

УДК 523.98

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТОВ КОРОНАЛЬНОГО ПРОСВЕЧИВАНИЯ ЛИНЕЙНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ СИГНАЛАМИ ЗОНДОВ “HELIOS”

© 2019 г. А. И. Ефимов^{1*}, Л. А. Луканина¹, И. В. Чашей², М. К. Бёрд^{3,4}, М. Петцольд⁴

¹Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

²Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

³Институт астрономии им. Аргеландера Боннского университета, Бонн, Германия

⁴Институт исследования окружающей среды Кельнского университета, Кельн, Германия

Поступила в редакцию 21.08.2018 г.; принята в печать 19.10.2018 г.

Представлены результаты экспериментов поляризационного радиопросвечивания внешней короны Солнца, выполненных в период с 1975 г. по 1984 г. с помощью космических аппаратов “Helios”. Получены характерные параметры временных спектров флуктуаций фарадеевского вращения плоскости поляризации в области гелиоцентрических расстояний от 3.5 до 5.5 радиусов Солнца. Показано, что абсолютный уровень флуктуаций, а следовательно, и уровень флуктуаций магнитного поля, практически не зависит от уровня солнечной активности. Известно, что глобальная структура солнечного ветра изменяется с циклом солнечной активности таким образом, что в минимуме солнечной активности на низких широтах наблюдается медленный солнечный ветер, а на высоких широтах — быстрый солнечный ветер. В максимуме солнечной активности на всех широтах преобладает медленный солнечный ветер. Объяснение неизменности флуктуационных эффектов при зондировании околосолнечной плазмы заключается в том, что магнитогидродинамическая турбулентность низкоширотного медленного солнечного ветра в среднем слабо зависит от фазы цикла солнечной активности.

DOI: 10.1134/S0004629919030034

1. ВВЕДЕНИЕ

В период с 1975 г. по 1984 г. гелиоцентрические траектории солнечных зондов “Helios-1” и “Helios-2” периодически оказывались в верхних соединениях по отношению к Земле, обеспечивая таким образом радиозондирование околосолнечной плазмы дециметровыми ($\lambda = 13.1$ см) сигналами этих аппаратов. Проведенные эксперименты по радиозондированию околосолнечной плазмы распределены почти равномерно по всему 21 циклу солнечной активности.

В интервалах времени вблизи верхних соединений космических аппаратов линейно-поляризованные сигналы зондировали солнечный ветер в областях его формирования и ускорения (гелиоцентрические расстояния R между 2 и 20 солнечными радиусами $R_s = 0.697 \times 10^6$ км). Наземные пункты американской сети слежения за космическими аппаратами, расположенные в Австралии (Канберра), Испании (Мадрид), США (Голдстоун), а также

германский наземный пункт (Эффельсберг) регистрировали угол поворота плоскости поляризации зондирующих плазму сигналов (фарадеевское вращение) с периодичностью 1, 2, 20 или 30 секунд. В некоторых циклах радиозондирования дополнительно регистрировалась также частота радиосигналов с периодичностью 60 с.

2. ЦИКЛЫ РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА СИГНАЛАМИ ЗОНДОВ “HELIOS-1” И “HELIOS-2” (1975–1984)

Эксперименты по просвечиванию солнечного ветра радиосигналами зондов “Helios-1” и “Helios-2”, обладающими 100% линейной поляризацией, были выполнены в период с 1975 г. по 1984 г. Положение каждого цикла экспериментов, характеризующее соответствующим числом Вольфа, показано на рис. 1.

Первые два цикла измерений были осуществлены во время глубокого минимума 1975–1976 гг.

*E-mail: efimov@ms.ire.rssi.ru



Рис. 1. Эксперименты радиозондирования солнечного ветра сигналами зондов “Helios-1” и “Helios-2” в 21-м цикле солнечной активности.

Третий цикл (1977) имел место во время возрастающей фазы цикла солнечной активности. Следующие два цикла (1979–1980) были реализованы в период максимума солнечной активности. Заключительные циклы экспериментов радиозондирования (1981, 1983, 1984 гг.) были осуществлены во время спадающей ветви цикла. Подробная информация о реализованных экспериментах радиозондирования для каждого цикла представлена в табл. 1.

Геометрия экспериментов радиопросвечивания для всех циклов примерно одна и та же. Первая фаза каждого эксперимента — заход космического аппарата за Солнце — характеризуется уменьшением прицельного расстояния радиолуча и обычно происходит на западной стороне. При реализации второй фазы движения космического аппарата — выходе из-за Солнца — прицельное расстояние радиолуча увеличивается, при этом зондируются восточные области свехкороны Солнца. Во всех случаях геометрия радиопросвечивания с использованием солнечных зондов “Helios-1” и “Helios-2” такова, что линии визирования в ходе измерений остаются в плоскости эклиптики. Таким образом, обсуждаемые в данной работе материалы радиозондирования относятся к низким гелиоширотам, т.е. к областям, заполненным низкоскоростным солнечным ветром, независимо от фазы цикла солнечной активности. Сигналы S-диапазона (несущая частота 2.295 ГГц, $\lambda = 13.1$ см) генерировались на борту космических аппаратов.

3. ОСНОВНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ

Неоднородности магнитного поля движущихся от Солнца потоков плазмы создают случайные вариации угла поворота плоскости поляризации. Анализ вариаций такого типа позволяет получать информацию о неоднородной структуре коронального магнитного поля, которое недоступно для эффективного изучения какими-либо другими методами. Для анализа вариаций магнитного поля солнечного ветра мы используем известное соотношение для угла поворота плоскости поляризации сигналов, прошедших через замагниченную плазму [3]

$$\Psi = A_{\Psi} \int_s N(s) \mathbf{B}(s) ds, \text{ град}, \quad (1)$$

где $A_{\Psi} = 1.35 \times 10^6 / f^2$. Здесь частота зондирующих сигналов f выражается в МГц, концентрация электронов $N(s)$ — в см^{-3} , а индукция магнитного поля \mathbf{B} — в гауссах. Следует отметить, что во вращение угла плоскости поляризации вносит вклад только продольный компонент магнитного поля $B_s = \mathbf{B}(s)$ вдоль пути распространения радиоволн s .

Фарадеевское вращение плоскости поляризации создается или флуктуациями электронной концентрации δN , или вариациями продольным вдоль луча зрения компонентом коронального магнитного поля δB_s .

Таблица 1. Эксперименты радиозондирования солнечного ветра линейно-поляризованными сигналами зондов “Helios-1” и “Helios-2”

КА	Год	Даты наблюдений, дни года	Прицельное расстояние R/R_s	Заход/Выход	Лимб	Средние за дни наблюдений числа Вольфа
“Helios-1”	1975	097–119	19.09–2.31	Заход	Запад	5.0
		146–176	6.00–19.42	Выход	Запад	7.0
		231–241	17.14–2.21	Заход	Запад	13.4
		244–250	2.37–18.44	Выход	Восток	21.6
“Helios-2”	1976	128–135	12.05–2.01	Заход	Запад	15.4
		140–159	2.80–10.12	Выход	Восток	4.5
		164–182	9.91–4.73	Заход	Восток	17.5
		199–212	3.06–9.65	Выход	Запад	0.0
“Helios-2”	1977	148–151	4.63–2.95	Заход	Запад	26.5
		179–194	2.75–9.07	Выход	Запад	32.5
		274–275	9.13–7.34	Заход	Запад	40.0
“Helios-2”	1979	292–297	16.75–3.20	Заход	Запад	195.8
		300–302	3.07–13.20	Выход	Восток	154.0
“Helios-1”	1980	334–338	26.72–4.98	Заход	Запад	160.0
		339–345	2.89–32.19	Выход	Восток	128.2
“Helios-1”	1981	338–355	91.72–2.95	Заход	Запад	169.4
		356–359	2.97–17.12	Выход	Восток	72.8
“Helios-1”	1983	002–008	31.43–2.87	Заход	Запад	86.1
		009–011	3.52–11.02	Выход	Восток	91.0
“Helios-1”	1984	023–026	17.75–3.14	Заход	Запад	86.0
		028–029	4.88–9.93	Выход	Восток	108.00

Подставляя в (1) $N = N_0 \pm \delta N$, $B_s = B_{s0} \pm \delta B_s$ и сохраняя только линейные члены, получим

$$\begin{aligned} \delta\Psi &= \Psi - \Psi_0 = & (2) \\ &= A_\Psi \int_s (N_0 \delta B + \delta N B_{s0}) ds, \text{ град.} \end{aligned}$$

Как показано в работе [4], флуктуации $\delta\Psi$ ассоциируются главным образом с альвеновскими волнами, линейное затухание которых значительно слабее затухания быстрых и медленных магнитозвуковых волн, так что можно принять $\delta N = 0$; $\delta B_s \neq 0$. При этом флуктуации продольной составляющей магнитного поля δB_s в окрестности прицельной точки будут направлены перпендикулярно радиальному направлению от Солнца. Если направление регулярного магнитного поля близко к радиальному, то по измеренной дисперсии фа-

радеевских флуктуаций можно оценить плотность энергии альвеновских волн и (при разумных предположениях) величину альвеновской скорости и волнового потока энергии. В пренебрежении флуктуациями концентрации плазмы из (2) следует

$$\delta\Psi = A_\Psi \int_s N_0(s) \delta B_s(s) ds. \quad (3)$$

Предположим, что масштаб корреляции флуктуаций магнитного поля вдоль линии зрения мал по сравнению с эффективной толщиной модулирующего слоя. Ввиду резкого уменьшения характеристик плазмы N_0 и B_s с удалением от прицельной точки можно считать, что толщина слоя имеет порядок гелиоцентрического расстояния прицельной точки луча зрения R . Тогда для дисперсии флуктуаций фарадеевского вращения будет выполнено

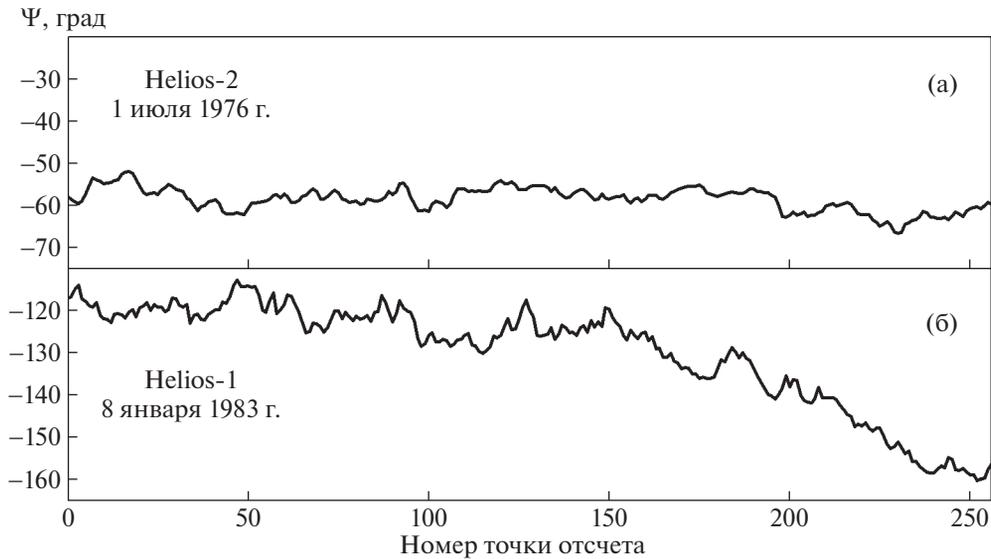


Рис. 2. Временные зависимости флуктуаций фарадеевского вращения $\Psi(t)$ при низком (а) и высоком (б) уровнях солнечной активности ($R/R_s = 4.5$).

приблизительное соотношение

$$\langle \delta\Psi^2 \rangle \approx A_\Psi^2 N_0^2(R) \langle \delta B_s^2(R) \rangle R, \quad (4)$$

где $\langle \delta B_s^2(R) \rangle$ — дисперсия флуктуаций продольной составляющей магнитного поля.

В рамках сделанных предположений флуктуационные характеристики (дисперсия и временной спектр) магнитного поля для различных гелиоцентрических расстояний $r = R$ могут быть получены в результате обработки материалов поляризационного радиозондирования околосолнечной плазмы. Из (4) следует

$$\langle \delta B_s^2(R) \rangle = \langle \delta\Psi^2 \rangle [A_\Psi N_0(R)]^{-2} R^{-1}. \quad (5)$$

Соотношение, аналогичное (5), может быть использовано также для выражения квадратичного временного спектра флуктуаций магнитного поля $G_B(\nu, R)$ через измеряемый временной спектр фарадеевских флуктуаций $G_{FR}(\nu, R)$

$$G_B(\nu, R) = G_{FR}(\nu, R) [A_\Psi N_0(R)]^{-2} R^{-1}. \quad (6)$$

4. АНАЛИЗ ФЛУКТУАЦИЙ ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Записи флуктуаций фарадеевского вращения плоскости поляризации $\Psi(t)$ для каждого эксперимента радиозондирования были получены при различных значениях прицельного расстояния луча зрения R/R_s и различных уровнях солнечной активности, характеризующихся числами Вольфа W . На рис. 2 представлены временные зависимости

$\Psi(t)$ для двух экспериментов, которые были выполнены при близких значениях прицельного расстояния ($R/R_s \approx 4.5$), но при сильно отличающихся уровнях солнечной активности, характеризующихся числами Вольфа $W_1 = 10$ (а) и $W_2 = 126$ (б).

Записи флуктуаций $\Psi(t)$ обрабатывались путем вычитания полиномов второй степени из зарегистрированных значений угла поворота $\Psi(t)$ плоскости поляризации. Для уклонений измеренных значений углов вращения от полиномиальных величин проводился спектральный анализ.

Первичные измерения флуктуаций фарадеевского вращения трансформировались таким образом, что время усреднения для индивидуальных отсчетов всех сеансов составляло 20 с. На рис. 3 представлены примеры временных спектров флуктуаций углов поворота плоскости поляризации $G_{FR}(\nu)$, найденных из первичных массивов $\Psi(t)$. Спектры были рассчитаны с использованием цифрового преобразования Фурье по 512 значениям $\delta\Psi(t)$, усредненным по 20 с. Временные спектры (рис. 3) дают информацию о спектральном составе фарадеевских флуктуаций в области флуктуационных частот между 0.2 мГц и 25 мГц. Однако на спектральную плотность флуктуаций магнитного поля в области низких флуктуационных частот могут оказать влияние операции по устранению низкочастотной составляющей случайного процесса $\Psi(t)$ с использованием полиномиальной аппроксимации. Поэтому достоверными следует считать значения спектральной плотности флуктуаций фарадеевского вращения плоскости поляризации G_{FR} , полученные для флуктуационных частот выше 10^{-3} Гц.

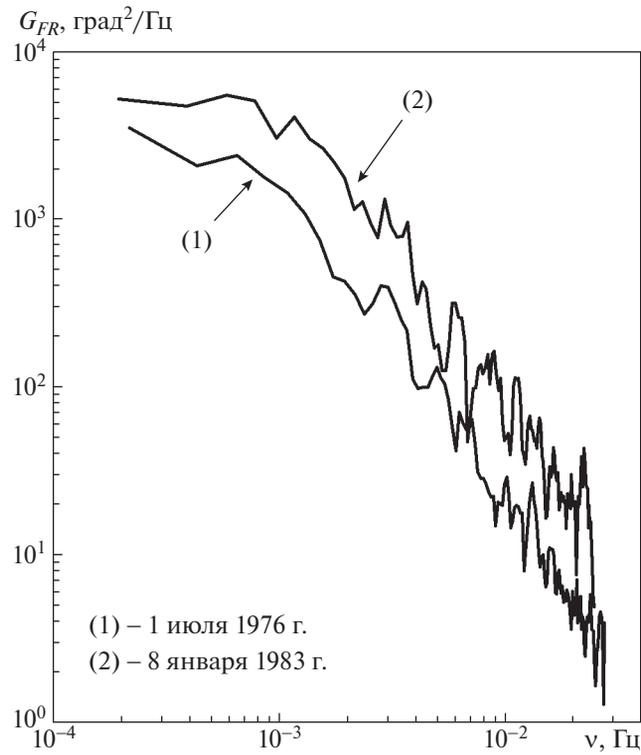


Рис. 3. Временные спектры флуктуаций фарадеевского вращения для записей на рис. 2 при низком (кривая 1) и высоком (кривая 2) уровнях солнечной активности.

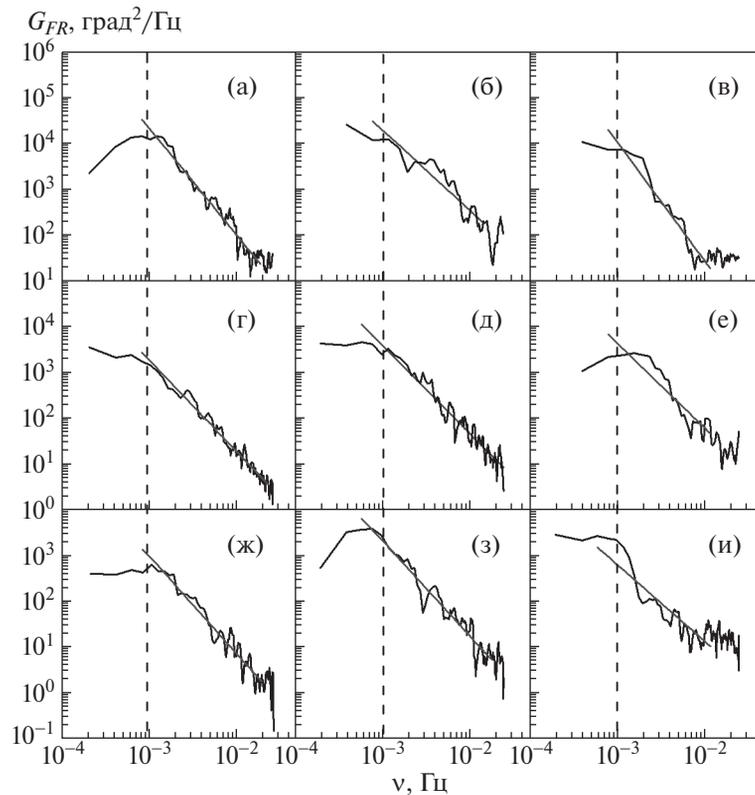


Рис. 4. Временные спектры флуктуаций фарадеевского вращения для разных уровней солнечной активности: 1976 г. (а, г, ж) — низкий; 1983 г. (б, д, з) — средний; 1979 г. (в, е, и) — высокий.

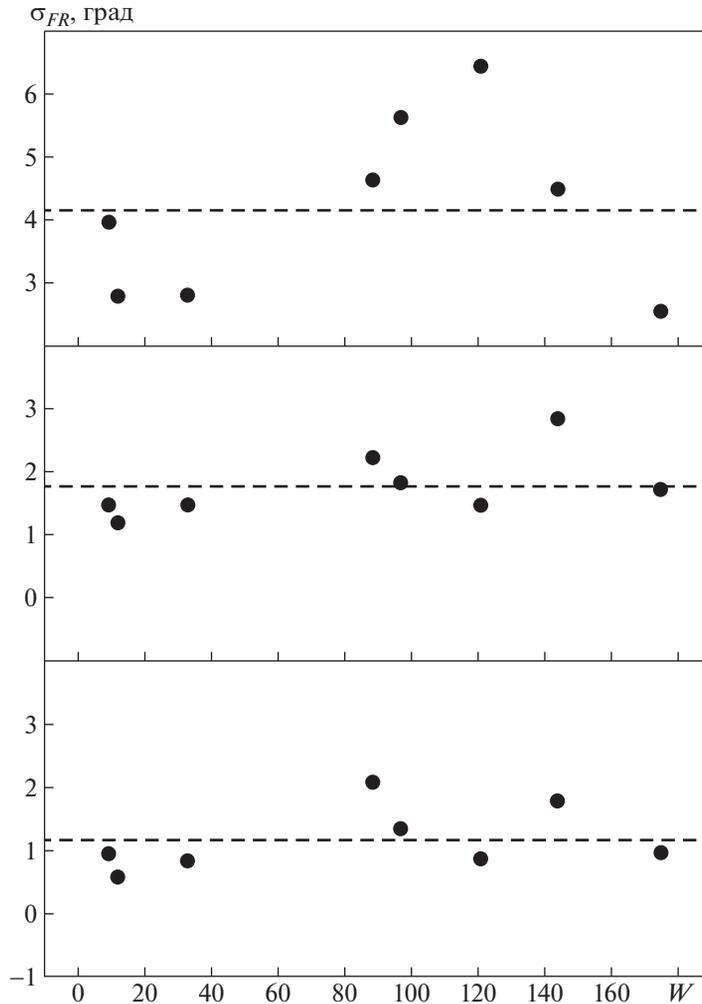


Рис. 5. Интенсивность флуктуаций фарадеевского вращения σ_{FR} плоскости поляризации сигналов зондов “Helios-1” и “Helios-2” для интервала флуктуационных частот $\nu = (1-25)$ мГц в зависимости от числа Вольфа W . Верхняя панель — $3.5R/R_s$; средняя панель — $4.5R/R_s$; нижняя панель — $5.5R/R_s$.

В интервале флуктуационных частот 10^{-3} Гц $< \nu < 2.5 \times 10^{-2}$ Гц спектры мощности G_{FR} могут быть аппроксимированы степенными функциями вида

$$G_{FR} = B(R)\nu^{-b}, \quad (7)$$

где множитель $B(R)$ характеризует уровень флуктуаций фарадеевского вращения для различных гелиоцентрических расстояний R , а показатель b является спектральным индексом временных спектров вариаций фарадеевского вращения. Для спектров, представленных на рис. 3, эти характеристики имеют следующие величины:

(а) для низкой солнечной активности: $B = 2.0 \times 10^3$ град²/Гц, $b = 1.98$;

(б) для высокой солнечной активности: $B = 4.49 \times 10^3$ град²/Гц, $b = 1.82$.

Интегрирование (7) по интервалу флуктуационных частот 10^{-3} Гц $< \nu < 2.5 \times 10^{-2}$ Гц дает интенсивность (дисперсию) флуктуаций фарадеевского вращения

$$\sigma_{FR}^2 = B(R) \frac{\nu_0}{1-b} \left[\left(\frac{\nu_{up}}{\nu_0} \right)^{1-b} - 1 \right]. \quad (8)$$

В нашем случае верхняя флуктуационная частота $\nu_{up} = 2.5 \times 10^{-2}$ Гц, нижняя частота флуктуаций равна $\nu_0 = 10^{-3}$ Гц. Для конкретных значений B и b с использованием (8) можно получить:

(а) для низкой солнечной активности: $\sigma_{FR} = 1.41^\circ$,

(б) для высокой солнечной активности: $\sigma_{FR} = 2.25^\circ$.

Интенсивность флуктуаций фарадеевского вращения при высокой солнечной активности превышает аналогичную величину для низкого уровня

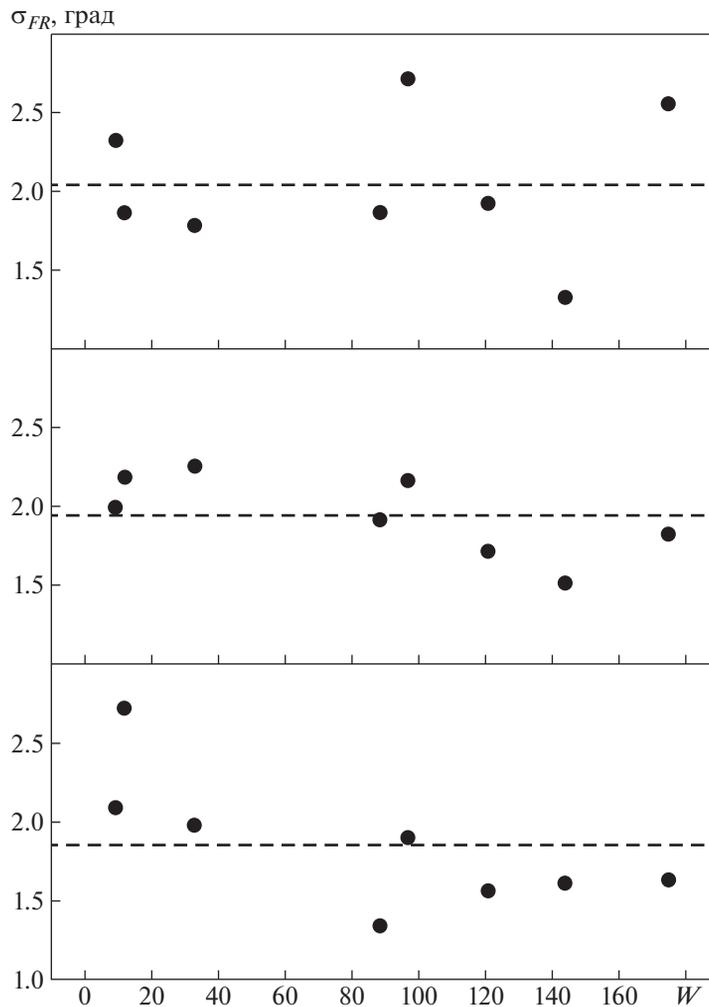


Рис. 6. Спектральные индексы временных спектров флуктуаций фарадеевского вращения плоскости поляризации α_{FR} сигналов зондов “Helios-1”, “Helios-2” для интервала флуктуационных частот $\nu = (1-25)$ мГц в зависимости от числа Вольфа W . Верхняя панель — $3.5R_s$; средняя панель — $4.5R_s$; нижняя панель — $5.5R_s$.

активности на 60%, хотя при этом различие соответствующих чисел Вольфа очень велико (10 и 126 соответственно).

Серия временных спектров флуктуаций фарадеевского вращения для трех фаз солнечной активности представлена на рис. 4. Показаны временные спектры для трех прицельных расстояний: $3.5R_s$ (панели а, б, в), $4.5R_s$ (панели г, д, е) и $5.5R_s$ (панели ж, з, и). Результаты спектрального анализа флуктуаций фарадеевского вращения плоскости поляризации систематизированы в табл. 2.

На рис. 5 и 6 представлены радиальные зависимости интенсивности флуктуаций угла поворота плоскости поляризации σ_{FR} и спектрального индекса α_{FR} временных спектров флуктуаций от числа Вольфа W для трех случаев:

(а) лучевая линия проходит на удалении $R = 3.5R_s$ от центра Солнца,

(б) прицельное расстояние радиолуча $R = 4.5R_s$,

(в) прицельное расстояние радиолуча $R = 5.5R_s$.

Как видно из рис. 5 и 6, значения интенсивности флуктуаций и спектрального индекса составили:

для $3.5 R_s$ — $\sigma_{FR} = 4.16 \pm 1.42$ град, $\alpha_{FR} = 2.04 \pm 0.46$;

для $4.5 R_s$ — $\sigma_{FR} = 1.77 \pm 0.53$ град, $\alpha_{FR} = 1.94 \pm 0.26$;

для $5.5 R_s$ — $\sigma_{FR} = 1.17 \pm 0.52$ град, $\alpha_{FR} = 1.85 \pm 0.43$.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Представленные на рис. 5 и 6 данные характеризуют достаточно узкую область солнечной короны, расположенную на гелиоцентрических расстояниях $R = (3.5-5.5)R_s$, где происходит формирование солнечного ветра. С достаточно высокой

Таблица 2. Совокупность данных, полученных при обработке временных спектров флуктуаций фарадеевского вращения сигналов S-диапазона солнечных зондов “Helios-1” и “Helios-2”

Год	W	$R = 3.5R_s$		$R = 4.5R_s$		$R = 5.5R_s$	
		σ_{FR} , град	α_{FR}	σ_{FR} , град	α_{FR}	σ_{FR} , град	α_{FR}
1975		2.78	1.86	1.18	2.18	0.57	2.72
1976		3.96	2.32	1.47	1.99	0.94	2.09
1977		2.80	1.78	1.47	2.25	0.83	1.98
1979		2.54	2.55	1.71	1.82	0.96	1.63
1980		4.48	1.32	2.84	1.51	1.78	1.61
1981		6.43	1.92	1.47	1.71	0.86	1.56
1983		4.63	1.86	2.22	1.91	2.08	1.34
1984		5.62	2.71	1.82	2.16	1.34	1.90
Средние		4.155	2.04	1.773	1.94	1.17	1.85

точностью можно утверждать, что в этой области зависимость интенсивности флуктуаций фарадеевского вращения от чисел Вольфа, если и существует, то является весьма слабой (рис. 5). Из рисунка следует также, что интенсивность флуктуаций фарадеевского вращения σ_{FR} быстро убывает с удалением лучевой линии от Солнца. Если радиальную зависимость $\sigma_{FR}(R/R_s)$ аппроксимировать степенной функцией $\sigma_{FR} = C(R/R_s)^{-c}$, то окажется, что показатель степени c имеет значение 2.75, которое превышает аналогичную величину для ожидаемой радиальной зависимости электронной концентрации. Сильная радиальная зависимость σ_{FR} обусловлена тем, что этот параметр в соответствии с (4) пропорционален произведению средней концентрации на среднеквадратичную величину флуктуаций магнитного поля.

Из рис. 6 следует, что показатель степени временных спектров флуктуаций фарадеевского вращения слабо зависит от уровня солнечной активности и от гелиоцентрического расстояния. В рассматриваемой области солнечного ветра его значение за весь цикл солнечной активности близко к величине 2.0 ± 0.05 . Отметим, что найденные статистические параметры зондирующих солнечный ветер поляризованных радиосигналов относятся к флуктуационным частотам в интервале от 10^{-3} Гц до 2.5×10^{-2} Гц. Данные, включающие более низкочастотную область спектра, приведены в работе [5] и не противоречат полученным в настоящей работе результатам, что вполне естественно при энергетических спектрах степенного вида, для которых интегральные характеристики пропорциональны спектральной плотности на фиксированной частоте.

Полученные значения дисперсии фарадеевских флуктуаций, которые приведены на рис. 5 для совпадающих гелиоцентрических расстояний, качественно согласуются с аналогичными величинами, полученными в работе [4], где был сделан вывод о том, что поток энергии альвеновских волн, пересчитанный к основанию короны, составляет 3×10^4 эрг/(см² с). Эта оценка близка к потоку кинетической энергии сформировавшегося солнечного ветра, также пересчитанному к основанию короны. Поэтому, не повторяя проведенных в [4] вычислений, можно утверждать, что поток энергии альвеновских волн, который фиксируется в экспериментах поляризационного радиопросвечивания за пределами короны, достаточен для дополнительного по отношению к корональным источникам ускорения медленного солнечного ветра на всех фазах цикла солнечной активности.

6. ВЫВОДЫ

Результаты выполненного исследования подтверждают результаты аналогичных экспериментов радиозондирования солнечного ветра в области ускорения сигналами S-диапазона спутника Юпитера *Galileo*, выполненных с 1994 г. по 2002 г., охватывающих почти полный цикл солнечной активности [6]. Наблюдательными данными в этом цикле экспериментов были измерения флуктуаций частоты, записанные на различных фазах цикла солнечной активности. В итоге обработки не было обнаружено существенного различия между измеренными характеристиками доплеровских мерцаний для различных фаз 23 цикла солнечной активности.

Таким образом, по данным длительных циклов радиозондирования солнечного ветра, выполненных в периоды 1975–1984 гг. и 1994–2002 гг., можно сделать вывод о том, что состояние турбулентности низкоширотного солнечного ветра не подвержено существенному влиянию солнечной активности. В частности, это относится и к турбулентности альвеновских волн в области ускорения. Тогда примерно постоянным оказывается и поток энергии альвеновских волн, предположительно ответственных за ускорение солнечного ветра за пределами короны. Это естественным образом объясняет и неизменность средних параметров медленного солнечного ветра в цикле солнечной активности. Полученные результаты могут быть объяснены в предположении, что свойства солнечного ветра контролируются в основном крупномасштабными магнитными полями короны, а не магнитными полями солнечных пятен.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Программы Президиума РАН № 28

"Космос: исследования фундаментальных процессов и их взаимосвязей".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. J. McComas, H. A. Elliott, N. A. Schwadron, J. T. Gosling, R. M. Skoug, and B. E. Goldstein, *Geophys. Res. Lett.* **30**, 1517 (2003).
2. M. Tokumaru, M. Kojima, and K. Fujiki, *J. Geophys. Res.* **117**, 06108 (2012).
3. M. K. Bird, H. Volland, R. A. Howard, M. J. Koomen, *et al.*, *Solar Phys.* **98**, 341 (1985).
4. V. E. Andreev, A. I. Efimov, L. N. Samoznaev, I. V. Chashei, and M. K. Bird, *Solar Phys.* **176**, 387 (1997).
5. A. I. Efimov, L. A. Lukanina, A. I. Rogashkova, L. N. Samoznaev, I. V. Chashei, M. K. Bird, and M. Pätzold, *Solar Phys.* **290**, 2397 (2015).
6. A. I. Efimov, L. N. Samoznaev, M. K. Bird, I. V. Chashei, and D. Plettemeier, *Advances in Space Research* **42**, 117 (2008).