

$$S(f, t) = S(-f, t). \quad (26)$$

РЕЗОНАНСНЫЙ СПЕКТР КОЛЕБАНИЙ КРУПНОМАСШТАБНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА

ВВЕДЕНИЕ

Представление о структуре и динамике крупномасштабного магнитного поля Солнца основано в значительной степени на данных о солнечной активности, систематически получаемых из наблюдений в течение длительного времени. К сожалению, эти данные содержат довольно мало информации о распределении магнитного поля по солнечной поверхности и в особенности о его полярности, в то время как регулярное магнитографирование Солнца начато сравнительно недавно. Однако по мере накопления результатов прямых измерений магнитного поля на всей поверхности Солнца появляется возможность со все большей точностью исследовать пространственно-временную структуру солнечного цикла [1,7,8]. В настоящей работе описаны результаты спектрального анализа зонального (т.е. усредненного по долготе) магнитного поля Солнца за 38 лет.

Как при теоретических исследованиях, так и при анализе наблюдательных данных следует учитывать факторы, связанные с экваториальной симметрией солнечного магнитного поля. Зональное магнитное поле Солнца всегда может быть разложено на две компоненты, обладающие разной симметрией, или четностью, относительно экваториальной плоскости:

$$B(f, t) = A(f, t) + S(f, t), \quad (1)$$

где B – напряженность магнитного поля, f и t – гелиографическая широта и время, A – нечетная (антисимметричная), а S – четная (симметричная) компоненты магнитного поля:

$$A(f, t) = -A(-f, t), \quad (2a)$$

Разложение (1) имеет не только формальный смысл, поскольку компоненты B разных типов симметрии обнаруживают разную пространственно-временную структуру. Так, известно, что 22-летний магнитный, или Хэйловский, цикл характерен для нечетной компоненты зонального магнитного поля, в то время как сравнительно слабые колебания с большими частотами в одинаковой степени присущи компонентам магнитного поля разной симметрии [7,8]. При этом 22-летний цикл состоит из полярной и экваториальной волн, распространяющихся в разных направлениях, а высокочастотные колебания магнитного поля имеют вид волн, бегущих от низких широт к полюсам.

Анализ спектра мощности колебаний зонального магнитного поля показал наличие ряда дискретных спектральных компонент в области частот, превышающих частоту Хэйловского цикла. В работе [1] анализировались вариации B в разных широтных зонах, и было найдено, что среди высокочастотных колебаний магнитного поля наибольшую амплитуду имеют вариации с периодами около 2 лет, которые, возможно, являются резонансными, так как близки по частоте к высоким (8 и 10-й) гармоникам 22-летнего цикла. К сожалению, в [1] не применялось разделение B на четную и нечетную компоненты, хотя было отмечено различие спектров мощности вариаций магнитного поля в северном и южном полушариях Солнца; кроме того, длина ряда (и следовательно частотное разрешение) была сравнительно невелика. В работах [7,8] зональное магнитное поле было разложено в ряд по сферическим гармоникам, а затем зависящие от времени коэффициенты разложения подвергались спектральному анализу. Полученные двухмерные спектры мощности показывают в высокочастотной области довольно беспорядочную картину из множества спектральных линий, соответствующих модам обоих типов симметрии. Были отмечены некоторая концентрация мощности вблизи 2-летнего периода и слабая тенденция к увеличению средней частоты колебаний с ростом номера сферической гармоники. Повидимому, сложный вид двухмерных спектров, полученных в [7,8],

говорит о том, что при исследовании пространственно-временной структуры зонального магнитного поля базис сферических гармоник не имеет преимуществ по сравнению с естественным пространственным (широтным) базисом, или даже хуже него.

ДААННЫЕ И МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Для того чтобы получить максимально длинный временной ряд данных, мы использовали два ряда синоптических карт фонового магнитного поля (ФМП). Первый из них содержит синоптические карты ФМП, построенные по магнитограммам обсерваторий Маунт Вилсон за 1963–76 гг. и Китт Пик за 1976–85 гг. [8], а второй ряд представлен синоптическими картами, полученными в Стэнфордской обсерватории в 1976–2001 гг. Магнитограммы разных обсерваторий имеют разное пространственное разрешение и по этой и некоторым другим причинам показывают систематическое отличие в величине магнитного поля. Поэтому два описанных выше ряда синоптических карт были предварительно обработаны с целью устранить различия между ними в пространственном разрешении и некоторые инструментальные эффекты, а затем приведены к единой шкале напряженностей магнитного поля (см. подробности в [3]). В результате получен непрерывный ряд синоптических карт, охватывающий период в 38 лет, с 1963 по 2001 г. (кэррингтоновские обороты 1468–1980). Каждая карта представляет собой матрицу значений радиальной составляющей магнитного поля в 1080 площадках солнечной поверхности (в 30 широтных зонах и 36 долготных секторах). Напряженность магнитного поля на каждой из синоптических карт была усреднена по долготе, и таким образом мы получили значения напряженности зонального (осесимметричного) магнитного поля B в функции гелиографической широты f и времени t . Для анализа использовались антисимметричная (нечетная) и симметричная (четная) компоненты зонального магнитного поля A и S . Магнитное поле на исходных синоптических картах задано значениями его напряженности в 30 узких широтных зонах, эквидистантных по параметру $\sin(f)$; поэтому каждая из компонент A и S в силу их симметрии задается значениями магнитного поля только в 15 широтных зонах.

Анализировались спектры мощности обеих компонент магнитного поля A и S , рассчитанные независимо для каждой из 15 широтных зон. Для этого применялся метод преобразования Фурье с использованием временного окна вида $\cos^{1/2}[\pi(t-T/2)/T]$, где T – длина временного ряда данных. С целью сохранить максимально высоко-частотное разрешение мы не применяли обычный метод уменьшения случайных флуктуаций спектра мощности – разбиение временного ряда на части и последующее осреднение их спектров. Поэтому спектр мощности магнитного поля, рассчитанный для любой из 15 узких широтных зон, сам по себе имеет сравнительно низкую надежность. Однако, как показали расчеты, спектры мощности мало изменяются с широтой, обнаруживая присутствие одних и тех же дискретных составляющих (спектральных линий) в большом диапазоне широт, а некоторые из линий присутствуют в спектрах практически на всех широтах, от экватора до полярной зоны. Это свидетельствует о том, что большинство дискретных составляющих в спектрах мощности не являются результатом случайных флуктуаций. Формально мы можем осреднить спектры мощности по широте, и тогда оценки дают достаточно высокую надежность (95% и выше) для большинства спектральных линий, параметры которых обсуждаются в следующем разделе настоящей работы.

Для определения положения дискретных линий в спектрах мощности были найдены их эффективные частоты, т.е. значения частоты, средневзвешенные по профилю линии в пределах ее ширины по половине пиковой мощности. В большинстве случаев эффективная частота практически совпадает с частотой, определенной по положению пика мощности спектральной линии; исключение составляют некоторые линии с асимметричными или двухвершинными профилями, которые, вероятно, являются неразрешенными тесными дублетами.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис.1 представлены спектры мощности нечетной (антисимметричной) и четной (симметричной) компонент зонального магнитного поля. Ввиду того что спектры мощности медленно изменяются с широтой, на рис.1 показаны их средние значения для трех зон – полярной, среднеширотной и экваториальной. На рис.2,а,б приведены диаграммы, показывающие положение спектральных линий, пиковая мощность которых превышает $0,03 \text{ Гс}^2$, в координатах частота – гелиографическая широта. На этих диаграммах вер-

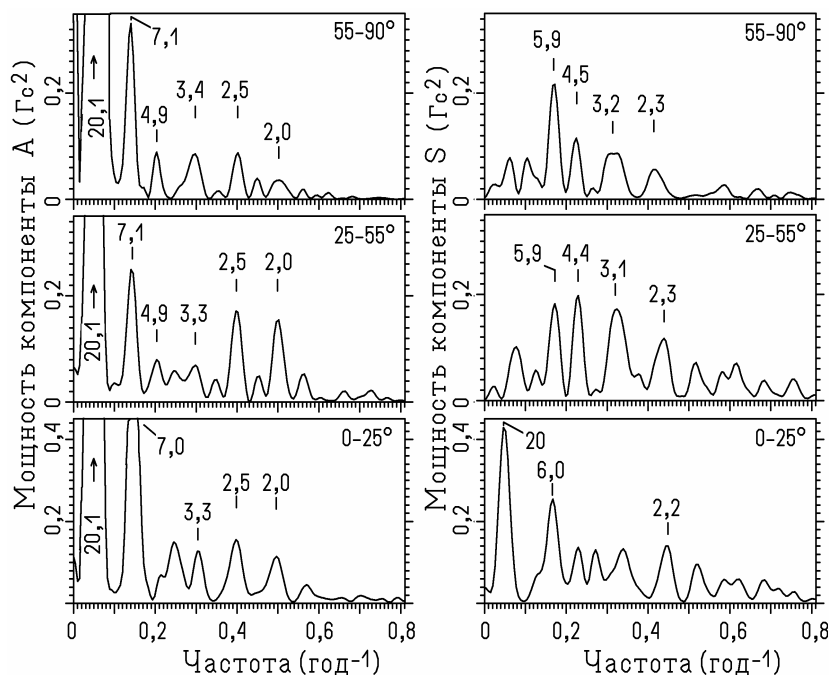


Рис.1. Спектры мощности колебаний зонального магнитного поля, усредненные в пределах трех широтных зон (интервал широт указан в правом верхнем углу каждого графика). Слева показаны спектры мощности нечетной (антисимметричной) компоненты A магнитного поля, справа – его четной (симметричной) компоненты S . Для некоторых спектральных линий указаны периоды в годах

тикальными линиями отмечены частоты, кратные частоте Хэйловского цикла, которую обозначим ω .

С помощью рис.1 и рис.2,а, проанализируем сначала поведение нечетной компоненты зонального магнитного поля $A(f,t)$. Как и следовало ожидать, в ее спектре мощности на всех широтах сильно доминирует Хэйловский цикл, для средней частоты которого получено значение $\omega = 0,049 \pm 0,001 \text{ год}^{-1}$, что соответствует периоду в 20,4 года. Кроме того, в частотном диапазоне $0,1-0,6 \text{ год}^{-1}$ присутствуют несколько спектральных линий с пиковой мощностью более $0,03 \text{ Гс}^2$, положение которых на оси частот почти не изменяется с широтой. Как видно на рис.2,а, почти все эти линии резонансные, т.е. они имеют частоты, близкие к целым, кратным частоте Хэйловского цикла ω . Поэтому мы можем сопоставить каждой из них целое число – номер n – исходя из резонансных соотношений для их частот ω_n :

$$\omega_n = n\omega, \quad (3)$$

причем $n = 1$ соответствует Хэйловскому циклу. На рис.1 (слева) и рис.2,а можно также видеть, что поведение резонансных линий различается в зависимости от четности их номеров. Так, линия с нечетным номером $n = 3$ занимает второе место по мощности после Хэйловского цикла и хорошо выделяется на всех широтах, тогда как линии с нечетными номерами $n > 3$ сравнительно слабы или имеют заметную амплитуду только в узких широтных зонах. Поэтому можно заключить, что в области частот ниже $0,20 \text{ год}^{-1}$ доминируют резонансные линии с нечетными номерами $n = 1$ и $n = 3$. На более высоких частотах преобладают резонансные линии с четными номерами $n = 4, 6, 8, 10$. Линия $n = 2$, по-видимому, сравнительно слаба на всех широтах, однако это утверждение не совсем надежно, поскольку на структуру спектра вблизи частоты 2ω влияет присутствие очень мощной 22-летней составляющей.

Теперь рассмотрим поведение четной компоненты зонального магнитного поля, $S(f,t)$. Как можно видеть на рис.1 (справа) и рис.2,б, структура ее спектра мощности в пределах среднеширотной и полярной зон слабо изменяется с широтой. В этих широтных зонах

присутствуют четыре сильные спектральные линии, расположенные в частотном диапазоне $0,015\text{--}0,45\text{ год}^{-1}$, положение которых в спектре практически неизменно. Кроме того, заметно присутствие нескольких более слабых линий, расположенных по обе стороны от указанного диапазона частот, положение которых стабильно в пределах среднеширотной зоны. Все эти линии, как видно на рис.2,б, нерезонансные, поскольку их частоты явно не кратны частоте Хэйловского цикла. В то же время можно заметить их взаимное соответствие с основными резонансными линиями в спектре нечетной компоненты зонального магнитного поля. Это соответствие отчетливо видно на рис.2,в, где диаграммы, аналогичные приведенным на рис.2,а и рис.2,б, наложены друг на друга, причем диаграмма для четной компоненты сдвинута влево по оси частот на величину $0,023\text{ год}^{-1}$. Видно, что в результате такого сдвига получается хорошее согласие между спектрами мощности обеих компонент магнитного поля в области средних и высоких широт. Это значит, что интенсивные резонансные линии с номерами $n = 1,3,4,6,8,10$ в спектре мощности нечетной компоненты A магнитного поля имеют "спутников" в спектре мощности четной компоненты S , которые сдвинуты относительно резонансных частот ω_n на приблизительно постоянную величину $\Omega \approx 0,023\text{ год}^{-1}$. Следовательно, линиям в спектре мощности четной компоненты магнитного поля могут быть поставлены в соответствие те же целые числа (номера), что и резонансным линиям в спектре нечетной компоненты, а их частоты, которые обозначим ν_n , можно связать с резонансными частотами ω_n выражением типа уравнения трехчастотного резонанса:

$$\nu_n = \omega_n + \Omega, \quad (4)$$

или

$$\nu_n = n\omega + \Omega. \quad (5)$$

За исключением Хэйловского цикла ($n = 1$) линии с одинаковым номером в спектрах четной и нечетной компонент магнитного поля имеют интенсивности одного порядка величины.

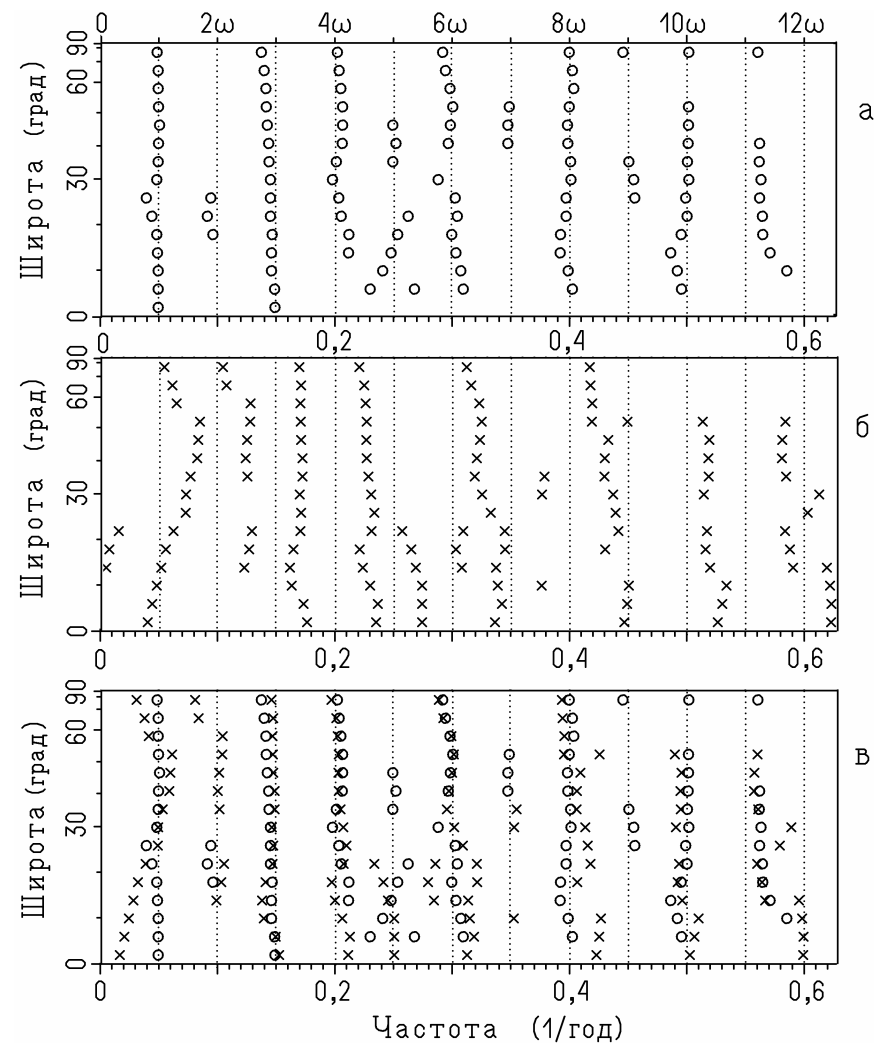


Рис. 2. Эффективные частоты линий в спектрах мощности вариаций зонального магнитного поля в зависимости от широты: а – для нечетной компоненты A магнитного поля; б – для четной компоненты S магнитного поля; в – суперпозиция двух предыдущих графиков, причем график для компоненты S сдвинут влево по оси частот на величину $0,023\text{ год}^{-1}$. Вертикальными пунктирными линиями показаны частоты, кратные частоте Хэйловского цикла ω

Все сказанное выше о структуре спектра мощности четной компоненты зонального магнитного поля относится к области средних и высоких широт. На широтах ниже 25° спектр мощности компоненты S заметно изменяется. В этой широтной зоне доминирующей является спектральная линия, расположенная вблизи частоты $0,05 \text{ год}^{-1}$, практически совпадающей с частотой Хэйловского цикла (см. рис.1). В высокочастотной области структура спектра усложняется по сравнению со среднеширотной и полярной зонами; в то же время часть спектральных линий, доминирующих на средних и высоких широтах, хорошо видна и в зоне широт ниже 25° . По-видимому, можно сделать вывод, что в низкоширотной зоне спектр мощности четной составляющей зонального магнитного поля является двухкомпонентным, т.е. представляет собой суперпозицию двух спектров с разными свойствами. Один из них аналогичен спектру мощности компоненты S на средних и высоких широтах, т.е. содержит линии, частоты которых сдвинуты относительно резонансных частот ω_n и описываются уравнением трехчастотного резонанса (4). Второй спектр подобен спектру компоненты A и содержит резонансные линии, частоты которых (обозначим их ν_n') хорошо описываются уравнением простого двухчастотного резонанса:

$$\nu_n' = n\omega. \quad (6)$$

Внимательное изучение рис.1 и 2 показывает, что, по-видимому, вывод о двухкомпонентной структуре спектра мощности S справедлив не только для низкоширотной зоны. Так, в полярной зоне присутствуют две спектральные линии, частоты которых также согласуются с уравнением (6) для $n = 1$ и $n = 2$, а не с уравнением (4); кроме того, на рис.1 видно, что некоторые дискретные составляющие спектра S на средних и высоких широтах в действительности могут быть неразрешенными дублетами, компоненты которых соответствуют двум видам резонанса – простому и трехчастотному. В целом структура спектра мощности четной компоненты магнитного поля определяется трехчастотным резонансом, а вклад двухчастотного резонанса отчетливо проявляется только на низких широтах и отчасти в поляр-

ной зоне, т.е. там, где амплитуда Хэйловского цикла имеет максимумы.

ОБСУЖДЕНИЕ

Прделанный в настоящей работе анализ данных свидетельствует о том, что практически все существенные составляющие в спектре мощности нечетной (антисимметричной) компоненты зонального магнитного поля являются резонансными по отношению к Хэйловскому циклу. Составляющие в спектре мощности четной (симметричной) компоненты зонального магнитного поля также показывают отчетливую связь с резонансами на гармониках Хэйловского цикла, но эта связь несколько более сложная, так как спектральные линии сдвинуты вверх по частоте относительно резонансов на приблизительно постоянную величину $0,023 \text{ год}^{-1}$. Таким образом, спектр мощности зонального магнитного поля B состоит из набора парных линий (дублетов), частотное расщепление которых имеет место вследствие различия в поведении компонент магнитного поля разной симметрии (заметим, что мы не смогли бы разрешить эти дублеты на составляющие при такой длине временного ряда данных без предварительного разделения компонент B разной симметрии). В связи с полученными результатами возникают два вопроса, которые мы кратко обсудим.

Во-первых, какова природа резонансного спектра антисимметричной (нечетной) компоненты зонального магнитного поля. С точки зрения теории динамо, очевидно, что генерация гармоник основного колебания (Хэйловского цикла) вызвана нелинейными эффектами. В простейшем случае нелинейность может быть вызвана обратным влиянием магнитного поля на генерирующие факторы, прежде всего на спиральность конвекции [5]. Однако при этом, по-видимому, трудно ожидать появления хорошо выраженных резонансов на столь высоких гармониках Хэйловского цикла (вплоть до 10-й). Скорее всего, этот факт свидетельствует о существовании дополнительных степеней свободы солнечного динамо, которые в результате нелинейного взаимодействия синхронизированы с основным (22-летним)

колебанием. Модель такого типа, содержащая две пространственно разнесенные, но взаимодействующие динамо волны, предложена Е.Е.Беневоленской [6]. При подходящем выборе параметров эта модель действительно дает генерацию дополнительных динамо волн с частотами, близкими к частоте 10-й гармоники Хэйловского цикла.

Обсудим теперь возможную интерпретацию поведения симметричной (четной) компоненты зонального магнитного поля. В линейных и слабонелинейных моделях динамо четная компонента магнитного поля появляется как самостоятельная мода, которая может иметь собственную частоту колебаний, немного отличающуюся от частоты основной (нечетной) моды. Однако результаты нашего исследования (особенно обнаруженная связь типа трехволнового резонанса между колебаниями компонент магнитного поля разной симметрии) свидетельствуют о том, что четная компонента зонального магнитного поля скорее всего не является самостоятельной модой, а представляет собой некоторое вторичное образование, развивающееся на фоне более мощного антисимметричного магнитного поля. При этом появляется дополнительный параметр Ω – частота взаимного сдвига линий в спектрах мощности четной и нечетной компонент магнитного поля. Можно рассмотреть два возможных механизма, приводящих к появлению четной компоненты B в результате нелинейных эффектов.

Во-первых, четная компонента B может быть результатом нелинейного взаимодействия поля нечетной симметрии с низкочастотным колебанием частоты Ω , которое может иметь, например, чисто гидродинамическую природу. Такая схема соответствует параметрическому трехволновому взаимодействию, которое в случае низкочастотной накачки не дает генерации колебаний, но может приводить к перекачке энергии колебаний вверх по частоте.

Вторая возможность состоит в том, что четная компонента магнитного поля может быть результатом автоколебаний, которые возбуждаются при взаимодействии динамо-волн северного и южного полушарий Солнца. Обычный подход в теории динамо состоит в решении задачи на собственные значения для уравнений динамо с граничными условиями, записанными для всего Солнца. В результате получаются решения в виде собственных мод – волн магнитного

поля, которые имеют разную, но строго определенную для каждой моды симметрию относительно экваториальной плоскости. Возможен иной подход к исследованию солнечных динамо волн, учитывающий их локальные свойства. При таком подходе имеет смысл модель в виде двух динамо-волн, распространяющихся в северном и южном полушариях Солнца, для которых солнечный экватор в определенном смысле является границей, хотя и проницаемой [2]. Тогда динамо волны, распространяющиеся в разных полушариях, можно описать как два связанных осциллятора. При сильной нелинейной связи между двумя осцилляторами возможен режим нелинейных биений, при котором разность амплитуд и разность фаз осцилляторов не равны нулю и претерпевают медленные колебания. Из-за различия в амплитудах и фазах волн динамо, распространяющихся в северном и южном полушариях, магнитное поле будет содержать компоненты обоих видов симметрии. На существование такого рода биений, возможно, указывает работа М.Вальдмайера [9], который исследовал северо-южную асимметрию пятенной активности Солнца. Им было обнаружено, что разность амплитуд и фазовый сдвиг между 11-летними циклами северного и южного полушарий претерпевают медленные колебания, причем колебания двух этих параметров происходят со взаимным сдвигом примерно в $1/4$ периода. Позднее этот вывод по существу был подтвержден в работе [4] на основе более современной методики исследования, и было отмечено, что основной период медленных колебаний северо-южной асимметрии составляет около 50 лет (а не 80–90 лет, как полагал Вальдмайер [9]). Соответствующая частота $\approx 0,02 \text{ год}^{-1}$ близка к частоте Ω взаимного сдвига спектральных линий, найденной нами при анализе спектров мощности двух компонент зонального магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке государственного контракта № 40.022.1.1105 по проекту "Пространственно-временные вариации характеристик солнечной активности".

ЛИТЕРАТУРА

1. *Беневоленская Е.Е.* Структура магнитного цикла Солнца. Спектральный состав // Письма АЖ. 1995. Т. 216, № 7. С. 557-560.
2. *Галицкий В.М., Кузанын К.М., Соколов Д.Д.* Динамо-волна вблизи солнечного экватора // Крупномасштабная структура солнечной активности: достижения и перспективы. СПб.: Изд. ГАО РАН, 1999. С.75-79.
3. *Ерофеев Д.В., Ерофеева А.В.* Северо-южная асимметрия полярного и низкоширотного магнитного поля Солнца // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 2002. С. 68-74. (Тр.УАФО; Т.6, вып.6).
4. *Крамынин А.П.* Применение метода комплексной демодуляции для исследования северно-южной асимметрии солнечной активности // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 1996. С. 145-149.
5. *Прист Э.Р.* Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир, 1985. 592 с.
6. *Benevolenskaya E.E.* A model of the double magnetic cycle of the Sun // AJ (lett.), 1998. V. 509. P. L49-L52.
7. *Stenflo J.O.* Cycle patterns of the axisymmetric magnetic field // in: Rutten R.J., Schrijver C.J. (eds.). Solar Surface Magnetism. Dordrecht: Kluwer, 1994. P. 365.
8. *Stenflo J.O., Güdel M.* Evolution of solar magnetic field: Modal structure // Astron. Astrophys. 1988. V.191. P.137-148.
9. *Waldmeier M.* Der lange Sonnenzyklus // Zeitschrift für Astrophysik, 1957. V.43. P.149-160.

Д.В. Ерофеев

СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ СЕВЕРО-ЮЖНОЙ АСИММЕТРИЕЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И СОЛНЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ.

1. ВВЕДЕНИЕ

Значительная часть имеющейся в настоящее время информации о солнечном магнитном поле получена при исследовании различных индексов солнечной активности. Наряду с параметрами, характеризующими суммарную активность на всей поверхности Солнца, в ряде работ исследуется северо-южная асимметрия солнечной активности [1,2,4,6,7,9,10]. Это в принципе дает возможность изучать поведение компонент магнитного поля, имеющих разную симметрию относительно экваториальной плоскости Солнца. Хорошо известно, что доминирующая мода магнитного поля является антисимметричной (нечетной) относительно экватора. Солнечная активность, как правило, описывается параметрами, которые не содержат информации о полярности магнитного поля, и поэтому она оказывается преимущественно симметричной относительно экватора. Небольшая северо-южная асимметрия солнечной активности своим существованием обязана присутствию сравнительно слабой симметричной (четной) компоненты магнитного поля. Таким образом, имеется определенное соответствие между компонентами солнечной активности и солнечного магнитного поля, обладающими разной экваториальной симметрией. Однако это соответствие не является взаимно-однозначным, поскольку преобразование, связывающее индексы активности с напряженностью магнитного поля, существенно нелинейно. Нелинейность преобразования приводит к взаимной модуляции разных составляющих магнитного поля, и поэтому на поведение каждой из компонент солнечной активности, симметричной и антисимметричной, в действительности оказывают