

ЭВОЛЮЦИЯ КРУПНОМАСШТАБНОГО ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗА ПОСЛЕДНИЕ 12 ТЫСЯЧ ЛЕТ

© 2020 г. М. Ю. Решетняк^{1, 2, *}

¹Институт физики Земли РАН им. О.Ю. Шмидта (ИФЗ РАН),
г. Москва, Россия

²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия

*e-mail: m.reshetnyak@gmail.com

Поступила в редакцию 17.06.2019 г.

После доработки 08.07.2019 г.

Принята к публикации 26.09.2019 г.

С использованием моделей геомагнитного поля ERDA и IGRF-12, исследовано поведение крупномасштабного магнитного поля Земли. Изучен вопрос, насколько необычно поведение современного поля с точки зрения появления новой инверсии. Приведены оценки изменения энергии потенциального магнитного поля на поверхности Земли и жидкого ядра, а также джоулевой диссипации в жидком ядре за 12 тыс. лет. Обе величины резко возрастают для современного поля, что связано с повышением разрешающей способности наблюдений. Рассмотрены различные методы описания инверсий геомагнитного поля. Показано, что оценка длительности инверсии может зависеть от используемого метода. Продемонстрировано, насколько ошибочным может быть предсказание инверсий, основанное на коротких временных рядах, в частности, за последнее столетие.

DOI: 10.31857/S0016794020010113

1. ВВЕДЕНИЕ

Геомагнитное поле генерируется процессами динамо в жидком ядре Земли. Его пространственно-временной спектр крайне широк [Valet, 2003]. Степень изученности поля существенно меняется при переходе от современного поля к более древним временам, для которых точность измерений падает. Последнее вызывает сложности при сравнении моделей, охватывающих различные интервалы времени, а также при попытке экстраполяции поведения геомагнитного поля в будущее. В частности, возникает дилемма: что лучше: делать прогноз на основе короткого, но точного ряда, например, по модели IGRF-12 [Thébault et al., 2015], покрывающей по продолжительности порядка 0.01 характерного времени вариаций геомагнитного диполя, в том числе и инверсий (10^4 лет) [Gubbins and Herrero-Bervera, 2007], либо попытаться найти те характеристики поля, которые известны на более длинных временах? Несмотря на кажущуюся очевидность ответа на этот вопрос, состоящего в том, что характерное время прогноза должно быть хоть как-то соизмеримым с длительностью используемых временных рядов наблюдений, число работ о начале инверсии геомагнитного поля, основанных на данных по современному полю, растет с каждым днем,

см. подробнее в работах [Gubbins, Jones, Finlay, 2006; Constable and Korte, 2006; Laj and Kissel, 2015; Poletti et al, 2018]. Для ответа на этот вопрос далее мы рассмотрим ряд моделей геомагнитного поля, описывающие его эволюцию и пространственную структуру.

Напомним некоторые положения геодинамо, определяющие черты моделей геомагнитного поля. Источники генерации поля отделены от наблюдателя на поверхности Земли слабо проводящим слоем мантии. Это обстоятельство позволяет считать магнитное поле \mathbf{V} внутри мантии на временах больших 10 лет потенциальным $\mathbf{V} = -\nabla U$, где U – скалярный потенциал, удовлетворяющий уравнению Лапласа $\Delta U = 0$. Решение уравнения Лапласа в сферической системе координат представимо в виде степенных рядов по сферическим функциям и степеням радиальной координаты. Степенное разложение легло в основу спектрального описания геомагнитного поля по палеомагнитным [Kono and Tanaka, 1995; Shao et al. 1999], археомагнитным [Korte et al., 2011] данным, обсерваторским и спутниковым наблюдениям [Thébault et al., 2015]. Спектральный метод удобен для анализа поля. В зависимости от возраста используемых наблюдений, пространственное разрешение моделей варьируется от $l = 13$ (порядок сферической гармоники), для совре-

менного поля в моделях IGRF-12, что полностью покрывает значимую часть магнитного поля, проникающего из ядра Земли на поверхность, до моделей с $l = 1-2$ для палеомагнитных данных.

Ниже мы рассмотрим модели IGRF-12 и ERDA, покрывающие последние 12 тыс. лет и позволяющие оценить, насколько поведение геомагнитного поля является нетипичным для последнего столетия. Археомагнитная модель ERDA (cals10k1b) [Korte et al., 2011], хорошо известная среди палеомагнитологов, представляет собой сплайн-аппроксимацию по времени коэффициентов Гаусса в разложении по сферическим функциям, и крайне удобна, как для описания поведения геомагнитного поля, так и для сравнения с моделями геодинамо, основанных, как правило также, на разложении по сферическим функциям. Данные по современному полю взяты из модели IGRF-12, также основанную на сплайнах коэффициентов Гаусса. Использование моделей ERDA и IGRF-12 позволяет внести некоторую ясность в изучение вопроса, привлечшего в последнее время большое внимание, а именно, быстрого убывания геомагнитного диполя и возможного наступления геомагнитной инверсии, т.е. смены полярности диполя [Gubbins et al., 2006]. В работе показано, как предсказания инверсий зависят от используемых методов, и насколько прогнозы инверсий в прошлом отличались от современных.

2. ЭВОЛЮЦИЯ ПОЛЯ

Для синтеза геомагнитного поля за последние 12 тыс. лет использованы модель ERDA (cals10k1b) на интервале от 10 тыс. до нашей эры и до 1910 г и модель IGRF-12 с 1915 г. до 2015 г. Последняя точка по времени за 2018 г. взята из модели World Magnetic Model (WMM) [Chulliat et al., 2015]. В указанных моделях содержится затабулированный набор коэффициентов Гаусса (g_l^m, h_l^m) с шагом по времени 40 и 5 лет, соответственно. Коэффициенты Гаусса задают скалярный потенциал [Паркинсон, 1986]:

$$U = \sum_{l=1}^{l_0} \frac{a^{l+2}}{r^{l+1}} \sum_{m=0}^l (g_l^m \cos m\varphi + h_l^m \sin m\varphi) \times P_l^m(\cos \theta), \quad (1)$$

где (r, θ, φ) – сферические координаты, P_l^m – присоединенные полиномы Лежандра, коэффициенты Гаусса (g_l^m, h_l^m) рассчитаны на поверхности Земли $r = a$, $a = 6381$ км, l_0 – максимальный номер гармоники. Потенциал U однозначно задает вектор магнитного поля \mathbf{V} . Использование бисплайн-аппроксимации по времени [Де Бор, 1985]

позволяет рассчитать магнитное поле в произвольный момент времени.

Наиболее надежная информация о геомагнитном поле относится к поведению магнитного диполя. Напряженность диполя пропорциональна

$F_d = \sqrt{(g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}$. За рассматриваемый интервал времени напряженность диполя менялась более, чем в два раза рис. 1а. В настоящее время наблюдается уменьшение напряженности диполя, сравнимое по скорости с наблюдавшимся 11 тыс. лет назад. Вариации диполя с периодом порядка 10 тыс. лет иногда называют основным периодом геодинамо. Понятие периода весьма условно: его величина меняется в диапазоне 8–11 тыс. лет. и не является наиболее энергоемким по сравнению с другими колебаниями [Ziegler and Constable, 2015].

Квадруполь $F_q = \sqrt{(g_2^0)^2 + (g_2^1)^2 + (h_2^1)^2 + (g_2^2)^2 + (h_2^2)^2}$ имеет меньшее характерное время (рис. 1б). Согласно оценкам в [Christensen and Tilgner, 2004] по модели gufm (1840–1990 гг.), характерное время вариации квадруполя $l = 2$ составляет $\tau_l \sim 535/l = 270$ лет. Удлинение временного ряда с учетом модели ERDA приводит к появлению вариация с большим характерным периодом, (рис. 1б), сравнимым с периодом F_d .

Горизонтальная компонента диполя $F_d^\perp = \sqrt{(g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}$ (рис. 1б) имеет характерный масштаб времени близкий к τ_2 без заметной длинновременной компоненты, как у F_q . Пространственный масштаб поля зависит лишь от нижнего индекса l в (g_l^m, h_l^m) , поэтому уменьшение характерного времени для F_d^\perp нельзя связать с увеличением m . Этот факт хорошо известен в геомагнетизме: характерное время западного дрейфа (10^3 л) [Gubbins and Herrero-Bervera, 2007], связанного с дрейфом неосесимметричного магнитного поля, на порядок меньше периода колебаний осесимметричного диполя 10^4 лет. Обе величины, F_q и F_d^\perp , растут в настоящее время. На рассматриваемом интервале времени их текущие значения сопоставимы со значениями в прошлом.

Интересной особенностью геодинамо является превышение энергии магнитного поля над энергией кинетических движений в ядре во вращающейся системе отсчета, связанной с мантией [Решетняк и Соколов, 2003], на три порядка. В отличие от медленно вращающихся объектов, таких как наша Галактика или Солнце, в которых установился режим равномерного распределения между магнитной и кинетической энергиями [Вайнштейн и др., 1980], в планетарном динамо, где

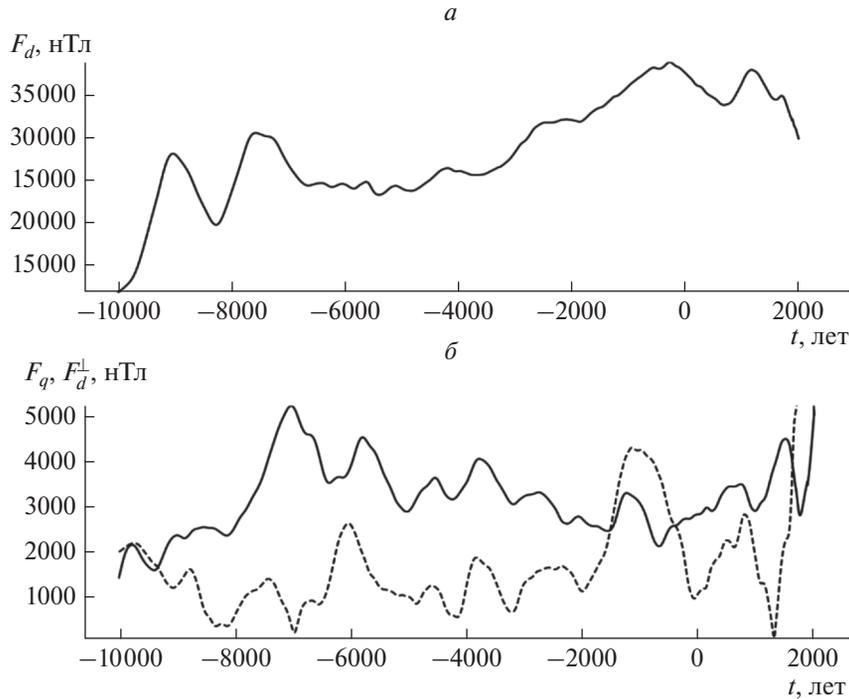


Рис. 1. (а) напряженность магнитного диполя F_d ; (б) квадруполь F_q (сплошная линия) и горизонтального диполя F_d^\perp (пунктирная линия).

числа Россби много меньше единицы, происходит накопление магнитной энергии, превосходящей кинетическую на несколько порядков. Это, в свою очередь, накладывает ограничения на закон сохранения полной энергии, включающей кинетическую и тепловую. Для земного динамо колебания осесимметричного диполя g_1^0 , существенно превосходящего значения остальных гармоник, приводят к большим флуктуациям магнитной энергии.

Для выполнения общего закона сохранения энергии флуктуацию g_1^0 необходимо чем-то скомпенсировать. Есть два пути: перераспределить магнитную энергию по спектру, т.е. передать ее более высоким гармоникам, и второй вариант — совершить работу силой Лоренца. Сделать последнее на больших масштабах нельзя, поскольку как уже упоминалось выше, магнитная энергия намного больше кинетической энергии, и у нас нет свидетельств того, что это свойство нарушалось. Другими словами, мы отбрасываем катастрофические сценарии развития и исходим из того, что возможность резких скачков кинетической энергии на несколько порядков исключаются из рассмотрения. Следует также отметить, что невозможность прямой конвертации магнитной энергии в энергию движений связано с бессильным строением магнитного поля, когда большое по амплитуде магнитное поле коллинеарно про-

текающему в жидкости электрическому току, в результате чего сила Лоренца остается сравнительно небольшой. Учитывая выше сказанное, заключаем, что флуктуации g_1^0 компенсируются как перераспределением энергии по спектру (на больших масштабах), так и работой силы Лоренца (преимущественно на малых масштабах). Поскольку с уменьшением масштаба локальное число Россби увеличивается, магнитное поле и электрический ток перестают быть коллинеарными, и, соответственно, роль силы Лоренца в передаче энергии от магнитного поля к течению жидкости растет.

Движение диполя в экваториальной плоскости описывается диаграммой (g_l^m, h_l^m) (рис. 2). Амплитуда экваториального диполя в настоящее время больше своего типичного значения в прошлом. В районе 1330 г наблюдалась инверсия экваториального диполя, т.е. обе компоненты g_1^1, h_1^1 поменяли свой знак (событие помечено треугольником на диаграмме). Осесимметричный же диполь g_1^0 в этот момент достиг своего максимума: его значение было с точностью до нескольких процентов максимальным за весь рассматриваемый интервал времени. Инверсии экваториального диполя происходили и ранее, но после инверсии амплитуда экваториального диполя была

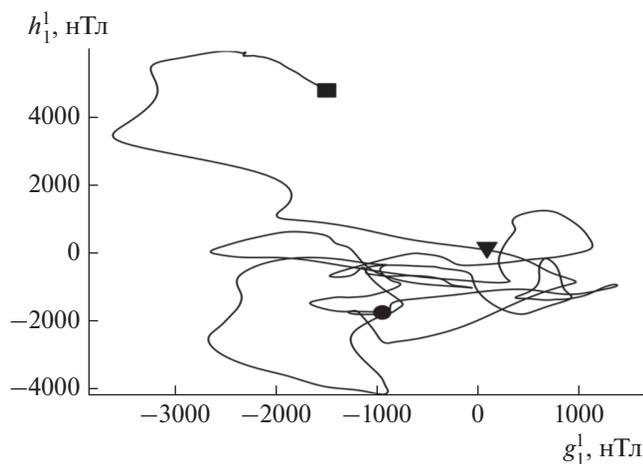


Рис. 2. Диаграмма (g_1^1, h_1^1) . Начало временного ряда соответствует кружочку, $t = 1330$ г. – треугольнику, современное поле – квадратику.

суущественно меньше, чем за последние несколько сот лет.

Традиционно под инверсией магнитного поля понимают смену знака g_1^0 . Однако есть указания, что этим дело не ограничивается, и происходит смена знака и экваториального диполя [Clement and Kent, 1985; Shao et al., 1999]. Поскольку сила Лоренца квадратична по магнитному полю, это означает, что система стремится вернуться в состояние с той же силой Лоренца, что и до инверсии. Имеющейся точности наблюдений недостаточно, чтобы с уверенностью сказать, которая из инверсий происходит раньше: осесимметричного или экваториального диполей. Наличие большого числа инверсий экваториального диполя без инверсии g_1^0 не противоречит точке зрения, что при полной инверсии должны поменять знак все три компоненты диполя.

По ряду причин, в палеомагнитологии инверсии иногда описывают не через g_1^0 , а на языке угла отклонения θ диполя от оси вращения. Одной из причин такого предпочтения является большая погрешность абсолютной напряженности магнитного поля (или иногда даже полное отсутствие информации о ней). В этом случае использование угловых характеристик поля, оперирующих с относительной напряженностью (т.е. значениями поля, нормированными на какое-то значение) оказывается крайне полезным. По-прежнему, инверсия определяется сменой знака g_1^0 , но динамика процесса в терминах угла отклонения магнитного диполя относительно вертикальной оси

$$\theta = \frac{180^\circ}{\pi} \arccos\left(\frac{g_1^0}{F_d}\right)$$

может уже сильно отличаться от поведения g_1^0 во времени. Так, например, если все три компоненты диполя имеют одну и ту же зависимость по времени, то θ не будет зависеть от времени вплоть до смены знака g_1^0 . Возможны и более сложные сценарии, наблюдаемые при сравнении рис. 1 и рис. 3, на последнем из которых представлена эволюция θ . Если уменьшение амплитуды диполя за последнее столетие иногда интерпретируют как надвигающуюся инверсию, то поведение θ демонстрирует после 2000 г движение магнитного диполя к географическому полюсу, т.е. обратный процесс. Очевидно, что для уверенного заключения о надвигающейся инверсии требуется информация о g_1^0 . В случае отсутствия таковой следует хотя бы дать определение, что понимается под инверсией в терминах θ : например, отклонение за пределы $\theta > 20^\circ-30^\circ$.

Описание инверсий в различных терминах может являться источником большого разброса в оценках длительности инверсий магнитного поля, колеблющихся в диапазоне от нескольких тысяч лет, до ста лет [Jacobs, 1994; Sagnotti et al.,

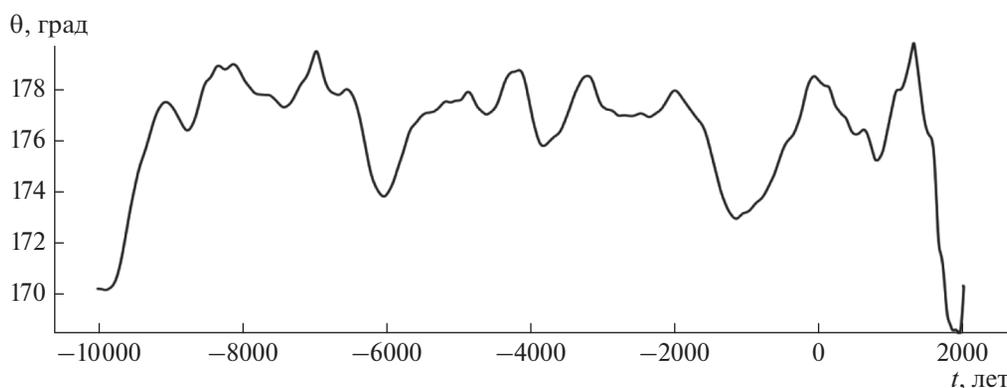


Рис. 3. Эволюция широты ϑ магнитного диполя.

2014]. Если первая оценка по порядку величины сопоставима с характерными временами эволюции крупномасштабного магнитного поля в жидком ядре и временем затухания магнитного поля в твердом ядре Земли, то вторая оценка, как правило, вызывает большие сомнения у специалистов по теории динамо. В случае, когда продолжительность инверсии оценивается по θ , а зависимости по времени всех трех компонент магнитного диполя близки, продолжительность инверсии может существенно сократиться. Фактически, ее продолжительность будет определяться длительностью интервала времени, в течение которого амплитуда диполя будет оставаться сравнимой с амплитудой недипольного поля. В этом интервале времени при имеющейся точности наблюдений детальное поведение диполя воспроизвести нельзя. Компоненты диполя перестают коррелировать между собой в силу увеличившейся ошибки измерения, и θ начинает быстро меняться во времени.

Не исключена вероятность, что ненадежные оценки напряженности магнитного диполя во время инверсий являются причиной появления различных сценариев инверсий [Петрова и др., 1992]. Согласно одному сценарию, инверсии происходят с последовательным уменьшением амплитуды g_1^0 , сменой его знака, и дальнейшим восстановлением амплитуды. Согласно другому, во время инверсии происходит переворот диполя при сравнительно неизменной его напряженности. Это, в свою очередь означает, что при уменьшении $|g_1^0|$ происходит увеличение F_d^\perp . Если учесть тот факт, что экваториальный диполь имеет меньшее характерное время, то второй сценарий дает меньшую продолжительность инверсии. К таким соображениям следует относиться, конечно же, с осторожностью, поскольку относительная точность измерения экваториального диполя в прошлом намного меньше, чем для осесимметричного диполя. Последнее следует из того, что $F_d \gg F_d^\perp$.

Определение инверсии не исчерпывается рассмотренными выше двумя вариантами, а именно, эволюцией g_1^0 и θ . С точки зрения наблюдателя, ничего не знающего о мультипольном разложении магнитного поля, инверсию можно описывать, следя за перемещением магнитных полюсов, т.е. точек, в которых тангенциальное магнитное поле равно нулю, а на практике — равно минимальному значению в полушарии. Такое описание, вообще говоря, может дать не один магнитный полюс в полусфере, особенно, во время инверсии, когда поле перестает быть дипольным. С другой стороны, сам метод существенно проще, и по факту требуется лишь информация о

траектории минимумов абсолютных значений напряженности тангенциального магнитного поля в каждой из полусфер. Точность метода может оказаться вполне удовлетворительной, пока полюса находятся в высоких широтах. При таком анализе положение южного и северного магнитных полюсов уже не обязательно быть симметричным относительно центра Земли, как это было выше при разложении по мультиполям.

Эволюция широты $\vartheta = 90 - \theta$ магнитных полюсов приведена на рис. 4. Отметим две особенности. Во-первых, движение магнитных полюсов за последние сто лет мало отличается от их движения в прошлом. Во-вторых, южный и северный магнитные полюса ведут себя по-разному: флуктуации широты северного магнитного полюса в течение всего времени меньше, чем для южного. Следует иметь в виду, что при подсчете сфера разбивалась на широтные пояса с шагом в 5° и находилось ϑ , для которого тангенциальное поле минимально. В связи с этим, совпадение магнитного полюса с географическим, наблюдаемое для северного полушария за исключением небольших всплесков, отражает точность используемых данных. Для ответа на вопрос является ли вторая особенность статистически значимой, выясним для каких еще характеристик магнитного поля, связанных с нахождением магнитных полюсов, нарушается симметрия относительно экватора. Анализ показывает, что на всем интервале времени максимальные значения напряженности магнитного поля по полушариям, составляющие порядка 6×10^4 нТл, с точностью до 30% совпадают. Минимальные значения напряженности 2.5×10^4 нТл демонстрируют еще большее совпадение. Максимальные значения тангенциального магнитного поля 3×10^4 нТл также близки. А вот минимальные значения тангенциального поля, собственно, и определяющие движение полюсов, существенно отличаются между собой. Для северного полушария это значение меньше 100 нТл, а для южного — порядка 500 нТл. Разрешение полей с такой амплитудой эквивалентно относительной точности порядка одного процента и менее, что несопоставимо с точностью археомагнитных данных. Суммируя, имеем, что данный метод определения траекторий движения магнитных полюсов, требующий большого числа измерений, уступает по точности двум другим, изложенным выше.

3. СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА

Коэффициенты Гаусса задают так называемый спектр Мауэрсбергера [Mauersberger, 1956]. Запишем его в размерном виде так, чтобы спектральные коэффициенты имели размерность плотности магнитной энергии Дж/м³

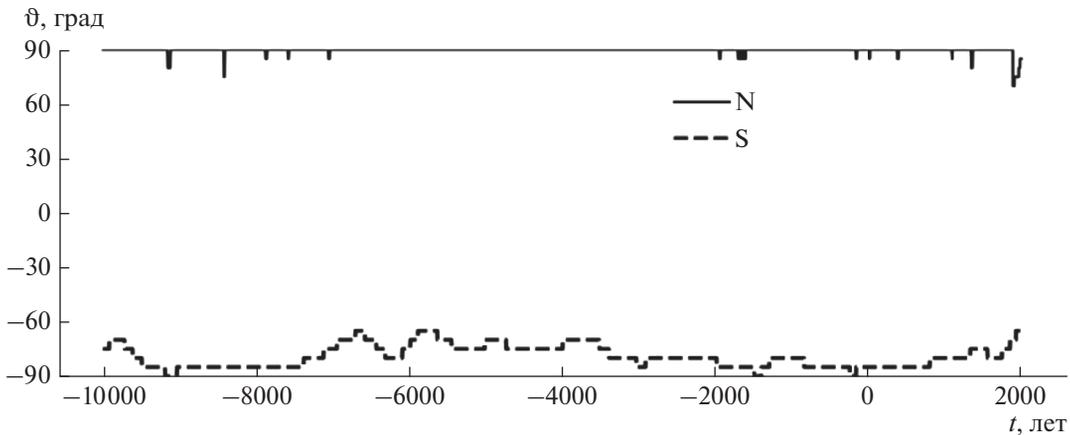


Рис. 4. Зависимость от времени широты ϑ точек, в которых напряженность тангенциального магнитного поля минимальна в северном (N) и южном (S) полушариях.

$$S_l = \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right) = \frac{1}{2\mu_0} \left(\frac{a}{r} \right)^{2(l+2)} (l+1) \times \sum_{m=0}^l \left((g_l^m)^2 + (h_l^m)^2 \right), \quad 1 \leq l \leq l_0, \quad (2)$$

где $\mu_0 = 1.25663706 \text{ Н/А}^{-2}$ – магнитная постоянная, а (g, h) измерены в единицах B , Тл. На границе $l = l_0$ ($l_0 = 13$) спектр претерпевает излом [Loves, 1974]. Моды с $l < l_0$ относятся к источникам на границе ядро-мантия. Высокочастотная часть спектра – к намагниченным породам в земной коре. Спектр (2) может быть экстраполирован к границе ядро-мантии $r = r_c$, $r_c = 3480$ км, где энергия поля возрастает на два порядка, преимущественно за счет высоких мод. На поверхности жидкого ядра плотность магнитной энергии для современного поля имеет зависимость [Loves, 1974]:

$$S_l = 0.006e^{-0.1l}, \quad l > 1. \quad (3)$$

Спектр S_l между инверсиями имеет максимум при $l = 1$ (дипольная конфигурация геомагнитного поля).

Плотность энергии потенциального поля E равна сумме S_l по всем l . Поведение энергии E^s (рис. 5а) на поверхности Земли определяется магнитным диполем (рис. 1а) демонстрируя возрастание на интервале времени $(-10, 0)$ тыс. лет и некоторое уменьшение – в течение последних двух тысячелетий. Энергия же поля на поверхности жидкого ядра E^c указывает на аналогичный рост для первого интервала времени, стабилизацию – для второго интервала, а также резкое увеличение энергии за последнее столетие (рис. 5б) Последний рост энергии сопровождался высокочастотными колебаниями. Такое поведение связано с изменением точности наблюдений, которые с

уменьшением возраста становятся менее сглаженными, как по времени, так и по пространству.

Симметрия магнитного поля относительно экватора определяется четностью значения $l - m$. Для антисимметричных (а) мод $l - m$ нечетно, а для симметричных (s) – четно. Пользуясь этой терминологией, разложим E^c на две составляющие: $E^c = E_a^c + E_s^c$, исключив из рассмотрения диполь $l = 1$, существенно превосходящий по амплитуде другие моды, и введем параметр пространственной четности:

$$\rho = \frac{E_s^c - E_a^c}{E_s^c + E_a^c}. \quad (4)$$

В случае преобладания симметричной компоненты ρ стремится к +1, антисимметричной – к -1. Поведение ρ представлено на рис. 5б. Первые 11 тыс. лет ρ был положителен. Далее наблюдалась кратковременная смена знака ρ . В настоящее время значение ρ близко к нулю. Возможно, что это явление связано с увеличением точности наблюдательных данных и отражает тот факт, что для высоких мод, разрешенных в IGRF-12, значения E_a^c и E_s^c близки между собой. Подробнее с вопросами симметрии магнитного поля можно ознакомиться в работах [Coe and Glatzmaier, 2006; Hulot, Bouligand, 2005].

Интересно сравнить плотность магнитной энергии с плотностью кинетической энергии течений в ядре. Оценка по скорости западного дрейфа на поверхности ядра $V_{wd} = 0.2^\circ/\text{год} = 4 \times 10^{-4} \text{ м/с}$ дает плотность кинетической энергии $E_k = \rho V^2/2 = 7 \times 10^{-4} \text{ Дж/м}^3$, значение же плотности магнитной энергии диполя для современного поля $S_1 = 2.6 \times 10^{-2} \text{ Дж/м}^3$ в 35 раз больше. Превышение плотности магнитной энергии над кинетической

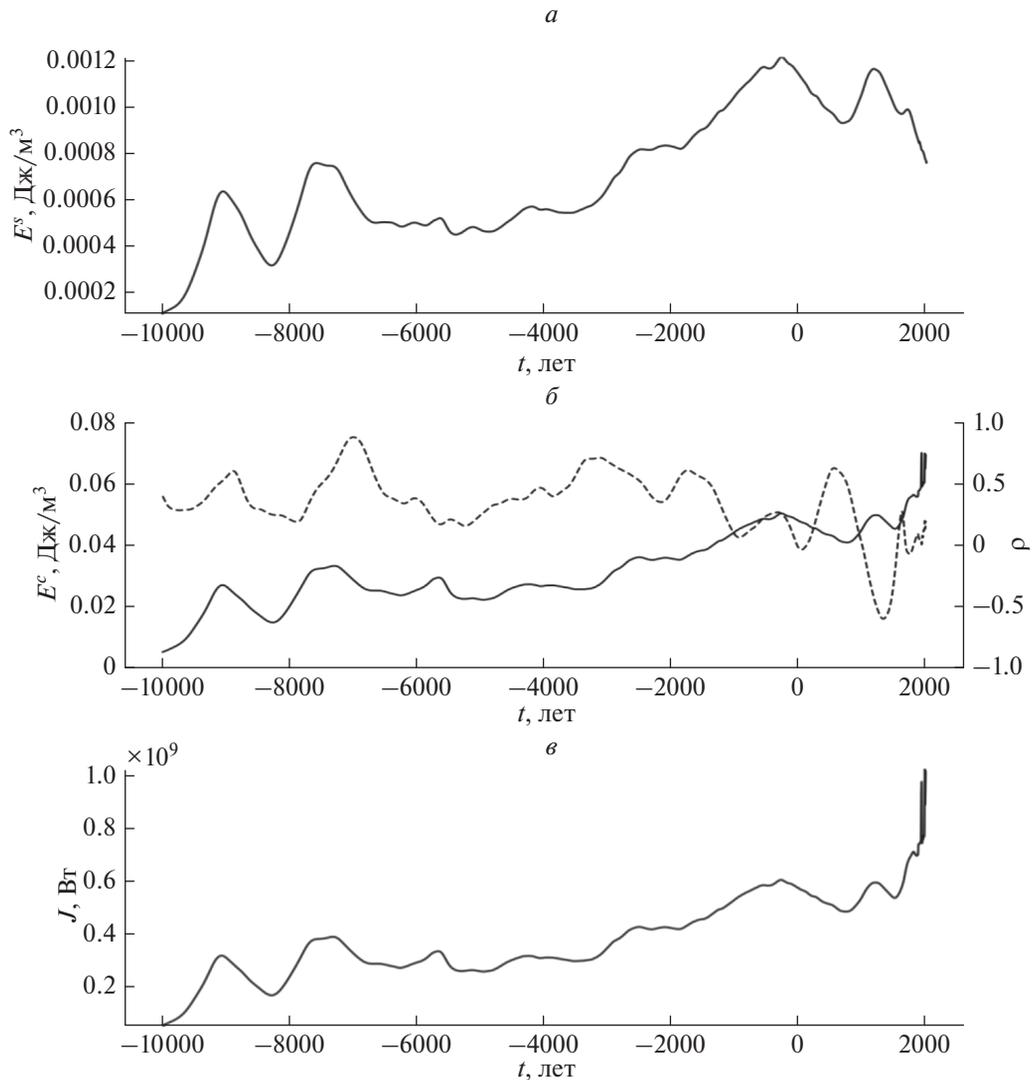


Рис. 5. Эволюция энергии потенциального магнитного поля: на поверхности Земли (а); на границе ядро-мантия (сплошная линия), параметр пространственной четности ρ – пунктир, (б); эволюция минимальной джоулевой энергии диссипации J (в).

тической в системе отсчета, связанной с поверхностью Земли, связано с быстрым суточным вращением. Далее мы увидим, что это отношение может быть еще больше. Также обратим внимание, что на поверхности ядра вклад диполя в общую энергию невелик: $S_1 \sim 0.44E^c$. Поскольку магнитное число Рейнольдса $R_m = 10^3$ в жидком ядре велико, и, следовательно, число возбуждаемых мод превышает число доступных наблюдений $l_0 = 13$, относительный вклад диполя в E_a^c должен быть еще меньше.

Существуют и более фундаментальные причины, приводящие к изменению E_a^c при переходе от модели ERDA к IGRF-12. Для вычисления коэффициентов Гаусса в модели ERDA используется

гипотеза о минимальной джоулевой диссипации на границе ядро-мантия [Gubbins, 1975]. Для модели же IGRF-12, точность используемых данных в которой выше, данная гипотеза не используется. Учет априорной информации о магнитном поле на поверхности жидкого ядра позволяет подавить возрастание ошибок в высокочастотной части спектра при вычислении коэффициентов Гаусса по наблюдениям. Идея Габбинса состояла в том, что режим минимальной диссипации возникает тогда, когда решение представимо в виде суперпозиции свободных мод затухания. Это предположение основано на близости периода вариаций магнитного диполя к характерному времени затухания магнитного поля в жидком ядре Земли 10 тыс. лет. Эта точка зрения хотя и весьма дискуссионная, поскольку магнитное число

Рейнольдса в жидком ядре велико, но в тоже время, данное приближение нашло отражение в маломодовых моделях геодинamo [Собко и др., 2012], отражающих некоторые черты геомагнитного поля. Амплитуды мод затухания в модели ERDA вычисляются из условия непрерывности магнитного поля на поверхности ядра. Подсчет квадрата тока дает требуемую оценку минимальной энергии диссипации, которая используется в штрафной функции при минимизации функционала. При сшивке потенциального поля с решением в жидком ядре на границе ядро–мантия в модели ERDA использованы порядковые оценки, основанные на асимптотиках сферических функций Бесселя, входящих в свободные моды затухания [Gubbins, 1975]. В результате получено следующее выражение для спектра омической диссипации:

$$q_l = 2\eta r_c \frac{(2l+1)(2l+3)}{l} S_l, \quad (5)$$

где η – коэффициент магнитной диффузии. Более последовательный анализ [Roberts et al., 2003], учитывающий точную форму свободных мод для полоидального поля [Моффат, 1980], приводит к:

$$q_l = \pi\eta r_c \frac{\alpha_{l-1}^4}{l(2l+1)} S_l, \quad (6)$$

где α_l – минимальный положительный корень сферической функции Бесселя $J_l(\alpha)$. Именно эту оценку мы и будем использовать далее. Полная омическая диссипация $J = \sum_{l=1}^{l_0} q_l$, вычисленная по формуле (6), превосходит оценку по (5) в 50 раз. Формы же эволюционных кривых подобны. Поскольку оценки (5) и (6) различаются лишь численным множителем, а их отношение не зависит от времени, мы вправе использовать оценку (6) далее, хотя при построении самой модели ERDA использовалась оценка (5).

На рисунке 5в представлена эволюция J по формуле (6). Если исключить небольшие вариации J , то для модели ERDA омическая диссипация за 12 тыс. лет возрастает в 5 раз. Рост J может отражать как объективное изменение режима генерации магнитного поля в жидком ядре Земли, так и быть связанным с увеличением точности данных, их количества, т.е. разрешением модели. Скорее всего, увеличение количества используемых сферических функций l_0 в (1–2) и приводит в модели IGRF-12 к появлению резкого скачка J .

Максимальные значения $J \sim 1$ МВт, относящиеся на современное поле, относятся к полоидальному магнитному полю, проникающему на поверхность Земли и дающему вклад в коэффициенты Гаусса. Эта оценка может быть существенно увеличена за счет трех факторов. Во-первых, современные модели динамо регистрируют

слабое убывание спектра магнитного поля и кинетической энергии в жидком ядре [Christensen et al., 1999; Roberts et al., 2003]. Другими словами, длина спектра магнитной энергии может существенно превосходить l_0 , выбор которого обусловлен как количеством наблюдательных данных, так и распределением источников магнитного поля в земной коре. Во-вторых, учет вклада полоидального магнитного поля, не проникающего на поверхность, также увеличит J . Как показывают трехмерные вычисления, часть полоидального магнитного поля имеет замкнутые силовые линии внутри жидкого ядра и не проникает на поверхность. И наконец, в-третьих, это тороидальное магнитное поле, которое полностью невидимо для наблюдателя. В результате, оценки омической диссипации могут достигать 1–2 ТВт [Roberts et al., 2003]. Суммируя, имеем, что оценка (6) дает лишь очень приближенное представление об эволюции магнитного поля в ядре.

Если в ранних работах по архео- и палеомагнетизму [Петрова и др., 1992] и линеаризованной теории геодинamo [Брагинский, 1967], делался упор на обоснование периодических вариаций магнитного поля, то в дальнейшем, с увеличением наблюдений и появлением новых спектральных методов, см. например, результаты вейвлет-анализа в работе [Бураков и др., 1998], стали склоняться к квазипериодической природе вариаций. Фактически, чем длиннее становились временные ряды, тем больше появлялось указаний на то, что вариации имеют релаксационную природу, а их характерное время (квазипериод) оказывался одного порядка с продолжительностью существования вариаций: то, что ранее считалось периодом вариации, стало рассматриваться как корреляционное время процесса. Подобная точка зрения, поддерживаемая большим количеством наблюдаемых квазипериодов геомагнитного поля [Петрова и др., 1992], не вызывает возражений и у специалистов динамо, явно наблюдающих непрерывный спектр кинетической и магнитной энергий [Christensen et al., 1999]. Как и следовало ожидать из представлений о турбулентной природе конвекции в жидком ядре Земли, вариации на разных масштабах являются статистически независимыми процессами [Christensen and Tilgner, 2004; Hulot and Le Mouél, 1994]. Важную роль в этом направлении сыграли новые статистические методы, позволяющие синтезировать наблюдения [Хохлов, 2012].

Соображения о случайной природе вариаций геомагнитного поля в равной степени относятся и к поведению диполя на больших временах, и в частности, к распределению инверсий геомагнитного поля [Jacobs, 1994; Valet, 2003]. Если бы пространственный спектр магнитного поля был “чисто” турбулентным, т.е. самоподобным, со степенной зависимостью, то магнитный диполь

менял бы знак во времени по случайному закону, одним из параметров которого было бы время корреляции, по порядку величины равное времени оборота конвективного вихря на масштабе $l = 1$. Но эта точка зрения противоречит наблюдениям. Во-первых, как следует из рис. 1, амплитуда диполя на поверхности Земли превышает амплитуду квадруполь в 7–10 раз. На поверхности ядра это соответствует отношению 4–5, в то время как согласно (3), начиная с $l = 2$, убывание для магнитного поля составляет 5% с увеличением l на единицу. Это означает, что диполь не укладывается в типичное представление о турбулентности. Логичнее его сопоставить со средним полем, которое описывается теорией средних полей [Краузе и Рэдлер, 1984]. Более того, экспоненциальная зависимость (3) для $1 < l < l_0$ больше напоминает затухающую турбулентность вблизи твердой границы ядро-мантия, чем развитую в основном объеме жидкого ядра, где должны наблюдаться степенные зависимости [Фрик, 2010]. Скорее всего, мелкомасштабные поля являются триггером, выводя диполь из равновесного положения вблизи географических полюсов [Reshetnyak and Hejda, 2013]. Время релаксации такой флуктуации, т.е. продолжительность инверсии, много меньше времени между самими инверсиями.

Помимо обмена энергиями между модами, при описании инверсий необходимо учитывать влияние вращения. Вращение можно рассматривать как внешнее поле, приводящее к появлению аттракторов для магнитных полюсов, положение которых совпадает с положением географических полюсов [Reshetnyak and Hejda, 2013]. Чем выше скорость суточного вращения, тем реже происходят инверсии, но на случайную природу инверсий вращение не оказывает влияния. Все, что может сделать вращение — это прекратить инверсии, или сделать их более частыми, т.е. изменить статистический закон распределения, увеличить время корреляции между соседними инверсиями. Один из наиболее простых законов распределения инверсий во времени — это фрактальный [Anufriev and Sokoloff, 1994]. Тот факт, что вращение является еще и необходимым условием существования дипольного поля, делает задачу геодинамо еще более интересной. В этой связи очевидно, что предсказание инверсий во времени оказывается невозможным. Появление новой инверсии в ближайшее время, конечно же возможно, тем более что последняя инверсия была 780 тыс. лет назад [Gradstein et al., 2012], что по порядку величины совпадает с интервалом времени между последними инверсиями. Но значимость такого предсказания будет низка. Покажем это на примере рассмотренных выше данных.

Зададимся вопросом, что даст линейная экстраполяция для предсказания инверсии. Оценим

время τ_1 , через которое должна произойти смена знака убывающей по модулю функции f как $-f/f'$, где f' — производная по времени. Зная функцию f , вычислим суммарную продолжительность интервалов времени τ_2 , в течение которых инверсия должна произойти не позднее, чем через время τ_1 . Для функции g_1^0 (или, что практически то же самое, для F_d) имеет место следующая аппроксимация на интервале $1.1 \times 10^3 < \tau_1 < 10^4$:

$\tau_2 = -2.97 \times 10^{-5} \tau_1^2 + 0.69 \tau_1 - 603$, где τ_1 и τ_2 измеряются в годах. Рассчитаем по этой формуле τ_2 , для которого линейная экстраполяция предсказывает инверсию не позднее полупериода вариации диполя, взяв $\tau_1 = 4500$ лет. Оценка дает $\tau_2 = 2500$ лет, т.е., более половины времени, в течение которого поле убывало (более четверти периода). Поскольку мы ранее указывали, что скорость современного убывания поля наблюдалась 11 тыс. лет назад, оценим τ_2 для $\tau_1 = 5500$ лет. Это составляет 3200 лет. Другими словами, за последние 12 тыс. лет в течение 3200 лет линейная экстраполяция предсказывает появление инверсии не позднее, чем через 5500 лет. Обратим внимание, что вклад в τ_2 не соответствует какому-то определенному промежутку времени, например, последним тысячелетиям, а складывается из разных интервалов времени. Но одно то, что τ_2 сравним с четвертью периода основного цикла, уже указывает на то, что современное изменение напряженности магнитного диполя не является чем-то необычным в истории геомагнитного поля.

Рассмотрим вероятность появления инверсии на малых временах. Указаний на то, что инверсия может возникнуть раньше, чем через $\tau_1 = 1100$ лет на рассмотренном интервале нет: $\tau_2 = 0$. Для $\tau_1 = 1100$ лет такое наблюдалось в 1925–1930 гг. Для $\tau_1 = 1500$ лет имеем $\tau_2 = 120$ лет. В эту оценку внесен вклад в равной степени из двух периодов времени: из (–8675, –8610) гг. и из XX-ого в. Для $\tau_1 = 2000$ лет $\tau_2 = 620$ лет. Вклад приходится из (–8750, –8360), (–5540, –5525) гг. и некоторых периодов, начиная с 1785 г. Учитывая длительность этих трех интервалов времени, делаем вывод, что вероятность инверсии в течение 2 тыс. лет в настоящее время стала меньше. Этот простой анализ демонстрирует, как опасно применять линейную экстраполяцию для прогноза инверсий, основываясь на коротких временных рядах, в частности, за последнее столетие.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование длинных рядов вариаций геомагнитного поля оказалось весьма поучительным с точки зрения оценки уникальности поведения

современного поля. С одной стороны, мы увидели, что в поведении современного магнитного диполя нет ничего экстраординарного. С другой стороны, ряд энергетических характеристик, связанных с мелкомасштабными магнитными полями, существенно меняется по мере увеличения точности наблюдений со временем, в частности, это относится к плотности магнитной энергии на границе ядро-мантия. В тоже время, отмеченное в данной работе изменение симметрии магнитного поля (четность ρ) относительно экваториальной плоскости слабо зависит от длины ряда l_0 , и может оказаться более значимой эволюционной характеристикой. Изменение ρ указывает на усиление асимметричных относительно экваториальной плоскости мод за последнее тысячелетие.

Обратим внимание, что при подсчете ρ исключен диполь, имеющий большую амплитуду. Применение различных методов описания эволюции геомагнитного поля указывают на то, что на одних и тех же данных, оценки продолжительности инверсии, могут существенно отличаться. Возможен сценарий эволюции, когда магнитный диполь, уменьшаясь по амплитуде, приближается к географическому полюсу.

Именно это наблюдается в настоящее время. Такое поведение магнитного диполя соответствует сценарию инверсии, когда диполь уменьшается по амплитуде без переворота. Но, как показано в данной работе, такое поведение магнитного диполя не является уникальным за последние 12 тыс. лет. С той или иной степенью вероятности предсказания скорого появления новой инверсии были в течение всего интервала времени, что заставляет относиться к таким предсказаниям крайне осторожно. Но наиболее ярко такие предсказания относятся ко времени 10.5 тыс. лет назад. Поведение поля в то время напоминало современное.

Это может означать, что наблюдаемое в настоящее время снижение напряженности магнитного поля, принимаемое за начало инверсии, есть ни что иное, как проявление 10 тысячного вариационного цикла.

5. БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит В.Э. Павлова за внимательное отношение к работе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 19-47-04110.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

— Бор Де. Практическое руководство по сплайнам. М.: Радио и Связь. 304 с. 1985.

— Брагинский С.И. Магнитные волны в ядре Земли // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 7. С. 1050–1062. 1967.

— Бураков К.С., Галягин Д.К., Начасова И.Е., Решетняк М.Ю., Соколов Д.Д., Фрик П.Г. Вейвлет анализ напряженности геомагнитного поля за последние 4000 лет // Физика Земли. Т. 9. С. 83–88. 1998.

— Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. Турбулентное динамо в астрофизике. М.: Наука. 352 с. 1980.

— Краузе Ф., Рэдлер К.-Х. Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. М.: Мир. 320 с. 1984.

— Моффат Т. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. М.: Мир. 380 с. 1980.

— Паркинсон У. Введение в геомагнетизм. М.: Мир. 528 с. 1986.

— Петрова Г.Н., Нечаева Т.Б., Поспелова Г.А. Характерные изменения геомагнитного поля в прошлом. М.: Наука. 176 с. 1992.

— Решетняк М.Ю., Соколов Д.Д. Напряженность геомагнитного поля и подавление спиральности в геодинамо // Физика Земли. Т. 9. С. 82–86. 2003.

— Собко Г.С., Задков В.Н., Соколов Д.Д., Трухин В.И. Инверсии геомагнитного поля в простой модели геодинамо // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 52. С. 271–271. 2002.

— Хохлов А.В. Моделирование вековых геомагнитных вариаций. Принципы и реализация // Геофизич. исслед. Т. 13. С. 50–61. 2012.

— Фрик П.Г. Турбулентность: модели и подходы. Москва-Ижевск: РХД. 332 с. 2010.

— Anufriev A., Sokoloff D. Fractal properties of geodynamo models // Geophys. Astrophys. Fluid Dynam. V. 74. P. 207–218. 1994.

— Christensen U., Olson P., Glatzmaier G.A. Numerical modeling of the geodynamo: a systematic parameter study // Geophys. J. Int. V. 138. P. 393–409. 1999.

— Christensen U.R., Tilgner A. Power requirement of the geodynamo from ohmic losses in numerical and laboratory dynamos // Nature. V. 429. P. 169–171. 2004.

— Chulliat A., Macmillan, S., Alken P., Beggan C., Nair M., Hamilton B., Woods A., Ridley V., Maus S., Thomson A. The US/UK world magnetic model for 2015–2020 // Technical Report. National Geophysical Data Center NOAA. 112 p. 2015.

— Clement B.M., Kent D.V. A comparison of two sequential geomagnetic polarity transitions (upper Olduvai and lower Jaramillo) from the Southern Hemisphere // Phys. Earth Planet. Int. V. 39. P. 301–313. 1985.

— Coe R.S., Glatzmaier G.A. Symmetry and stability of the geomagnetic field // Geophys. Res. Lett. V. 33. P. L21311-1-5. 2006.

— Constable C., Korte M. Is Earth's magnetic field reversing? // Earth Okanet Sci. Lett. V. 246. P. 1–16. 2006.

— Gradstein F.M., Ogg J.G., Schmitz M., Ogg G. (Eds.) The geologic time scale 2012. Boston: Elsevier. 1176 p. 2012.

— Gubbins D. Can the Earth's magnetic field be sustained by core oscillations? // Geophys. Res. Lett. V. 2. P. 409–412. 1975.

— Gubbins D., Jones A.L., Finlay C.C. Fall in Earth's magnetic field is erratic // Science. V. 312. P. 900–902. 2006.

- *Gubbins D., Herrero-Bervera E.* (Eds.) Encyclopedia of geomagnetism and paleomagnetism. Dordrecht: Springer. 1054 p. 2007.
- *Hulot G., Bouligand C.* Statistical palaeomagnetic field modelling and symmetry considerations // *Geophys. J. Int.* V. 161. P. 591–602. 2005.
- *Hulot G., Le Mouél J.L.* A statistical approach to the Earth's main magnetic field // *Phys. Earth Planet. Int.* 1994. V. 82. P. 167–183. 1994.
- *Jacobs J.A.* Reversals of the Earth's Magnetic Field. Cambridge: Cambridge University Press. 324 p. 1994.
- *Kono M., Tanaka H.* Mapping the Gauss coefficients to the pole and the models of paleosecular variation // *J. Geomagn. Geoelectr.* V. 47. P. 115–130. 1995.
- *Korte M., Constable C., Donadini F., Holme R.* Reconstructing the Holocene geomagnetic field // *Earth Planet. Sci. Lett.* V. 312. P. 497–505. 2011.
- *Laj C., Kissel C.* An impending geomagnetic transition? Hints from the path. *Front Earth Sci.* P. V. 3. P. 1–10. 2015
- *Lowes F.J.* Spatial power spectrum of the main geomagnetic field. // *Geophys. J. R. Astr. Soc.* V. 36. P. 717–725. 1974.
- *Mauersberger P.* Das mittel der energiedichte des geomagnetischen hauptfeldes an der erdoberfläche und seine saulare andernung // *Gerlands Beitr. Geophys.* V. 65. P. 207–215. 1956.
- *Poletti W., Biggin A.J., Trindade R.I., Hartmann G.A., Terra-Nova F.* Continuous millennial decrease of the Earth's magnetic axial dipole // *Phys. Earth Planet. Int.* V. 274. P. 72–86. 2018.
- *Reshetnyak M.Yu., Hejda P.* Heat flux modulation in Domino dynamo model // *Open J. Geology.* V. 3. P. 55–59. 2013.
- *Roberts P.H., Jones C.A., Calderwood A.R.* Energy fluxes and ohmic dissipation in the Earth's core. Earth's core and lower mantle (Eds. Jones C.A., Soward A.M., Zhang K.) *Fluid Mech. Astrophys. Geophys.* V. 11. Taylor & Francis. P. 100–129. 2003.
- *Sagnotti L., Scardia G., Giaccio B., Liddicoat J.C., Nomade S., Renne P.R., Sprain C.J.* Extremely rapid directional change during Matuyama-Brunhes geomagnetic polarity reversal // *Geophys. J. Int.* V. 199. P. 1110–1124. 2014.
- *Shao J.-C., Fuller M., Tanimoto T., Dunn J.R., Stone D.B.* Spherical harmonic analyses of paleomagnetic data: The time-averaged geomagnetic field for the past 5 Myr and the Brunhes-Matuyama reversal // *J. Geophys. Res.: Solid Earth.* V. 104. P. 5015–5030. 1999.
- *Thébault E., Finlay C.C., Beggan C.D., Alken P., Aubert J., Barrois O., Bertrand F., Bondar T., Boness A., Brocco L.* and others. International geomagnetic reference field: the 12th generation // *Earth, Planets and Space.* V. 67. P. 79–1–13. 2015.
- *Valet J.-P.* Time variations in geomagnetic intensity // *Rev. Geophys.* V. 41. P. 1004–1–4. 2003.
- *Ziegler L.B., Constable C.G.* Testing the geocentric axial dipole hypothesis using regional paleomagnetic intensity records from 0 to 300 ka // *Earth Planet. Sci. Lett.* V. 423. P. 48–56. 2015.