

УДК 523.62—337

ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ММП В ДИАПАЗОНЕ $3 \cdot 10^{-4} - 10^{-2}$ Гц

Обрядко В. Н., Шельтинг Б. Д.

Изучены флуктуационные характеристики ММП для ряда протоонных событий. Флуктуации ММП в основном определяются альвеновскими волнами; в возмущенные периоды растет роль волн других типов. Спектр флуктуаций во всем диапазоне частот нельзя описать степенным законом с одним и тем же показателем α . Величина α составляет 1,2–1,5 на низкочастотном конце спектра и падает до 0,5–0,8 на высокочастотном конце.

1. Введение. В работах [1–3] анализировался спектр флуктуаций межпланетного магнитного поля (ММП) в интервале периодов 40–10 мин. Особое внимание обращалось на изучение локальных максимумов в спектре ММП. Эти максимумы могут быть интерпретированы как распространение волн на нескольких фиксированных частотах, образующих как бы «спектральные линии» в спектре ММП. Спектр ММП в диапазоне 40–20 мин содержит целый ряд таких линий, причем они усиливаются при наличии возмущений в ММП.

В настоящей работе анализируются общие характеристики флуктуаций ММП: распределение флуктуаций по характерным размерам, соотношение между мощностями колебаний различных компонент ММП, наклон спектра и его зависимость от частоты, зависимость этих характеристик от степени возмущенности ММП.

2. Исходный материал и метод анализа. Использованы измерения трех компонент и модуля ММП, полученные на спутниках «Explorer-33», «Explorer-34» с временным разрешением 5 с и точностью измерений $0,1 \text{ нТл}^1$. Анализ включал в себя вычисление корреляционных и спектральных функций, являющихся фурье-преобразованием от корреляционных функций. Для изучения спектра колебаний в ММП в связи с солнечными вспышками использованы данные за 1968 г., год высокой солнечной активности. Отобраны вспышки балла ≥ 2 , преимущественно изолированные. В настоящей работе использованы данные для трех вспышек: 3.IV, 9.VI и 30.X 1968 г. Вспышка 3.IV (балл 2n, координаты 15° N , 50° W) произошла в 05.45 UT. С этой вспышкой связана магнитная буря с внезапным началом SC в 13.28 UT и максимумом геомагнитной бури в интервале 18–24 UT 5.IV. Вспышка 9.VI (балл 4b; 15° S , 8° W) произошла в 8.40 UT. SC произошло в 21.54 UT 10.VI. Вспышка 30.X (балл 4b; 14° S , 37° W) произошла в 23.46 UT. SC геомагнитной бури наступило в 9.16 UT 1.XI.

Средние значения компонент \bar{B}_x , \bar{B}_y , \bar{B}_z и модуля поля \bar{B} в предвспышечный, относительно невозмущенный период, сравнимы по величине и

¹ Авторы благодарят д-ра Н. Несса, приславшего данные через Национальный центр по ракетам и спутникам.

составляют несколько нТл. В возмущенных условиях значения \bar{B} возрастают в 3–5 раз. При этом происходит поворот поля, и значения \bar{B}_x и \bar{B}_y меняют знак. Для события 3–5.IV эта смена знака совпала со сменой знака секторной структуры ММП между 5 и 6.IV. Событие 9.VI располагалось внутри сектора положительной полярности \bar{B}_y . Возмущение в геомагнитном поле привело к смене знака поля. Впоследствии знак ММП восстановился и окончательный переход к сектору с другим знаком наступил только между 12 и 13.VI. Событие 30.X произошло внутри области с неустойчивой структурой ММП. Для изучаемого интервала частот 10^{-2} – $3 \cdot 10^{-4}$ Гц (периоды $T \sim 10^2$ – $3 \cdot 10^3$ с) вычисления велись с исходными данными с шагом $\Delta t = 40$ с для обеспечения необходимой длины реализации (не менее 6 ч) с учетом оперативной памяти ЭВМ при использовании программ корреляционного и спектрального анализа по методу Тюки.

3. Соотношение колебаний различных компонент ММП. Величина дисперсии σ^2 значительно выше в компонентах поля, чем в модуле. Среднее отношение величины $\sigma_B^2/\sigma_{B_j}^2$, где B_j – наиболее флуктуирующая компонента, составляет 0,2–0,5 (т. е. мощность колебаний B в 10–15 раз меньше, чем B_x , B_y , B_z). В то же время σ^2 по компонентам приблизительно одного порядка.

Отметим, что σ^2 характеризует собой интегральную мощность флуктуаций, однако в условиях межпланетной среды, в которой спектр флуктуаций сильно падает к высокочастотному концу, величина σ^2 определяется по существу наиболее низкочастотными колебаниями с $T \sim 60$ мин. Наблюдаемое соотношение мощностей флуктуаций свидетельствует о том, что вектор колебаний в ММП в основном находится в плоскости, перпендикулярной B , и в этой плоскости колебания изотропны. Такое соотношение характерно для альвеновских волн. Анализ, опирающийся только на данные ММП, не позволяет отличить альвеновские волны от статических плазменных флуктуаций, поскольку любые статические (не волновые) флуктуации в бесстолкновительном газе должны быть таковы, что их вариации тоже нормальны к полю [4]. Вывод о преимущественной роли альвеновских волн по более обширному материалу, с привлечением данных о параметрах плазмы, получен в ряде работ (см., например, [5–10]). Однако количественные характеристики флуктуаций в разных работах различные и, по-видимому, зависят от фазы солнечного цикла и общей возмущенности межпланетной среды.

2) Величина σ , сравнима с величиной \bar{B} , а иногда даже значительно превосходит ее. Это подтверждает, что флуктуации компонент поля (как волновые, так и статические) не могут рассматриваться как слабые возмущения, и в плазме должны реализоваться нелинейные процессы. Флуктуации модуля поля относительно малы, по крайней мере в спокойные периоды.

3) После солнечной вспышки в плазме потока, связанного с магнитной бурей, резко увеличивается как среднее значение величины \bar{B} , так и флуктуационность по компонентам и модулю. Величина \bar{B} увеличивается в 3–5 раз, а отношение σ_B/σ_{B_j} , которое в спокойный период составляло 0,25–0,30, увеличивается в 1,5–2,5 раза. Это означает, что относительная мощность неперпендикулярных к полю возмущений возрастает в 2–6 раз. При этом в период геомагнитной бури мощность флуктуаций по \bar{B} лишь ненамного ниже, чем мощность флуктуаций компонент.

Следует заметить, что этот последний результат далеко не является общепринятым. Так, в [11, 13] утверждается, что роль альвеновских волн, наоборот, слегка усиливается в возмущенные дни. Возможно, это расхождение связано с пониманием самого термина «возмущенность». В работах [11, 13] не рассматривались послевспышечные возмущения, а возмущенные дни в их терминологии в период глубокого минимума 1964–1965 гг. близки к уровню возмущенности в предвспышечные периоды в нашем материале. Кроме того, в некоторых работах [9, 12, 14] есть указания и на увеличение роли магнитозвуковых волн и статических возмущений в возмущенные периоды.

4. Гистограммы распределения величин ММП. Дополнительная инфор-

мация о характеристиках квазипериодических флуктуаций ММП может быть получена при сравнительном анализе фурье-спектра, дисперсии и гистограмм распределения амплитуд измеряемых величин.

Как известно, распределение амплитуд флуктуационного сигнала можно записать в виде нормального закона распределения, который по существу представляет собой эффект размывания строго регулярного однородного поля за счет флуктуаций. С другой стороны, строго монохроматическое колебание X с постоянной или равномерно меняющейся фазой $X=A \cos(\omega t + \epsilon)$ имеет дисперсию $\sigma^2=A^2/2$ и распределе-

$$F(X) \sim \begin{cases} (A^2 - X^2)^{-1/2}, & |X| < A, \\ 0, & |X| > A. \end{cases}$$

Распределение не зависит от ω и ϵ . Наличие флуктуационного шума приводит к размыванию $F(X)$. $F(X)$ представляется двухвершинной кривой, если A/σ не слишком мало. При достаточно малых A/σ эффект замывания может сохранить одновершинную гауссоподобную кривую. Наличие нескольких выделенных частот в спектре исследуемого сигнала усложняет эту картину, особенно, если амплитуды и фазы гармоник не связаны между собой. Наконец, при полностью случайных скачках амплитуды, частоты и фазы распределение снова возвращается к одновершинному гауссоподобию.

Переход от распределения к гистограммам (т. е. к конечной длине реализации и интервалов ΔX) может ввести дополнительную неопределенность. Эта неопределенность незначительна, если длина реализации L достаточно велика, чтобы $T/L \ll 1$ и $N/k \gg 1$, где k — число интервалов ΔX при построении гистограммы, N — полное число точек после дискретизации сигнала, $T=1/f$ — период колебаний.

Для всех исследованных реализаций построены гистограммы для $\Delta X/\sigma=0,2$. При таком построении ширина гистограммы не зависит от σ .

Из предварительного обсуждения в начале этого раздела вытекает следующая схема совместного анализа результатов фурье-спектра, дисперсии и формы гистограмм.

Если в спектре имеется отчетливо выделенный локальный максимум на какой-то частоте, это означает наличие периодического колебания с устойчивым периодом и фазой, которое существует либо в течение всей реализации, либо на ее значительной части. Хорошо выраженная двухвершинная гистограмма указывает на устойчивость амплитуды и значительную величину A/σ . Наличие нескольких максимумов характеризует сбой по амплитуде, однако каждое характерное значение амплитуды держится достаточно долго, по крайней мере несколько периодов колебаний (длина цугов составляет несколько периодов). Наконец, одновершинное гауссоподобное распределение указывает на сильную хаотизацию амплитуды (и, таким образом, среднее эффективное значение $A/\sigma \sim 0$).

Если в спектре отсутствуют локальные максимумы, это в первую очередь указывает на неустойчивость периодов и фазы. Двухвершинное распределение в этом случае указывает на устойчивость амплитуды, а отсутствие максимумов в спектре связано, по-видимому, скорее со сбоями фазы, чем со сбоями периода. Многовершинный контур в этом случае указывает на сложный характер детерминированной компоненты, малость длины цугов, вариации периодов и фазы. Тем не менее и в этом случае детерминированная компонента является энергетически значительной и не полностью хаотична. Наконец, одновершинный контур указывает на полную хаотичность распределения по амплитуде, в этом случае детерминированная компонента по существу не отличима от флуктуационной и ее наличие приводит только к увеличению дисперсии.

Переход от относительно спокойного периода 3.IV к сильно возмущенному периоду 5.IV характеризуется как ростом мощности колебаний с $T=20-40$ мин, так и общим ростом дисперсии σ^2 , что указывает на увеличение роли как хаотической, так и детерминированной компоненты. Особенно показательна в этом отношении величина σ_v^2 . 3.IV она составляет в основном $0,2-0,4$ нТл. Во второй половине дня 5.IV одновременно с началом бури σ_v^2 резко возрастает на $1,5-2$ порядка (до ~ 10 нТл²), затем несколько убывает 6.IV, оставаясь гораздо выше, чем до бури ($\sim 1,5$ нТл²). Еще более своеобразно поведение гистограмм. Если до начала бури двухвершинные и многовершинные распределения наблюдаются в основном в компонентах B_x, B_y, B_z , а в B — в основном одновершинные контуры (за исключением вечера 3.IV), то после начала бури форма гистограмм B резко меняется. В период магнитной бури гистограмма B имеет многовершинную форму. Такой характер гистограммы согласуется с высказанной ранее концепцией, что в невозмущенные периоды квазипериодические колебания ММП в основном связаны с прохождением альвеновских волн, в которых колебания наблюдаются главным образом в компонентах B_x, B_y и B_z . В возмущенные периоды возрастает роль других типов МГД-волн с моду-

ляцией модуля B . В целом гистограммы становятся более сложными, больше скачков частоты, фазы и амплитуды.

5. Наклон спектра. Спектр мощности флуктуаций ММП обычно описывают степенным законом $f^{-\alpha}$, где f — частота в Гц. При $f \leq 10^{-5}$ Гц спектр плоский, величина α мала и флуктуации поля в основном определяются квазирегулярной структурой ММП типа секторной структуры. В очень большом диапазоне 10^{-5} – 1 Гц обычно предполагается постоянство величины α . Теоретической основой для этого является представление, при котором энергия флуктуаций большого масштаба передается флуктуациям более мелкого масштаба вплоть до характерных размеров порядка гирорадиуса. Таким образом, во всем этом диапазоне частот должен устанавливаться степенной спектр турбулентности с $\alpha \sim 5/3$ вплоть до $f \sim 1$ Гц. Неоднородности порядка гирорадиуса должны быстро диссипировать, что приводит к высокочастотному обрезанию спектра с $\alpha \sim 4$. Эта идеализированная картина не совсем убедительна с теоретической точки зрения. Прежде всего нет оснований полагать, что спектр флуктуаций должен полностью соответствовать спектру турбулентности с пассивной передачей энергии от больших масштабов к малым. Кроме того, на частотах $f > 10^{-3}$ Гц Солнце является генератором колебаний с $T = 160, 50, 40$ – 20 мин, $300, 180$ с, которые могут проникать в межпланетную среду, возмущая чисто турбулентный спектр. Вблизи Солнца в области ускорения солнечного ветра существует турбулентная область, которая также может стать дополнительным источником флуктуаций. Сами по себе флуктуации есть проявление сложного ансамбля статических неоднородностей, альвеновских, магнитозвуковых и ударных волн, nonlinearно взаимодействующих друг с другом, причем относительная мощность этих агентов может быть различной в различных частотных диапазонах и зависеть от общего уровня возмущенности среды. Наконец, различные виды плазменных неустойчивостей, например шланговая, могут исказить высокочастотный конец спектра флуктуаций.

С экспериментальной точки зрения положение дел тоже является не совсем определенным. Хотя в большинстве работ утверждается постоянство величины α в диапазоне частот 10^{-5} – 1 Гц, ознакомление с исходным материалом заставляет сомневаться в справедливости этих утверждений. Так, в [7] показано, что α постоянно и равно 1,2 в диапазоне 10^{-5} – 10^{-2} Гц, однако на рис. 3 и 4 работы [8] отчетливо видно резкое уменьшение наклона для $f > 2 \cdot 10^{-3}$ Гц.

Обычно наклон определяется по сильно усредненному спектру [5–7, 8, 11, 15], однако при этом разные наблюдения дают разную величину наклона: 1,2 [5–7]; 1,5–2,2 [8]; 1,0–2,0 [11]; 1,0–1,5 в диапазоне $2,3 \cdot 10^{-6}$ – $1,4 \cdot 10^{-4}$ Гц и 2,0 в диапазоне $2 \cdot 10^{-4}$ – 10^{-2} [15]. Меньшие значения α наблюдаются в более горячих потоках. Есть указания на то, что на высокочастотном конце спектра мощности наблюдается увеличение спектра, которое не укладывается в рамки единого степенного закона и для $f > 10^{-1,6}$ Гц связано с быстрыми магнитозвуковыми волнами и статическими структурами [14]. Наконец, в [16] из анализа вариаций космических лучей показано, что величина α в диапазоне частот $2,4 \cdot 10^{-4}$ – $1,6 \cdot 10^{-2}$ Гц постепенно падает от 1,5 до 0,5.

В таблице дана сводка величин α для всего использованного нами материала в трех спектральных диапазонах: $3,3 \cdot 10^{-4}$ – $1,67 \cdot 10^{-3}$ Гц (50–10 мин) — диапазон 1; $1,67 \cdot 10^{-3}$ – $6,25 \cdot 10^{-3}$ Гц (10 мин — 160 с) — диапазон 2; $6,25 \cdot 10^{-3}$ – $1,25 \cdot 10^{-2}$ Гц (160–80 с) — диапазон 3. Среднеквадратичная ошибка однократного определения величины составляет 0,2–0,3.

Дата, 1968 г.	Номер регистрации	Диапазон 1				Диапазон 2				Диапазон 3			
		B_x	B_y	B_z	B	B_x	B_y	B_z	B	B_x	B_y	B_z	B
3.IV	I	1,00	0,70	1,00	0,70	1,37	1,62	1,25	1,02	1,17	0,50	0,67	0,67
	II	0,43	1,43	1,07	1,14	1,02	1,45	1,20	0,77	0,83	1,83	-0,50	0,67
	III	1,93	1,93	1,30	1,85	1,11	1,53	1,71	1,11	1,50	-0,17	1,34	0,50
	IV	2,14	1,28	1,00	0,71	1,37	1,28	2,22	1,11	0,83	0,83	0,50	0,33
5.IV	I	1,71	2,14	2,00	2,28	1,37	1,53	1,28	1,71	1,67	0,50	1,67	0,67
	II	1,40	2,00	0,86	1,00	1,88	1,53	2,39	0,51	0,50	1,67	0,83	0,33
	III	0,85	1,57	1,21	1,43	1,37	1,20	1,45	1,37	1,17	1,00	0,83	0,83
	IV	1,00	1,07	1,28	1,28	1,71	1,45	2,31	0,77	0,17	0,50	0,67	1,00
9.VI	I	1,71	1,10	1,40	2,10	0,25	0,85	1,27	1,36				
	II	1,28	0,86	0,93	0,28	0,68	0,59	0,42	0,68				
	III	1,64	1,71	1,50	1,07	1,19	1,27	1,52	1,52				
	IV	0,50	1,14	1,21	0,28	0,85	0,42	0,42	1,27				
30.X	I	1,40	1,40	1,40	1,10	0,85	1,69	2,03	0,68				
	II	1,15	1,07	1,43	1,64	1,69	1,69	1,35	1,86				
	III	1,57	2,00	1,57	1,50	1,69	1,52	1,95	0,00				

Среднее значение α без учета различия спектральных диапазонов, степени возмущенности среды и различия между спектрами компонент и модуля составило $1,20 \pm 0,56$. Эта величина равна значению, приведенному в [5–7]. Однако значительное превышение среднеквадратичной ошибки этого значения над стандартной ошибкой однократного определения указывает на существование систематических различий в величине α . Хотя эти различия, обсуждаемые ниже, в большинстве случаев находятся на пределе статистической достоверности, тем не менее к ним следует относиться со вниманием, поскольку они повторяются во всех или в большинстве реализаций.

Определенно можно утверждать, что величина α резко падает в диапазоне 3. Средние значения α по диапазонам соответственно составляют: $1,35 \pm 0,44$; $1,29 \pm 0,45$; $0,80 \pm 0,49$. Аналогичные оценки следуют также из работ [7, 16].

Не обнаружено систематического различия между величинами наклона в разных компонентах. Средние по всем диапазонам значения α для компонент ($1,26 \pm 0,25$) в большинстве случаев больше, чем α для модуля поля B ($1,04 \pm 0,39$). Это выполнялось в 10 реализациях из 15, кроме того, еще в трех реализациях величины α для компонент и поля были равны.

Совершенно различно ведут себя значения α компонент и модуля с увеличением возмущенности ММП. Величина α компонент растет с переходом от довысочечного периода ($\alpha=1,15$) к моменту главной фазы геомагнитной бури ($\alpha=1,53$). В то же время α модуля B уменьшается на 0,2–0,4. Этот последний эффект связан именно с изменением наклона в высокочастотной части спектра для модуля B . Увеличение α для спектра компонент в возмущенные периоды заметно во всех трех спектральных диапазонах и составляет в среднем 0,29; 0,36; 0,08 соответственно. В то же время уменьшение α для модуля B наиболее отчетливо выражено во втором (0,34) и в третьем (0,34) спектральных диапазонах соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Обридко В. Н., Фельдштейн Я. И., Шельтинг Б. Д., Варфоломеева Н. Г. В кн.: Проблемы космической электродинамики. М.: Наука, 1981, с. 12.
2. Обридко В. Н., Шельтинг Б. Д. Солнечные данные, № 9. М.: Наука, 1983, сентябрь.
3. Шельтинг Б. Д., Вальчук Т. Е., Фельдштейн Я. И., Обридко В. Н. Геомагнетизм и аэрономия, 1984, т. 24, с. 557.
4. Barnes A. J. Geophys. Res., 1971, v. 76, p. 7522.
5. Coleman P. J. J. Geophys. Res., 1966, v. 71, p. 5509.
6. Coleman P. J. Planet. Space Sci., 1967, v. 15, p. 953.
7. Coleman P. J. Astrophys. J., 1968, v. 153, p. 371.
8. Belcher I. W., Davis L. J. Geophys. Res., 1971, v. 76, p. 3539.
9. Becher I. W., et al. J. Geophys. Res., 1969, v. 74, p. 2302.
10. Тонтыгин И. Н. Космические лучи в межпланетных магнитных полях. М.: Наука, 1983.
11. Siscoe G. L. et al. J. Geophys. Res., 1968, v. 73, p. 61.
12. Burlaga L. F. Space Sci. Rev., 1979, v. 23, p. 201.
13. Burlaga L. F. In: Solar wind/ed. by Sonett C. P., Coleman P. J., Wilcox I. M. Washington, NASA, 1972.
14. Neugebauer M. N. et al. J. Geophys. Res., 1978, v. 83, p. 1027.
15. Sari J. W., Ness N. F. Solar Phys., 1969, v. 8, p. 155.
16. Kolomeets E. V., Sevast'yanov V. N., Stekolnikov N. V. 17th Int. Cosmic Ray Conf. Paris, 1984, v. 3, p. 322.

Институт земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн АН СССР

Поступила в редакцию
21.X.1984