь отвечающими за генерацию суммами в выражении (6) и просто аппроксимировать дипольные коэффициенты экспоненциальными зависимостями. На рисунке 1 представлены такие аппроксимации для относительных изменений со временем дипольных IGRF коэффициентов Гаусса. Из формул на рис. 1 следует, что современный диффузионный период для осевой составляющей диполя примерно равен 1670 лет, а для неосевых составляющих — 770 и 290 лет.

Период в 1670 лет наиболее близок к значению 1267 лет с $k = 4$ в табл. 1. Поэтому главный гармонический источник осевого диполя будет приближенно описываться собственной функцией из ряда (4) с $n = 1, m = 0, k = 4$. Этой собственной функции соответствует объемный кольцевой ток, текущий вокруг оси вращения Земли, и четыре раза заменяющий свое направление при следовании по радиусу от центра ядра до границы ядромантия.

Соотношение между истинным и грубым периодами осевого диполя позволяет легко уточнить значение проводимости ядра Земли по очевидной формуле

$$\sigma = (1670/1267)4.15 \times 10^5 = 5.47 \times 10^5, \quad (7)$$

где σ измеряется в См/м.

Примерно на 13% меньшая величина, чем следующая из соотношения (7), получается, если аналогичным образом воспользоваться грубым периодом в 249 лет из табл. 1 для неосевой дипольной составляющей с истинным периодом в 290 лет. Ее главный гармонический источник из выражения (4) соответственно будет описываться собственной функцией с $n = 1, m = 1, k = 9$. Другая неосевая составляющая (с истинным периодом 770 лет) порождается функцией из (4) с $n = 1, m = 1, k = 6$ и соответственно дает на 4% большее значение проводимости, чем (7).

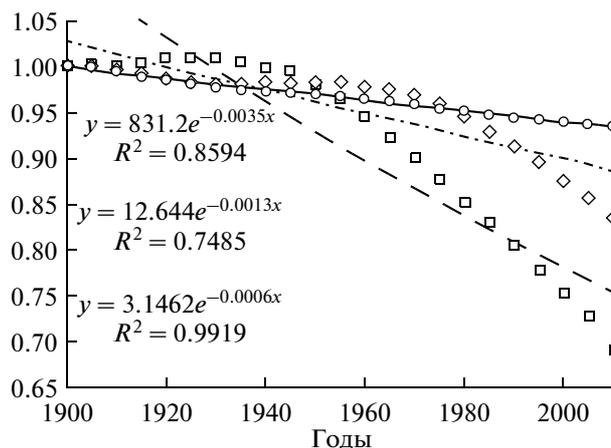


Рис. 1. Относительные изменения со временем дипольных IGRF коэффициентов Гаусса. Круги изображают $g_1^0(t)/g_1^0(1900)$; $g_1^1(t)/g_1^1(1900)$ — квадраты; $h_1^1(t)/h_1^1(1900)$ — ромбы. Сверху вниз записаны формулы и точности среднеквадратичной аппроксимации для экспоненциальных кривых соответствующих g_1^1 (ее график — пунктирная линия), h_1^1 (штрих-пунктирная линия) и g_1^0 (сплошная линия).

Неосевые дипольные составляющие значительно хуже аппроксимирует экспоненциальная зависимость по сравнению с осевой составляющей, об этом свидетельствует сравнение верхней и средней формул с нижней формулой на рис. 1. Поэтому приведенные оценки для неосевых компонент носят скорее качественный характер, за исключением оценки погрешности (7), которая может быть принята на уровне в 13%.

4. ЗАТУХАНИЕ ДИПОЛЯ, РОСТ КВАДРУПОЛЯ И ВРЕМЯ ДО ИНВЕРСИИ

Рассматриваемые гармонические источники (4) наблюдаемого геомагнитного поля $-\nabla U$ из разложения (1) определяются выбором временных функций в выражениях (6). В предыдущем разделе мы рассмотрели естественную для убывающего современного диполя простейшую ситуацию, когда можно пренебречь отвечающими за гидромагнитную генерацию суммами в выражениях (6). В качестве следующего приближения предлагается оставить в выражениях (6) преобладающие одиночные экспоненциальные зависимости, которые описывают рост поля за счет генерации или его затухание за счет диссипации. Соответствующий экспоненциальный период роста/затухания определим как отношение величины коэффициента Гаусса из ряда (1) к его производной по времени. При этом период затухания будет отрицательным, роста — положительным, и чем меньше абсолютная величина пери-

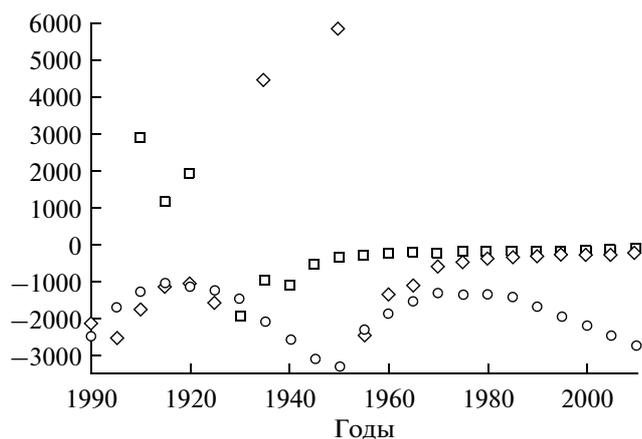


Рис. 2. Дипольные IGRF периоды экспоненциального роста/затухания в годах. Круги изображают $g_1^0 (dg_1^0/dt)$; квадраты $-g_1^1/(gd_1^1/dt)$; ромбы $-h_1^1/(dh_1^1/dt)$.

ода, тем интенсивнее происходит рост/затухание. На рисунке 2 приведены такие экспоненциальные периоды для дипольной составляющей IGRF модели. Производные в середине временного интервала в 110 лет охватываемого IGRF моделью найдены были по центральной разностной схеме с квадратичной точностью, а на краях интервала было использовано дифференцирование вперед и назад соответственно для 1900 и 2010 гг. Вне заданного масштаба рис. 2 специально выведены шесть важных для нашего анализа пар (год, период):

(1900, 22980), (1905, -22980), (1925, -23180) для g_1^1 (8)

и

(1930, -11616), (1940, -29105), (1945, -9683) для h_1^1 . (9)

Вторая и третья пара выражений (8) вместе со второй парой выражений (9) согласуются с наибольшим периодом из табл. 1, что в среднем дает на 6% меньшую оценку проводимости, чем в формуле (7).

Период из первой пары (8) в точности противоположен периоду из второй пары, что подтверждает наш изначальный тезис о существовании мод с простой противоположностью отображения процессов роста с процессами затухания в разложениях (6). Вместе с тем о существовании и не столь простой противоположности свидетельствует первая и третья пары (9), которые, скорее всего, являются нелинейным проявлением гидромагнитного удвоения периода, соответствующего $n = 1$ и $k = 2$ в табл. 1.

Интересно, что если взять выделяющийся кластер периодов осевого диполя между -1000 и -2500 на рис. 2, то для него в среднем получим практически то же значение периода затухания, что было получено в предыдущем разделе при анализе рис. 1. Это свидетельствует о согласованности предлагаемого подхода. В целом в этом разделе мы подтверждаем тезис предыдущего раздела, что дипольная компонента экспоненциально убывает в современную эпоху. Новой является возможность оценки минимального (по модулю) экспоненциального периода затухания, который, прежде всего, интересен для осевого диполя. Анализируя рис. 2, легко заключить, что этот минимальный период составляет 1060 лет (см. пару (1915, -1060)). Отсюда можно оценить то минимальное время, за которое возможно уменьшение осевого диполя на порядок. Это время составляет немногим более 2000 лет, поскольку за эти 1060 лет осевой диполь может уменьшиться не более чем в e раз. Для того, чтобы представить это время как минимально возможное время, отделяющее нас от вероятной инверсии или экскурса, необходимо убедиться не только в затухании диполя, но и в росте или хотя бы относительной устойчивости величины квадруполья. С этой целью в табл. 2 представлены экспоненциальные периоды роста/затухания для квадрупольных составляющих ($n = 2$) наблюдаемого геомагнитного поля $-\nabla U$ из (1) и его источников из разложения (4). Очевидно, что в табл. 2 преобладают растущие (положительные) периоды, поэтому действительно можно ожидать инверсию или экскурс через примерно две ты-

Таблица 2. Квадрупольные IGRF периоды экспоненциального роста/затухания в годах

Коэф. Гаусса	Годы											
	1900	1910	1920	1930	1940	1950	1960	1970	1980	1990	2000	2010
g_2^0	60	104	92	76	49	68	70	74	117	166	165	221
g_2^1	593	1053	2276	1987	4968	2306	-5003	2308	890	1177	-1375	-682
h_2^1	322	107	88	77	89	92	167	401	164	135	109	119
g_2^2	43	44	87	192	559	5253	1223	424	302	-2810	-719	365
h_2^2	-109	-68	-44	-45	-48	-20	-12	-1	8	35	45	47

сячи лет. Однако следует отметить очень грубый характер этой оценки, поскольку уровень ошибок в особенно ранних определениях использованной IGRF модели достигает величин ~ 100 нТ (более детально см. <http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/ig-fhw.html>), что практически сравнимо с величинами некоторых квадрупольных составляющих, приведенных в табл. 2. По этой же причине можно говорить лишь о грубой, или качественной, оценке гармонических источников квадрупольной составляющей наблюдаемого на поверхности геомагнитного поля. Сравнивая значения периодов из табл. 1 со значениями из табл. 2 можно заключить, что эти квадрупольные источники грубо описываются собственными функциями из разложения (4) с $n = 2$, $m = 0, 1, 2$, $k \geq 2$.

5. ВЫВОДЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Основным результатом работы является новая полностью обоснованная физически и математически модель таких гармонических источников в ядре Земли, которые порождают главное геомагнитное поле, наблюдаемое на поверхности Земли. Модель строится на основе собственных функций классической задачи о свободном диффузионном затухании магнитного поля в проводящем шаре, который окружен непроводящей средой. В таблице 1 точно выражены соотношения между диффузионными периодами вплоть до углового числа (определяющего количество пар полюсов на поверхности Земли) $n = 13$ и радиального числа (определяющего сколько раз изменяет знак направление тока при движении от центра Земли к границе ядро-мантия) $k = 13$. Эти соотношения и предположение о чисто диффузионном затухании геомагнитного диполя (в соответствии с рис. 1, построенным по IGRF модели) позволили, по-видимому впервые, оценить с точностью $\sim 13\%$ значение проводимости ядра Земли: $\sigma = 5.5 \times 10^5$ См/м (см. формулу (7)). Главный гармонический источник осевого диполя также, по-видимому, впервые приближенно был описан выше в разделе 3 собственной функцией из разложения (4) с $n = 1$, $m = 0$, $k = 4$. Эти значения чисел задают в качестве гармонического геомагнитного источника объемный кольцевой электрический ток, текущий вокруг оси вращения Земли и четыре раза меняющий свое направление. В разделе 4 обосновывается затухание современного геомагнитного диполя и преимущественный рост квадрупольного, что должно быть характерно для состояния перед инверсией или экскурсом. Для этого обоснования, вероятно впервые в геофизике, вводятся экспоненциальные периоды роста/затухания, которые являются отношением самой величины к ее производной от времени. Введенные экспоненциальные периоды сравниваются с диффузионными периодами из табл. 1 для того, чтобы грубо оценить квадрупольные геомагнитные источники в ядре и минимально

возможное время (> 2120 лет), отделяющее нас от достаточно вероятной (но совсем не обязательно достоверной) инверсии или экскурсии.

Физическая природа преимущественно рассмотренных в этой работе свободно затухающих источников главного геомагнитного поля определяется процессами, которые подавляют это поле в отсутствие механизмов его восстановления. При этом подавление может осуществляться не только за счет магнитной диффузии, но и конвективными потоками, что может приводить к доминированию затухающих мод с периодами, меньшими главных периодов диффузии (например, сравните диполи из табл. 1 и рис. 1). Существенно, что все рассматриваемые выше гармонические источники задают поля такого вида, которые, изменяясь со временем по экспоненте, не изменяют своего пространственного распределения, поскольку они являются собственными функциями. Эта особенность позволила оценить затухающие источники дипольной компоненты геомагнитного поля в этой работе. Исходя из этой идеи, в последующих работах планируется выделить и растущие компоненты, которые полностью определяются процессами генерации. При этом основная сложность заключается в том, что геомагнитные данные преимущественно обрабатывались спектральными методами с использованием лишь гармонических или иногда полиномиальных временных функций, которые существенно отличаются от предлагаемых здесь экспоненциальных зависимостей. Но поскольку эти экспоненциальные зависимости полностью физически обоснованы, то их использование позволит естественное решение многих проблем, связанных с описанием геомагнитного поля.

Наипростейший подбор системы временных функций в системе (6), использованный в этой работе, оправдан лишь при весьма грубых оценках на основе сравнительно кратковременной IGRF модели. Для более детального выявления долговременных геомагнитных источников и оценки распределения проводимости в ядре Земли необходим оптимальный подбор системы (6) и использование функций Бесселя второго рода в аналоге разложения (4) для сферического слоя. При этом следует использовать по-настоящему долговременные модели геомагнитного поля, которые, как минимум, должны охватывать сотни лет [Бондарь и др., 2002], а оптимально (в соответствии с табл. 1) было бы использовать археомагнитные и палеомагнитные [Старченко и др., 2003] модели, охватывающие от десятков тысяч лет и более. С другой стороны, если поставить целью лишь выявление кратковременных геомагнитных источников в глубинных недрах Земли и магнитно-конвективной структуры ядра Земли, то можно в рамках предлагаемой здесь общей методологии разложения по собственным функциям использовать как локальные обсерватор-

ские данные, так и высокоточные спутниковые наблюдения.

Работа поддержана грантами РФФИ № 09-05-00979-а и 11-05-00944-а. Автор также признателен рецензенту за весьма полезные замечания по содержанию и дальнейшему развитию этой работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бондарь Т.Н., Головкин В.П., Яковлева С.В. Пространственно-временная модель вековых вариаций геомагнитного поля в интервале с 1500 по 2000 гг. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 42. № 6. С. 831–837. 2002.
- Гаусс К.Ф. Избранные труды по земному магнетизму. Пер. акад. А.Н. Крылова. М.: 234 с. 1952.
- Желиговский В.А. О генерации магнитного поля движением проводящей среды, имеющим внутренний масштаб / Компьютерный анализ геофизических полей (Вычислительная сейсмология, вып. 23). М.: Наука. С. 161–181. 1990.
- Паркинсон У. Введение в геомагнетизм. Пер. с англ. М.: Мир. 528 с. 1986.
- Симонов И.М. Опыт математической теории земного магнетизма // Учен. зап. Казан. ун-та. Кн. 3. С. 49–68. 1835.
- Старченко С.В., Ботвиновский В.В., Солодовников Г.М. Азимутальные токи в ядре Земли и осевые магнитные гармоники // Геомагнетизм и аэрономия. Т.43. № 1. С. 112–117. 2003.
- Яновский Б.М. Земной магнетизм. Л.: Изд-во ЛГУ. 591 с. 1978.
- Braginsky S.I., Roberts P.H. Equations governing convection in the Earth's core and the geodynamo // Geophys. Astro. Fluid. V. 79. P. 1-9-7. 1995.
- Bullard E.C. Electromagnetic induction in rotating sphere // P.R. Soc. London, A. V. 199. № 1059. P. 413–443. 1949.
- Christensen U.R., Aubert J. Scaling properties of convection-driven dynamos in rotating spherical shells and application to planetary magnetic fields // Geophys. J. Int. V. 166. P. 97–114. 2006.
- Glatzmaier G.A., Roberts P.H. Simulating the geodynamo // Contemp. Phys. V. 38. № 4. P. 269–288. 1997.
- McNish A.G. Physical representations of the geomagnetic field // EOS T. Am. Geophys. Un. V. 21. P. 287–291. 1940.
- Starchenko S.V., Jones C.A. Typical velocities and magnetic field strengths in planetary interiors // Icarus. V. 157. P. 426–435. 2002.
- Stieglitz R., Muller U. Experimental demonstration of a homogeneous two-scale dynamo // Phys. Fluids. V. 13. P. 561–564. 2001.
- Petrelis F., Mordant N., Fauve S. On the magnetic fields generated by experimental dynamos // Geophys. Astro. Fluid. V. 101. P. 289–323. 2007.
- Zidarov D.P., Petrova T. Representation of the earth's magnetic field as a field of a circular loop // C.R. Acad. Bulg. Sci. V. 27. P. 203–206. 1974.
- Yukutake T. Free decay of non-dipole components of the geomagnetic field // Phys. Earth Planet. In. V. 1. № 2. P. 93–96. 1968.