

около 3 лет присутствует в спектрах мощности солнечного магнитного поля (C_2 и ОМП), но там она сравнительно слаба.

Таким образом, колебания разных частот, присущие фотосферному магнитному полю, несколько различным образом проявляются в поведении радиальной и азимутальной компонент межпланетного поля. В простой модели ММП азимутальная компонента образуется совместно с радиальной в результате закручивания силовых линий в "спираль Паркера", и поэтому поведение компонент B_r и B_φ должно быть практически одинаковым. Однако реальная ситуация может быть несколько иной благодаря присутствию рекуррентных высокоскоростных потоков солнечного ветра и других возмущений межпланетной среды.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ерофеев Д.В., Ерофеева А.В.* Северо-южная асимметрия полярного и низкоширотного магнитного поля Солнца. // Солнечная активность и ее влияние на Землю (вып. 6), Владивосток: Дальнаука, 2002. С.68-74.
3. *Куклин Г.В., Обридко В.Н.* Динамические и структурные характеристики общего магнитного поля Солнца и межпланетного магнитного поля. // Сб. Физика солнечной активности, М.: Наука, 1989. С.146-167.
4. *Оль А.И., Шерстюков Б.Г., Трофименко Л.Т., Логинов В.Ф.* Каталог индексов солнечной и геомагнитной активности. Обнинск, 1979. 199 с.
5. *Понявин Д.И.* Квазимонопольное поведение магнитного поля Солнца, видимого как звезда. // Сб. Солнечная активность и космические лучи после смены знака магнитного поля Солнца, ГАО РАН, СПб, 2002. С.477-484.
6. *Ханейчук В.И.* Вариации общего магнитного поля Солнца: вращение и 22-летний цикл. // Изв. КрАО. 2000. Т. 96. С.176-187.
7. *Schatten K.H.* 'Source surface theory' corollary: the mean solar field – interplanetary field correlation. // Solar Phys. 1970. V. 15. P.499-503.
8. ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/spacecraft_data/omni

Д.В. Ерофеев

О СВЯЗИ МЕЖДУ ПЯТЕННОЙ АКТИВНОСТЬЮ В СОСЕДНИХ 11–ЛЕТНИХ ЦИКЛАХ

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование возможности предсказания характеристик будущего цикла пятенной активности по параметрам текущего цикла представляет большой интерес. Помимо прогнозирования солнечной активности в практических целях, такая возможность могла бы дать важную с теоретической точки зрения информацию о характере причинно-следственных связей между состояниями солнечного магнитного поля в разные моменты времени. Судя по результатам многочисленных теоретических и экспериментальных работ, цикл пятенной активности тесно связан с циклическими вариациями крупномасштабного магнитного поля Солнца. В работах [2,6] показано, что интенсивность крупномасштабного магнитного поля (далее КМП) в эпоху минимума активности хорошо коррелирует с высотой следующего цикла солнечных пятен. С другой стороны, высота цикла пятен не коррелирует с интенсивностью КМП в эпоху следующего минимума активности, а также и с высотой следующего цикла. Последнее обстоятельство, как считают авторы [2,6], говорит о первичной роли КМП в цикле активности и о несостоятельности модели динамо Лейтона-Шили. Последний вывод, однако, не учитывает особенности функционирования данной модели и по существу необоснован. Чтобы учесть должным образом свойства модели Лейтона-Шили, следует принять во внимание два важных обстоятельства.

Во-первых, генерация полоидального поля в модели Лейтона-Шили возможна вследствие наклона к плоскости экватора линий (осей), соединяющих магнитные полюсы биполярных активных областей (АО) [7]. Таким образом, углы наклона осей АО имеют для генерации поля не меньшее значение, чем абсолютные магнитные

потоки активных областей, мерой которых являются площади групп пятен. Как известно, наклон осей АО и групп пятен в среднем таков, что их ведущие части располагаются ближе к экватору, чем хвостовые, а угол наклона растет с широтой (закон Джоя) [1,4,5]. В то же время большие отклонения углов наклона АО и групп пятен от среднего значения являются скорее правилом, чем исключением, и поэтому при обработке данных следует использовать непосредственно измеренные положения магнитных полюсов каждой АО, а не средние по ансамблю значения.

Второе обстоятельство, которое нужно иметь в виду – это то, что активные области, образовавшиеся на разных широтах, при прочих равных условиях имеют разную эффективность в смысле генерации КМП. Такая зависимость от широты вызывается меридиональным течением плазмы в поверхностных слоях Солнца, на существование которого указывают многие данные (см. [3]).

В настоящей работе показано, что при корректном учете указанных выше обстоятельств анализ наблюдательных данных позволяет выявить отчетливую связь между пятенной активностью и интенсивностью КМП в следующем минимуме цикла, а также связь между пятенной активностью в соседних 11-летних циклах.

2. МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

В периоды минимумов активности основной вклад в КМП вносит осесимметричный диполь. Обозначим D_n значение амплитуды осесимметричного диполя в эпоху минимума активности, предшествующего n -му циклу пятен, а A_n – высоту n -го цикла, определенную по какому-либо индексу, характеризующему абсолютный магнитный поток активных областей (обычно для этого используется число Вольфа или суммарная площадь пятен на диске Солнца). Величины D_n , A_n располагаются в следующей временной последовательности

$$\dots \rightarrow D_n \rightarrow A_n \rightarrow D_{n+1} \rightarrow A_{n+1} \rightarrow \dots,$$

с шагом примерно в половину цикла, причем с точки зрения теории динамо такая последовательность описывает причинную связь между полоидальной и тороидальной компонентами солнечного магнитного поля. Результаты работ [2,6] говорят о том, что существует тесная количественная связь между D_n и A_n , однако связь между A_n и D_{n+1} (а также и между A_n и A_{n+1}) отсутствует. Это как будто бы ставит под вопрос адекватность модели динамо в отношении процесса генерации полоидального поля, которому в приведенной выше временной последовательности должны соответствовать переходы вида $A_n \rightarrow D_{n+1}$. Рассмотрим этот вопрос подробнее. Согласно модели динамо, значения амплитуды дипольной гармоник в соседних по времени минимумах активности должны быть связаны соотношением

$$D_{n+1} = \lambda D_n + d_n, \quad (1)$$

где $0 < \lambda < 1$ характеризует распад "старого" магнитного поля в течение цикла активности вследствие диффузии или иных причин, а d_n – вклад в дипольную гармонику КМП за счет α -эффекта в течение n -го цикла. В частности, в модели Лейтона-Шили d_n представляет собой дипольный момент магнитного поля, оставшегося после распада активных областей n -го цикла. Если предположить, как это неявно делается в [2,6], что абсолютная величина d_n пропорциональна высоте цикла A_n , то получим противоречие между данными наблюдений и моделью. Однако по изложенным в разделе 1 причинам такое предположение, скорее всего, является неверным. Поэтому нашей задачей является разработка адекватной теории метода определения d_n из наблюдательных данных и использование его для проверки выполнения равенства (1).

Согласно модели Лейтона-Шили, активная область как источник осесимметричного магнитного поля характеризуется не ее мощностью (магнитным потоком), а ее осевым, т.е. направленным вдоль оси вращения Солнца, дипольным магнитным моментом m_i . С точностью до нормировочного множителя

$$m_i = (\pm\Phi_i) \cos f_i \cdot \Delta f_i . \quad (2)$$

В формуле (2) i – номер активной области по каталогу, Φ_i – абсолютный магнитный поток АО, причем знак перед Φ_i соответствует магнитной полярности ее ведущего полюса, f_i – гелиографическая широта центра АО, а Δf_i – разность широт ее ведущего и хвостового магнитных полюсов, обычно не равная нулю вследствие наклона осей АО к параллелям. Будем считать, что все параметры АО в формуле (2) соответствуют моменту максимального развития АО, предшествующему началу ее распада.

Однако значение m_i само по себе не равно величине вклада i -й АО в d_n , так как после распада АО величина дипольного момента ее магнитного поля существенно изменяется. Характер этого изменения нетрудно представить уже исходя из чисто качественных соображений, но для большей наглядности нами был смоделирован процесс распада АО с помощью хорошо известного уравнения переноса магнитного потока, которое является основой математического аппарата модели Шили [7]. Поскольку параметры модели – коэффициент магнитной диффузии и профиль скорости меридионального течения – известны только приблизительно, такого рода расчеты также дают информацию в основном качественного характера.

На рис.1 показана эволюция осевого дипольного момента и абсолютного магнитного потока трех магнитных диполей, моделирующих активные области, которые образовались на разных широтах. Все диполи в момент появления $t=0$ имеют одинаковые магнитные моменты и размеры $\Delta f=1^\circ$ широты. При моделировании взято значение коэффициента магнитной диффузии $500 \text{ км}^2\text{с}^{-1}$ и профиль скорости меридионального течения, заданный в виде $12\sin(2f) \text{ мс}^{-1}$, где f – широта, причем скорость направлена от экватора к полюсам в согласии с имеющимися наблюдательными данными (см. [3]). Как можно видеть, магнитные потоки диполей (рис.1,б) на всех широтах быстро уменьшаются со временем вследствие магнитной диффузии, однако их осевые дипольные моменты (рис.1,а) ведут себя по-разному. Для нашего анализа важны следующие две особенности их поведения.

1). У диполя, появившегося вблизи экватора, где скорость меридионального течения мала, дипольный момент в течение пример-

но 40 оборотов (3 лет) быстро возрастает за счет увеличения пространственного масштаба магнитного поля, вызванного его диффузией. В отсутствие меридионального течения такой же характер имела бы эволюция диполей на всех широтах. Однако воздействие течения сильно меняет ситуацию, поскольку оно быстро сносит магнитные поля обоих знаков в полярные зоны и таким образом препятствует возрастанию размеров распадающихся активных областей. Вследствие этого у диполя, образовавшегося на широте 15° , скорость возрастания дипольного момента гораздо меньше, чем у диполя, появившегося вблизи экватора. У диполя, появившегося на еще более высокой широте 30° , дипольный момент не растет, а убывает со временем. Таким образом, сравнительно высокоширотные АО должны давать значительно меньший вклад в дипольную гармонику КМП, чем АО, образовавшиеся на самых низких широтах.

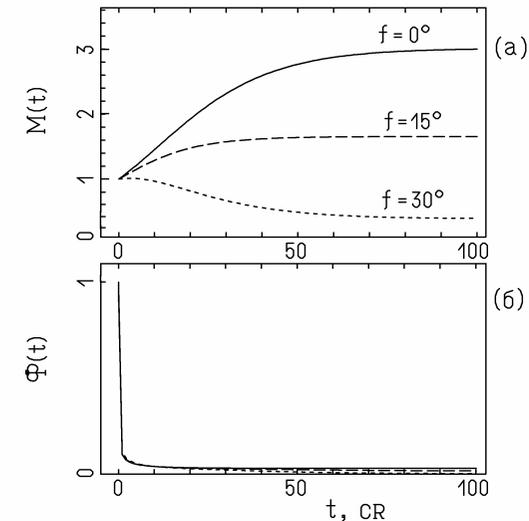


Рис.1. Результаты численного моделирования распада активных областей, образовавшихся на широтах $f=0^\circ$ (сплошная линия), $f=15^\circ$ (длинный штрих) и $f=30^\circ$ (короткий штрих): а – осевой дипольный момент M как функция времени; б – абсолютный магнитный поток осесимметричного магнитного поля Φ как функция времени. Время выражено в кэррингтоновских оборотах (CR). Подробности см. в тексте

2). На рис.1а также можно видеть, что дипольный момент распадающихся АО быстро изменяется только в течение первых 30–40 оборотов (2,5–3 лет), после чего эволюция его переходит на "асимптотическую" стадию со сравнительно малой скоростью изменения. В эпоху минимума активности подавляющее большинство АО закончившегося цикла уже находится на такой "асимптотической" стадии распада, а новые АО практически не возникают. Поэтому можно считать, что величина вклада каждой из активных областей в дипольную гармонику КМП, наблюдаемую в минимуме активности, практически не зависит от момента образования этой АО в пределах 11-летнего цикла.

Из сказанного выше следует, что для периода минимума активности вклад одной активной области в дипольную гармонику КМП (обозначим величину этого вклада M_i) может быть с достаточной точностью выражен в виде

$$M_i = m_i \cdot g(f_i), \quad (3)$$

где g – некоторая весовая функция, не зависящая от времени образования данной АО, но уменьшающаяся с увеличением широты. Для оценки интересующего нас параметра d_n в итоге получаем формулу

$$d_n = \sum_i m_i g(f_i), \quad (4)$$

в которой суммирование проводится по всем АО, образовавшимся в течение n -го цикла активности. В принципе входящую в (3) и (4) весовую функцию $g(f)$ можно получить из результатов численного моделирования, описанных выше. К сожалению, она оказывается сильно зависящей от параметров модели, а эти параметры известны только приблизительно. Расчет показывает, что при различном выборе параметров модели $g(f)$ можно аппроксимировать гауссианой:

$$g(f) = C \exp[-(f/\varphi)^2], \quad (5)$$

причем константы C и φ существенно зависят только от одного параметра модели – отношения коэффициента диффузии к градиенту скорости меридионального течения в зоне пятен. Так как значение нормировочной константы C для нас несущественно, остается найти по наблюдательным данным только ширину профиля весовой функции φ (судя по результатам численного моделирования, φ может оказаться значительно меньше ширины зоны пятен).

Для проверки выполнения уравнения (1) с использованием формул (2)–(5) целесообразно применить корреляционный анализ. Заметим, что в силу законов Джоя и Хэйла между величинами, входящими в (1), априори существует корреляция по знаку, которую имеет смысл исключить, перейдя к их абсолютным значениям. Перенеся λD_n в левую часть (1) и учитывая, что D_n и D_{n+1} всегда имеют противоположные знаки, получим следующее соотношение

$$|D_{n+1}| + \lambda |D_n| = |d_n|. \quad (6)$$

Значения D_n известны из наблюдений с точностью до постоянного множителя, поэтому и d_n могут быть определены для наших целей с точностью до масштабного множителя. Следовательно, в формуле (5) можно взять $C=1$, и тогда в соотношение (6) входят только два неизвестных параметра – λ и полуширина весовой функции φ , значения которых необходимо найти по максимуму коэффициента корреляции. Если равенство (6) выполняется, то, судя по результатам работ [2,6], должно выполняться и соотношение вида

$$A_{n+1} + \lambda A_n \approx c |d_n|, \quad (7)$$

где c – некоторая постоянная, а A_n – высота n -го цикла пятенной активности. Соотношение (7) дает связь между высотой цикла и характеристиками АО или групп пятен в предыдущем цикле активности.

Применение описанного выше метода анализа ограничивается небольшой продолжительностью магнитографических наблюдений активных областей, которая составляет только три цикла активно

сти. Поэтому имеет смысл воспользоваться для расчета d_n более длинными рядами данных о группах пятен. Это возможно, поскольку магнитные потоки Φ_i активных областей приблизительно пропорциональны максимальным площадям S_i соответствующих групп пятен, а параметры Δf_i у АО и групп пятен, по-видимому, также соответствуют друг другу (во всяком случае, углы наклона осей групп пятен и АО демонстрируют практически одинаковые свойства [4,5]). Учитывая, что магнитные полярности подавляющего большинства групп следуют закону Хэйла, получаем из (2)–(4) формулу

$$|d_n| \approx \sum_i S_i \Delta f_i \cos f_i g(f_i), \quad (8)$$

в которой, по соглашению, $\Delta f_i > 0$, если ведущий полюс группы пятен расположен ближе к экватору, чем хвостовой, и $\Delta f_i < 0$ в противном случае. Формула (8) дает оценку $|d_n|$ с точностью до несущественного нормировочного множителя.

3. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В качестве D_n взяты максимальные по модулю среднегодовые значения амплитуды дипольной гармоник в каждом цикле КМП (амплитуды гармоник КМП с 1913 г. рассчитаны по H_c картам В.И. Макаровым и его коллегами [2,6]). Высоты циклов пятен, A_n , определены по гринвичским суммарным площадям пятен за 1900–1979 гг. и по аналогичным данным Уссурийской обсерватории за 1979–2002 гг.

Для вычисления d_n использовались три ряда данных о группах пятен, содержащие необходимую информацию – площади групп и координаты их магнитных полюсов, и в сумме охватывающие 8 полных циклов активности. Два из этих рядов получены по наблюдениям обсерватории Kodaikanal (КО) с 1906 г. по 1987 г., и обсерватории Mount Wilson (MWO) с 1917 г. по 1985 г [5]. Данные взяты на сайте [8] и подвергнуты предварительной обработке, в результате которой были получены массивы, содержащие время появления каждой из наблюдавшихся групп пятен, ее максимальную площадь и

усредненные за время наблюдений координаты ее магнитных полюсов. При этом, в частности, были обнаружены и исключены явно ошибочные записи, присутствующие в исходных файлах данных. Третий ряд данных о группах пятен получен по наблюдениям Уссурийской астрофизической обсерватории (УАФО) с применением несколько иной методики измерений и охватывает более короткий период времени с 1956 г. по 2002 г. [1]. Расчеты показали, что величины $|d_n|$, определенные по трем наборам данных о группах пятен, имеют одинаковый ход во времени, но несколько различаются по абсолютной величине, т.е. они согласуются с точностью до масштабного множителя. Это дает возможность создать "синтетический" ряд значений d_n путем усреднения оценок, полученных по разным рядам данных, после умножения их на соответствующие масштабные множители. На практике для корреляционного анализа использовались как данные КО и MWO по отдельности, так и "синтетический" ряд трех обсерваторий; сравнительно короткий ряд УАФО отдельно от других данных не использовался.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Для проверки соотношения (6) коэффициент корреляции r между величинами $|d_n|$ и $|D_{n+1}| + \lambda |D_n|$ был рассчитан в функции параметров λ и φ . Расчет показал, что r показывает хорошо выраженный максимум, расположенный при $\varphi = 9^\circ$ и $\lambda \approx 0$ (более точно можно утверждать, что максимум r расположен при $\lambda < 0,2$). При этом максимальное значение r превышает 0,9 как по данным КО и MWO в отдельности, так и для "синтетического" ряда трех обсерваторий (в последнем случае $r = 0,95$, корреляция достоверна с вероятностью более 0,99). Таким образом, d_n хорошо коррелирует с амплитудой осесимметричного диполя, измеренной в минимуме активности, *следующем* за n -м циклом, и плохо коррелирует с амплитудой диполя в предшествующем минимуме активности. Это можно видеть на рис.2, где показаны соответствующие коэффициенты корреляции в функции параметра φ . Правый график рис.2 подтверждает теоретический вывод о том, что только самые низкоширотные АО эффективны в смысле вклада в дипольную гармонику КМП, т.к. наи-

большее значение r имеет место при небольшой ширине функции окна.

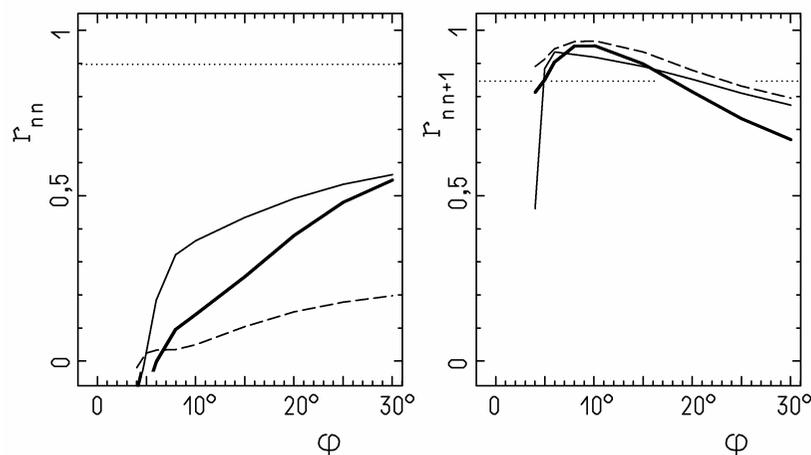


Рис.2. Коэффициенты корреляции: слева – между величинами $|d_n|$ и $|D_n|$, справа – между $|d_n|$ и $|D_{n+1}|$, показанные в зависимости от ширины φ функции окна. Тонкая сплошная линия соответствует данным о группах пятен обсерватории Mount Wilson, штриховая – обсерватории Kodaikanal, толстая линия – усредненным данным трех обсерваторий, включая УАФО. Горизонтальная пунктирная линия соответствует 99,9%-му уровню достоверности корреляции

Таким образом, корректно проделанный анализ данных о группах пятен говорит в пользу модели Лейтона-Шили, по крайней мере в качественном отношении. В то же время он не показывает полного количественного согласия с этой моделью. Во-первых, полученная оценка $\lambda \leq 0,2$ соответствует довольно малому времени диффузионного затухания дипольного магнитного поля, всего порядка нескольких лет. Обычно принимаемое в модели значение коэффициента магнитной диффузии составляет приблизительно $500 \text{ км}^2 \text{ с}^{-1}$, что соответствует примерно на порядок большему времени затухания осесимметричного диполя. Во-вторых, сравнение показывает, что в отличие от $|d_n|$, величины $|D_n|$ имеют небольшую вариацию относительно среднего значения в пределах около $\pm 15\%$, и поэтому связь между $|d_n|$ и $|D_{n+1}|$ выражается не прямой пропорцией, а линейной функцией с довольно большим постоянным членом. Близкая

к прямой пропорции связь получается, если вместо амплитуды дипольной гармоники КМП использовать ее квадрат, т.е. интенсивность диполя D^2 , причем такое преобразование не приводит к существенному изменению коэффициента корреляции r . Заметим, что и авторы [2,6] работали с интенсивностями, а не амплитудами гармоник КМП. На рис.3,а сопоставлены временной ход интенсивности дипольной гармоники КМП и величин $|d_n|$; можно видеть их хорошее взаимное согласие.

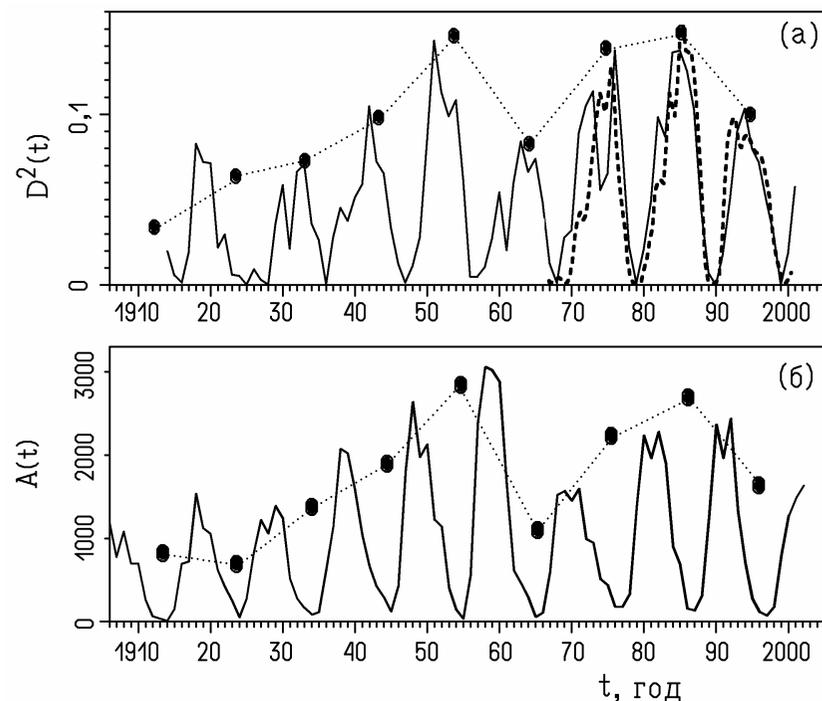


Рис.3: а – интенсивность осесимметричного магнитного диполя Солнца D^2 как функция времени (сплошная линия – по H_α картам, штриховая – по синоптическим картам фотосферного магнитного поля) и вклад активных областей в дипольное магнитное поле $|d_n|$, рассчитанный по данным о группах пятен при ширине функции окна $\varphi=9^\circ$ (кружки и пунктирная линия), б – суммарная площадь пятен на Солнце A как функция времени (сплошная линия) и параметр $|d_n|$, рассчитанный при $\varphi=5,5^\circ$ (кружки и пунктирная линия)

Независимая проверка соотношения (7) дала результаты, в качественном отношении подобные описанным выше. В этом случае значения коэффициента корреляции между $|d_n|$ и $A_{n+1} + \lambda A_n$ также оказываются достаточно большими (превышают 0,9) при малых значениях ширины функции окна φ , однако r не показывает четко выраженного максимума, а монотонно возрастает с уменьшением φ вплоть до $4,5^\circ$. Поскольку при $\varphi < 5^\circ$ оценки d_n становятся статистически мало обеспеченными, нам остается условно принять значение $\varphi = 5,5^\circ$ в качестве оптимального. При этом положение максимума r как функции параметра λ соответствует $\lambda \approx 0,2$, что можно считать согласующимся с оценкой на основе уравнения (6). Сравнение временного хода $|d_n|$ и пятенной активности $A(t)$ показано на рис.3,б, где можно видеть хорошее согласие их долговременных вариаций с учетом временной задержки $A(t)$ (поскольку каждое значение $|d_n|$ отнесено по времени к минимуму активности, следующему за n -м циклом, эта задержка равна половине, а не целому циклу).

Возникает вопрос о том, какая же характеристика групп пятен ответственна за обнаруженную связь между пятенной активностью в соседних по времени циклах. Представим правую часть формулы (8) в виде произведения двух величин:

$$|d_n| = \frac{\sum S_i \Delta f_i g(f_i)}{\sum S_i g(f_i)} \sum S_i g(f_i) \quad (9)$$

тогда первый множитель (выражение в виде дроби) представляет собой эффективное, т.е. средневзвешенное по площадям групп, значение Δf , которое обозначим Δf_e , а второй множитель – сумма за цикл площадей групп пятен, которую обозначим ΣS . Поскольку в оба множителя входит весовая функция g , они учитывают только низкоширотные группы пятен, эффективные в смысле вклада в дипольную гармонику КМП. Мы рассчитали Δf_e и ΣS в виде непрерывных функций времени, применяя суммирование по группам пятен в пределах 11-летнего скользящего интервала. Они показаны на рис.4 (для $\varphi = 5,5^\circ$), причем значения параметров, полученные по разным данным, приведены к одной шкале. На рис.4 можно видеть,

что долговременная вариация ΣS сравнительно невелика, порядка $\pm 20\%$ от среднего значения, и поэтому изменение $|d_n|$ от цикла к циклу определяется, главным образом, относительно более сильной вариацией Δf_e . Эта вариация подобна вариации высоты циклов пятенной активности, но опережает последнюю на длину одного 11-летнего цикла. Ненулевые значения Δf имеют место из-за наклона осей АО и групп пятен к параллелям, и этот наклон в модели Лейтона-Шили играет ту же роль, что и α -эффект в моделях $\alpha\omega$ -динамо. Поэтому общий вывод из анализа данных состоит в том, что вариации высоты солнечного цикла обусловлены, главным образом, нестационарностью действия α -эффекта солнечного динамо.

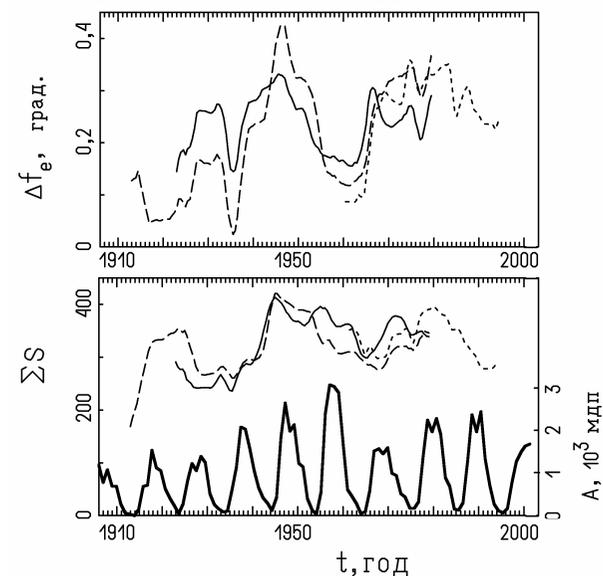


Рис.4. Долговременные вариации параметров групп пятен, наблюдавшихся в низкоширотной части активной зоны Солнца. Верхний график – эффективное значение расстояния по широте между магнитными полюсами групп Δf_e (в градусах), нижний график – сумма площадей пятен ΣS (в м.д.п.). Тонкая сплошная линия соответствует данным обсерватории Mount Wilson, штриховая – обсерватории Kodaikanal, короткий штрих – УАФО. На нижнем графике также показана кривая изменения суммарной площади пятен на диске Солнца (толстая линия и правая шкала)

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный в настоящей работе метод в принципе позволяет прогнозировать по данным о группах пятен значение интенсивности осесимметричного диполя в эпоху следующего минимума активности. Независимо от конкретной теоретической интерпретации этого факта, он свидетельствует о том, что интенсивность крупномасштабного магнитного поля в той же мере причинно обусловлена поведением пятенной активности, в какой поведение КМП определяет уровень пятенной активности в будущем. Стало быть, и пятенная активность в соседних циклах обнаруживает достаточно отчетливую причинную связь. При этом параметром, ответственным за причинную связь пятенная активность – крупномасштабное поле, является не число или площадь групп пятен, а наклон их осей к плоскости экватора. Поскольку метод анализа данных о группах пятен разработан нами на основе модели Лейтона-Шили, полученный результат свидетельствует в пользу этой модели, по крайней мере в качественном отношении.

Данные о солнечном магнитном поле, полученные по H_{α} картам начиная с 1913 г., были любезно предоставлены автору настоящей работы В.И. Макаровым и А.Г. Тлатовым. Работа выполнена при поддержке государственного контракта № 40.022.1.1105 по проекту "Пространственно-временные вариации характеристик солнечной активности".

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ерофеев Д.В.* Ориентация осей биполярных групп солнечных пятен. // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Вып. 6. Владивосток: Дальнаука, 2002. С. 29–49.
2. *Макаров В.И., Тлатов А.Г.* Крупномасштабное магнитное поле Солнца и 11-летние циклы активности. // Астрон. Журн. 2000. Т. 77. с. 858.
3. *Cameron R., Hopkins A.* A new estimate of the solar meridional flow. // Solar Phys. 1998. V. 183. P. 263.
4. *Howard R.F.* The magnetic field of active regions. V. Magnetic axes orientation. // Solar Phys. 1991. V. 132. P.49-61.
5. *Howard R.F.* Axial tilt angles of sunspot groups. // Solar Phys. 1991. V. 136. P. 251-262.

6. *Makarov V.I., Tlatov A.G., Callebaut D.K., Obridko V.N., Shelting B.D.* Large-scale magnetic field and sunspot cycles. // Solar Phys. 2001. V. 198. P. 409.

7. *Wang Y.-M., Nash A.G., Sheeley N.R.* Magnetic flux transport on the Sun. // Science 1989. V. 245. P. 712.

8. ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_REGIONS/SUNSPOT_REGION_TILT