

УДК 550.384

ДВУХВЕКОВАЯ ЭВОЛЮЦИЯ И СТАТИСТИКА ВРЕМЕН ВАРИАЦИЙ ЭНЕРГИИ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

© 2021 г. С. В. Старченко^{1, *}, С. В. Яковлева^{1, **}

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В.Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Троицк, г. Москва, Россия

*e-mail: sstarchenko@mail.ru

**e-mail: svyakov@izmiran.ru

Поступила в редакцию 04.07.2020 г.

После доработки 16.05.2021 г.

Принята к публикации 27.05.2021 г.

Исследуемые двухвековые эволюции интегральной энергии и мощности наблюдаемого потенциального геомагнитного поля позволяют определить времена вариаций как отношения энергии к мощности. Используя экспоненты как базовые функции, мы статистически анализируем ежегодные времена вариаций, которые в основном порядка тысячи лет и соответствуют убыванию энергии. Это согласуется с наблюдаемыми гармоническими/васцилляционными вариациями, моделями геодинамо и древнего поля. Доминирует резкое уменьшение энергии с почти дискретным 5-ти вековым, но вообще говоря, локально непрерывным и бимодальным спектром с максимумами — 480 и 2400 лет. Для оценки электропроводности ядра Земли экстремальные времена вариаций соотносятся с инверсиями и диффузией.

DOI: 10.31857/S0016794021050138

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдаемые вариации генерируемого в ядре Земли Главного магнитного поля имеют характерные гармонические периодичности, превышающие десять лет, поскольку геодинамо процессы с меньшими временами практически полностью (за исключением малоизученных эффектов типа джерков) экранируются слабо электропроводящей мантией.

Перечислим всевозможные времена вариаций и их природу, следуя общепринятым результатам и терминологиям (далее взяты в кавычки) известных работ [Начасова и Пилипенко, 2019; Gillet et al., 2015a; Решетняк, 2015; Старченко и Иванов, 2013; Старченко, 2011; Бурлацкая, 2007; Jackson et al., 2000; Петрова и др., 1992; Ротанова, 1989; Яновский, 1978; Брагинский, 1974, 1972]. Представленная выборка, безусловно, никоим образом не исчерпывают всего многообразия работ по этой тематике, но, надеемся, что она является достаточно репрезентативной для ясного выделения наших новых результатов.

Самые кратковременные вариации — “крутильные колебания” — генерируются, по представлениям вышеупомянутых авторов, в приповерхностных слоях ядра вблизи границы ядромантия. К классу крутильных колебаний относят вариации с весьма грубо определяемыми гармо-

ническими периодами преимущественно от нескольких десятков и изредка — до ста лет.

“Вековые” вариации “основного спектра” характеризуются примерно дюжиной дискретных и еще более грубо определяемых гармонических периодов в несколько сотен и несколько тысяч лет. Они, по утверждениям практически всех известных нам авторов, являются главной частью геомагнитного динамо, отражая его принципиальную неустойчивость, а их природа преимущественно рассматривается в рамках “МАК-волн” Брагинского.

Вариации с периодами большими периода “собственного колебания геодинамо” (порядка нескольких десятков тыс. лет), считаются наведенными со стороны внешних по отношению к ядру оболочек и в основном отражают процессы тепломассопереноса, происходящие в нижней мантии.

По представлениям вышеперечисленных авторов, геомагнитное поле преимущественно можно представить в виде суперпозиции гармонических колебаний различной продолжительности (или частоты). В связи с этим, определение его частотно-временных характеристик всегда являлось актуальной задачей, которая решалась с использованием различных математических методов. Чаще использовались традиционные мето-

ды, основанные на Фурье-анализе, а реже — на методе максимальной энтропии, корреляционных методах и вейвлет-анализах. Вместе с тем, нам неизвестны работы, однозначно и с удовлетворительной точностью определяющие относительную важность или статистический вес всех вышеперечисленных гармонических периодов по сравнению с характерными негармоническими или трендовыми временами. Поэтому первоочередной целью этой работы является определение наиболее статистически значимых для геодинамики характерных времен и соотнесение их с трендовыми и гармоническими процессами.

Наиболее же, на наш взгляд, существенным ограничением общепринятых и по сути гармонических методик исследования геомагнитного частотно-временного спектра является принципиальная невозможность изучения времен вариаций, превосходящих длину исследуемых временных рядов. В серии работ [Starchenko & Yakovleva, 2018, Старченко и Яковлева, 2018, 2019а, 2019б] был представлен оригинальный подход к описанию временных рядов, дополняющий известные анализы в определении временных характеристик рассматриваемого ряда. В качестве естественной частотной меры предлагалось отношение временной вариации значений ряда к самому значению, что эквивалентно логарифмической производной или удельной вариации. По сравнению с традиционными анализами, базирующимися на разложении Фурье, преимущество нашего анализа удельных вариаций в возможности грубо оценивать характерные времена, превышающие длину ряда. Предлагаемый анализ был успешно апробирован Старченко и Яковлевой [2019а] на ряде значений энергии потенциального геомагнитного поля из IGRF модели 1900–2020. (<http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html>). К сожалению, модель IGRF оказалась не лучшим выбором вследствие ее большой пятилетней дискретности и несовершенстве определения СГ коэффициентов высоких степеней. Особо нуждаются в объяснении скачки во временных вариациях в период 1945–1955 гг. Подобное необычное поведение было отмечено и ранее в работе [Wen-yao Xu, 2000].

До сих пор остающаяся самой признанной исторической моделью модель *gufm1* [Jackson et al., 2000] охватывает 400 лет (с 1590 по 1990). Она опирается на большое количество исторических наблюдений склонения и небольшое количество измерений наклонения, которые, в основном, производились на судах в навигационных целях. Подобные (еще см. [Бондарь и др., 2002]) непрерывные сферические гармонические модели геомагнитного поля позволяют предсказывать любую компоненту поля в любой точке земной поверхности и в любой момент. Слабым местом исторических моделей является то, что ранее 1840 г. они основываются только на наблюдениях

направлений магнитного поля, так как до этого времени прямые наблюдения интенсивности не производились. Использование исключительно наблюдений направлений обеспечивает задание морфологии поля, но не дает представления об его модуле определяющем энергию. В *gufm1* осевой диполь с 1590 по 1840 представлен линейным трендом 1840–1990 гг., но вековой ход изменяется значительно с 1840 г., и нет причины предполагать, что он был столь постоянным в более ранние времена.

В данной работе мы взяли за основу одну из наиболее успешных глобальных геомагнитных моделей COV-OBS.x1 [Gillet et al., 2013, 2015b]. Эта модель основана на стохастическом подходе, который интегрирует через функции ковариации времени некоторую предварительную информацию о временной эволюции геомагнитного поля. Модель 1840–2020 гг., имеет дискретность полгода и основана на обсерваторских и спутниковых наблюдениях. Временные ряды сферических гармонических коэффициентов определяются в результате реализации непрерывного и дифференцируемого стохастического процесса. Эта модель отличается от регуляризованных моделей поля тем, что информация, содержащаяся в наблюдениях, дополняется стохастической априорной информацией, полученной из временных спектров геомагнитных рядов согласно Gillet et al. [2013].

Уже несколько десятилетий формально известная интегральная энергия потенциальной части наблюдаемого Главного геомагнитного поля E представляется наиболее адекватной для исследования глобальных временных вариаций наблюдаемого поля и скрытого от наблюдателя геомагнетизма. Мы используем E далее в нашей интерпретации из статьи [Старченко и Яковлева, 2019а], которая, по-видимому, как это не покажется странным, впервые инициировала подобные вариационные исследования. Будем признательны, если рецензенты или/и читатели укажут нам более ранние работы в этом направлении.

2. ЭВОЛЮЦИЯ, БАЗА, ВРЕМЕНА И ПЕРИОДИЧНОСТИ

Исходя из общеизвестной изначальной линейности (по магнитному полю) уравнения магнитной индукции, эволюционное уравнение для рассматриваемой здесь интегральной энергии E наблюдаемого потенциального геомагнитного поля запишем в простейшем виде:

$$dE/dt = 2\omega E. \quad (1)$$

Здесь ω — эффективный градиент скорости течения (точнее — разница между эффектами роста энергии и эффектами ее подавления) в ядре Земли, который генерирует ($\omega > 0$) или подавляет ($\omega < 0$) соответствующие геомагнитные поля, а 2

появляется из-за того, что энергия E пропорциональна квадрату поля. Вообще говоря, ω является оцениваемой из прямых наблюдений или долговременных моделей функцией времени t , но если на достаточно коротком интервале посчитать его постоянным, то получим базовый сигнал в виде

$$E = C \exp(t/T) \quad (2)$$

с экспоненциальным временем вариации

$$T \equiv E/(dE/dt) = 1/(2\omega) = \text{const.} \quad (3)$$

Далее мы используем такие кусочно-экспоненциальные функции как базовые при анализе времен вариаций T , определяемых формулами (1)–(3). При этом, по сравнению с анализами, базирующимися на гармонических функциях, мы имеем преимущество в возможности определения трендовых тенденций, существенно превышающих длину исследуемого ряда. Еще одно значимое преимущество – возможность раздельного изучения процессов роста и подавления, которые различаются знаком времен T .

Основной недостаток – неизбежное появление разрывов там, где производная E или мощность $P = dE/dt$ обнуляются. Впрочем, грамотное отделение подобных разрывов может дать дополнительную информацию об их физической природе, статистических и периодических свойствах. Так же, на первый взгляд, выглядит несколько проблематично то, что при таком выборе экспоненциальных функций в качестве базовых, мы получаем разрывы производной в местах “стыковки” соседних интервалов с постоянными временами T . Однако это обстоятельство не является для нас существенным, поскольку мы тут интересуемся не местами сочленений этих интервалов, а исключительно самими T , которые, как далее будет очевидно, определяются преимущественно с приемлемой точностью.

На рисунке 1 представлены эволюции 1840–2020 гг. энергии E и мощности P . Они были построены, исходя из коэффициентов Гаусса модели COV-OBS.x1 [Gillet et al., 2013, 2015b]. Основной вклад в энергию E вносят три первых дипольных коэффициента, которые всюду определяются с суммарной погрешностью меньше 0.1%. Производная же (или P) определяется соответствующими производными от первых 15-ти коэффициентов Гаусса (диполь, квадруполь и октополь [Старченко и Яковлева, 2019a]) с суммарной ошибкой менее процента от среднеквадратичных величин. Таким образом, заключаем, что относительная суммарная погрешность в определении T из (3) не превышает одного процента от среднеквадратичных величин. При этом в моменты, когда модуль P очень мал, относительная погрешность в определении T может резко возрасти, а при $P = 0$ она неопределенна. Поэтому вполне оправданно выделять или даже отбрасывать соответствующие экс-

тремальные значения T для адекватного анализа остальных значений.

Начнем с анализа эволюции в рамках максимально протяженных интервалов с базово постоянными T из (3). Первый максимум и места обнуления P разбивают эволюцию E на 4 эпохи, которые приближаются экспонентами (Э – русскоязычная приставка “экса” из СИ, соответствующая множителю 10^{18} , в конце – погрешность):

$$\begin{cases} E = 136 \exp(-t/637) \text{ ЭДж, } 1840 < t < 1903, 2\% \\ E = 28.6 \exp(-t/1342) \text{ ЭДж, } 1904 < t < 1931, 3\% \\ E = 3.22 \exp(t/2564) \text{ ЭДж, } 1932 < t < 1955, 2\% \\ E = 19.9 \exp(-t/1818) \text{ ЭДж, } 1956 < t < 2020, 2\%. \end{cases} \quad (4)$$

Отношения энергий к мощностям дают постоянные на каждом интервале времена

$$T \equiv E/P \Rightarrow T_1 = -637, T_2 = -1342, T_3 = 2564, T_4 = -1818. \quad (5)$$

Здесь – T_1 для 1-й (слева на рис. 1) линии и т.д. до 4-й в годах.

Для более точных оценок аналогичные вариационные времена (далее просто – времена) получены нами в каждый год по определяющей формуле из (3). Эволюция этих времен представлена на рис. 2, где используется 180 квадратичных аппроксимаций параболой по искомой ежегодной точке и ее двум полугодовым соседним.

Соответствующие (4–5) экспоненты отображаются горизонтальными линиями. Самоочевидна содержательность такого представления, которое разбивает эволюцию на сравнительно длительные (десятилетия) эпохи, перемежающиеся краткими (несколько лет) гиперболическими T -переходами у экстремумов или точек перегиба энергии. Соответствующий дискретный спектр изображен на врезке рис. 2 в виде функции распределения вероятностей F , состоящей из дельта-функций. Это позволяет определить среднее T_a и медианное T_m значения T по очевидным формулам (в годах):

$$\begin{aligned} T_a &= (-1818 \times 65 - 1342 \times 27 - \\ &- 637 \times 64 + 2564 \times 24)/180 = -742, \\ T_m &= (-1342 \times 27 - 637 \times 64)/91 = -846. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь целыми числами указаны количества равновероятных реализаций для каждой линии.

Для сравнения наших подходов с наиболее массовыми исследованиями рассмотрим гармонический сигнал или базовую функцию $\sin(2\pi t/T_h)$, которую для оценки ее среднего значения проинтегрируем на интервале монотонности от 0 до $T_h/4$ и получим $T_h/2\pi$. Такой же интеграл от производной этого гармонического сигнала даст 1. Соответственно отношение средней величины эталонного гармонического сигнала к средней

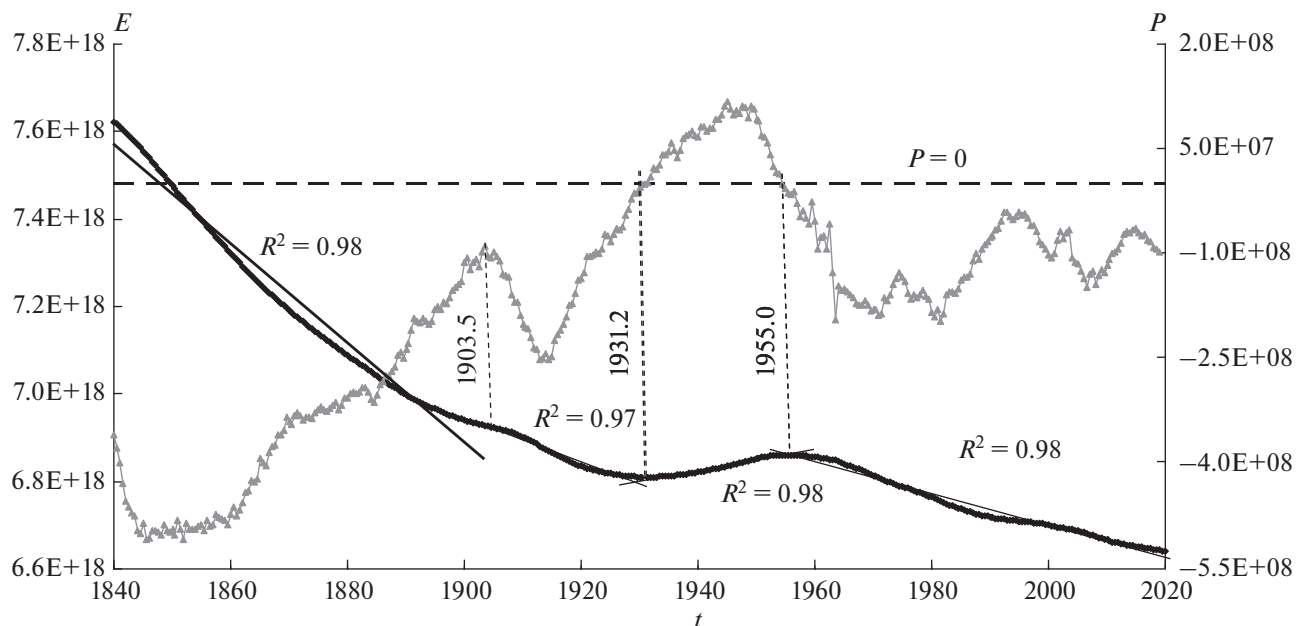


Рис. 1. Эволюция энергии (темная) и мощности (серая) потенциального геомагнитного поля по модели [Gillet et al., 2015b]. Вертикальная ось слева для энергии E в Дж, а справа – для мощности P в Вт. Горизонтальная пунктирная линия нулевой мощности соотносится с локальными экстремумами E (вертикальные пунктиры). Эти экстремумы E и максимум $P(1903.5)$ выделяют 4 эпохи, которые с хорошей точностью аппроксимируем экспонентами из (4), а также указана величина достоверности аппроксимации R^2 .

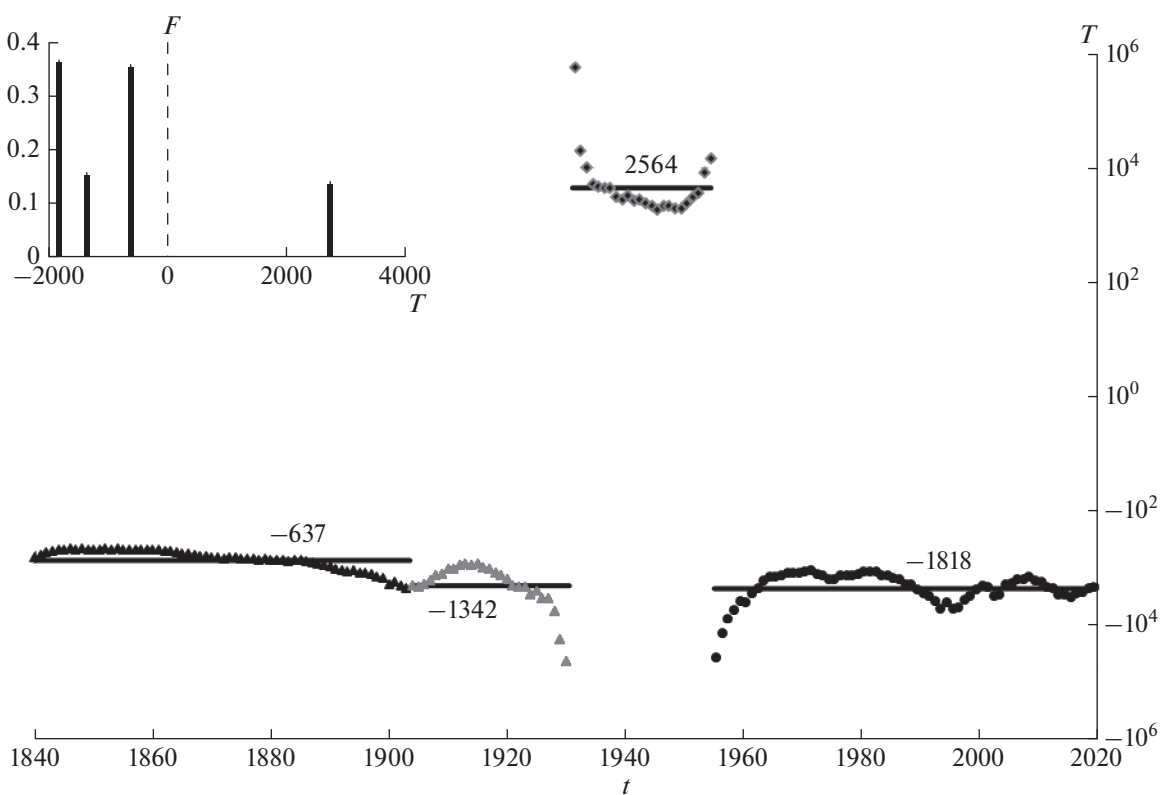


Рис. 2. Эволюция вариационных времен T в годах из определяющей формулы (3) при квадратичных аппроксимациях на каждом (из 180-ти) ежегодном значении и двух соседних полугодов. На горизонтальных линиях указаны значения констант при экспоненциальной аппроксимации (2) для четырех эпох в соответствии с (4). Во врезке приведен соответствующий дискретный спектр в виде функции распределения вероятностей F , состоящей из дельта-функций.

величине его производной дает $T_h/2\pi$, которое естественно отождествить с исследуемым тут T и отсюда

$$T_h = 2\pi T. \quad (7)$$

Таким образом, полученные нами вариационные времена T примерно в 2π раз, меньше соответствующих им чисто гармонических периодов, используемых в Фурье, вейвлет и прочих анализах, основанных на гармонических функциях. Разумеется, если они вообще возможны.

Рассмотрим и наиболее характерный для непосредственных наблюдений, геодинамо, археомагнитных и палеомагнитных исследований [Начасова и Пилипенко, 2019; Morzfeld and Buffett, 2019; Jackson et al., 2000; Constable and Parker, 1988; Брагинский, 1974] “васцилляционный” сигнал

$$E = E_0(1 + \varepsilon \sin(2\pi t/T_v)). \quad (8)$$

Здесь ε – малое положительное число, а E_0 и T_v константы. Интеграл (8) от 0 до $T_v/4$ оценим как $E_0 T_v/4$, пренебрегая малым членом $\sim \varepsilon$. Такой же интеграл от производной (8) равен $E_0 \varepsilon$. Отношение этих интегралов приравняем к T по определению (3), что в результате дает:

$$T_v = 4\varepsilon T. \quad (9)$$

Это соотношение будет нами использовано в оценках свойств геодинамо далее в разделе 4.

Независимым образом подобную (7) или (9) локальную периодичность, или точнее – полупериодичность в 24 г., оценим из рис. 2 по интервалу между двумя разрывами во временах T , которые соответствуют экстремумам энергии E . Соответственно, полный период составит 48 лет. Это период для энергии, которая пропорциональна квадрату модуля магнитного поля B^2 . Поэтому само поле будет иметь удвоенный период в 96 лет, поскольку

$$2B^2 / (\partial B^2 / \partial t) = B / (\partial B / \partial t). \quad (10)$$

Эти 96 лет замечательным образом согласуется с самой семантической сущностью общепринятого термина – “вековые вариации”.

3. СТАТИСТИКА И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

На рисунке 3 представлены все 180 ежегодных реализаций (на середину годового интервала), полученных нами для времен (3) и расположенных подряд от меньшего значения к большему. Они далее будут интерпретироваться как T_i , с i от 1 до 180 = I . Статистические свойства этих времен мы интерпретируем как на временах менее или порядка 180 лет, так и на более длительных эпохах. В первую очередь мы основываемся на трендовой функции (2), а для квазипериодических процессов, возможно, работает представляющая-

ся вполне правдоподобной, гипотеза приближенного фрактального повторения или подобия “в малом” или “коротко” для временной статистики.

Важнейшей, на наш взгляд, статистической характеристикой является медианное время $MED = -1175$ лет, которое, по-видимому, соответствует наиболее вероятному или наиболее статистически значимому времени. Соответственно энергия более всего стремиться уменьшится в e раз за эти 1176 лет, следуя (3). Если отложить по 37.5% влево и вправо от MED по числу реализаций, то получим 75% доверительный интервал с краями на -3400 и -470 лет. Поэтому доминирует трендовое уменьшение величины энергии с временами порядка времен скоростей дрейфа наиболее крупных магнитных неоднородностей, а детальнее природа геодинамо и соответствующих древних полей – в следующем разделе.

Для нас поразительно в этой работе то, что между временами $MAX_- = -465$ лет и $MIN_+ = +1855$ лет нет ни одной реализации! Еще поразительней становится, если вспомнить, что в соответствии с нашей формулой (10) эти времена должны быть удвоены для геомагнитного поля. Если же говорить о традиционных гармонических колебаниях, то для получения их характерного периода наши времена T_i должны быть, как минимум, утроены, а вероятно, и вовсе увеличены в шесть и более раз, следуя (7), поскольку каждое T_i изначально соответствуют интервалу монотонного изменения. С другой стороны, возможно, все не так драматично, поскольку этот интервал может быть существенно сужен, если доминирует не гармонический, а васцилляционный режим, подобный (9).

Лишь 13.3% реализаций на рис. 3 соответствуют росту энергии, что позволяет оценить частичную или локальную негармоническую периодичность с полупериодом энергии около $(0.133 \times 180 =)$ 24-х лет и согласующимся с предыдущим разделом периодом поля около 96-ти лет. Полупроцентную же по вероятности реализации экстремальную величину $MAX = T_{180} = +590$ тыс. лет естественно отождествить со средним временем между инверсиями. А суммарная однопроцентная вероятность реализации экстремальных отрицательных $T_1 = -44$ и $T_2 = -38$ тыс. лет хорошо согласуется со временами магнитной диффузии или, говоря традиционно, – с “собственным колебанием геодинамо”. Все эти отождествления будут детальнее исследованы в следующем разделе.

Необходимые для дальнейших статистических оценок средние величины должны быть основаны на определенном виде усреднения. В таблице 1 со сводными статистическими результатами представлено как обычное усреднение, так и наше – преобразованное. При этом обычное или арифметическое усреднение выдает огромные разбросы

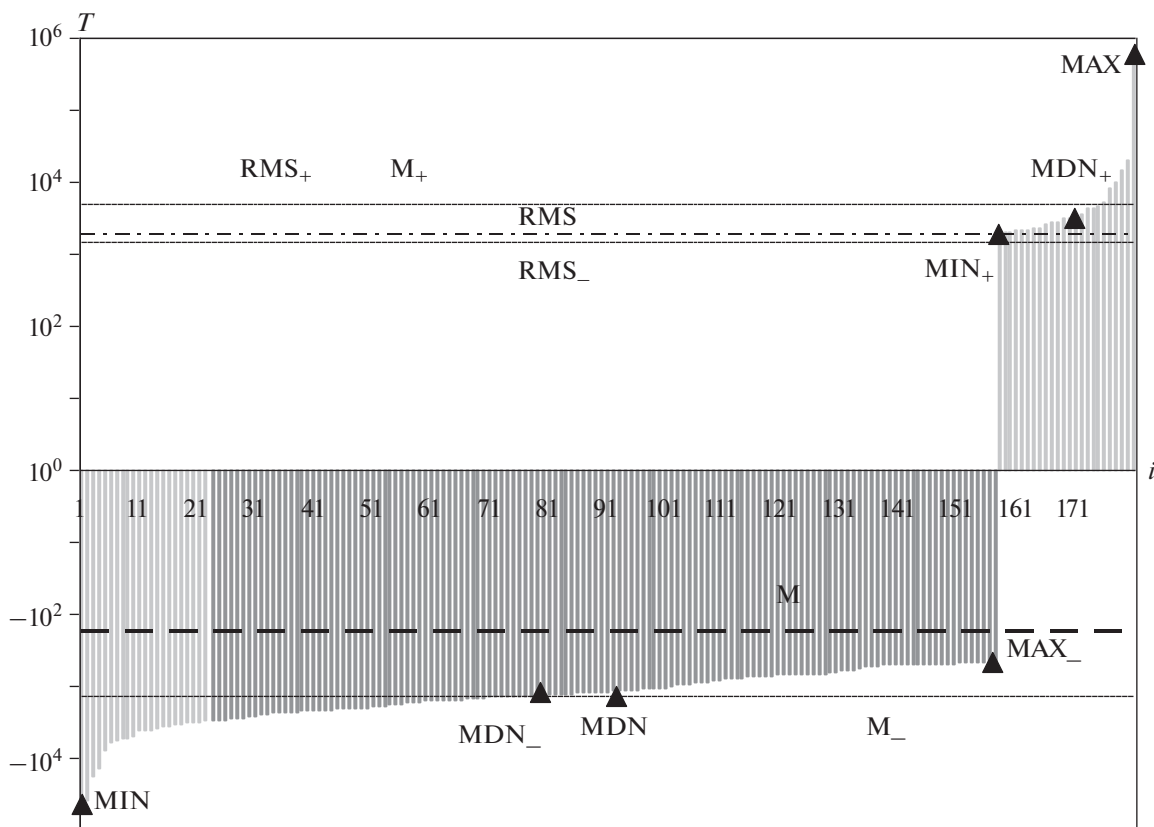


Рис. 3. Статистика мгновенных экспоненциальных времен (3), расположенных подряд от меньшего значения к большему. Значения в годах отложены по вертикальной оси, а соответствующие номера их реализации – по горизонтальной оси. Доверительный 75% интервал с центром на медианном значении MDN выделен затемнением. Обозначения обобщенных статистических величин соответствуют обозначениям из табл. 1. Значки “+” и “-” рядом с обозначениями обобщенных статистических величин обозначают принадлежность к положительным или отрицательным реализациям.

исследуемых времен, которые явно свидетельствуют о большом отличии их статистических свойств от нормальных распределений Гаусса для случайных величин.

В качестве основы нашего преобразованного усреднения мы используем геометрическое усреднение, которое модифицируем с учетом наличия отрицательных и положительных времен. Для

Таблица 1. Основные статистические параметры времен вариаций T_i

Диапазон T_i	Количество реализаций	Минимум, медиана, максимум			Усредненные величины обычные/преобразованные		
		MIN	MDN	MAX	$CV = \sigma/M \times 100$ (%)	M	RMS
Все	180	-43790	-1176	592198	2353 / -105	1889 / -174	44364 / 1738
$T_i > 0$	24	1855	3127	592198	401 / 14	29309 / 4571	121055 / 5012
$T_i < 0$	156	-43790	-1347	-464.8	209 / 11	-2329 / -1380	5393 / 1479
Без крайних групп	156	-3975	-1176	3124	-14 / -67	-1140 / -382	1739 / 1293

Таблица 2. Статистические параметры групп по 12 реализаций в каждой

Группа	MIN	MDN	M	MAX	RMS	σ	CV(%)	f(T)
I	-43790.35	-5749.35	-13090.8	-4052.25	18560.69	13158	-100.51	1.68E-06
II	-3974.87	-3291.28	-3372.03	-2996.12	3386.36	311.24	-9.23	6.81E-05
III	-2933.01	-2545.52	-2565.98	-2264.44	2576.90	237.01	-9.24	9.97E-05
IV	-2248.43	-2124.24	-2112.23	-1983.36	2113.41	70.63	-3.34	2.52E-04
V	-1965.06	-1771.18	-1777.93	-1607.51	1782.37	125.68	-7.07	1.86E-04
VI	-1599.15	-1477.37	-1490.10	-1384.72	1492.03	75.80	-5.09	3.11E-04
VII	-1380.63	-1347.01	-1330.99	-1253.04	1331.59	40.18	-3.02	5.22E-04
VIII	-1249.51	-1176.09	-1182.63	-1099.48	1183.59	47.54	-4.02	4.44E-04
IX	-1091.91	-937.33	-966.85	-851.79	970.54	84.65	-8.76	2.78E-04
X	-814.23	-739.34	-744.29	-701.41	745.05	33.57	-4.51	5.91E-04
XI	-699.23	-673.03	-655.63	-586.37	656.61	35.92	-5.48	5.91E-04
XII	-570.38	-500.33	-510.58	-487.05	511.21	25.20	-4.94	8.00E-04
XIII	-483.27	-478.76	-477.68	-464.79	477.70	5.16	-1.08	3.61E-03
XIV	1855.35	2271.88	2366.30	3123.87	2396.55	379.58	16.04	5.26E-05
XV	3129.66	4758.30	52165.76	592197.67	171180.61	161726	287.50	1.13E-07

этого мы однозначно (с учетом очевидного неравенства $|T_i| > 1$ года) преобразуем T_i в $\text{sign}(T_i) \lg|T_i|$ и берем требуемое среднеарифметическое или среднеквадратичное от преобразованных величин, а затем — делаем обратное преобразование. Результаты отображены в табл. 1, на рис. 3 и распланы в подписы к этому рисунку. Самое, на наш взгляд, интересное — это среднее $M = -174$ г., соответствующее наиболее характерному “быстрому” изменению в энергии. Для геомагнитного поля аналогичная величина будет -348 лет.

Для определения усредненной спектральной функции или распределения вероятностей реализаций T , разобьем их на 15 примыкающих групп, по 12 реализаций в каждой группе, изображенные на рис. 3 реализации. Такое разбиение представляется вполне естественным и оптимальным, поскольку $(180)^{1/2} = 13.4$, а ровно две крайние справа дюжины реализаций находятся прямо перед огромным разрывом без реализаций.

Статистические параметры каждой группы представлены в табл. 2, которая, исходя из вероятности пропорциональной плотности реализаций, дает изображенную на рис. 4 усредненную или сглаженную функцию распределения (в 1/год):

$$f = (1/15)/(MAX_k - MIN_k). \quad (11)$$

Здесь k от 1 до 15 является номером группы (римские цифры в табл. 2), а функция f является кусочно-постоянной на каждом интервале ($MIN_k \leq T \leq MAX_k$) функцией от T . Как и требуется, интеграл от f по dT равен 1 при интегрировании от MIN_1 до MAX_{15} .

Наиболее вероятное среднее по группе значение -480 лет идентифицируется по весьма резко-

му пику на рис. 4, который свидетельствует о сильном тренде энергии E на потенциальное уменьшение в e раз за эти почти 5 веков. По сути это весьма резкая и практически дискретная спектральная линия, которую ранее, насколько нам известно, столь уверенно не идентифицировали, хотя и приводились сходные, но довольно размытые 5-ти вековые глобальные энергетические оценки по наблюдательным и динамо моделям, которые, вероятно, были впервые инициированы Christensen and Tilgner [2004].

Влево от наиболее вероятного пика идет практически непрерывный спектр, который по его вероятностной доле, или площади под кривой, может проявляться даже несколько больше, чем наиболее вероятный пик через времена T порядка тысячи лет, близкие к медианным значениям из табл. 1 и двум локальным пикам на рис. 4 слева.

Крайняя левая и крайняя правая части распределения f формально значительно обрезаны на рис. 4 для наглядности. Они вполне могут быть и реально удалены из модельного распределения, поскольку им соответствуют экстремальные T_i с очень большими отклонениями (см. соответствующие CV и экстремумы в первой и последней строках табл. 2). Основные статистические величины для такой “обрезанной” выборки приводятся в нижней строке табл. 1. Сравним первую и последнюю строки этой таблицы. Обычное среднеарифметическое M уменьшилось в полтора раза и поменяло знак на отрицательный, что лучше соответствует тенденции энергии к уменьшению. Обычное среднеквадратичное RMS уменьшилось на порядок, что дает более адекватную оценку типичной величины рассматриваемых времен ва-

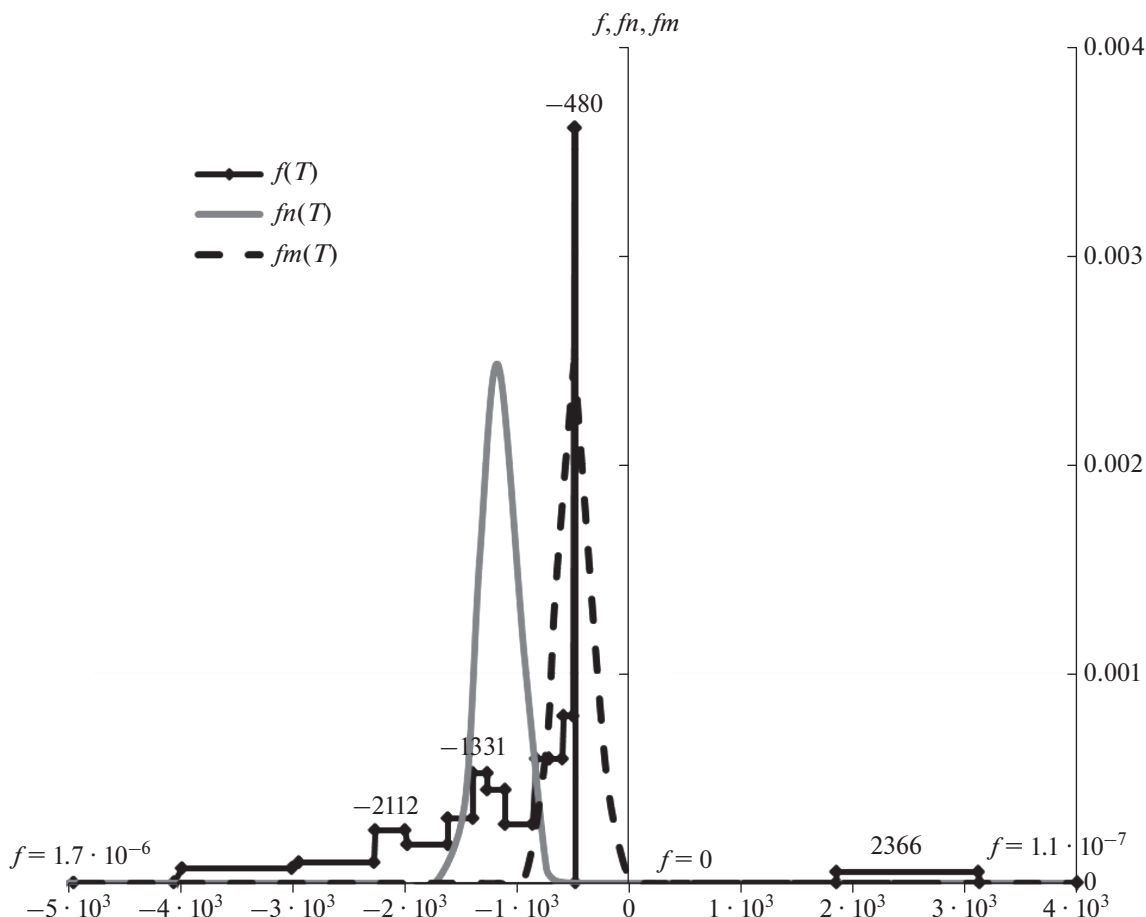


Рис. 4. График усредненной по всем группам из табл. 2 функции распределения $f(T)$ (в 1/год) сравнивается с нормальными распределениями $fn(T)$ и $fm(T)$, которые не учитывают крайние группы, центрируясь на -1140 и -480 лет соответственно. Над локальными максимумами или “пиками” размещено среднее по группе в годах. Указаны крайние значения f .

риаций. Обычный коэффициент вариаций CV уменьшился по модулю, что свидетельствует о значительно меньшем и более правдоподобном разбросе рассматриваемых реализаций.

При этом, разброс по CV по модулю даже меньше у обычного усреднения, чем у преобразованного. Однако использование соответствующей такому “обрезку” дисперсии и среднего в нормальном Гауссовом распределении все равно не может воспроизвести f (см. fn на рис. 4). Несколько лучше в этом плане работает нормальное распределение fm , в котором среднее заменено на -480 лет.

Таким образом, исследуемое распределение настолько сильно отличается от нормального распределения случайных величин, что мы вынуждены признать весьма существенный вклад в формирование времен T не случайных процессов. Впрочем, это и не удивительно, поскольку на временах меньших времен между экскурсами (десятки тысяч лет) всегда присутствует практически

неизменный и доминирующий осевой диполь, который порождает бимодальное распределение [Constable and Parker, 1988], являющееся основой васцилляционного режима (8). В современную и, по-видимому, весьма уникальную эпоху сильного подавления энергии E видны лишь “робкие” бимодальные следы при $T > 0$ справа на рис. 4. Однако в достаточно обычную равновесную эпоху мы можем справа от $T = 0$ иметь столь же значимое распределение, как и слева.

4. ПАЛЕО И ГЕОДИНАМО ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Задаваемый формулой (11) и изображенный на рис. 4 спектр хорошо согласуется своей “непрерывной” частью около 10^3 лет с палеомагнитными спектрами около 10^3 – 10^4 лет, полученными из аппроксимаций на рядах до нескольких десятков тысяч лет [Morzfeld and Buffett, 2019]. Также хорошее согласие имеется и с археомагнитными ис-

следованиями Начасовой и Пилипенко [2019]. Их характерный гармонический период в 8 тыс. лет примерно в семь раз превышает наше медианное время, что хорошо согласуется с оценками, представленными в предыдущем разделе и в формуле (7). Вместе с тем подобная высокая плоская часть спектра смещается в область 10^5 – 10^6 лет для рядов от двух миллионов лет [Morzfeld and Buffett, 2019]. Возможно, на столь больших временных интервалах наш подход становится настолько грубым, что уже перестает работать. Однако не исключено и то, что традиционный гармонический подход дает сбой по причинам изложенным нами выше.

Геодинамо интерпретации начнем с нашего важнейшего медианного времени –1176 лет. Ему соответствует экспоненциальное время связанного с энергией глобального геомагнитного поля –2352 года. Самый большой (по модулю) его известный аналог – это экспоненциальное время осевого диполя, которое Старченко [2011] оценил около –1670 лет. Эти 1670 хотя и согласуются с 2352, но на 40% меньше, что свидетельствует о несколько более “простой” структуре суммарной энергии по сравнению даже с простейшим диполем. Для оценки соответствующей скорости, генерирующей эту структуру, естественно поделить известный радиус ядра Земли на 2352 года. Получим $\alpha = 0.05$ мм/с, что на порядок меньше всех известных значений конвективных скоростей в различных моделях геодинамо [Брагинский, 1972; Aubert, 2019; Schaeffer et al, 2017; Starchenko, 2014, 2019]. Поэтому это α скорее является неким аналогом суммарного альфа эффекта, и мы получаем хорошую оценку для теории среднего поля. Нетрудно убедиться, что упомянутым известным конвективным скоростям (и им соответствующим дрейфам магнитных неоднородностей) порядка 1 мм/сек соответствуют наше среднеарифметическое время –174 г. и негармонический период 96 лет, которые были получены в 3-м и 2-м разделах выше.

Для относительно кратковременной оценки приравняем найденный выше период в 48 лет к T_v из (6), а в качестве T естественным образом используем $MDN = -1176$. В результате из (7) получим $\epsilon = T_v/(4T) = 0.01$, что на порядок меньше известных и общепринятых значений из [Morzfeld and Buffett, 2019; Jackson et al., 2000; Брагинский, 1974]. Это значение $\epsilon = 0.1$ дает $T_v = 470$ лет по формуле (9), что соответствует не локальной, а скорее глобальной периодичности или вариации “основного спектра”, обсужденной во Введении выше.

Как уже упоминалось ранее, в массиве T неизбежна реализация маловероятных “тяжелых хвостов” или экстремальных значений, которые задаются самим определением T в (3), когда dE/dt

мало. Однако и эти маловероятные процессы могут быть оценены и предложены их возможные физические механизмы.

Так, однопроцентные по вероятности реализации $T_1 = -44$ и $T_2 = -38$ тыс. лет естественно ассоциировать со временем магнитной диффузии простейших геомагнитных структур, связанных с энергией. Удвоенное время будет для соответствующего поля, а для диполя используем величину не в 2, а в 1.4 раза большую, опираясь на рассуждения аналогичные тем, что были в начале предыдущего абзаца. Тогда можно оценить электропроводимость ядра Земли σ из точной для диполя формулы [Старченко, 2011] (c – радиус ядра):

$$\sigma = 0.7\pi^2(T_1 + T_2)/(c^2\mu_0) = 1.4 \times 10^6 \text{ См/м.} \quad (12)$$

Эта оценка находится на уровне ее известных современных значений, которые оцениваются как из первых принципов, так и экспериментально [Driscoll and Du, 2019]. К практически такой же оценке приводит и полупроцентное по вероятности реализации время $T_1 = +590$ тыс. лет при его ассоциации со средним временем между инверсиями, которое связывается с аналогом (6), но без π^2 [Aubert, 2019; Driscoll and Du, 2019; Starchenko, 2011, 2014, 2019].

5. ОБСУЖДЕНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Самое “тонкое” место представленной работы в том, что мы интерпретируем полученные нами статистические свойства на эпохах значительно превышающих длину ряда (180 лет). Делаем мы это, исходя в первую очередь из возможностей трендовых или/и неперiodических тенденций, которые, будучи выявленными на относительно коротком ряде, вполне могут быть распространены на значительно более длительные времена. И это хорошо подтверждается выявленным в этой работе весьма ярким 5-ти вековым трендом. Во вторую очередь – в основном для квазипериодических процессов, мы исходим из гипотезы приблизительного фрактального повторения “в малом” временной статистики. И этот тезис подкрепляется тем, что статистические и спектральные свойства наших времен в пределах выясненных выше ошибок хорошо согласуются с наблюдениями, геодинамо и экспериментальными моделями древнего поля. Более того, в полученных временах полностью отсутствуют значения менее 930 (по модулю) лет для поля, а статистически значимые реализации концентрируются и во все у величины с модулем около 2.5 тыс. лет. Правда, как это отмечалось в предыдущем разделе, указанные величины могут быть уменьшены в несколько раз, если будут соотнесены с васцилляциями геодиполя.

В связи с этими обстоятельствами может быть выдвинута вторая гипотеза о неполной адекватности представления эволюции глобального геомагнитного поля гармоническими функциями или разложениями Фурье. Альтернатива — “сочленения” в базовом кусочно-экспоненциальном представлении (2–3), “джеркообразные” и “ломанные” изменения, которые очевидны из графиков мощности P и времен представленных на рис. 1 и 2.

Мы не выносим обе эти наши гипотезы в результаты работы, поскольку достаточно удовлетворительное обоснование их требует большей дальнейшей работы и сравнения разнообразных моделей.

Сформулируем основные результаты представленной работы.

1. Непрерывная 180-летняя эволюция энергии E потенциального геомагнитного поля с погрешностью менее 3% приближается 4-мя экспонентами (3 из которых — убывающие) с тысячелетними локально экспоненциальными временами вариаций $T = E/(dE/dt)$, эволюция которых — разрывная.

2. Используя экспоненты как базовые функции, мы статистически анализируем ежегодные T , которые тоже преимущественно отрицательны и порядка тысячи лет.

3. Доминирует трендовое уменьшение энергии с почти дискретным 5-ти вековым, но вообще говоря, локально непрерывным (влево от спектральной линии —480 лет) и бимодальным (его положительная составляющая — вправо при $T \geq 1855$ лет) спектром. Наиболее вероятное $T = -480$ лет, а наиболее вероятное положительное $T = 2366$ лет.

4. Получено медианное время —1176 лет, а на краях доверительного 75% интервала —3400 и —470 лет. Поэтому и доминирует трендовое уменьшение величины энергии, для которого альфа эффект геодинamo оценивается, как 0.05 мм/с.

5. Лишь 13.3% полученных реализаций соответствуют росту энергии, что дает негармонический период поля ~96 лет и максимальное время +590 тыс. лет, ассоциирующееся с инверсиями.

6. Глобальное среднее время —174 г. и негармонический период в 96 лет независимым образом дают известные конвективные скорости, и дрейфы магнитных неоднородностей со скоростями порядка 1 мм/с.

7. Имеют право на обсуждение маловероятные процессы, связанные с экстремальными значениями T , и их возможные физические механизмы. Минимальные времена (—44 и —38 тыс. лет) вместе с максимальным временем +590 тыс. лет ассоциируются с магнитной диффузией, что ведет к оценке электропроводимости ядра Земли на уровне ее известных максимальных значений.

8. В 470 лет оценен период общепринятого “васцилляционного”, см. (8–9), периода “основного спектра”.

9. Полученные результаты согласуются с эволюцией осевого диполя, геодинamo и с моделями древнего поля длительностью до десятков тыс. лет.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы глубоко признательны анонимному рецензенту, который произвел глубокий анализ и непредвзятую критику первоначальной версии этой работы, что вдохновило авторов на значительную переработку и кардинальное ее улучшения. Второй рецензент — А.В. Хохлов не меньше способствовал улучшению этой работы в плане формулировки ее базовых основ, оценок погрешностей и разграничения качественных, численных и эвристических положений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Эта работа была выполнена за счет бюджета ИЗМИРАН в рамках госфинансирования по теме программы ФНИ ГАН “Исследование магнетизма Земли и планет” № 0037-2014-0004.

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.
- Брагинский С.И. Происхождение магнитного поля Земли и его вековых вариаций // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. Т. 10. С. 3–14. 1972.
- Брагинский С.И. Аналитическое описание геомагнитного поля прошлых эпох и определение спектра магнитных волн в земном ядре // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 14. № 3. С. 522–529. 1974.
- Бурлацкая С.П. Археоманетизм. Структура и эволюция магнитного поля Земли. М.: Геос. 343 с. 2007.
- Начасова И.Е., Пилипенко О.В. Археоманетные исследования в институте Физики Земли им. О.Ю. Шмидта (исторический обзор и основные результаты) // Физика Земли. № 2. С. 123–136. 2019.
- Петрова Г.Н., Нечаева Т.Н., Поспелова Г.А. Характерные изменения геомагнитного поля в прошлом. М.: Наука. 176 с. 1992.
- Ротанова Н.М. Глубинные электромагнитные исследования Земли. Отв. ред. М. С. Жданов; М.: ИЗМИРАН. 228 с. 1989.
- Решетняк М.Ю. Пространственные спектры геомагнитного поля в наблюдениях и моделях геодинamo // Физика Земли. № 3. С. 39–46. 2015.
- Старченко С.В. Гармонические источники главного геомагнитного поля // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 51. № 3. С. 412–418. 2011.
- Старченко С.В., Иванов В.В. Природа диффузии, генерации и дрейфа геомагнитного диполя с 1900 по 2010 г. // Докл. АН. Т. 448. № 1. С. 89–91. 2013.

- *Старченко С.В., Яковлева С.В.* Пространственно-спектральная эволюция энергии и мощности потенциального геомагнитного поля с 1940г. / Сборник трудов конференции “Проблемы геокосмоса” (08–12 октября 2018 г., Петергоф, Санкт-Петербург), Отв. редакторы: Н.Ю. Бобров, Н.В.Золотова, А.А. Костеров, Т.Б. Яновская, СПб.: Изд-во ВВМ. С. 236–243. 2018.
- *Старченко С.В., Яковлева С.В.* Спектры энергии и мощности потенциального геомагнитного поля с 1840 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 2. С. 258–264. 2019а.
- *Старченко С.В., Яковлева С.В.* Определение удельных временных вариаций энергии потенциального геомагнитного поля из модели IGRF // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 5. С. 1–6. 2019б.
- *Яновский Б.М.* Земной магнетизм. Л.: Издательство ЛГУ. 591 с. 1978.
- *Aubert J.* Approaching Earth’s core conditions in high-resolution geodynamo simulations // *Geophys. J. Int.* V. 219. S137–S151. 2019.
- *Christensen U., Tilgner A.* Power requirement of the geodynamo from ohmic losses in numerical and laboratory dynamos // *Nature*. V. 429. P. 169–171. 2004.
- *Constable C.G., Parker R.L.* Statistics of the Geomagnetic Secular Variation for the Past 5 m. y. // *J. Geophysical Research*. V. 93. № B10. P. 11.569–11.581. 1988.
- *Driscoll P.E., Du Z.* Geodynamo conductivity limits // *Geophysical Research Letters*. V. 46. P. 7982–7989. 2019.
- *Gillet N., Jault D., Finlay C.C., Olsen N.* Stochastic modeling of the Earth’s magnetic field: inversion for covariances over the observatory era // *Geochem. Geophys. Geosyst.* V. 14. № 4. P. 766–786. 2013.
- *Gillet N., Jault D., Finlay C.C.* Planetary gyre, time-dependent eddies, torsional waves, and equatorial jets at the earth’s core surface // *J. Geophysical Research: Solid Earth*, V. 120. № 6. P. 3991–4013. 2015a.
- *Gillet N., Barrois O., Finlay C.C.* Stochastic forecasting of the geomagnetic field from the COV-OBS.x1 geomagnetic field model, and candidate models for IGRF-12 // *Earth, Planet and Space*. P. 67–71. 2015b.
- *Jackson A., Jonkers A.R.T., Walker M.R.* Four centuries of geomagnetic secular variation from historical records // *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* V. A358. P. 957–990. 2000.
- *Morzfeld M., Buffett B.A.* A comprehensive model for the kyr and Myr timescales of Earth’s axial magnetic dipole field. *Nonlinear Processes in Geophysics*, V. 26. № 3. P. 123–142. 2019.
- *Schaeffer N., Jault D., Nataf H.-C., Fournier A.* Turbulent geodynamo simulations: a leap towards Earth’s core // *Geophys. J. Int.* V. 211. P. 1–29. 2017.
- *Starchenko S.V.* Analytic base of geodynamo-like scaling laws in the planets, geomagnetic periodicities and inversions // *Geomagnetism and Aeronomy*. V. 54. №6. P. 694–701. 2014.
- *Starchenko S.V.* Analytic scaling laws in planetary dynamo models // *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, V. 113. № 1–2. P. 71–79. 2019.
- *Starchenko S.V., Yakovleva S.V.* / Chapter 35. MHD Sources, 1600–2005 Evolution and 1900–2005 Probabilistic Time Analysis for Logarithmic Time-Derivatives of Geomagnetic Spherical Harmonics. In book *Recent Advances in Rock Magnetism, Environmental Magnetism and Paleomagnetism International Conference on Geomagnetism, Paleomagnetism and Rock Magnetism (Kazan-2017, Russia)*, Springer Geophysics, P. 513–522. 2018.
- *Wen-Yao Xu.* Unusual behavior of the IGRF during the 1945–1955 period // *Earth Planets Space*. V. 52. P. 1227–1233. 2000.