

УДК 550383

О ВРЕМЕННОМ СПЕКТРЕ ПОЛЯ ВЕКОВОЙ ГЕОМАГНИТНОЙ ВАРИАЦИИ И ЕГО ИСТОЧНИКОВ

©1999г. Г. Н. Петрова, М. Ю. Решетняк

Объединенный институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва

Поступила в редакцию 09.07.97 г.

На примере ряда моделей поля вековой вариации (SV) исследованы свойства временного спектра напряженности F и угловых элементов, склонения D и наклонения I . Показано, что, во-первых, эти спектры могут существенно отличаться друг от друга, что подтверждается наблюдениями; во-вторых, спектр источника SV на границе ядро-мантия также может отличаться от спектров F , D , и I , измеренных на поверхности Земли.

ВОПРОСЫ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ГАРМОНИЧЕСКОМ АНАЛИЗЕ ПАЛЕОГЕОМАГНИТНЫХ ДАННЫХ

Изучение истории геомагнитного поля, его изменений с разными характерными временами, подразделяется на несколько этапов, каждый из которых имеет свои трудности и свои еще не решенные вопросы. Первый этап - это отбор необходимой для решения поставленного вопроса коллекции. Речь идет, конечно, не о технической стороне отбора, а о выяснении, где может быть отобрана нужная коллекция. Отдельным вопросом является датировка - определение возраста пород выбранного разреза и временного интервала, за который накапливалась часть разреза, использованная для отбора коллекции. Эти два вопроса - подбор разреза пород и его датировка - решаются внешними по отношению к палеомагнитологии Мет одами. Далее идет этап лабораторного изучения отобранной коллекции: определение, из каких компонент складывается естественная остаточная намагниченность, выяснение, какая из выделенных компонент является первичной, т.е. сингенетичной породе, и, наконец, "чистка" всей коллекции, в результате которой в руках исследователя оказываются ряды значений величины и угловых элементов первичной намагниченности.

Остается последний этап - выделение периодов вариаций, записанных в рядах палеомагнитных данных, для чего служит тот или иной метод гармонического анализа. Обычно используется метод максимальной энтропии (МЭМ), анализ Фурье. Периоды выделенных МЭМ вариаций некоторые авторы уточняют методом градиентного спуска. При этом формально задача выделения периодов вариаций, записанных в разрезе осадочных пород, может считаться решенной, однако возникает ряд скрытых вопросов, не ответив на которые, нельзя считать, что выделенные периоды адекватно отражают реальные изменения геомагнитного поля.

Временные последовательности, естественно, ограничены. При их анализе принято использо-

вать фильтры. Применение фильтров влечет за собой изменения амплитуды пиков, вплоть до исчезновения некоторых пиков, резкое изменение соотношения амплитуд выделенных пиков, появление новых пиков и - пожалуй, самое неприятное - расщепление пиков и их смещение.

В качестве иллюстрации к сказанному на рис. 1 приведены данные из статьи Крипа [Creer, 1990]. В рядах наклонения выделяются при всех фильтрах кроме "50" периоды 45-50 т.л., 17-20 т.л. и 12-14 т.л. Период 9 т.л., близкий к периоду изменения магнитного момента для последних тысячелетий, выделяется в трех случаях из шести. Как относиться к нему? Является ли его отсутствие при трех фильтрах отражением несовершенства анализа или, наоборот, его присутствие при фильтрах 60, 70, 80 - это артефакт, а реально основная вариация магнитного момента Земли имела период не 9 ± 1 т.л. как последнее время, а 13 ± 1 т.л.?

На примере этой же статьи можно показать и вторую часто встречающуюся особенность, смущающую исследователей: в рядах склонения и наклонения выделяются разные периоды. В ряде D слабо выражены периоды 42-50 т.л. и 9 ± 1 т.л., отсутствует период 17-20 т.л., появляется, правда с низкой амплитудой, период 5.3 т.л. Четко прослеживаются периоды 14 ± 1 т.л. и 11 ± 1 т.л., но при фильтре 60 они расщепляются на серию пиков 11-15 т.л., а при фильтре 50 составляют размытую группу пиков вокруг 14 ± 2 т.л.

Второй пример можно взять из статьи [Нечаева, 1996], где для изучения вариаций геомагнитного поля был использован исключительно благоприятный для палеомагнитных исследований разрез осадочных пород возраста 160-230 т.л. В ряду D с использованием фильтра Блекмана-Тьюки были выделены пики 23, 34-38, 50-53, в ряду I - 16, 25, 31, 46-48. В табл. 1 периоды вариации даны в годах. Археомагнитными исследованиями вариации, составляющие дискретный спектр, нанесенный в левой колонке, определяются с точностью до 10%. Таким образом, вариации

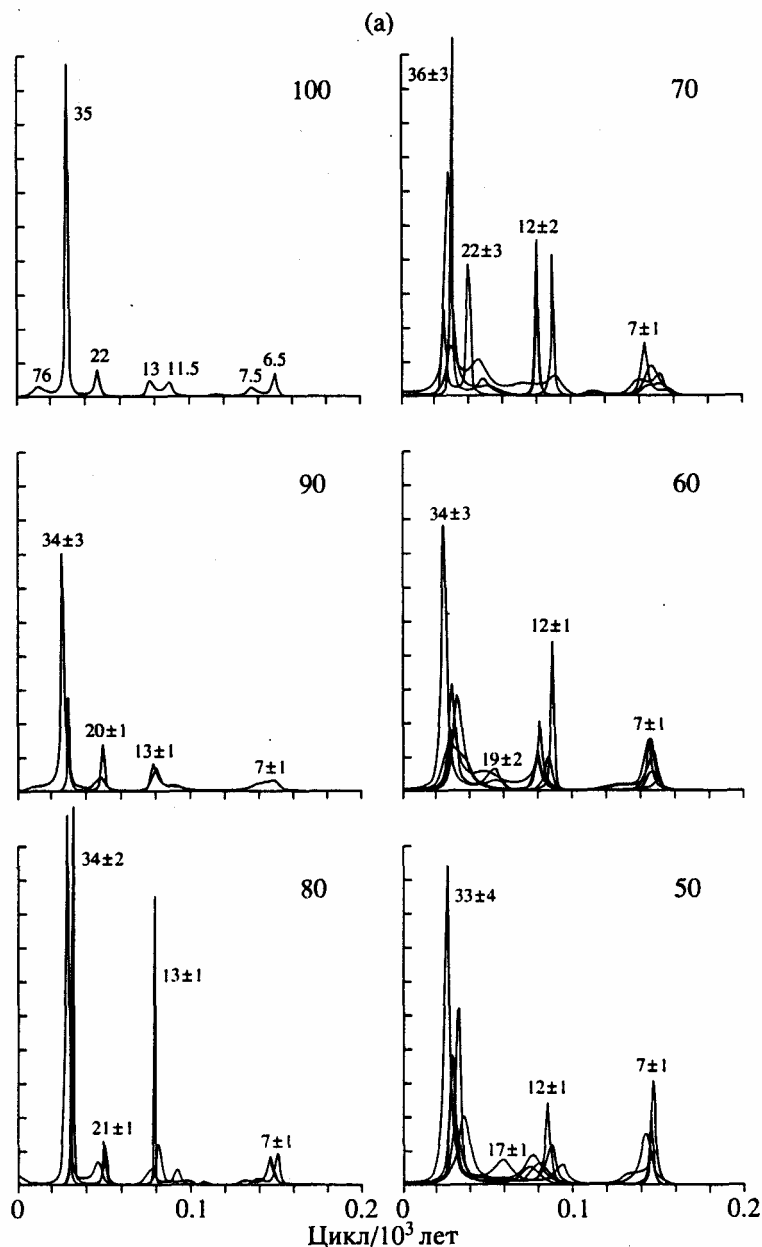


Рис. 1. МЭМ-анализ вариаций палеонапряженности геомагнитного поля и его угловых элементов. Рисунок заимствован из работы [1].

ции в ряду *D* в пределах ошибок определения совпадают со спектром по археомагнитным данным. Но три вариации 600, 1200 и 9000 в ряду *D* не записаны. В ряду *I* не выявляются вариации 600 и 5400 л. и вместо вариации 2700 ± 270 л. присутствует вариация 2300 ± 100 л.; она на грани суммарной ошибки, соответствующей археомагнитным данным, различие периода по данным ряда *I* и *D* больше, чем суммарная ошибка этих двух определений. Стоит еще раз подчеркнуть, что коллекция сама по себе позволяла надеяться на правильность выделения вариации: ферромагнитная фракция состояла из магнетита, анизотропия отсутствовала, вязкость пренебрежимо мала.

И наконец, можно привести таблицу из работы [Петрова, 1995], где палеомагнитная запись получена в том же районе (Армения, озеро Севан) и для того же отрезка времени (последние 2000 лет), для которых имеются археомагнитные данные. В табл. 2 можно видеть отсутствие в ряду *D* пиков 20 и 52, записанных в ряду *I*, а также присутствие в угловых элементах пика 10.7, соответствующего периоду 280 лет. Такой период не выделяется ни по археомагнитным данным, ни, что более существенно, по обсерваторским записям.

Описанная выше несогласованность палеомагнитных данных – разные периоды вариаций в рядах угловых элементов, и их отличие от архео-

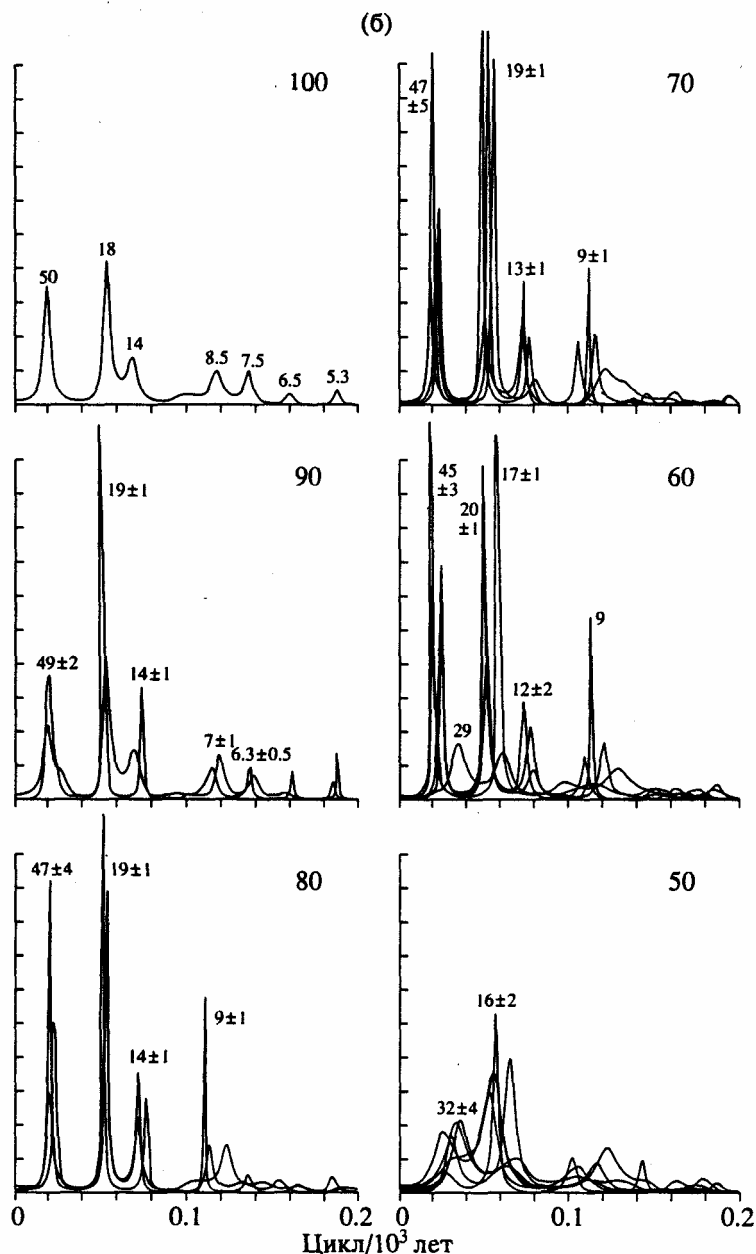


Рис. 1. (Продолжение).

магнитного ряда и прямых наблюдений – требует обсуждения этого вопроса.

Ниже на примере ряда моделей SV мы рассмотрим механизм появления кратных частот, а также попробуем прояснить вопрос о несогласованности спектров напряженности и угловых элементов магнитного поля. Проблемы, связанной с конечностью длины ряда, мы касаться не будем.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ СОСТАВ КОМПОНЕНТ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Магнитное поле Земли генерируется течением проводящей жидкости во внешнем ядре Земли. В первом приближении геомагнитное поле

можно представить в виде крупномасштабной (дипольной) компоненты и наложенных на нее мелкомасштабных полей. Известно (см., например, [Брагинский, 1972]), что временной спектр наблюдаемого магнитного поля имеет дискретную структуру. Эволюция дипольного поля описывается двумя процессами: величина диполя осциллирует с периодом, равным периоду основного динамомеханизма $T_0 \sim 10^4$ л и амплитудой порядка половины величины диполя. Ось диполя прецессирует вокруг географической оси [Бурлацкая, 1987] со скоростью, соответствующей скорости западного дрейфа, так что время одного оборота магнитного диполя вокруг оси вращения Земли равно $T_1 \sim 1200$ л. В спектре недипольного

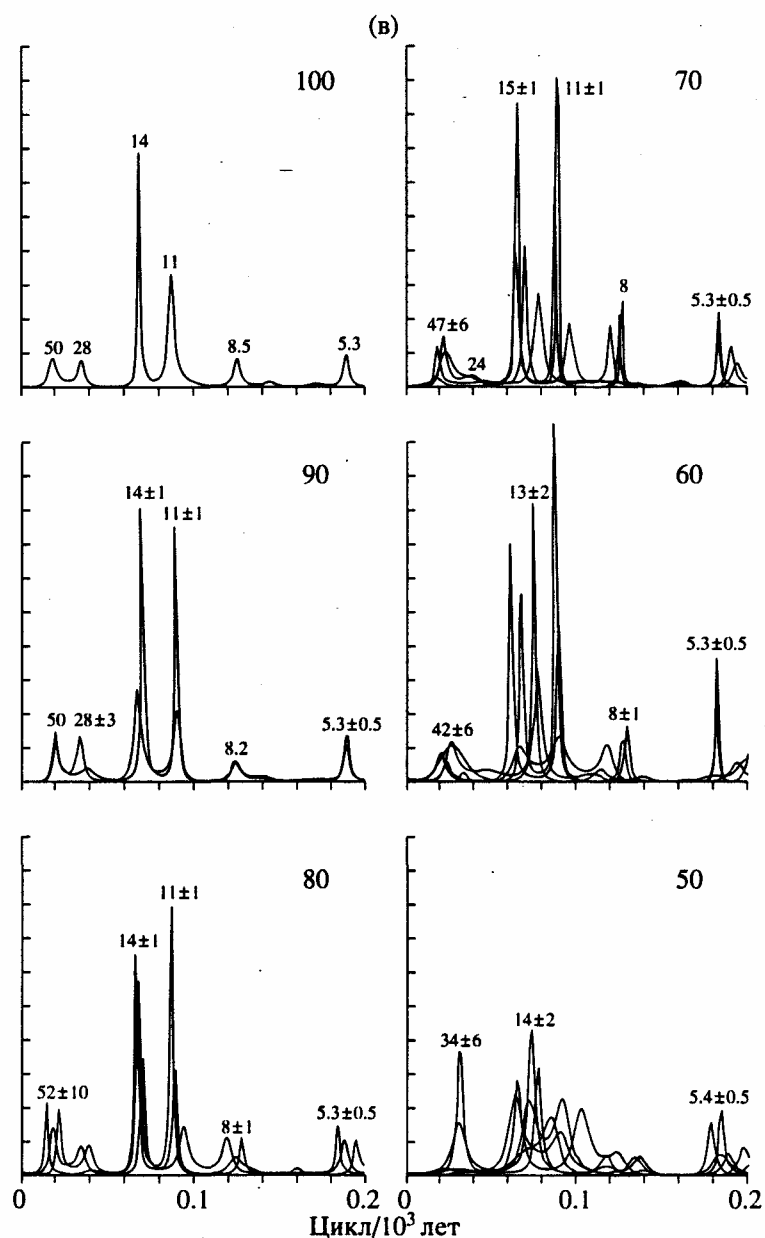


Рис. 1. (Окончание).

поля различают целый набор периодов (см., например, [Bucha, 1983; Петрова, 1992]: 20, 30, 60, 90, 120, 360, 450, 600, 1200, 1800, 2400, 2600, 4800 л. Отличительной особенностью этого ряда является существование кратных гармоник. Интересным является также то, что часть присутствующих периодов в одних компонентах поля, например, в X , Y или Z , не присутствует в записях его угловых элементов: наклона, I и склонения, D^1 . Поскольку каждая из компонент в свою очередь отражает процессы, происходящие в жидком ядре,

¹ Здесь X , Y , Z – северная, восточная и вертикальная компоненты магнитного поля.

знание истинного временного спектра источников SV на границе является одной из важнейших задач геомагнетизма. Для того чтобы прояснить этот вопрос, в данной работе рассмотрен ряд моделей SV и изучены спектральные свойства генерируемого ими магнитного поля на поверхности Земли для различных компонент поля в приближении непроводящей мантии.

Пусть на поверхности жидкого ядра $R = r_c$ задано некоторое магнитное поле $\mathbf{B}_0(r, \theta, \phi)$, где (r, θ, ϕ) – сферическая система координат. В предположении непроводящей мантии в мантию проникает лишь B_r – компонента. В мантии магнитное поле подчиняется уравнению Лапласа: $\nabla U = 0$, где ска-

лярный потенциал U задан соотношением $\mathbf{B} = \nabla U$. Решение на поверхности Земли $R = a$ ищется в виде ряда:

$$U(a, \theta, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{r_c^{n+2}}{a^{n+1}} \times \\ \times (g_n^m \cos m\varphi + h_n^m \sin m\varphi) P_n^m(\cos \theta),$$

где g_n^m , h_n^m – коэффициенты Гаусса, рассчитанные на поверхности жидкого ядра r_c , P_n^m – присоединенные полиномы Лежандра. Тогда на поверхности Земли поле $\mathbf{B}$ имеет компоненты: $X = -B_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta}$, $Y = B_\varphi = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \varphi}$, $Z = -B_r = \frac{\partial U}{\partial r}$. Поскольку X -, Y - и Z -компоненты связаны с U линейным преобразованием, то очевидно, что и спектральный состав при переходе от U к $\mathbf{B}$ остается неизменным. Однако компоненты поля X , Y и Z редко поддаются измерениям и известны лишь за последние 200 лет. В большинстве случаев известен модуль полной напряженности геомагнитного поля $F = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$, а также угловые элементы поля: наклонение, $\sin I = \frac{Z}{F}$ и склонение, $\sin D = \frac{Y}{H}$, где $H = \sqrt{X^2 + Y^2}$ – горизонтальная компонента поля.

Вначале на примере простейшей модели рассмотрим спектральные свойства напряженности поля F . Пусть поле, задаваемое на поверхности жидкого ядра, пропорционально $\sim 1 + \varepsilon \sin \omega_0 t$ ($\varepsilon > 0$), тогда напряженность на поверхности ядра равна $F_0 = |1 + \varepsilon \sin \omega_0 t|$. Данная функция не является дифференцируемой (имеет изломы) при $\varepsilon > 1$ и ее Фурье спектр слабо спадает при $\omega > \omega_0$. Если же нам все-таки необходимо исследовать спектральные свойства источника, то лучше иметь дело с квадратом F_0 : $F_0^2 = 1 + 2\varepsilon \sin \omega_0 t + \varepsilon^2 \sin^2 \omega_0 t = 1 + 2\varepsilon \sin \omega_0 t + \varepsilon^2(1 - \cos 2\omega_0 t)/2$. Для этой функции спектр уже легко вычисляется и имеет два экстремума: $\omega = \omega_0$ и $2\omega_0$. В предельных случаях $\varepsilon \gg 1$ и $\varepsilon \ll 1$ имеем экстремумы $\omega = 2\omega_0$ и $\omega = \omega_0$ соответственно.

На поверхности Земли при вычислении F необходимо учитывать уже три компоненты магнитного поля (X , Y и Z), с различными средними по времени. Даже при поле, сравнимом по величине с современным, указанный выше эффект может иметь место, так, например, восточная компонента магнитного поля Y меняет свой знак с характерным временем западного дрейфа (период прецессии) $T_1 \sim 1200$ л. В эпохах с пониженным значением напряженности магнитного поля

Таблица 1. Сравнение вариаций, выделенных в рядах D , I , $J_n(Q)$, разреза Арапи (озеро Севан, Армения) с вариациями дискретного спектра, определенного по сумме археоманитных данных

Археом. ряд	D	I	Q
600 (900)	–	–	750
1200	–	1200 ± 50	1200 ± 50
1800	1700 ± 150	1850 ± 50	1850 ± 100
2700	2700 ± 50	2300 ± 100	–
3600	3950 ± 250	3400 ± 200	3700 ± 200
5400	5200 ± 200	–	5000
9000	–	–	10500
–	3×10^4	–	2.5×10^4

появление удвоенной частоты может быть уже вызвано всеми тремя компонентами магнитного поля.

Правило. Если *a priori* известно, что на рассматриваемом интервале времени при построении F могли присутствовать эффекты “отражения” для какой-либо из компонент поля, то исследование спектральных свойств лучше проводить для F^2 , а не для F .

Другой причиной, приводящей к искажению спектра источника SV, являются эффекты интерференции. Пусть $Z_0 = 1 + \varepsilon[\sin \omega_1 t + \sin \omega_2 t]$. Тогда

$$F_0^2 = \overbrace{1 + 2\varepsilon(\sin \omega_1 t + \sin \omega_2 t)}^1 + \underbrace{2\varepsilon^2 \sin^2 \omega_1 t + \sin^2 \omega_2 t}_2 + \underbrace{2\varepsilon^2 \sin \omega_1 t \sin \omega_2 t}_3, \text{ где}$$

первый член имеет спектр исходного сигнала, второй связан с удвоением частоты, а третий, интерференционный, $\sin \omega_1 t \sin \omega_2 t = 0.5[\cos(\omega_1 - \omega_2) - \cos(\omega_1 + \omega_2)]$, описывает появление новых членов, одинакового порядка по ε со вторым членом, и имеет частоты $\omega = \omega_1 - \omega_2$, $\omega_1 + \omega_2$.

Рассмотрим подробнее свойства спектров угловых элементов I и D . Поскольку и числитель, и знаменатель этих функций являются периодическими функциями (с различными средними по времени и различными спектрами), спектры I и D претерпевают еще большие изменения относительно исходного спектра U_0 SV. К сожалению, предложенное выше **Правило** не приводит к существенному ослаблению этих искажений. Ниже приведены некоторые аналитические оценки, показывающие основные черты спектров I и D .

Рассмотрим некоторую функцию w , представимую в виде произведения двух функций s и g , с соответствующими преобразованиями Фурье S и G . Образ Фурье W для w задается сверткой:

$$W(\omega) = S(\omega)G(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega')G(\omega - \omega')d\omega'.$$

Таблица 2. Приведены уровни рядов, на которые приходятся пики (колонки 1, 2, 3), уточнение положения пиков методом градиентного спуска (колонка 4), суммарный результат анализа (колонка 5), перевод выделенных периодов в годы при скорости осадконакопления, равной 1 уровень /26 лет (колонка 6), и вариации дискретного спектра, определенные с точностью $\pm 10\%$ в результате статистической обработки всей суммы археомагнитных данных

Уровни пиков				SV уровни	SV годы	По прямым и археом. дан., годы
D	I	J_n	Град. спуск			
7	7	7	6.5	7	170	180
—	—	9	8.7	9	230	—
10–12	11	11–13	10.7	11 ± 1	280	—
14–16	15	15	15 по I	15 ± 1	390	360
			13.7 по D		356	
—	21	—	—	20 ± 1		
26	26	26	25.6	26 ± 2	660	600
32	32–35	32	35 по J_n	32 ± 2	910	900
—	52	54	—	53 ± 2	1400	1200

Пусть $g = 1/\sin \omega_0 t$. Тогда выражение для G имеет вид [Брычков, 1977]:

$$G = 2\pi i \times \sum_{j=0}^{\infty} [\delta(\omega - 2\omega_0 j - \omega_0) - [\delta(\omega + 2\omega_0 j + \omega_0)]],$$

представляющее собой ряд по ω_0 . Когда $g = 1/(1 + \varepsilon \sin \omega_0 t)$ задача сводится к некоторому большому, но конечному числу пиков (см. следующий параграф).

Взятие свертки приведет к дополнительному увеличению числа пиков в W . Напомним, что спектр S_w процесса w связан с W соотношением: $S_w = WW^*$, где $*$ – комплексное сопряжение. Полученное большое число пиков теперь уже может быть связано не только с эффектами “отражения” и интерференции, но и с тем, что по ситу, мы измеряем уже другие величины (I и D), с другими временными спектрами.

МОДЕЛИ SV

Как следует из предыдущего параграфа, точное аналитическое выражение для спектров F_0 при заданном спектре U_0 удастся выписать лишь в предельных случаях $\varepsilon \rightarrow 0$, $\varepsilon \rightarrow \infty$. Оценим величину ε для Земли по отношению амплитуды наблюдаемых на поверхности Земли колебаний F с периодом порядка 10^3 л. к амплитуде напряженности полного поля: $\varepsilon \sim F_{T_1}/F_{T_0}$ – и примем

$\varepsilon \sim 10^{-1}$. Оценка ε по отношению $g_1^0/\sqrt{g_1^{12} + h_1^{12}}$, представляющему собой отношение амплитуд пульсаций диполя к величине его прецессионных колебаний, дает $\varepsilon \sim 0.2$, что соответствует величине угла наклона оси диполя к оси вращения, равной 10° . Далее мы рассмотрим ряд численных моделей SV, на которых проследим основные за-

кономерности спектров компонент магнитного поля в случае $\varepsilon \sim 0.2$:

I. Волны, распространяющиеся вдоль экватора

вида $Z_0 = e^{-3(\theta - \pi/2)^2} \left[\sin\left(2\varphi + \frac{2\pi}{\tau_1}t\right) + \sin\left(\varphi + \frac{2\pi}{\tau_2}t\right) \right]$, где $\tau_1 = 360$ л. и $\tau_2 = 600$ л.

а) Рассмотрим вначале задачу с нулевым средним по времени. На рис. 2 представлены спектры Z , F , I и D в точке ($\theta = 70^\circ$, $\varphi = 0^\circ$), полученные с использованием быстрого преобразования Фурье. Если для Z существует лишь два максимума, то уже для F мы видим несколько ярко выделенных пиков, вызванных эффектами отражения и интерференции, а также пилообразный, спадающий при малых значениях периода (эффекты отражения), участок спектра. Отметим, что положения пиков здесь не соответствуют их положению в спектре исходного сигнала, представляя результат отражения и интерференции. Для угловых элементов доминирующими являются частоты исходного сигнала, так как числитель в них имеет тот же спектр, что и исходный сигнал, а искажения, вносимые знаменателем, $\sim \varepsilon$.

б) Рассмотрим влияние ненулевого среднего по времени для сигнала на спектральные свойства. Для этой цели дополнительно к модельному сигналу варианта а) добавим постоянное во времени дипольное решение ($g_1^0 = 0.5$), так чтобы отношение амплитуды колебаний напряженности к своему среднему по времени на поверхности Земли было сравнимо с наблюдаемым $\varepsilon \sim 0.2$. Характерной чертой полученных спектров (см. рис. 3) является малое количество ложных пиков, их небольшая амплитуда, едва ли поддающаяся измерению в реальных условиях, а также значительное более гладкое поведение спектра при малых значениях периода.

Итак, при измерении спектров F , I и D результат существенно зависит от относительной вели-

чины среднего по времени сигнала источника. При пониженных значениях среднего значения поля ($\epsilon \gg 1$) наблюдаемые спектры величин F , I и D имеют мало общего со спектром источника, в то время как уже при $\epsilon \sim 0.2$, что соответствует современному состоянию, эти спектры близки.

В рассмотренных выше примерах мы использовали одинаковые по амплитуде сигналы волн на поверхности ядра. В действительности, амплитуды этих волн могут существенно различаться. В этом случае мы вправе ожидать, что более сильные (чаще это длиннопериодные составляющие поля) могут давать существенный вклад в энергетiku короткопериодной части спектра. С другой стороны, некоторые компоненты поля, например, восточная компонента поля Y не чувствует осесимметричных изменений поля, однако это вовсе не означает, что спектр D не будет иметь гармоник, кратных осесимметричной частоте источника. Для прояснения этих вопросов далее мы рассмотрим модели, в которых существуют разные по амплитуде и пространственной конфигурации составляющие.

II. Осциллирующий прецессирующий диполь

$$(OPD): g_1^0 = 1 + 0.5 \sin \frac{2\pi}{T_0} t, g_1^1 = \frac{\sqrt{3.5}}{15} \sin \frac{2\pi}{T_1} t \text{ и } h_1^1 =$$

$$= \frac{\sqrt{3.5}}{15} \cos \frac{2\pi}{T_1} t. \text{ Здесь коэффициенты } (g_n^m, h_n^m) \text{ вы-}$$

браны так, чтобы амплитуда колебаний с основным периодом $T_0 = 10^4$ л. была в два раза меньше его среднего по времени значения, а амплитуда колебаний I и D , соответствующая периоду прецессии $T_1 = 1200$ л, была равной $\sim 10^\circ$. К основным чертам полученных спектров (см. рис. 4) можно отнести следующие: сохранение свойств спектра для F ; отношение энергий E_1/E_0 в спектре I , приходящихся на периоды T_1 , T_0 , соответственно, равно ~ 100 , что соответствует отношению амплитуд 10; полное отсутствие осесимметричной компоненты поля в спектре D ; существование цуга гармоник около T_1 , с пиками, превосходящими в случае наклонения I амплитуды пика, соответствующего T_0 . Отметим, что с точки зрения наблюдателя, основным изменением в спектре будет ослабление I (исчезновение D) пиков, соответствующих осесимметричной составляющей T_0 . Другие изменения будут слишком слабы, чтобы быть измерены при имеющейся точности измерений. Это однако не мешает им стать существенными в случае сравнимых по амплитуде колебаний, как это уже было показано на примере модели I(a).

Поскольку в действительности могут присутствовать оба из рассмотренных выше вариантов, то в следующем примере мы рассмотрим суперпозицию МАК-волн (вариант I) и колебаний OPD (вариант II), приводящую к большему числу интерференционных составляющих спектра.

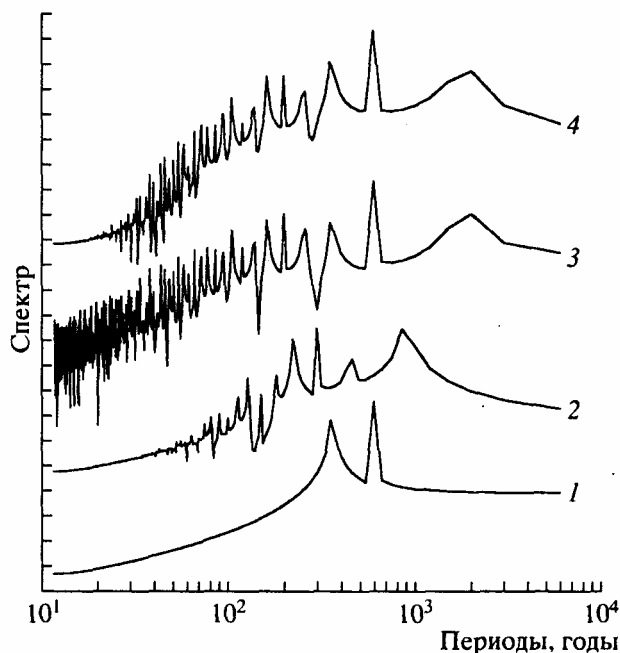


Рис. 2. Спектр в модели МАК-волн; 1 – Z , 2 – F , 3 – D и 4 – I с нулевым средним по времени. Значения представлены в двойном логарифмическом масштабе, каждое деление по ординате соответствует десятикратному увеличению относительной величины спектра.

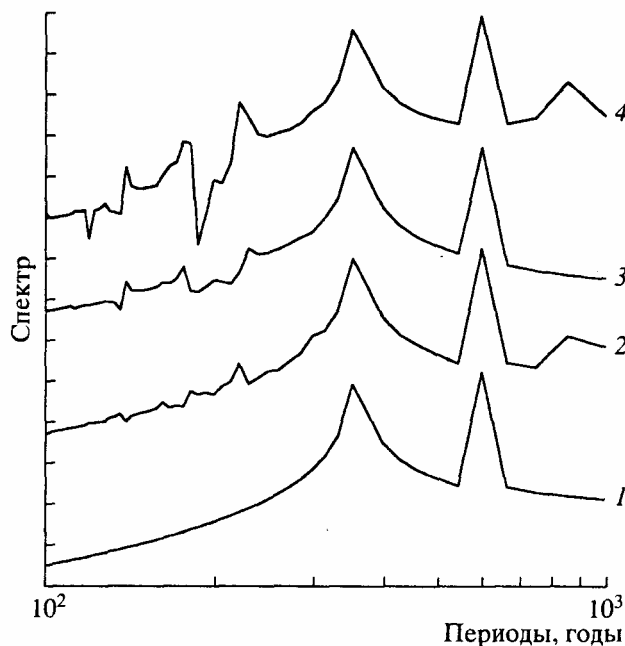


Рис. 3. Спектр в модели МАК-волн; 1 – Z , 2 – F , 3 – D и 4 – I с ненулевым средним по времени.

III. Рассмотрим модель, объединяющую предыдущие две (I и II). Спектр исходного сигнала представлен колебаниями OPD с периодами $T_0 = 10^4$ л., $T_1 = 1200$ л., на фоне которых существуют колебания с периодом $\tau_1 = 360$ л., $\tau_2 = 600$ л, см. рис. 5. Для спектра напряженности F мы наблюдаем

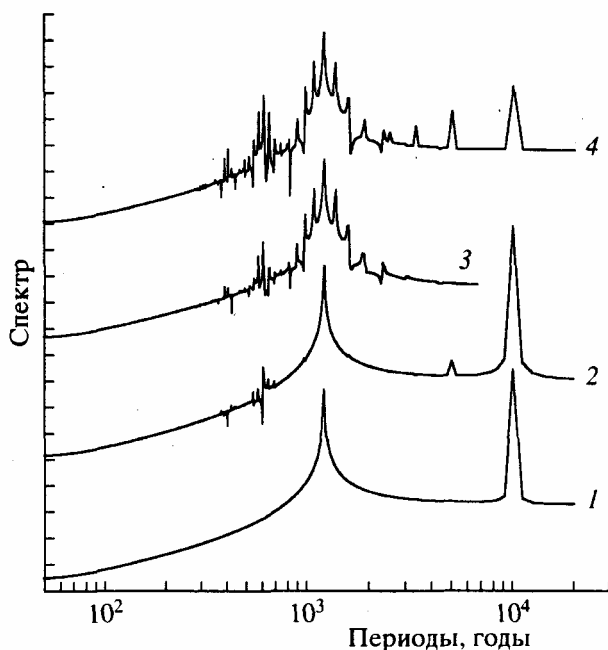


Рис. 4. Спектр в модели OPD; 1 – Z, 2 – F, 3 – D и 4 – I.

появление сравнимого по величине с другими, колебания с периодом ~ 1000 л., некоторого перераспределения энергии между уже имеющимися колебаниями, а также появление высокочастотной части спектра. В целом, та же картина наблюдается и для I. Отличие для D составляет, как и прежде, подавление осесимметричного колебания с периодом T_1 и, как следствие этого, отсутствие интерференционной компоненты с периодом ~ 1000 л.

Поскольку отдельные детали спектров могут существенно зависеть от конкретных значений T_0 , T_1 , τ_1 и τ_2 , то далее мы не будем сопоставлять каждый из полученных пиков с известным из наблюдений колебанием. Главным здесь представляются приведенные выше общие закономерности в изменении спектров. Основной рекомендацией при изучении спектральных свойств имеющихся временных последовательностей является тщательное сопоставление спектральных свойств всех компонент магнитного поля с последующим моделированием источников SV в каждом конкретном случае отдельно.

ВЫВОДЫ

Рассмотрен ряд моделей поля вековой вариации, представляющих собой суперпозицию МАК-волн и колебаний прецессирующего диполя. Показано, что временные спектры генерируемого ими магнитного поля могут по-разному

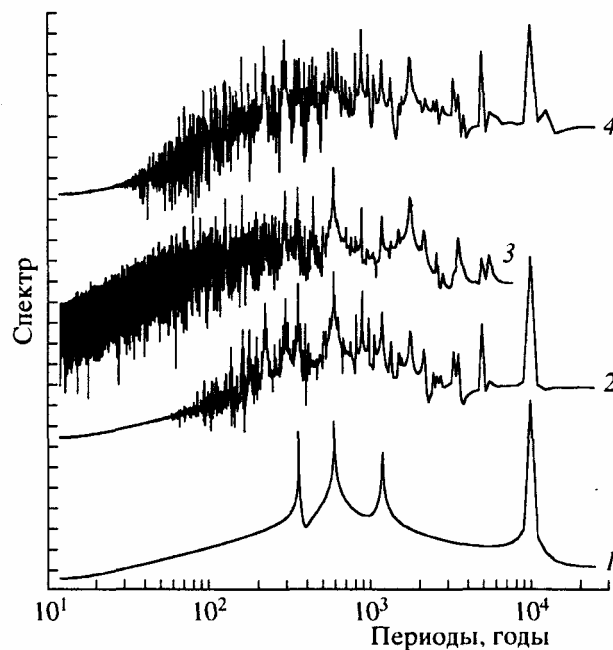


Рис. 5. Спектр, полученный в результате суперпозиции МАК-волн (рис. 1) и колебаний диполя (рис. 3); 1 – Z, 2 – F, 3 – D и 4 – I.

интерпретироваться на поверхности Земли в зависимости от того, измеряется ли каждая из компонент магнитного поля, его полная напряженность или его угловые элементы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты № 96-05-65258, 97-05-64797.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Брагинский С.И. Происхождение магнитного поля Земли и его вековых вариаций // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1972. Т. 10. С. 3-14. Брычков Ю.А., Прудников А.П. Интегральные преобразования обобщенных функций. М.: Наука. 1977. 288 с. Бурлацкая С.П. Археомagnetизм. Изучение древнего геомагнитного поля. М.: Мир, 1987. 247 с. Нечаева Т.Б., Петрова Г.Н., Варданян А.А. Вековые вариации в плейстоцене по палеомагнитным исследованиям на осадочных породах Армении (Ширанская котловина, разрез Арапи) // Физика Земли. 1996. № 8. С. 33-38. Петрова Г.Н., Нечаева Т.Е., Поспелова Г.А. Характерные изменения геомагнитного поля в прошлом. М.: Наука. 1992. 176 с. Петрова Г.Н., Диденко Е.Ю., Варданян А.А. Вариации геомагнитного поля, записанные в осадках разреза Дзкнагет // Физика Земли. 1995. № 5. С. 81-84. Magnetic field and the processes in the Earth's interior/ Ed. Bucha V. Prague, Academia. 1983. 520 p. Creer K.M., Thouveny N., Blunk I. Climatic and geomagnetic influences on the Lac du Bouchet paleomagnetic Sv record through the last 110 000 years // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 1990. V. 64. P. 314-341.

Статья рекомендована к печати членом редколлегии доктором физ.-мат. наук А.Н. Храмовым.