

ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ РАН

*XI ПУЛКОВСКАЯ МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ  
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА*

**ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА  
СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ  
И ПРОГНОЗИРОВАНИЕ  
ЕЁ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЯВЛЕНИЙ**

**ТРУДЫ**



Санкт-Петербург  
2007

В сборнике представлены доклады традиционной 10-й Пулковской международной конференции по физике Солнца «Физическая природа солнечной активности и прогнозирование её геофизических проявлений» (2-7 июля 2007 года, Санкт-Петербург, ГАО РАН). Конференция проводилась Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН, секцией «Солнце» Научного совета по астрономии ОФН РАН и секцией «Плазменная астрофизика» Научного совета «Солнце – Земля» при поддержке Президиума РАН, Отделения Физических Наук РАН, Российского Фонда Фундаментальных Исследований. Тематика конференции включала в себя широкий круг вопросов по физике солнечной активности, космической погоде, космическому климату и солнечно-земным связям. В конференции принимали участие учёные Российской Федерации, Бельгии, Нидерландов, Германии, Казахстана, Латвии, Китая, США, Украины, Финляндии, Японии.

### **Оргкомитет конференции**

**Сопредседатели:** А.В. Степанов, А.А. Соловьев, В.В. Зайцев

#### **Члены оргкомитета:**

В.М. Богод (*САО РАН*)  
И.С. Веселовский (*НИИЯФ МГУ*)  
В.А. Дергачев (*ФТИ РАН*)  
Г.А. Жеребцов (*ИСЗФ*)  
Л.М. Зелёный (*ИКИ РАН*)  
В.А. Коваленко (*ИСЗФ РАН*)  
Н.Г. Макаренко (*ГАО РАН*)  
Ю.А. Наговицын (*ГАО РАН*)  
В.Н. Обридко (*ИЗМИРАН*)  
О.М. Распопов (*СПбФ ИЗМИРАН*)  
М.С. Гиголашвили (*Грузия*)  
В.Г. Лозицкий (*Украина*)  
D.K. Callebaut (*Бельгия*)  
H. Jungner (*Финляндия*)  
K. Mursula (*Финляндия*)  
R. Pukiene (*Литва*)  
L.A. Pustilnyk (*Израиль*)

#### **Члены локального оргкомитета:**

А.А. Соловьев (*председатель*)  
Ю.А. Наговицын (*зам. председателя*)  
Т.П. Борисевич (*секретарь*),  
А.В. Вакорин, А.Н. Вершков, Д.М. Волобуев, В.Г. Дордый, В.Г. Иванов, М.А. Кузнецова, Е.В. Милецкий, Н.К. Парфиненко, Я.Б. Станиславич, Е.Л. Терехина.

Компьютерная верстка Е.Л. Терехиной

## **ОСОБЕННОСТИ ПРОЯВЛЕНИЯ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ И КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В ОПТИЧЕСКОМ И РАДИО ДИАПАЗОНАХ**

**Абрамов-Максимов В.Е., Гельфрейх Г.Б., Ефремов В.И.,  
Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия  
E-mail: solov@gao.spb.ru*

## **FEATURES OF A DEVELOPMENT OF LONG-PERIOD AND SHORT- PERIOD OSCILLATIONS OF SUNSPOTS IN OPTICAL AND RADIO RANGES**

**Abramov-Maximov V.E., Gelfreikh G.B., Efremov V.I.,  
Parfinenko L.D., Solovyev A.A.**

*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St.-Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*An analysis of oscillation processes of the solar sunspots open a new page in studying dynamics of the plasma structures of the solar atmosphere. In the spectra of such sources one can see a number of components of the different physical nature with periods from fraction of a minute to some hours. To find its nature it is important to compare parameters of observed oscillations in different wavelength ranges.*

*In the present investigation we analyzed oscillation processes of sunspot observed on 2.05.06. Spectral-polarization study was made in Pulkovo Observatory in a number of optical lines with effective heights of their origin from 200 to 500 km above the photosphere. Radio maps at  $\lambda=1.76$  cm made with the radio heliograph at Nobeyama (Japan) were used to analyze radio oscillations of sunspot-associated sources. This emission predominantly originates in the magnetic field  $B=2000$  G at the corona-chromosphere transition region (the third harmonic of the electron gyro frequency). A comparison of the optical and radio wavelet spectra has been made to find similarity and differences of oscillation processes (frequencies, stability) at different heights of the solar atmosphere, with special attention to longer periods. The discussion of the probable physical nature of observational conclusions is presented.*

### **Введение**

Моды долгопериодических собственных колебаний пятен требуют для своего обнаружения исключительно длительных непрерывных рядов измерений. Эти колебания можно регистрировать: при помощи анализа фотогелиограмм высокого качества [1], по эффекту Зеемана, наблюдая магнитное расщепление спектральных линий [2-4], по доплеровскому смещению линий в спектрах пятен [5]. Характерной отличительной особенностью долгопериодических колебаний пятен является то, что они очень быстро затухают с высотой в атмосфере над пятном [6]. Этот эффект отчетливо проявляется при исследовании колебательного процесса в нескольких спектральных линиях, образующихся на разных геометрических

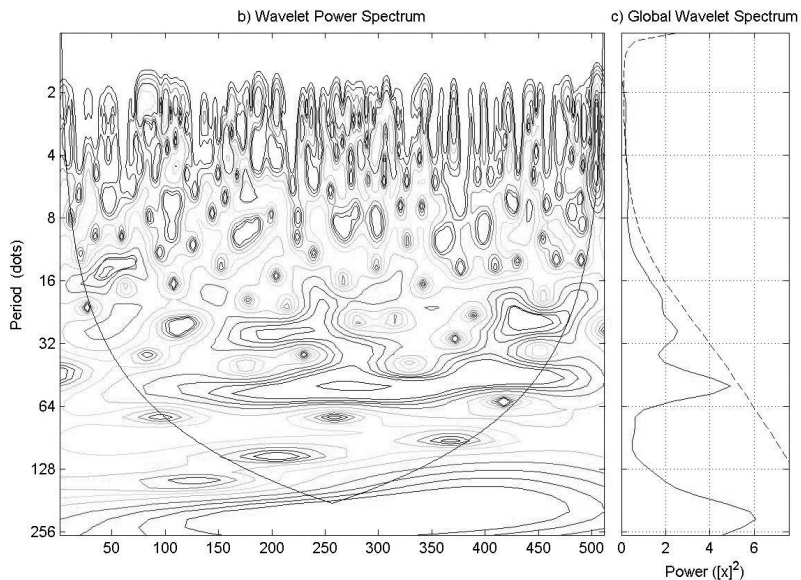
высотах над пятном. Оказалось, что колебания поля лучевых скоростей пятна в целом хорошо проявлены только в наиболее глубоких линиях с высотой образования не более 100-200 км. Для линий, образующихся на высотах 500-600 км, амплитуды доплеровских сдвигов уже пренебрежимо малы.

Причина того, что эти колебания хорошо видны в радиодиапазоне, на высотах, заведомо превышающих высоты образования спектральных линий состоит в следующем. Вертикальные смещения плазмы пятна, проявляющиеся, выражающиеся в доплеровских сдвигах спектральных линий, действительно очень быстро убывают с высотой, как это свойственно всяким гравитационным возмущениям. Но при этом изменения магнитного поля пятна, сопровождающие его вертикальные смещения, охватывают всю магнитосферу над пятном и проявляются на всех уровнях. Необходимо учесть, что мы рассматриваем очень медленные колебания пятна (период порядка часа). Альвеновская скорость в короне над пятном составляет, сотни и тысячи километров в секунду, так что перестройка магнитного поля над пятном происходит за секунды, т.е. практически мгновенно по сравнению с периодом медленных колебаний пятна как целого. И по мере того, как квазистатически изменяется напряженность магнитного поля в пятне и в области над пятном, изменяются и геометрическое положение, и физические параметры излучающего слоя. В соответствии с этим меняются квазипериодически и все характеристики радиоизлучения источника над пятном. По этой причине периоды собственных колебаний пятен как целого надежно и уверенно выявляются и в радиодиапазоне, что подтверждено результатами наблюдений одних и тех же пятен, проведенных в оптике в ГАО РАН и на радиогелиографе Нобейма, представленными в данной статье.

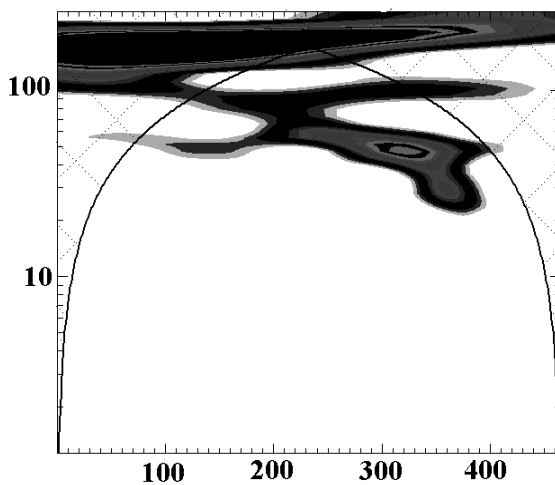
### **Данные наблюдений**

В данной работе проведен сравнительный анализ долгопериодических колебаний в активной области 10875 по наблюдениям 2 мая 2006 г. в оптике и в радиодиапазоне на волне 1.76 см. Группа пятен имела координаты S11W47, полную площадь 340 м.д.п., площадь главного пятна – 150 м.д.п. Наблюдения в оптическом диапазоне были выполнены на горизонтальном солнечном телескопе АЦУ-5 в Пулковской обсерватории. На рис.1 представлен вейвлет-спектр скоростей в центре пятна, измеренных в линии железа  $6495 \text{ \AA}$ , которая образуется на высоте около 500 км. Наблюдениями охвачен период с  $7^{\text{h}}12^{\text{m}}$  до  $11^{\text{h}}42^{\text{m}}$  UT. По горизонтальной оси отложено время, по вертикальной – периоды, указанные номера точек измерений следуют интервалу в полминуты времени. Отчетливо видны две периодические компоненты: 18 мин. ( $T \sim 40$  точек ряда) и  $\sim 80$  минут ( $T \sim 170$  точек ряда). В 80-минутной компоненте за рассматриваемый период прослеживается тенденция к уменьшению периода.





**Рис. 1.**



**Рис. 2**

На рис. 2 представлен вейвлет-спектр максимальных яркостных температур того же пятна, полученный по наблюдениям на радиогелиографе Нобеема на волне 1.76 см с пространственным разрешением 10 сек дуги за

интервал времени с 22<sup>h</sup>45<sup>m</sup> по 6<sup>h</sup>30<sup>m</sup> UT. При этом применялся нестандартный режим синтеза радиокарт: карты строились для всего диска Солнца с интервалом 10 сек и временем усреднения 10 сек. На обеих координатных осях отсчеты указаны в минутах. Можно выделить две компоненты колебаний: 50-60 минут и 80-100 минут. Четко прослеживается нестационарный характер колебательного процесса.

### **Дискуссия и выводы**

Таким образом, полученные вейвлет-спектры показывают наличие практически одного и того же периода колебаний в пределах 80-100 мин, как в оптических, так и в радио данных. С учетом того, что наблюдательные периоды не перекрываются, а вейвлет-спектры показывают изменение периода колебаний, совпадение можно считать значимым. По обоим данным также регистрируется затухание амплитуды колебаний около 7 часов UT, вблизи промежутка между наблюдениями. Отсутствие 18-минутных колебаний в радиоданных возможно связано с методикой обработки, направленной на выявление более длительных периодов. Результаты данной работы указывают на целесообразность продолжения совместных исследований колебательных процессов в активных областях Солнца на большем наблюдательном материале.

### **Благодарности**

Работа частично поддержана грантами РФФИ 05-02-16229 и 06-02-16838, а также договором ОФН-16 и грантом Президиума РАН «Солнце – Земля».

### **Литература**

1. *Наговицын Ю.А.* Письма в АЖ, 1997, **23**, 749.
2. *Borzov V.V., Vialshin G.F., Nagovitsyn Yu.A.* Contrib. Astr. Obs. Skalnaté Pleso, 1986, **15**, 75.
3. *Наговицын Ю.А., Вяльшин Г.Ф.* Астрономический циркуляр, 1992, №1533, 1.
4. *Соловьев А.А., Наговицын Ю.А.* Труды конференции: “Солнечная активность как фактор космической погоды”, 2005, С.-Пб, 593.
5. *В.И. Ефремов, Л.Д. Парфиненко, А.А. Соловьев,* Астрон. журн., 2007, **84**, 450.
6. *В.И. Ефремов, Л.Д. Парфиненко, А.А. Соловьев,* Особенности высотного распределения мощности низкочастотных колебаний солнечного пятна, в данном сборнике.

## **СИМПАТИЧЕСКИЕ ВСПЛЕСКИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА РАДИОГЕЛИОГРАФЕ НОБЕЯМА**

**Абрамов-Максимов В.Е.<sup>1</sup>, Гельфрейх Г.Б.<sup>1</sup>, Шибасаки К.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия,*

*E-mail: beam@gao.spb.ru, g.b.g@mail.ru*

<sup>2</sup>*Nobeyama Solar Radio Observatory, Minamisaku, Nagano, Japan*

*E-mail: shibasaki@nro.nao.ac.jp*

## **SYMPATHETIC FLARES OBSERVED WITH THE NOBEYAMA RADIO HELIOGRAPH**

**Abramov-Maximov V.E.<sup>1</sup>, Gelfreikh G.B.<sup>1</sup>, Shibasaki K.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St.-Petersburg, Russia,*

*E-mail: beam@gao.spb.ru, g.b.g@mail.ru*

<sup>2</sup>*Nobeyama Solar Radio Observatory, Minamisaku, Nagano, Japan*

*E-mail: shibasaki@nro.nao.ac.jp*

### **Abstract**

*The sympathetic effects were detected in 1930-s from analyzing optical flare statistics. For a long time the reality of the effect was in the stage of discussion. New results on the manifestation of the flare activity obtained from cosmos in X-rays and EUV gave firmer confirmation of reality of sympathetic effects. Nevertheless, its physical nature and significance for studying the nature of the solar activity is still under investigation. So, all accessible ways to study the nature and manifestation of the sympathetic events are worth to consider.*

*In this study we present the case (June 30, 2003) when three sympathetic pares of flares happened in two ARs (NOAA 397 and NOAA 396) separated by large distance (more than 90 degrees on latitude) were registered with delay of time from ten to twenty minutes at wavelength 1.76 cm. That implies that the velocity of the agent causing the observed effect was not less than 1000 km/sec. Three flares during one day persuade us that it could not be just by chance. In fact, it is the first case when sympathetic flares were found from NoRH data.*

*The analysis above have demonstrated that the NoRH is a very effective instrument for investigations of sympathetic flares, due to long series of observations (since 1992 till now), high time (1 sec) and spatial (10 arcsec) resolution for full solar disk, and possibility to use long daily periods of observations (up to 8 hours per day).*

### **Введение**

Под симпатическими явлениями на Солнце понимают такие события (вспышки, всплески), которые происходят с небольшим интервалом по времени в активных областях, удаленных друг от друга на значительные расстояния. Предполагается, что инициирующая вспышка при помощи какого-то возмущающего агента вызывает вторичную вспышку. При этом малый интервал времени (несколько минут) между событиями при большом расстоянии между активными областями (до  $10^6$  км и более) указывают на большую скорость распространения возмущения (1000 км/сек и выше).

Симпатические явления на Солнце были обнаружены в 30-е годы прошлого века из анализа статистики оптических вспышек [1,2]. Долгое время реальность этих явлений подвергалась сомнениям [3]. Однако исследования, выполненные по данным, полученным на космических обсерваториях в различных диапазонах, свидетельствуют о реальности явлений.

Для объяснения симпатических явлений предлагались различные механизмы распространения возмущений: МГД-волны, потоки быстрых частиц, подфотосферные возмущения, волны Моретона.

С появлением радиотелескопов с достаточно хорошим пространственным и временным разрешением симпатические явления стали исследоваться радиоастрономическими методами. Так, в работе [4], выполненной по наблюдениям на одномерном интерферометре Нобейма на волне 1.76 см, было обнаружено 122 случая симпатических событий за период 3 года. Из них отобрано 5 случаев с интервалом менее 1 минуты и похожими временными профилями для более детального исследования. В исследуемых событиях расстояние между активными областями составляло  $(1.5-9) \times 10^5$  км, интервал времени между событиями – 1.5-25 сек, что дало оценку скорости распространения возмущения  $(3-11) \times 10^4$  км/сек. В качестве возмущающего агента предполагались высокоэнергичные электроны.

Подобные явления также изучались по наблюдениям на РАТАН-600 по многоазимутальным наблюдениям [5].

В данной работе мы представляем первый случай наблюдений симпатических всплесков на радиогелиографе Нобейма на волне 1.76 см, произошедших 30 июня 2003 г. в активных областях NOAA 396 и NOAA 397.

### **Наблюдательный материал**

Для решения поставленной задачи использовался нестандартный режим синтеза радиокарт. Изображения полного диска Солнца строились за весь день наблюдений (около 8 часов) с интервалом 10 сек и временем усреднения тоже 10 сек. Пространственное разрешение радиогелиографа на волне 1.76 см составляет около 10 сек дуги.

На рис. 1 показано изображение Солнца в белом свете по данным SOHO/MDI, взятое с сайта <http://www.spaceweather.com>. Иницирующие вспышки происходили в AR 396, вторичные – в AR 397. На рис. 2 представлены временные профили максимальных яркостных температур этих активных областей, полученных из радиокарт. На графиках четко выделяются 3 пары всплесков, причем наблюдается даже корреляция максимальных значений всплесков: чем выше максимальная температура иницирующего всплеска, тем выше температура вторичного всплеска.

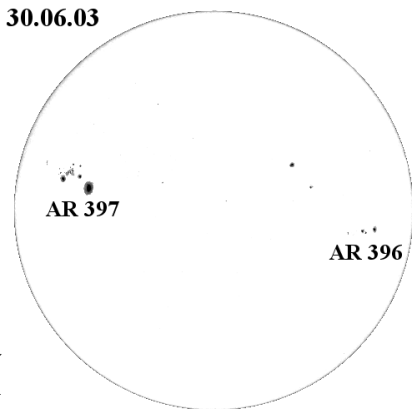


Рис. 1.

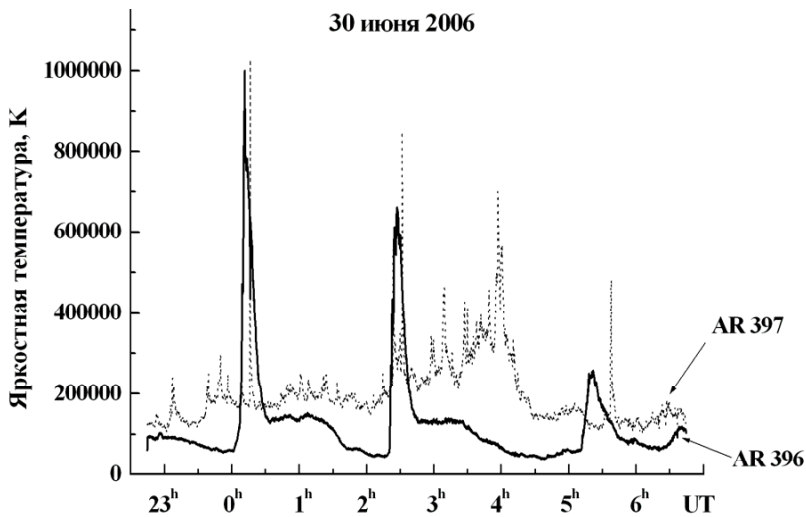


Рис.2.

В AR 397 проявляется всплеск (около 4<sup>h</sup>), не имеющий инициирующего всплеска, однако, вероятно, процессы, происходившие в AR 397 с 2<sup>h</sup>30<sup>m</sup> до 4<sup>h</sup> – это единый отклик на второй всплеск в AR 396.

### **Выводы**

Три случая проявления симпатических событий в течение наблюдательной серии длительностью 8 часов убедительно показывают, что эти совпадения не случайны и между активными областями 396 и 397 существовала реальная физическая связь.

Активные области NOAA 396 и NOAA 397 были удалены друг от друга более чем на 90 градусов по солнечной широте. Всплески в этих областях произошли с задержкой от 10 до 20 мин, что свидетельствует о величине скорости распространения возмущающего агента не менее 1000 км/сек (до 3000 км/сек).

Радиогелиограф Нобеяма является инструментом с исключительно благоприятными параметрами для исследований симпатических явлений в радиодиапазоне благодаря длинному ряду ежедневных (6-8 часов в день) наблюдений (с 1992 г.), высокому временному (1 сек) и пространственному (10 сек. дуги на волне 1.76 см) разрешению.

Приведённые результаты демонстрируют эффективность использования радио карт Солнца, получаемых в Нобеяма, для анализа симпатических событий в солнечной атмосфере и определяют целесообразность дальнейших исследований проблемы, с более полным набором наблюдательных данных.

### **Благодарности**

Авторы признательны В.В. Гречневу (ИСЗФ СО РАН) за помощь в работе с данными радиогелиографа Нобеяма.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 05-02-16229 и 06-02-16838, а также договором ОФН-16 и грантом Президиума РАН «Солнце – Земля».

### **Литература**

1. *Richardson, R.S.*: 1936, Ann. Rep. Director Mt. Wilson Obs. **35**, 871.
2. *Richardson, R.S.*: 1951, Astrophys. J. **114**, 356.
3. *Fritzova-Svestkova, L., Chase, R.C., Svestka, Z.*: 1976, Solar Phys., **48**, 275.
4. *Nakajima, H.B. et al*: 1985, Astrophys. J., **288**, 806.
5. *Голубчина, О.А., Тохчукова, С.Х., Богод, В.М., Гарсия, Х.А., Гараимов, В.И.*: 2004, Письма в АЖ, **30**, №10, 787.

## **ПОЛЯРНЫЕ ОБЛАСТИ КОРОНЫ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ПОЛНОГО СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 1994 г.**

**Бадалян О.Г.<sup>1</sup>, Сикора Ю.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, 142190 Троицк, Московская обл., Россия, badalyan@izmiran.troitsk.ru*  
<sup>2</sup>*Астрономический институт Словацкой АН, 05960 Татранска Ломница, Словакия, sykora@ta3.sk*

## **POLAR CORONAL REGIONS BY OBSERVATIONS OF THE 1994 TOTAL SOLAR ECLIPSE**

**Badalyan O.G.<sup>1</sup>, Sýkora J.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, 142190 Troitsk, Russia, badalyan@izmiran.troitsk.ru*  
<sup>2</sup>*Astronomical Institute of the Slovak Academy of Sciences, 05960 Tatranská Lomnica, Slovak Republic, sykora@ta3.sk*

### **Abstract**

*Physical conditions in polar coronal regions are studied analysing ground-based measurements of polarization carried out during the total solar eclipse on November 3, 1994, rather close to the solar cycle minimum. We have found that the degree of polarization within the polar plumes is for about 10% higher than that in the inter-plumes space. Contemporary interpretation of brightness and polarization in the plumes and in the space among them allowed to conclude that at the temperatures around 1 MK the density in the individual plumes is close to  $2.7 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ , while it decreases to about  $2.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$  in the inter-plumes space. Investigation of the polar coronal regions seems perspective in connection with their geoeffectivity.*

### **1. Введение**

Несмотря на огромное количество внеатмосферных наблюдений короны Солнца, имеющих в настоящее время, редкие случаи полных солнечных затмений по-прежнему дают ценный наблюдательный материал. Эти данные важны при исследовании слоев внутренней и средней короны, до расстояний около 2 радиусов Солнца, практически недоступных при наблюдениях с космических аппаратов. Особенно интересными являются поляризационные наблюдения, позволяющие изучать распределение плотности в короне вдоль луча зрения, перпендикулярно к картинной плоскости [1].

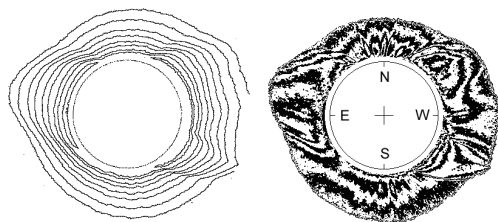
В данной работе используются наблюдения короны 3 ноября 1994 г. Во время полного солнечного затмения были получены снимки короны в белом свете и несколько серий поляризационных снимков при трех положениях поляроида. Корона относится к эпохе вблизи минимума солнечной активности. Фаза цикла равна  $-0.33$ , т.е. затмение произошло в конце ветви

спада. По данным о поляризации исследуются температура и плотность в полярных лучах и межлучевом пространстве.

## **2. Яркость и поляризация белой короны**

На рис. 1 (слева) показаны изолинии яркости белой короны 3 ноября 1994 г. Расстояние между двумя соседними изолиниями составляет 0.25 логарифма яркости. Из этого рисунка видно, что изолинии яркости хорошо отражают только самые крупные детали белой короны. Отчетливо выделяются большие стримеры – один на востоке и два на западе. В полярных областях изолинии не показывают деталей структуры.

Справа на рис. 1 изображены изоплеты (линии равной поляризации) белой короны. Каждая полоса охватывает интервал в 5%. Так, самая внешняя, черная полоса над северным и южным полюсами соответствует поляризации 20-25%, следующая белая – 25-30% и т.д. Наибольшая поляризация достигается внутри больших стримеров и составляет более 55% (белые области). Рисунок показывает характерные структуры короны. Так, можно предположить, что юго-западный луч слегка развернут, более близкая к экватору часть находится ближе к картинной плоскости (и поэтому показывает более высокую степень поляризации), чем его южная часть. В полярных областях отчетливо прослеживаются полярные лучи. Поляризация в полярных лучах примерно на 10% выше, чем в пространстве между ними.

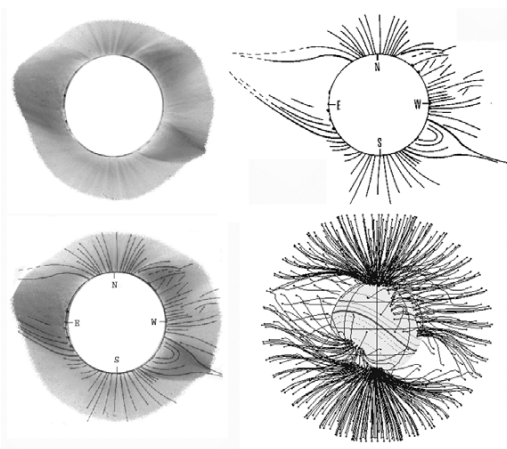


**Рис. 1.** Изолинии яркости (слева) и поляризации (справа) короны 3 ноября 1994 г.

На рис. 2 поляризация белой короны сопоставлена со структурным рисунком короны и с магнитным полем. Слева сверху дано изображение короны в поляризации (не в виде изоплет как на рис. 1, а в виде самой поляризации в абсолютных величинах). На этой поляризационной карте прослеживаются характерные структуры короны, в частности, тонкие полярные лучи. Справа сверху показан структурный рисунок короны по [2]. Видно, что детали структурного рисунка и поляризационной карты совпадают. Это демонстрирует рисунок внизу слева, где структурное изображение короны наложено на карту поляризации. Справа внизу показаны силовые линии магнитного поля в короне, рассчитанные на день затмения в по-



тенциальном приближении на основе наблюдений WSO [3]. Хорошо видны большие стримеры и открытые структуры вблизи полюсов.



**Рис. 2.** Сопоставление карты поляризации со структурным рисунком и магнитным полем.

### **3. Температура и плотность в полярной области короны**

Метод определения температуры и плотности в короне был предложен в [4]. В рамках принятой модели распределения плотности для ряда температур строится семейство теоретических кривых логарифма суммы поляризованных компонент излучения  $\ln(K_t + K_r)$  в зависимости от  $1/\rho$  (где  $\rho$  – расстояние от центра диска), для плотности в основании короны  $n_0 = 10^8 \text{ см}^{-3}$ . В [4] расчеты выполнены для гидростатического распределения плотности. Это не означает отсутствия движений в короне, а говорит лишь о том, что эти движения имеют малые скорости или их доля мала, и поэтому они не сказываются на распределении плотности. Наклон наблюдаемой кривой дает температуру, сдвиг по оси ординат – плотность.

Физические условия изучаются в полярном луче при  $P = 355^\circ$  и область полярной короны вне лучей при  $P = 21^\circ$ . Поляризация в полярном луче достигает максимума на расстоянии около 1.25 радиуса Солнца и превышает 40%. Вне лучей максимальная поляризация достигает 30%. На рис. 3 и 4 показаны распределения яркости (слева) и поляризации (справа) в полярном луче и в области вне лучей. Наклон наблюдаемых кривых дает температуру в обоих случаях около 1 МК. Сдвиги наблюдаемых кривых относительно теоретической зависимости (нижние линии) дают плотность в луче  $n_0 = 2.7 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$  и плотность вне лучей  $n_0 = 2 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ .

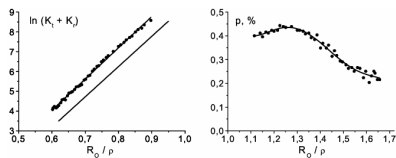


Рис. 3. Яркость и поляризация в луче.

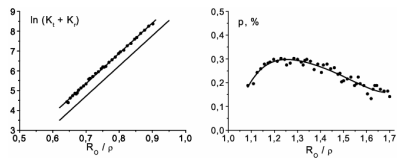


Рис. 4. То же, вне лучей.

Расчеты поляризации при этом показывают, что для области вне луча адекватной моделью является сферически симметричная корона. Получаем степень поляризации  $p = 29.9\%$ , что соответствует наблюдениям. Для луча принято, что его плотность в 5 раз выше, чем между лучами, т.е. узкий плотный луч наложен на сферически симметричный фон. Расчеты дают при этом степень поляризации 32.6%. Это ниже, чем дают наблюдения. Заметим, что даже если принять, что все вещество сконцентрировать только в узком луче вблизи картинной плоскости (т.е. нет фона), то рассчитанная степень поляризации составит 35.1%, что также ниже наблюдаемой.

#### 4. Заключение

Итак, совместная интерпретация распределений поляризации и яркости в полярном луче встречается с некоторыми трудностями. В [5] было показано, что для типичного коронального луча возможна интерпретация яркости и поляризации. Трудности возникают при построении модели громадных лучей (как в короне 1952 г). Выясняется, что яркость в лучах недостаточно велика для получения наблюдаемой степени поляризации (как и в нашем случае для полярного луча). Это не означает, однако, что следует в теории искать причины возникновения высокой поляризации в лучах. Наблюдения поляризации очень трудны, и их надо продолжать для уверенных выводов.

Работа поддержана РФФИ, проект 05-02-16090, и VEGA грантом 2/7012/27 Словацкой АН.

#### Литература

1. *Badalyan O.G., Livshits M.A., Sykora J.*: 1997, *Solar Phys*, v.173, p.67.
2. *Sykora J. et al.*: 1996, in *Romanian Astron. J.*, v.6, Suppl., ed. G. Maris, Romanian Acad., Bucuresti, p.21.
3. *Badalyan O.G., Obridko V.N., Sykora J.*: 2003, *Solar Phys*. v.312, p.301.
4. *Badalyan O.G.*: *Astron. Astrophys. Trans.*, 1995, v.9, p.205.
5. *Badalyan O.G., Livshits M.A.*: 1994, in *IAU Colloq. 144 "Solar Coronal Structures"*, V. Rušin, P. Heinzel and J.-C.Vial (eds.), VEDA Publ. Co., Bratislava, Slovakia, p.77.

## **СТРУКТУРА И ОРГАНИЗАЦИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СОЛНЦЕ В ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Бажанов А.А., Понявин Д.И.**

*Институт Физики, Санкт Петербургский Государственный Университет,  
С.-Петербург, Россия  
anton.bazhanov@gmail.com*

## **ORGANIZATION AND STRUCTURE OF MAGNETIC FIELDS AT THE SUN OVER SOLAR CYCLE**

**Bazhanov A.A., Ponyavin D.I.**

*Institute of Physics, St. Petersburg State University*

### **Abstract**

*We have used high-resolution measurements of magnetic fields provided by Kitt Peak National Solar Observatory to study large-scale patterns and their evolution over solar cycle. An efficient approach based on filter procedure is applied to original synoptic maps. By using this technique we have modeled the solar magnetic field viewed as star. Our results show that the small-scale magnetic fields play a minor role in formation of large-scale patterns particularly during a solar minimum. Evolution of magnetic field over a full magnetic cycle is restored. The proposed technique can trace neutral line configuration at the base of the solar source of the Heliospheric Current Sheet.*

### **Основание гелиосферного токового слоя**

Предложенная нами методология осреднения синоптических карт, предоставленных обсерваторией Kitt Peak (Arizona, USA), помогает понять структуру крупномасштабного магнитного поля. Карта имеет размер 180x360 элементов, время, необходимое для ее построения – это период оборота Солнца по Кэррингтону, что составляет 27.2725 дня. Метод выполняет осреднение элементов карты в некоторой области, затем эта область смещается и операция повторяется, таким образом, мы как бы «сглаживаем» влияние мелкомасштабных полей. Когда рамка осреднения приближается к краю карты, данные берутся из соседней. Это возможно сделать, поскольку карты образуют непрерывную последовательность. Результатом является лента карт с более простой и понятной структурой: для минимума солнечной активности – это объект, напоминающий диполь (в одном полушарии имеем поля положительной напряженности, в другом - отрицательной). В максимуме топология несколько усложняется, теперь структура далека от диполя, в обоих полушариях могут быть потоки, направленные как от Солнца, так и к нему (рис. 1). В работе было обработано 263 карты, что покрывает временной интервал с 17 августа 1976 по 19 марта 1996 (1646 – 1906 CR). За это время дважды произошел процесс переплюсовки магнитного поля. На обработанных по нашей технике картах вид-

но, что этот процесс, во-первых, не происходит мгновенно, а во-вторых, это не просто поворот оси диполя в течение максимума, а это гораздо бо-

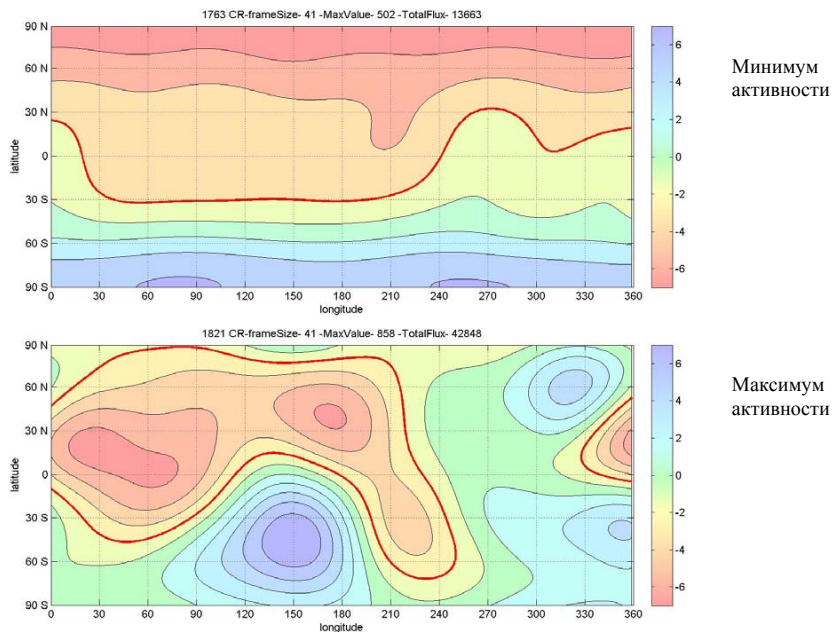


Рис. 1. Пример обработанных синоптических карт для минимума (1763 CR) и максимума активности (1821 CR).

лее сложный процесс. Появляются гармоники старших порядков, которые существенно усложняют топологию магнитного поля. Толстая линия на рисунке показывает основание гелиосферного токового слоя (ГТС). Следует отметить, что источники, которые оказывают влияние на формирование такой топологии основания ГТС, являются разными в минимуме и максимуме активности: в первом случае это только крупномасштабное магнитное поле, во втором на результат так же оказывают существенное влияние поля активных областей. При помощи нейтральной линии можно воссоздать непосредственно сам ГТС и сверить полученные результаты с межпланетным магнитным полем и данными спутников ([5], [6]). Работа Будника А.И. [1] показывает, что, несмотря на свою простоту, метод дает приемлемые результаты.

Кроме того, полученные результаты, хорошо согласуются с картами, полученными в Стэнфордском Университете, путем экстраполяции магнитного поля на Солнце в корону в потенциальном приближении (рис. 2).

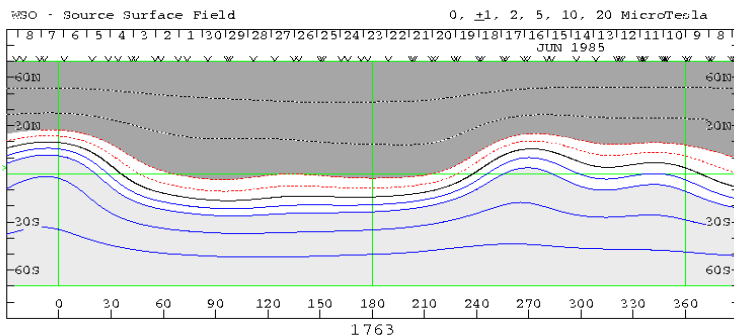


Рис. 2. Карта 1763 оборота по Кэррингтону, построенная по методу экстраполяции поля в корону в потенциальном приближении.

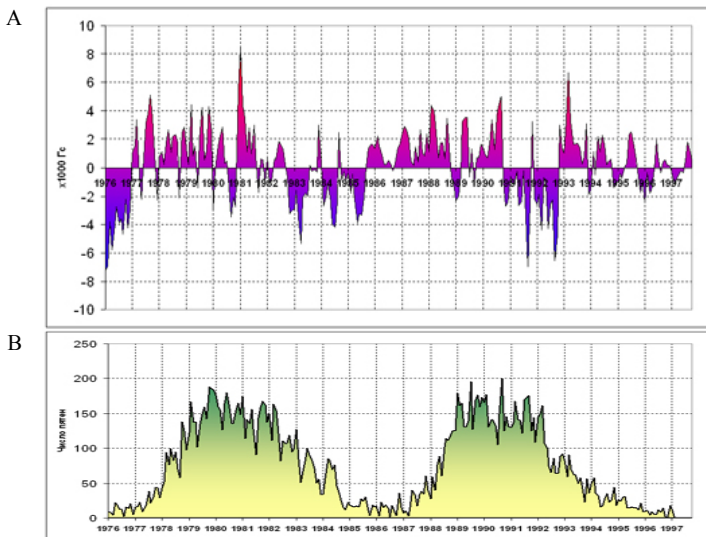


Рис. 3. Монопольная составляющая магнитного поля за 2 цикла активности и числа Вольфа, период 1646 – 1906 обороты по Кэррингтону.

### Монополь

На картах, полученных обоими способами видно, что основание ГТС в 1763 обороте принадлежит в большей степени южному полушарию, что свидетельствует о наличии монопольного члена. Этот вопрос был впервые затронут Джоном Вилкоксом в 1972 году [2], но до сих пор остается открытым. На рис. 3А представлена диаграмма суммарного потока со всей поверхности Солнца, рис. 3Б. демонстрирует временной период и солнеч-

ную активность (числа Вольфа). В минимуме активности наблюдается периодичная годовая волна, это связано с тем, что крупномасштабное поле имеет квазидипольную структуру, а плоскость эклиптики наклонена относительно плоскости гелиоэкватора ([3], [4]). В период максимума солнечного цикла наблюдается более сложная периодичность, параметры и происхождение которой пока остаются непонятными.

### **Результаты**

1. Разработанный алгоритм обработки синоптических карт позволяет получить магнитный поток с Солнца с различными апертурами (размер рамки осреднения), в том числе «видимого как звезда».
2. В минимуме активности на формирование основания ГТС и монопольного члена влияет крупномасштабное магнитное поле, в то время как в периоды максимума начинают вносить существенный вклад поля активных областей.
3. Основание ГТС может быть использовано для моделирования непосредственно гелиосферного токового слоя.

### **Литература**

1. Будник А.И., Понявин Д.И. Реконструкция гелиосферного токового слоя. В сб. «Квазипериодические процессы на Солнце и их геоэффективные проявления». Труды X международной конференции, ГАО, Пулково, Санкт-Петербург, 2006, с.183-188.
2. Wilcox J.M. Why does the Sun look like a magnetic monopole? *Comments Astrophys. Space Sci.*, v.4, p.141-147, 1972.
3. Kotov V.A. On the near-one-year variation of the sun's mean magnetic field, *Solar Physics*, 239:461–474, 2006.
4. Понявин Д.И. Квазимонопольное поведение магнитного поля Солнца видимого как звезда. В сб. «Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца». Труды международной конференции, ГАО, Пулково, Санкт-Петербург, 2002, с.477-484.
5. Severny A.B., Wilcox J.M. Comparison of the mean photospheric magnetic field and the interplanetary magnetic field. *Solar Physics*, 1970 Vol. 15, p.3-14.
6. Scherrer P.H., Kotov V.A. The mean magnetic field of the Sun: method of observation and relation to the interplanetary magnetic field. *Solar Physics*, 52: 3-12. 1977.

## **ДВУХЧАСТОТНЫЙ МЕТОД КРАТКОСРОЧНОГО ПРОГНОЗА СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК**

**Бакунина И.А.**

*ФГНУ «Научно-исследовательский радиофизический институт»,  
Нижний Новгород, rinbak@mail.ru*

## **THE TWO-FREQUENCY METHOD OF THE SHORT TERM SOLAR FLARE'S PREDICTION**

**Bakunina I.A.**

*Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod, rinbak@mail.ru*

### **Abstract**

*The new method of the short term prediction on the base of observations on two radioheliographs of the high spatial resolution – SSRТ and NoRh- is suggested. The main method's idea is in the separation of the “geometric” effect, demonstrating itself under Active Region (AR) passing through the solar disk - the inversion of sign of the circular polarization - from evolutionary effects in AR capable to cause powerful solar flares. This method demonstrates better efficacy in comparison with one frequency method and polarization criterion Tanaka-Enome for the proton events of 2001-2006 years period.*

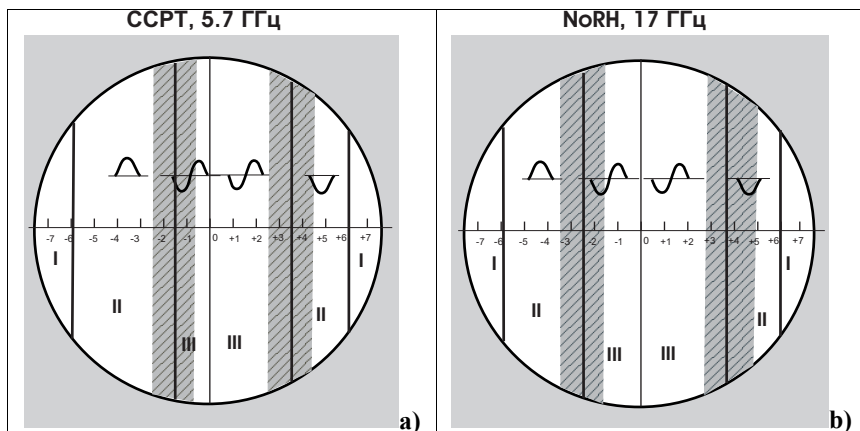
Солнечные вспышки – самые энергетически мощные события в солнечной системе. Как известно, они нарушают навигацию, связь, системы энергоснабжения, воздействуют на космические аппараты. Успешный оперативный прогноз мощных вспышек – одна из важных прикладных задач гелиофизики 21- го века.

При прогнозировании солнечных вспышек по характеристикам микроволнового излучения активных областей (АО) необходимо четко отделять «геометрические» эффекты, возникающие в картине изменения радиоизлучения АО за время её нахождения на солнечном диске вследствие изменения направления на наблюдателя, от эволюционных, или физических эффектов, которые могут привести к развитию мощной солнечной вспышки.

Предложен метод краткосрочного прогноза солнечных вспышек, в котором используются радиоизображения АО с высоким пространственным разрешением на двух частотах микроволнового диапазона -5.7 ГГц ( $\lambda = 5.2$  см) (ССРТ) и 17 ГГц ( $\lambda = 1.76$  см) (NoRH). Основной прогностический параметр метода – характер распределения круговой поляризации по АО. Метод основан на сравнении пространственной структуры поляризованного излучения АО при ее перемещении по диску Солнца с «нормальным» распределением поляризации, т.е. с некоторым стандартизованным поведением поляризованного излучения простой квазистабильной биполярной АО, которая демонстрирует эффект смены знака круговой поляризации

при изменении гелиодолготы. Этот эффект возникает как следствие изменения угла между вектором магнитного поля и направлением распространения микроволнового излучения, т.е. носит «геометрический» характер [1].

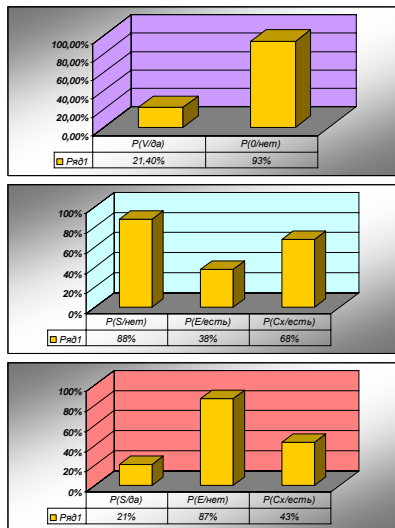
Для того чтобы вычленил «геометрическую» составляющую, диск Солнца разбивается на долготные зоны «нормального» распределения поляризации. Они определяются согласно эмпирическим зависимостям временных параметров явления смены знака круговой поляризации на длине волны 5.2 см от оптических характеристик групп пятен [2] и сравнительного анализа поведения поляризованного излучения активных областей на длинах волн 5.2 см и 1.76 см [3]. На рис.1 а,б приведены среднестатистические границы нормальных долготных зон [3-4]. Отклонение распределения поляризации от «нормального» характерно для вспышечных АО.



**Рис. 1.** Долготные зоны «нормального» распределения поляризации: **а)** – для 5.2 см; **б)** – для 1.76 см. Штриховкой показаны переходные дни от одной зоны к другой, связанные с неопределённостью установления «нормального» распределения поляризации (конец инверсии хвостового пятна в восточном полушарии Солнца, и головного пятна - в западном). Вверху – «нормальное» одномерное распределение поляризации в данной зоне (один пик – S-конфигурация (униполярная), 2 противоположных пика – E-конфигурация (биполярная). В зоне I нормальным считается отсутствие поляризации. Мультиполярное (Сх) распределение поляризации считается вспышечно-опасным в любой зоне.

Условная вероятность наступления или отсутствия вспышки в каждой зоне, исследованная для длины волны 5.2 см на большой выборке событий, показывает, что отделение геометрического эффекта смены знака круговой поляризации оказывается эффективным для прогноза отсутствия вспышки – он достигает или даже превышает 90% (Рис. 2 а,б,с).





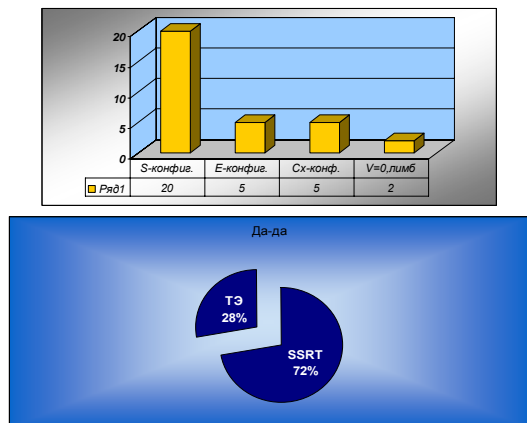
а) Зона I, прилибровая, всего 329 дней наблюдений. Вероятность отсутствия вспышки при отсутствии поляризованного излучения (что является нормальным для этой зоны) 93%.

б) Зона II, промежуточная, всего 658 дней наблюдений. Вероятность отсутствия вспышки при S – конфигурации распределения круговой поляризации (нормальной для этой зоны) 88%.

в) Зона III, центральная, всего 717 дней наблюдений. Вероятность отсутствия вспышки при E – конфигурации распределения круговой поляризации (нормальной для этой зоны) 87%.

Рис. 2.

Статистический анализ протонных вспышек для одной частоты (5.7 ГГц, ССРТ), проведённый для АО 2001-2006 гг. (всего 32 вспышки) в сравнении с приёмом прогнозирования согласно поляризационному критерию Танака-Эноме (ТЭ) [5] (если считать и E-конфигурацию протонной, что усиливает оба критерия), доказывает преимущество нового метода, что видно из рис. 3 а), б).



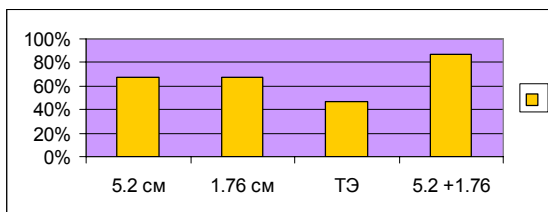
а) Большинство протонных вспышек произошло при S – конфигурации круговой поляризации, которую критерий ТЭ рассматривает как не вспышечно-опасную.

б) Метод «нормальных долготных зон» позволяет предсказать 72% протонных вспышек только по одному признаку, тогда как критерий ТЭ только 28%.

Рис. 3.

Двухчастотный критерий оказывается ещё более эффективным, т.к. два радиогелиографа «помогают» друг другу, уменьшая количество промахов. Здесь мы используем принцип: если на одной частоте говорим вспышке «да», а на другой «нет», то всегда выбираем «да».

Из 15 протонных вспышек, наблюдавшихся в 10 АО, согласно двухчастотному поляризационному правилу предсказано 13, тогда как согласно правилу ТЭ – 8 (Рис. 4).



**Рис.4.** Первые три столбика гистограммы - количество протонных вспышек, предсказанных одночастотными способами и приёмом ТЭ. Правый крайний столбик гистограммы – число протонных вспышек, предсказанных двухчастотным методом.

Работа частично поддержана грантами РФФИ: 06-02-16295, 06-02-39029, 07-02-01-066.

### Литература

1. Железняков В.В., Злотник Е.Я. О поляризации радиоволн, прошедших через область поперечного магнитного поля в солнечной короне. // Астрон. журн., 1963, т.40, с.633.
2. Максимов В.П., Бакунина И.А., Нефедьев В.П., Смольков Г.Я. Способ краткосрочного прогноза мощных солнечных вспышек. // Бюллетень изобретений. 1996. № 216, с.131-134. Патент РФ № 2114449 от 27 июня 1998 г.
3. Бакунина И.А., Смольков Г.Я., Снегирев С.Д. «О «геометрических» эффектах в микроволновом излучении активных областей при их прохождении по солнечному диску» // Известия ВУЗов, серия «Радиофизика», 2007 (в печати).
4. Бакунина И.А. Исследование возможностей краткосрочного прогноза солнечных вспышек на основе двухчастотного критерия «нормальных» долготных зон // Труды Всероссийской конференции «Многоволновые исследования Солнца и современные проблемы солнечной активности», САО РАН, п. Нижний Архыз, КЧР, 28 сентября - 2 октября 2006 г., с.340-369
5. Tanaka H., Enome S. The microwave structure of coronal condensations and its relation to proton flares. // Solar Phys., 1975, v.40, p.123-134.

## **ЭФФЕКТ, ВЫЗВАННЫЙ НАПРАВЛЕННОСТЬЮ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ПО СОЛНЕЧНОМУ ДИСКУ**

**Бакунина И.А., Тихомиров Ю.В., Бакунин В.Л.**

*ФГНУ «Научно-исследовательский радиофизический институт», Нижний Новгород,  
rinbak@mail.ru, tikh@nirfi.sci-nnov.ru*

## **THE EFFECT CAUSED WITH THE DIRECTIVITY OF THE MICROWAVE EMISSION UNDER ACTIVE REGION PASSING THROUGH THE SOLAR DISK**

**Bakunina I.A., Tikhomirov Yu.V., Bakunin V.L.**

*Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod,  
rinbak@mail.ru, tikh@nirfi.sci-nnov.ru*

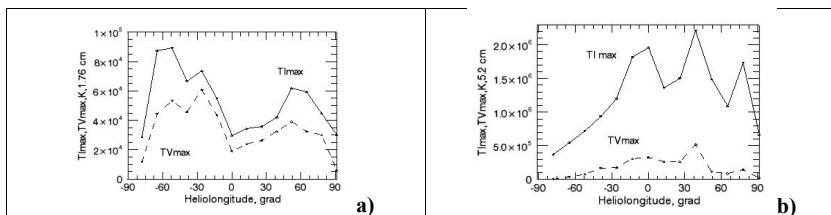
### **Abstract**

*One of the “geometric” effects demonstrating themselves in the behaviour of the brightness temperature under Active Region passing through the solar disk is the characteristic peaks on one and other sides off the Central Solar Meridian and depression near it which are connected with the directivity of the cyclotron emission over large spots. This effect is investigated with high spatial resolution on two wavelengths: 5.2 cm (SSRT) and 1.76 cm (NoRh) experimentally and by modeling.*

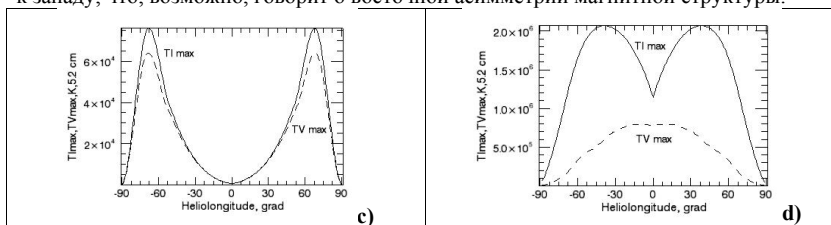
В микроволновом излучении крупных пятен при их прохождении по солнечному диску наблюдается «геометрический» эффект, связанный с направленностью циклотронного излучения. Он обнаруживается как провал яркостной температуры при прохождении активной областью центрального солнечного меридиана (ПЦМ) и наличие характерных пиков на карте яркости  $V$  от гелиодолготы, полученные по наблюдениям на радиогелиографах ССРТ ( $\lambda = 5.2$  см) и NoRH ( $\lambda = 1.76$  см) для униполярного пятна AR 10743 NOAA ( $TV_{\max}$  – максимальное значение яркостной температуры на карте  $V$ ;  $TI_{\max}$  максимальное значение на карте  $I$ ). Из рисунка следует: 1) эффект направленности, как провал вблизи ПЦМ, ярко проявляется на обеих длинах волн, причём, на более короткой длине волны он выражен ярче; 2) пики на 5.2 см ближе к провалу яркости, чем на 1.76 см; 3) асимметрия яркости пиков различна: на 1.76 см ярче восточный пик, на 5.2 см – западный.

Для интерпретации наблюдательных эффектов выбрана следующая модель униполярного пятна: под фотосферу на глубину  $h = 1,5 \cdot 10^9$  см погружён вертикальный диполь, подобранный так, что на его оси в центре пятна магнитное поле равно  $H_0 = 2400$  Гс. Распределение кинетической

температуры над фотосферой задается в виде гиперболического тангенса при температуре на поверхности фотосферы  $T_0 = 6000$  К. Распределение электронной концентрации над фотосферой определяется по барометрической формуле. Расчёты распределения яркостных температур по пятну в каждой поляризации производились по формулам [1-2] с помощью программы IDL 6.1. Для каждой гелиодолготы  $\theta$  находилось наибольшее значение  $TV_{\max}$  среди значений этих величин, вычисленных в узлах  $(x_k, y_k)$  сетки из 69 квадратов, которой покрывалось пятно. Так же вычислялось  $TI_{\max}$ . Полученные таким образом функции  $TI_{\max}(\theta)$  и  $TV_{\max}(\theta)$  от гелиодолготы приведены на Рис.1 с), d). Сравнение расчётных зависимостей  $TI_{\max}(\theta)$  и  $TV_{\max}(\theta)$  с экспериментальными показывает их хорошее согласие. В то же время, проведенные расчеты показывают ограниченность выбранной модели – отсутствует асимметрия расчётных максимумов по сравнению с наблюдениями.



**Рис. 1.** Экспериментальные кривые изменения максимальных значений яркостных температур параметров Стокса I и V ( $TI_{\max}$  – сплошная линия,  $TV_{\max}$  – пунктирная) для AR 10743 NOAA в зависимости от гелиодолготы: **a)** – для 1.76 см; **b)** – для 5.2 см. По оси ординат – яркостная температура в К, по оси абсцисс – гелиодолгота. Пик яркости на долготе +78 град. связан с эволюцией УП пятна. Провал яркости смещён к западу, что, возможно, говорит о восточной асимметрии магнитной структуры.



**Рис. 1.** Расчётные кривые изменения максимальных значений яркостных температур параметров Стокса I и V ( $TI_{\max}$  – сплошная линия,  $TV_{\max}$  – пунктирная) **c)** – для 1.76 см; **d)** – для 5.2 см. По оси ординат – яркостная температура в К, по оси абсцисс – гелиодолгота. В модели не учитывалось тормозное излучение пятна.

Работа частично поддержана грантами РФФИ: 06-02-16295, 06-02-39029, 07-02-01-066, 06-02-16981.

#### Литература

1. Злотник Е.Я. //Астрон. ж., 45, №2, с.310, 1968.
2. Злотник Е.Я. //Астрон. ж., 45, №3, с.585, 1968.

## LIGHT ISOTOPE PRODUCTION IN SOLAR FLARES

**Balashov S.A., Lytova M.F., Ostryakov V.M.**

*St. Petersburg State Polytechnical University, Russia*

*Valery.Ostryakov@pop.ioffe.rssi.ru*

### Abstract

*We consider the production of energetic light isotopes due to nuclear interactions and acceleration in flare regions. The Monte Carlo method allows us to take into account several steps of particle interactions with ambient plasma. In our model the high abundance ratios of  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$  are obtained at certain simulation parameters. Subsequent interplanetary propagation effects could result in the energy spectra of  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  nuclei similar to the observed ones. The suppression of D and T in the outgoing particle flux is likely due to the angular distribution of these isotopes in flare regions.*

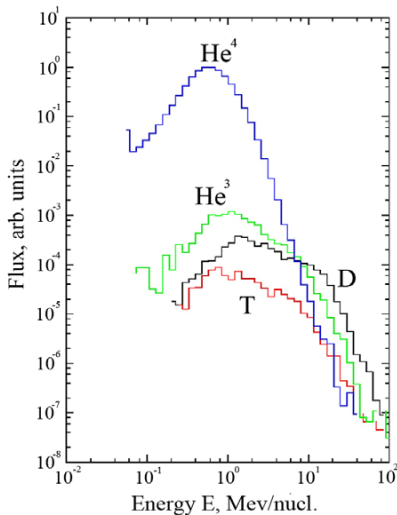
The problem of elemental anomalies in solar cosmic rays (SCRs) is known since the early 1970<sup>th</sup>. It is especially peculiar to small impulsive solar energetic particle (SEP) events. Indeed, the ratio of  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$  measured in the interplanetary space turns out to be  $10^4$  times of that in the solar plasma ( $5 \times 10^{-4}$ ) (see, e.g., [1-3]). First attempts to account for these anomalies were based on the analysis of nuclear interactions of accelerated particles with the solar photospheric (chromospheric) matter. Those models for SCRs really yield the great flux of  ${}^3\text{He}$  isotope along with comparable fluxes of deuterium (D) and tritium (T) which were not observed in the interplanetary space. The latter circumstance was a valid reason for dropping this idea.

In the present paper we reanalyze the nuclear aspect of the problem by adding some improvements to previous consideration in some ways. First of all, we include multiplicity of particle nuclear interactions with the solar plasma and make simultaneous account of acceleration processes. The simulation model is elaborated to take into account cascading processes of particle interactions with the solar matter. It includes not only nuclear transformation of primary chemical composition of SCRs (inelastic processes) but also elastic collisions resulting in the energy losses. Early papers considered only secondary particles (after first nuclear interaction) to obtain the released particle fluxes and, hence, the corresponding solar flare isotopic composition. Finally, we calculate subsequent particle propagation in the interplanetary space (adiabatic losses). The latter effect can modify the energy spectra of released species on the way to the Earth along with the other above mentioned effects which are more evident.

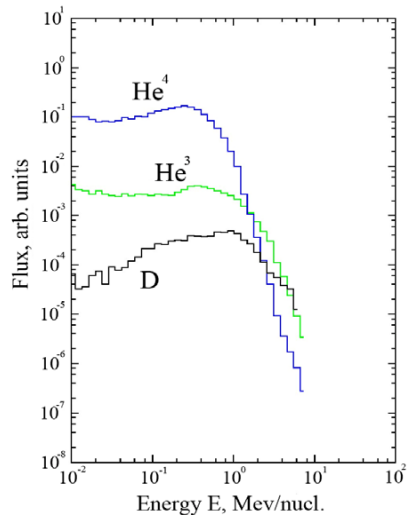
In Fig.1 we represent light isotope energy spectra in the ‘nuclear’ interaction layer taking into account the effect of additional stochastic acceleration (thickness  $\bar{x} = 5 \text{ g/cm}^2$ , characteristic acceleration time is around 0.1 s).

In Fig.2, calculated for the interplanetary diffusion coefficient  $\chi^0 \sim 10^{18} \text{ cm}^2/\text{s}$ , one can clearly see the shift of the crossing point for  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  spectra to

$\sim 1.6$  MeV/nucl. This value is much closer to the observations (1 MeV/nucl) while for primary spectra at the Sun it was evaluated to be at  $\sim 7.3$  MeV/nucl (see Fig.1).



**Fig. 1.**



**Fig. 2.**

As we have shown, it is quite easy within our modeling to explain the overabundance of  $^3\text{He}$  isotopes observed in impulsive SEP events. At the same time, the comparable fluxes of D and T obtained theoretically are not measured in experiments. This property is likely connected with their destruction and/or angular distribution of primary beams, i.e., with the differential cross sections for the production of these isotopes [2, 3]. As to the interplanetary propagation, it seems to play an important role in accounting for the observed spectra from *ACE*. Particularly, this effect (due to adiabatic losses) shift the particle energy to lower values (Fig.2) qualitatively making the theoretically obtained spectra closer to the observed ones.

This work was partially supported by RFBR grant № 06-02-16859-A.

### References

1. *Anglin J.D., W.F. Dietrich, J.A. Simpson*, Deuterium and tritium from solar flares at  $\sim 10$  MeV per nucleon, *Ap.J.*, 186, L41, 1973.
2. *Ramaty R., B. Kozlovsky*, D, T and He-3 production in solar flares, *Ap.J.*, 193, 729, 1974.
3. *Colgate S.A., J. Audouse, W.A. Fowler*, Possible interpretation of the isotopic composition of hydrogen and helium in solar cosmic rays, *Ap.J.*, 213, 849, 1977.

## **ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МАГНИТОАКТИВНЫХ ЛИНИЙ СО СЛОЖНЫМ РАСЩЕПЛЕНИЕМ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ**

**Баранов А.В.**

*УАФО ДВО РАН, E-mail: baranov@utl.ru*

## **PECULIARITIES OF THE USE OF MAGNETIC LINES WITH COMPLICATED STRUCTURE FOR SOLAR MAGNETIC FIELD MEASUREMENTS**

**Baranov A.V.**

*UAFO FEBRAS, E-mail: baranov@utl.ru*

### **Abstract**

*It is proved that magnetic lines with complicated structure often show wrong picture for magnetic fields value. For magnetic fields determination we must use lines formation theory.*

Магнитоактивных линий, имеющих простую структуру расщепления и значительный фактор Ланде, мало и при измерениях магнитного поля  $H$  используются линии со сложной структурой расщепления [3-4,7-8,11]. При этом используются «эффективные факторы Ланде»  $g_{\text{эфф}}$  - величины, средневзвешенные по интенсивности  $I_i$  факторов Ланде  $g_i$  всех поляризованных по кругу компонент расщепления:  $g_{\text{эфф}} = \sum I_i \cdot g_i$ . Методика заимствована из оптической спектроскопии, где такой расчет делается для линий излучения. В условиях солнечной атмосферы для линий поглощения возможность ее применения проблематично. Большой разброс значений магнитного поля, получаемых по линиям со сложной структурой расщепления [2,11], дает основания для анализа существующих методик измерений по этим линиям.

Мы рассчитали теоретические профили спектральных линий в диапазоне длин волн  $\lambda\lambda$  5242-5254 Å. Он содержит четыре триплета и пять линий нейтрального железа со сложным расщеплением (см. табл. 1).

В табл. 1 приведены: название элемента, длина волны линии  $\lambda$ , эквивалентная ширина линии в фотосфере  $W$ , потенциал возбуждения нижнего уровня перехода  $\epsilon^i$ , логарифм сил осцилляторов  $Lg(fg)_i$ , формула расщепления линии, фактор Ланде  $g_{\text{эфф}}$ , эффективная высота образования линий в модели фотосферы HOLMU для центральных интенсивностей -  $h^c$  и их эквивалентных ширин -  $h^w$ .

Линии 2, 3 и 7 имеют структуру расщепления первого типа по определению [5], линия 8 – второй тип расщепления, линия 5 – третий.

Таблица 1.

N	Эл-т	$\lambda$ , Å	$W_2$ , mÅ	$\varepsilon'_i$ , эВ	Lg (fg) <sub>i</sub>	Структура	$g_{\text{эфф}}$	h° км	h' км
1	Fe I	5242.5	80	3.63	-1.00	$^1I_6 - ^1H_5$	1.0	337	243
2	Fe I	5243.8	60	4.26	-1.25	$^5F_3 - ^5F_4$	1.5*	268	195
3	Fe I	5247.1	59	0.09	-4.95	$^5D_2 - ^7D_3$	2.0*	415	328
4	Cr I	5247.6	76	0.96	-1.61	$^5D_0 - ^7P_1$	2.5	417	308
5	Fe I	5249.1	30	4.47	-1.53	$^3G_3 - ^3F_3$	0.917*	177	145
6	Fe I	5250.2	62	0.12	-4.94	$^5D_0 - ^7D_1$	3.0	409	324
7	Fe I	5250.6	104	2.20	-2.19	$^5P_2 - ^5P_3$	1.667*	493	330
8	Fe I	5253.0	16	2.28	-3.86	$^3P_2 - ^5P_1$	1.0*	190	176
9	Fe I	5253.5	75	3.28	-1.59	$^5D_1 - ^5D_1$	1.5	372	262

Знаком «\*» отмечены факторы  $g_{\text{эфф}}$  со сложным расщеплением.

Мы рассчитали профили Стокса линий при учёте сложной структуры расщепления и случаев, когда линия предполагалась триплетом. Найдены площади параметров круговой поляризации, их отношение  $S = S_{\text{сл}}/S_{\text{триплет}}$ , расстояние пиков круговой поляризации от центра линий их отношение  $L = L_{\text{сл}}/L_{\text{триплет}}$ . Данные сведены в табл. 2, где приняты обозначения:  $S_{\text{ф}}$  и  $L_{\text{ф}}$  - параметры для линий в факельной точке для модели [9].  $S_{\text{п}}$  и  $L_{\text{п}}$  - отношения для линий в пятне для модели [10]. Для модели [9] расчеты проведены при значениях  $H$ : 1300, 1700 и 2100 Э и для углов наклона силовых линий магнитного поля к лучу зрения  $\gamma$  от  $0^\circ$  до  $60^\circ$  с шагом  $15^\circ$ . Для пятна расчет проведен при  $H$ , равных 2100, 2450 и 2800 Э и тех же  $\gamma$ .

Для всех линий зависимость  $S_{\text{ф}}$  и  $L_{\text{ф}}$  от  $\gamma$  практически отсутствует.

В случае совпадения результатов расчетов  $S_{\text{сл}}$  и  $S_{\text{триплет}}$ , а также  $L_{\text{сл}}$  и  $L_{\text{триплет}}$  величины  $S$  и  $L$  должны быть равны 1.

Наиболее заметные отклонения  $S_{\text{ф}}$  и  $L_{\text{ф}}$  от единицы отмечены для линий Fe I  $\lambda\lambda$  5249.1 и 5253.0 Å Å.

Таблица 2.

Линия, $\lambda$ Å	5243.8	5247.1	5249.1	5250.6	5253.0
$S_{\text{ф}}$	0.99-1.00	0.99-1.01	0.73-0.81	1.08-1.10	0.78-0.84
$L_{\text{ф}}$	0.99-1.03	1.03-1.05	1.07-1.16	1.00-1.07	0.98-1.02
$S_{\text{п}}$	0.97-0.98	0.99-1.01	0.90-0.94	1.06-1.09	0.99-1.09
$L_{\text{п}}$	0.99-1.04	1.00-1.03	1.17-1.22	0.99-1.07	1.07-1.17

Примечание: в таблице даны интервалы изменений величин, средних для использованных в расчетах значений  $H$  и  $\gamma$ .

Ввиду малой зависимости  $S$  и  $L$  от  $H$  и  $\gamma$  мы рассмотрели средние величины указанных параметров используемых линий и определили их вариационный размах для случая всех использованных значений  $H$  и  $\gamma$ . Анализируя данные табл.2, можно сделать следующие выводы.



Выявлено разное поведение величины  $S$  разных линий. Линия Fe 1  $\lambda$  5247.1 Å и для пятна и для факельной точки при типичных для этих образований  $H$  дает значения  $S = 0.99-1.01$ , т. е. с высокой точностью ведет себя как триплет с  $g = 2$ . Удовлетворительными являются величины  $S = 1.05-1.10$  и для линии Fe 1  $\lambda$  5250.6 Å, имеющей  $g = 1.67$ . Линия Fe 1  $\lambda$  5243.8 Å, имеющая  $g = 1.5$ , показывает значения  $S = 0.97-1.00$ . Все 3 линии имеют расщепление второго типа (внешние компоненты расщепления интенсивнее внутренних).

Линия Fe 1  $\lambda$  5253.0 Å, имеющая  $g = 1$  и структуру расщепления первого типа, показывает значения  $S = 0.73-0.84$  в факельной точке и  $S = 1.06-1.10$  в пятне, т. е. имеют место заметные различия. Линия Fe 1  $\lambda$  5249.1 Å, имеющая  $g = 0.917$  и структуру расщепления третьего типа, показывает значения  $S = 0.73-0.81$  в факельной точке и  $S = 0.90-0.94$  в пятне. Различия максимальны из всех линий. Эта линия имеет наибольший (4.47 эВ) потенциал возбуждения нижнего уровня. Можно предположить то, что профили Стокса сложных линий подвержены влиянию постоянной затухания, влияющей на форму функции Фойгта при больших  $\epsilon'$  [6].

Рассмотрим поведение величины  $L$ . Линия Fe 1  $\lambda$  5247.1 Å показывает значения  $L$  в пределах 1.00-1.05. У линии Fe 1  $\lambda$  5250.6 Å значения  $L$  находятся в пределах 0.99-1.07. Линия Fe 1  $\lambda$  5243.8 Å имеет  $L = 0.99-1.04$ , т. е. для линий второго типа расщепления различия  $L$  в случаях сложного и триплетного расщеплений невелики. Линия, имеющая первый тип расщепления - Fe 1  $\lambda$  5253.0 Å – дает  $L$  в пределах 0.98-1.17, т. е. различия больше. Линия третьего типа Fe 1  $\lambda$  5249.1 Å показывает  $L = 1.11-1.22$ .

Понятно, что измерения магнитных полей по линиям со сложным расщеплением может сопровождаться значительными систематическими ошибками, по крайней мере, для линий первого и третьего типов расщеплений. Причин, обуславливающих найденные различия несколько. Одну мы указали: это воздействие на функции Фойгта компонент постоянной затухания. Вторая – это воздействие на профили Стокса коэффициента поглощения в линии. В работе [1] показано, что для линий со сложной структурой расщепления и большой эквивалентной шириной  $W$  компоненты с существенно различной интенсивностью становятся по величине вклада в эффективный фактор Ланде практически равноправными. Неопределенность в определении величины  $H$  поля может достигать 20%. Третий вари-

**Таблица 3.**

Линия, $\lambda$ Å	5243.8	5247.1	5249.1	5250.6	5253.0
$W_{\text{фот}}/W_{\text{Тфот}}$	0.99-1.00	1.01-1.02	0.73-0.81	1.01-1.03	1.00-1.02
$W_{\text{пятно}}/W_{\text{Тпятно}}$	0.99-1.04	0.96-1.04	0.90-0.94	1.01-1.05	0.97-1.10

ант несоответствий – магнитное усиление линий [7]. Мы проанализировали эту возможность. «Магнитное усиление» линий, а именно, изменение

эквивалентных ширин линий  $W$  со сложным расщеплением  $W_c$  по сравнению с триплетом  $W_t$  приведено в табл. 3.

На примере линии Fe 1  $\lambda$  5249.1  $\text{\AA}$  видно, что эффект магнитного усиления может заметно влиять на параметры Стокса.

Выполненные расчеты показывают, что, при использовании для измерений поля линий со сложным расщеплением во многих случаях нельзя пользоваться эффективным фактором Ланде, а необходим теоретический расчет профилей Стокса используемых линий. Кроме того, возникает вопрос о степени влияния на форму профилей Стокса параметров линий, в частности, потенциала возбуждения нижнего уровня.

### Литература

1. *Баранов А.В.* Поведение экстремумов профилей Стокса магнитоактивных линий в спокойной солнечной фотосфере. // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 2005. Вып.8. С.3-14.
2. *Баранов А.В., Лазарева Л.Ф.* Анализ профилей Стокса спектральных линий со сложной структурой расщепления и проблема измерения магнитного поля в солнечном пятне // Там же, 2006, вып.9. С.20-33.
3. *Гусейнов М.Дж.* Определение напряженности магнитного поля по разным линиям поглощения // Изв. КрАО. 1969. Т.39. С.253- 264.
4. *Демидов М.Л., Григорьев В.М., Пещеров В.С.* Стоксометрические наблюдения общего магнитного поля Солнца: возможные проявления сильных мелко-масштабных полей // Астрон. ж. 2005. Т.82, № 7. С.628-636.
5. *Ельяшевич М.А.* Атомная и молекулярная спектроскопия. Москва: Государственное издательство физ.-мат. литературы, 1962. 892 с.
6. *Мустель Э.Р.* Звездные атмосферы. Москва: Государственное издательство физ.-мат. литературы, 1960. 444 с.
7. *Обридко В.Н.* Солнечные пятна и комплексы активности. М: Наука. 1985. С.256.
8. *Bumba V.* Magnetic Fields in Sunspot Umbrae // VAC. 1962. V.13, № 2. P.48-59.
9. *Keller C.U., Solanki S.K., Steiner O., Stenflo J.O.* Structure of solar magnetic flux-tubes from the inversion of Stokes spectra at disk center // Astronomy and Astrophysics. 1990. V.233. No.2. P.583-597.
10. *Kneer F.* Line Profiles in Sunspots // Astron. and Astrophys. 1972. V.18, №2. P.39-47.
11. *Kneer F.* Profiles of Magnetically Split Lines in Sunspots // Astron. and Astrophys. 1972. V.18, № 2. P.47-50.

## КОГЕРЕНТНОСТЬ СОЛНЕЧНОЙ И ВУЛКАНИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ

**Барляева Т.В., Понявин Д.И.**

*Физический факультет СПбГУ*

*tbarl@geo.phys.spbu.ru, ponyavin@geo.phys.spbu.ru*

## THE COHERENCE OF SOLAR AND VOLCANIC ACTIVITIES

**Barlyayeva T.V. and Ponyavin D.I.**

*Faculty of Physics, St.Petersburg State University*

*tbarl@geo.phys.spbu.ru, ponyavin@geo.phys.spbu.ru*

### Abstract

*Solar and volcanic activities are considered as external factors controlling climatic changes. It is widely believed that solar and volcanic signals are statistically independent. However, sometimes the independence fails, as it was after powerful volcanic eruptions El Chichon (1982) and Mount Pinatubo (1991). Occasionally they occur near the maximums of solar cycles 21 and 22. Decadal variations of atmospheric parameters are confused with the solar cycle signal as a proof of solar impact of the Earth climate. We have used wavelet analysis to identify coherence between solar and volcanic activities in the past.*

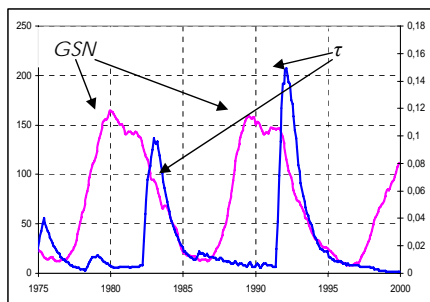
*It is likely that multidecadal and decadal climatic variability is due to combined effect of solar and volcanic forcing.*

В качестве экспериментальных данных по солнечной активности были использованы два индекса из базы данных NGDC: количество солнечных пятен и количество групп солнечных пятен. Для характеристики оптической толщи аэрозоля (550nm) использованы данные центра NASA-GISS. Воздействие на климат вулканических извержений оценивалось с помощью анализа DVI-индекса из базы данных NOAA-NCDC.

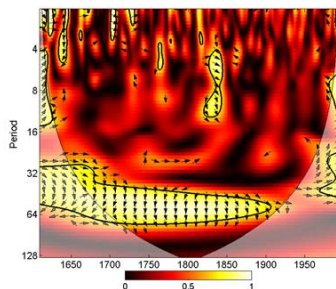
В качестве методов исследования предлагается использовать вейвлет и кросс-вейвлет техники ([1]) позволяющие анализировать зоны амплитудно-частотной когерентности двух рассматриваемых рядов, оценить их амплитудные и фазовые соотношения, что, в свою очередь, помогает выдвинуть предположение о природе и физическом смысле этих соотношений.

На Рис.1 приведены графики вариаций солнечной активности и оптической толщи атмосферного аэрозоля (550 nm) с 1975 по 2000 гг. Пики кривой аэрозоля вызваны вулканическими извержениями El Chichon (1982) и Mount Pinatubo (1991). Из Рис.1 видно, что «вулканические» пики приходятся на фазы спада солнечной активности, а между извержениями прошло 9 лет, вследствие чего в вейвлет-спектре вулканической деятельности в 80-х - 90-х годах XX столетия имеется выделенная частота, близкая к частоте, соответствующей 11-летней периодичности. Примерно в это же время амплитуда 11-летних вариаций солнечной активности заметно увеличилась и

наблюдалась квази-одиннадцатилетняя периодичность в климатических рядах данных [2]. На Рис.2 приведён спектр вейвлет-когерентности и



**Рис.1.** Вариации солнечной активности (число пятен, *GSM*) и оптической толщи аэрозоля (550 nm,  $\tau$ ).



**Рис.2.** Вейвлет-когерентность и фазы индексов вулканической (DVI) и солнечной (число групп пятен) активности.

фаз солнечной и вулканической активности с 1600 по 2000 гг. (направленные стрелок направо обозначает, что ряды находятся в фазе, налево – в противофазе, вниз – вулканический ряд опережает солнечный). Особенно интересным представляется наличие ярко-выраженной когерентности между рассматриваемыми рядами до 1900 г. на частотах, соответствующих периодам ~ 32-64 г. В результате исследования можно заключить, что между солнечной и вулканической активностью до 1900 г существовала фазовая когерентность на мультидекадных масштабах времени. Длиннопериодные климатические вариации (декадные и вековые) могут быть следствием комбинированного воздействия солнечной и вулканической активности на климат Земли.

### Литература

1. *A. Grinsted, J.C. Moore, and S. Jevrejeva*, Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical time series, *Nonlinear Processes in Geophysics* (2004) 11: 561–566.
2. *D.I. Ponyavin, T.V. Barlaieva, and N.V. Zolotova*, Hypersensitivity of climate response to solar activity output during the last 60 years, *Mem. S.A.It.* (2005) 76: 1026-1029.

## **ANALYSIS OF ELECTRIC FIELD INFLUENCE OF THE SOLAR WIND ON GEOMAGNETIC ACTIVITY**

**Barkhatov N.A.<sup>1,2</sup>, Gromova L.I.<sup>3</sup>, Levitin A.E.<sup>3</sup>, Revunov S.E.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod, Russia,*

<sup>2</sup>*Nizhny Novgorod State Pedagogical University, Nizhny Novgorod, Russia*

<sup>3</sup>*Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS (IZMIRAN), Troitsk, Russia*

n@barkh.sci-nnov.ru / Fax: +7 831 4331017 / Phone: +7 831 4331017

### **1. Introduction**

The analysis of monthly distributions of planetary activity Kp index reveals statistical regularity of occurrence of their maximas during spring and autumn equinoxes. Such distribution of the geomagnetic activity, characterized by index Kp explains by association of interaction of an interplanetary space geoeffectiveness with a magnetosphere magnetic field. It depends from a planet location at near Sun space. The Solar wind at a Sun level appears due to processes which are in the best way described in a Solar-Ecliptic coordinate system (SE). On the other hand, the Solar wind impacts at the Earth magnetosphere and calls electromagnetic processes which are the most natural describing in Solar-Magnetospheric (SM) or Solar-Magnetic (SMAG) system. Such systems are connected with the geomagnetic dipole. Calculation of components of vector **B** of IMF for year observations, shows, that negative values Bz will be characterized in systems SM and SMAG by large magnitudes on absolute amplitude, than in system SE. It especially occurs during seasons of spring and autumn equinox. I.e. the position of the magnetic dipole, defining a design of SM and SMAG systems in the near Sun space, influences at level of entering of the electromagnetic energy in magnetosphere which checks by component of vector IMF  $B_z < 0$ . Is logical to assume, that geomagnetic activity is determined by an electrical field vector component of a Solar wind, one of which is directed along vector of dipole **M**, and another is perpendicular to it.

In the present work the connection of index Kp with projections of Solar wind electrical field vector  $E_{sw}$  to the geomagnetic dipole is investigated:  $E_{||sw}$  – a projection along the dipole and  $E_{\perp sw}$  – a projection perpendicular to the dipole. For the this analysis 1999-2004 hourly average data values of parameters of an interplanetary medium and magnitude of Kp index are used.

### **2. The analysis of connection Kp index with a Solar wind electrical field $E_{sw}$ and with a projection of this field on the geomagnetic dipole**

The electrical field of Solar wind  $\mathbf{E} = -[\mathbf{V}\mathbf{B}]$  is the conventional physical magnitude, which define geomagnetic activity in the Earth magnetosphere. In the present time the parameter VBs in SM system, where  $B_s = 0$  at  $B_z > 0$  and  $B_s$

$=-B_z$  at  $B_z < 0$ , is used as the most geoeffective. It is applied in modeling calculations of geomagnetic activity indices, including Kp index. In the first part of research we shall estimate, how much the correlation connection in form  $K_p = a \cdot E_{||sw} + b \cdot E_{\perp sw} + c$  (in SMAG system) is better, than connection in form  $K_p = d \cdot VB_s + e$  (in SM system). Comparison of this correlation will demonstrate the priority of approaches. In the second part of research we shall try to establish, whether has a place seasonal dependence in these correlations. It was to be expected, that at equinoxes this correlations should be close because of coincidence of Y and Z axes in SM and SMAG systems. Also it is necessary to find save or not correlation of Kp index with an electrical field components if Kp is before cleared from VBs influence. If correlation disappears, it means, that an electrical field calculated in any systems, quite describes global geomagnetic activity.

### **3. Conclusions of research**

As a result of all calculations following regularities in analyzable correlation connections have been established:

1. For all researched years summarizedly, without separation on activity, classical coefficient of correlation  $R(K_p, VB_s)$  appeared is equal 0.49, whereas maximum multifactorial coefficient of correlation  $F(K_p, E_{\perp sw}, E_{||sw})$  appeared is equal 0.46.

2. For researched years increase of classical coefficient of correlation  $R(K_p, VB_s)$  from 0.48 up to 0.53 with increase of Solar activity (is observed during 1999-2002). Multifactorial coefficient of correlation  $F(K_p, E_{\perp sw}, E_{||sw})$  also grows from 0.39 up to 0.53 (1999-2001), then sharply falls down after reaching a maxima of Solar activity and then again grows from 0.4 up to 0.5 (2002-2004) (Fig. 1).

3. For all researched years, summarizedly on seasons of year, the peak of classical factor  $R(K_p, VB_s)$  is observed for autumn and spring phases and is equal 0.52. Multifactorial factor  $F(K_p, E_{\perp sw}, E_{||sw})$  is peak for summer phase (0.48) and minimum for winter (0.38.) (In a Fig. 2. graphs with empty markers).

4. For researched years, in view of their position in a cycle of Solar activity, and also a season of year, classical coefficient of correlation  $R(K_p, VB_s)$  within the active Sun (2000-2002) reaches a peak in the spring and in the autumn (up to 0.6), within the quiet Sun this factor is maximum in the summer (up to 0.63). The same tendency is observed and for multifactorial factor  $F(K_p, E_{\perp sw}, E_{||sw})$ . Dynamics  $R$  and  $F$  is identical, that speaks about likeness VBs and  $E_{\perp sw}$ . Especially it is noticeably within activity of the Sun (on Fig. 2. graphs with the painted over markers, are identical to each of analyzable years).

5. Calculation of correlation in view of intensity Kp:  $K_p = 0-3_0$  (a quiet field),  $3_0-6_0$  (a disturbed field),  $6_0-9_0$  (strongly disturbed field) on 2000 to 2002 when the Solar activity increased it happens simultaneous and identical increase of coefficients of correlation  $R(K_p, VB_s)$  and  $F(K_p, E_{\perp sw}, E_{||sw})$  from 0.17 up to

0.36 in all ranges of intensity of index Kp. For all researched years, summarizedly on seasons of year, classical factor  $R(Kp, VBs)$  and multifactorial factor  $F(Kp, E_{\perp sw}, E_{||sw})$  are maximum ( $\sim 0.53$ ) for autumnal phase at high values Kp. In remaining intervals of intensity Kp influence of seasons undistinguishedly.

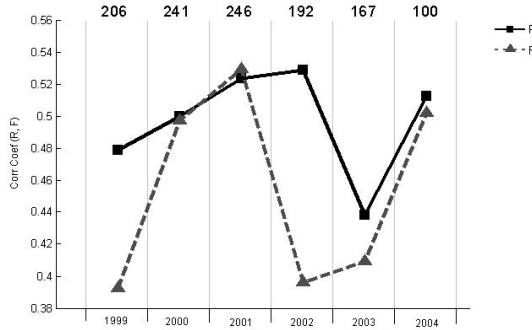


Fig. 1. Annual dynamics  $R(Kp, VBs)$  (solid line) and  $F(Kp, E_{\perp sw}, E_{||sw})$  (dotted line). Values to a top – maximum number of the sun-spots registered for the given year.

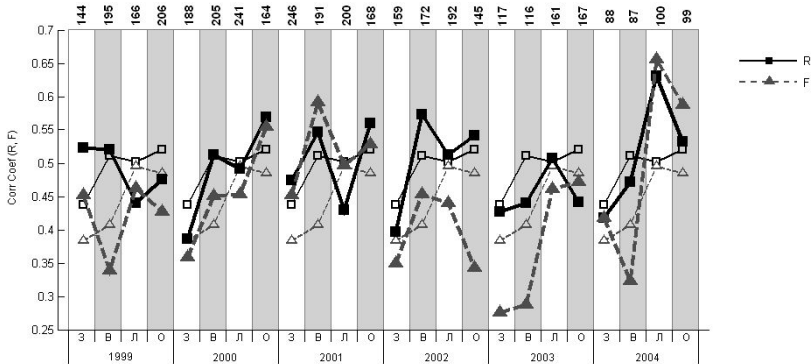


Fig. 2. Seasonal dynamics  $R(Kp, VBs)$  (solid line) and  $F(Kp, E_{\perp sw}, E_{||sw})$  (dotted line). Values to a top – maximum number of the sun-spots registered for the given season.

6. For researched years, in view of their activity and a season of year, classical coefficient of correlation  $R(Kp, VBs)$  within the active Sun (2000-2001) reaches a maxima in the spring and in the autumn (up to 0.47) in all ranges Kp. Within the quiet Sun this factor can have maxima in the summer (up to 0.44) for weak and moderate values Kp. Also factor  $F(Kp, E_{\perp sw}, E_{||sw})$  similarly behaves.

7. Calculation of correlation of index  $Kp^*$  (cleared of connection with VBs) with components of an Solar wind electrical field of a all coefficients of correlation  $R(Kp^*, E_{||sw})$  and  $R(Kp^*, E_{\perp sw})$  in cases: for all researched years, summa-

rizedly without separation of data on intensity Kp and with separation; for researched years in view of their activity in a cycle of activity of the Sun and in view of a season of year there were less magnitudes 0.3.

Thus, in most cases the best outcomes are given with classical coefficient of correlation  $R(Kp, VBs)$ , instead of multifactorial  $F(Kp, E_{\perp sw}, E_{\parallel sw})$ . It is established how much a Solar wind electrical field relatively the Earth magnetic moment  $\mathbf{M}$  orientation strongly influences at level of geomagnetic activity. The account of a position of a geomagnetic dipole axis in calculations of connection of a magnetosphere with interplanetary space parameters at an evaluation of electrical fields does not bring a noticeable corrective for spring and autumn periods within large Solar activity.

Lack of correlation between index Kp «cleared» from VBs and components of electrical field  $E_{\perp sw}$  and  $E_{\parallel sw}$  is confirmed. It shows that correlation  $F(Kp, E_{\perp sw}, E_{\parallel sw})$  quite takes into account participation of an electrical field in creation of global geomagnetic activity level. The estimation of connection Kp with electrical field Esw and with a projection of this field to the geomagnetic dipole has shown, that the main geoeffective parameter is southern component of interplanetary magnetic field vector ( $B_z < 0$ ). It has been already marked by many authors. This field component plays a most important role in connections Kp index with mutual orientation Esw and the Earth magnetic moment.

Improvement of outcomes of the carried out research it is necessary to expect at use of an artificial neural network as the non-linear correlation tool.

The work was executed under the financial support of the RFBR (grant 06-05-64482).



## MANIFESTATION OF CONFIGURATIONS MAGNETIC CLOUDS OF THE SOLAR WIND IN GEOMAGNETIC ACTIVITY

**Barkhatov N.A.<sup>1,2</sup>, Kalinina E.A.<sup>2</sup>, Levitin A.E.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Radiophysical Research Institute (NIRFI), Nizhny Novgorod, Russia,*

<sup>2</sup>*Nizhny Novgorod State Pedagogical University, Nizhny Novgorod, Russia*

<sup>3</sup>*Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS (IZMIRAN), Troitsk, Russia*

n@barkh.sci-nnov.ru / Fax: +7 831 4331017 / Phone: +7 831 4331017

In this work an attempt to simulate a stereo observation of magnetic clouds on a line the Venus-Earth is undertaken and association of geoeffectiveness of clouds on their orientation in a plane of an ecliptic and a location relative to the Sun-Earth line is established. For this purpose the computer program of searching of magnetic clouds in a data flow from a patrol space craft is created and the technique of definition of cloud parameters is developed.

Magnetic clouds were represented by large-scale cylindrical force-free magnetic flux rope. Their modeling was executed in a solar-ecliptic system to system on the basis of the equations connecting components of a cloud magnetic field and cloud parameters. It was to direct on searching of key parameters of magnetic clouds (radius of a cloud, a magnetic field on axes, azimuth and polar angles). The estimation of modeling quality was produced by comparison of modeling outcomes for a magnetic field components with experimental data for reaching a minimum divergence between them according to the formula:

$$\chi^2 = \sum \left[ (B_x - B_x^M)^2 + (B_y - B_y^M)^2 + (B_z - B_z^M)^2 \right] N^{-1}$$

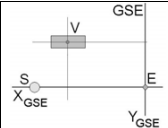
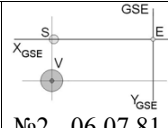
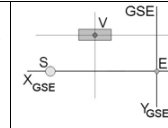
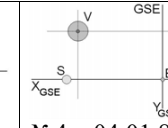
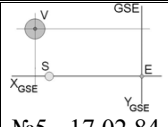
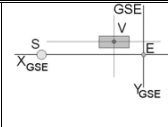
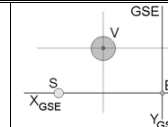
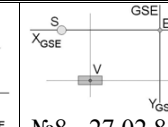
Here  $B_x, B_y, B_z$  - experimental data,  $B_x^M, B_y^M, B_z^M$  - modeling data,  $N$  - number of points in sequence of data for a considered cloud.

Eight magnetic clouds registered on space craft PVO (near to Venus), and satellite system OMNI (in a neighbourhood of the Earth) for phase with 1980 for 1988: №1 - 11.10.80, №2 - 06.07.81, №3 - 14.04.82, №4 - 04.01.84, №5 - 17.02.84, №6 - 30.04.85, №7 - 22.06.85, №8 - 27.02.88 were put to the test. Among this magnetic clouds founded near Venus - 5 events (№1, №3, №6, №7, №8) have been registered also in a stream in front of the Earth. For identification of identity of these clouds the average value of Solar wind dynamic pressure was used. It considered as a characteristic indication of magnetic clouds. From all 8 events registered near Venus, the marked 5 clouds, had a small declination angle to an ecliptic plane ( $2^\circ, -10^\circ, 4^\circ, 24^\circ, -6^\circ$ , accordingly). They were registered closer to a Sun-Earth line, than remaining events (Table 1).

Geoeffectiveness of founded magnetic clouds was studied with the help of the analysis of geomagnetic activity on the basis of study of Dst-index dynamics during transiting clouds through orbit of the Earth. It has shown that four events:

№1, №3, №6, №8 have called geomagnetic storms. A cloud №7 reached the Earth, has provoked weak disturbance of Dst-index. It is connected with its small elevation above an ecliptic plane ( $\approx 24^\circ$ ). Remaining magnetic clouds registered at more distance from the Sun-Earth line with greater declination angles of its axis to an ecliptic plane are not geoeffective (Table 1).

**Table 1.** A schematical disposition of magnetic clouds (MC) near Venus and their geoeffectiveness. Here S - Sun, V - Venus, E – Earth.

Schematical position MC near Venus in an ecliptic plane	 №1 – 11.10.80	 №2 - 06.07.81	 №3 - 14.04.82	 №4 – 04.01.84
Presence and date of Dst-index disturbance	11.10.1980 $\approx 06.00$ UT 14.10.1980 $\approx 20.00$ UT	Is not present	17.04.1982 03.00 UT	Is not present
Schematical position MC near Venus in an ecliptic plane	 №5 - 17.02.84	 №6 - 30.04.85	 №7 - 22.06.85	 №8 - 27.02.88
Presence and date of Dst-index disturbance	21.02.1984 $\approx 18.00$ UT	30.05.1982 10.00 UT	Weak disturbance of Dst-index: 24.06.1985 10.00 UT	29.03.1988 23.30 UT

Thus, as a result of the carried out research it has been established, that geoeffectiveness of magnetic clouds depends on their orientation and location relative to the Sun-Earth line: the most geoeffective are the clouds which placed near to the Sun-Earth line and having small declination angles of an axis to an ecliptic plane (from  $-10^\circ$  up to  $10^\circ$ ).

The work was executed under the financial support of the RFBR (grant 06-05-64482).

## CLASSIFICATION OF THE LARGE-SCALE EVENTS OF SPACE WEATHER

**Barkhatov N.A.<sup>1,2</sup>, Levitin A.E.<sup>3</sup>, Revunov S.E.<sup>2</sup>, Smirnova A.S.<sup>1</sup>,  
Snegirev S.D.<sup>1</sup>, Hvijuzova T.A.<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>*Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod, Russia,*

<sup>2</sup>*Nizhny Novgorod State Pedagogical University, Nizhny Novgorod, Russia*

<sup>3</sup>*Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS  
(IZMIRAN), Troitsk, Russia*

<sup>4</sup>*Polar geophysical institute KNTS of the Russian Academy of Science, Apatity  
n@barkh.sci-nnov.ru / Fax: +7 831 4331017 / Phone: +7 831 4331017*

### Introduction

In the given work the possibility of making of space classification of the solitary geoeffective events in Solar wind (SW) and establishment of relationships of cause and effect of the considered near-earth disturbances with particular type of their source on the Sun is studied. The sources that disturb quiet SW were considered to be the most typical phenomena of solar activity. Such as: flashouts (sf), coronal holes (CH), actuated fibrils (SDF), heliospheric current sheet (HCS) and their every possible composite combinations. For this purpose a self-learning artificial neural network (ANN) of the Kohonen layer type was constructed. It fulfills the separation on classes of data about disturbances of concentration  $N$ , velocity  $V$  of SW and components of interplanetary magnetic field (IMF) in intervals of considered disturbances. 18 solitary large-scale events of 1979, everyone by duration 72 hours were analyzed in the examination for what data of satellite system OMNI [<http://www.ngdc.noaa.gov>] were used. Definition of types of solar sources responsible for different aspect geoeffective disturbances in SW was conducted by comparison of the obtained classes to data of direct Solar observations which have been taken from Solar Geophysical Data and bulletins «Solar data».

### Classification of events in view of various combinations of disturbed parameters of near-Earth space

Classification of large-scale events was fulfilled while the arrangement of three numerical neural network experiments with participation of different combinations of parameters SW and IMF.

1. **In the first experiment** the solitary disturbances in SW were classified with due regard for parameters  $N$ ,  $V$ ,  $B_z$  (component of IMF). Inserting parameters  $N$ ,  $V$ ,  $T$  (temperature of SW) into the classification gives the same results. It indicates equivalence of the set of the defining parameters that are included into the classification for the given sample of events. The outcome of the first experiment is given in Tabl. 1.

**Table 1.** The results of the classification of the solitary large-scale disturbances in Solar wind on the basis of N, V, Bz or N, V, T.

	№ of a class (ANN)	Date of event	Intensity of event on the basis of index Dst	Data of direct Solar observations	
				Type of Solar stream	Coincidence
Characterized by intensive geomagnetic disturbances	1	18.02 05.04 13.08 29.08	weak intensive moderate intensive	sf-CH CH SDF-CH sf	75%
Characterized by weak-intensive geomagnetic disturbances	2.1	20.10	weak	SDF	-
		28.10	weak	NCDE	
		14.12	weak	CH	
	2.2	04.03	moderate	SDF	80%
		21.04	moderate	HCS-CH	
08.05		weak	CH		
18.05		weak	HCS-CH		
2.3	08.12	weak	CH		
	09.01	weak	SDF	80%	
	04.02	weak	SDF		
	26.06	weak	SDF		
03.09	weak	CH			
2.4	18.09	intensive	SDF		
	22.03	moderate	sf	-	

The intensity of events was determined on the amplitude of index Dst. The weak-intensity events were considered to be those with  $-50 < \text{Dst} < 0$  nTl, the moderate-intensity events - those with  $-100 < \text{Dst} < 0$  nTl, the intensive ones - those with  $-150 < \text{Dst} < 0$  nTl. It is easy to see, that the obtained classes contain in general streams of identical intensity, except for 2 events: weak intensity event 18.02 which has appeared in the class of intensive events, and the intensive event 18.09 which has appeared in the class of weak intensity events. It shows, notwithstanding that index Dst has not been included in the number of the classification parameters, the neural network has allocated prominent features of the classified events and has referred them to one class. All submitted parameters have similar profiles of behaviour of parameters SW and IMF, and also the dynamics of index Dst.

For each of the surveyed 18 large-scale solitary disturbances the most probable types of Solar stream have been established by comparison of neural network outcomes with data of direct solar observations. The quality of the procedure designed in the given examination was determined as percentage of an amount of events of dominating type of a solar source, to common number of events in a class. The established types of solar streams and a degree of coincidences are also submitted in Tabl. 1. The classes of events obtained on the basis of this comparison (1, 2.2 and 2.3) comprise preferentially identical types

of solar sources. Class 1 and class 2.2 – various intensity coronal holes, class 2.3 - fibrils. For class of 2.1 it is impossible to make any particular deductions. As a whole the amount of coincidences has made 65%.

2. The audit of a hypothesis about the division of events into intensive and those of weak intensity group was fulfilled while the arrangement **of the second numerical experiment**. The classification of explored events was applied here only at the account of SW dynamic pressure (Tabl. 2). As a whole the quality of classification reduced and has made only 50%.

**Table 2.** The results of the classification of the solitary large-scale disturbances in a Solar wind on the basis of  $P=N\cdot V^2$ .

	№ of a class (ANN)	Date of event	Intensity of event on the basis of index Dst	Data of direct Solar observations	
				Type of Solar stream	Coincidence
Characterized by intensive geomagnetic disturbances	1	22.03	moderate	Sf	50%
		05.04	intensive	CH	
		13.08	moderate	SDF-CH	
		29.08	intensive	sf	
Characterized by weak- intensive geomagnetic disturbances	2.1	20.10	weak	SDF	–
		28.10	weak	NCDE	
		14.12	weak	CH	
		03.09	weak	CH	
		26.06	weak	SDF	
	2.2	04.03	moderate	SDF	80%
		21.04	moderate	HCS-CH	
		08.05	weak	CH	
		18.05	weak	HCS-CH	
		18.02	weak	CH-sf	
2.3	09.01	weak	SDF	75%	
	04.02	weak	SDF		
	18.09	intensive	SDF		
	08.12	weak	CH		

3. In final **third numerical experiment** the classification of the solitary disturbances in SW has been carried out on the basis of parameters N, V, T, B (Tabl. 3). In this numerical experiment the quality of the classification has increased noticeably and has made 71%. This result indicates for the combination of the classification parameters T, N, V, B being preferable to detection of stream types and the announcement of the final classes of the considered events.

**Table 3.** The results of the classification of the solitary large-scale disturbances in Solar wind on the basis of N, V, T, B.

	№ of a class (ANN)	Date of event	Intensity of event on the basis of index Dst	Data of direct Solar observations	
				Type of Solar stream	Coincidence
Characterized by intensive geomagnetic disturbances	1.1	18.02	weak	sf-CH	75%
		22.03	moderate	sf	
13.08	moderate	SDF-CH			
29.08	intensive	sf			
	1.2	05.04	intensive	CH	–
Characterized by weak-intensity geomagnetic disturbances	2.1	09.01	weak	SDF	80%
		04.02	weak	SDF	
		26.06	weak	SDF	
		03.09	weak	CH	
		18.09	intensive	SDF	
	2.2	04.03	moderate	SDF	63%
		21.04	moderate	HCS-CH	
		08.05	weak	CH	
		18.05	weak	HCS-CH	
		08.12	weak	CH	
20.10	weak	SDF			
28.10	weak	NCDE			
14.12	weak	CH			

### Deductions of examination

The outcome of the operation of the specially created self-learning classification ANN such as Cohonen layer separation of the considered solitary events on following classes became. Class 1: moderate-intensity disturbances in SW (N up to  $40 \text{ cm}^{-3}$ , V up to  $600 \text{ km/s}$ , T up to  $8 \cdot 10^5 \text{ K}$ , B up to  $25 \text{ nTl}$ ) with a sharp jumps of all parameters which are included in the classification, caused by sf. Class 2: intensive disturbances in SW (N up to  $60 \text{ cm}^{-3}$ , V up to  $700 \text{ km/s}$ , T up to  $4 \cdot 10^5 \text{ K}$ , B up to  $40 \text{ nTl}$ ) with a sharp jumps of all parameters which are included in the classification, caused by CH. Class 3: Weak-intensity disturbances in SW (N up to  $30 \text{ cm}^{-3}$ , V up to  $500 \text{ km/s}$ , T up to  $2 \cdot 10^5 \text{ K}$ , B up to  $20 \text{ nTl}$ ) caused by SDF. Class 4: weak-intensity disturbances in SW (N up to  $30 \text{ cm}^{-3}$ , V up to  $500 \text{ km/s}$ , T up to  $4 \cdot 10^5 \text{ K}$ , B up to  $15 \text{ nTl}$ ) caused by CH.

Thus, the neural network classification offered allows to classify the events of space weather registered near the Earth with a degree of effectiveness up to 71 % and to connect their with particular appearances of solar activity. On the basis of the level of the geomagnetic disturbance the estimation of power engineering of the solitary large-scale disturbances is possible. This procedure of the space classification of the geoeffective disturbances aims to make new standards of description of manifestations of space weather.

The work was executed under the financial support of the RFFI (grant 06-05-64482).

## **THE ACCOUNT OF SOLAR - MAGNETOSPHERE CONNECTIONS IN THE PROBLEM OF THE PROGNOSIS OF SUBAURORAL IONOSPHERE PARAMETERS**

**Barkhatova O.M.<sup>1</sup>, Smirnova A. S.<sup>1</sup>, Ulybina R.I.<sup>2</sup>,  
Barkhatov N.A.<sup>1,2</sup>, Uryadov V.P.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*The Radiophysical Research Institute (NIRFI), Nizhny Novgorod*

<sup>2</sup>*The Nizhny Novgorod State Pedagogical University, Nizhny Novgorod*  
n@barkh.sci-nnov.ru / Fax: +7 831 4331017 / Phone: +7 831 4331017

In this work the cause-effect relation of key parameters of near-Earth Space and global geomagnetic disturbances with modifications in a critical frequency of layer F2 of subauroral ionosphere above station Gakona-HAARP (Alaska) is investigated. For this purpose the corresponding linear correlation analysis has been carried out. The problem of prediction of a critical frequency of an ionosphere was simultaneously decided by a method of artificial neural networks (ANN) for what the program base is created and corresponding numerical neural network prognostic experiments are carried out.

The continuous data flow for realization linear and non-linear (method ANN) correlation researches was provided with filling of gaps in original sequence of data of a critical frequency by a method of interpolation by a cubic spline or with the help of well-known ionospheric model IRI.

The calculated values of linear and non-linear correlations of a critical frequency with various helio- geophysical parameters allowed to define dependence of a critical frequency of an ionosphere from magnitude and components of interplanetary magnetic field (IMF), parameters of a solar wind (PSW), intensity X-ray and a ultra-violet (UV) radiation, values of a Solar zenith angle, intensity of an low energetic particles precipitation separately for day and night time intervals. These parameters were determined proceeding from the generally accepted ideas about ionosphere-magnetosphere physical processes in a polar ionosphere.

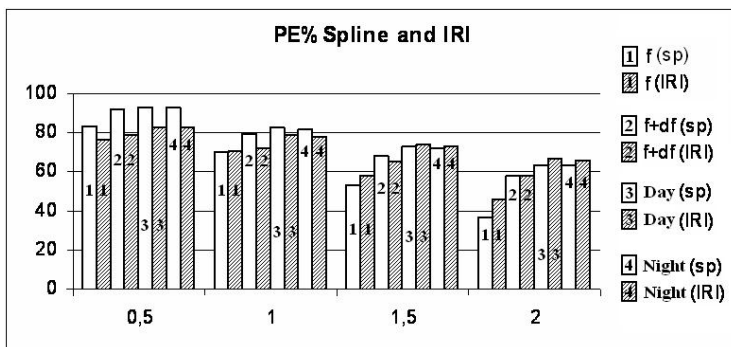
As a result it was revealed, that in the day time on a forecasting effectiveness the main influence exert: a Solar zenith angle in a combination with intensities of X-ray and UV radiations, components  $B_y$  and  $B_z$  of IMF, components  $V_y$ ,  $V_z$  of Solar wind velocity, dynamic pressure of a Solar wind, index  $K_p$  and a D-component of index SYM. While at night time the greatest influence on a forecasting effectiveness render: the ration of intensity of night airglow on a wavelength in 6300 Å to intensity of airglow on a wavelength 4278 Å, describing an energy of the precipitating particles taking part in ionization, in combinations with a D-component of index SYM and a Solar wind velocity; Solar wind dynamic pressure in a combination c H-component of index ASY.

The problem of reconstruction of a profile of a critical frequency by ANN method has demanded a definition of optimum architecture of neural network. In this research two-layer recurrent Elman network with the enlarged number of

connections has been chosen. The first group of numerical experiments was the prognosis of a critical frequency on its continuous sequence ( $f$ ) and its first derivative ( $df$ ) (Fig.1). The interpolation of sequence of a critical frequency was realized both a cubic spline, and ionospheric model IRI. The peak efficiency of the prognosis (PE%) on an interval 0.5-2 hours has made 58-92 %.

The increase of effectiveness of the prognosis (the second group of numerical experiments) was reached due to calling helio-geophysical parameters taking into account a separation of a diurnal interval on day and night time (Fig. 1). It was executed by a special way of "locking" an entering package of data on these parameters. The peak efficiency of prediction of a critical frequency on intervals from 0 till 2 hours has made: 0.5 hours – 92.9 % (in case of application of a spline), 1 hour – 82,7 % (spline), 1.5 hours – 74.5 % (in case of application of model IRI), 2 hours – 67.4 % (IRI).

The comparative analysis of effectivenesses of prediction at interpolation of sequence of a critical frequency by a cubic spline and ionospheric model IRI has shown that using of a cubic spline yields higher outcomes at the short-term prognosis (Fig.1). Application of ionospheric model IRI becomes more preferable to more long-term prognosis. The peak efficiency of prediction at 0.5 hour and 1 hour in case of interpolation by a spline makes 83% and 70n %, accordingly, and at use of ionospheric model IRI – 77% and 71%, accordingly. At the prognosis of a critical frequency on 1.5 and 2 hours the peak efficiency has made 53% and 37% for a cubic spline and 58% and 46% for ionospheric model IRI.



**Fig.1.** Dynamics of change of training quality (PE%) for various methods of critical frequency sequence interpolation and for diurnal and night helio-geophysical parameters.

The obtained linear and non-linear dependences of a critical frequency of ionospheric layer F2 from helio-geophysical parameters can be used in creation of the ionospheric models necessary for definition of maximum usable frequency of short wave radio in subauroral regions.

The work was executed under the financial support of the RFBR (grant 06-05-64482).



## **ВРАЩЕНИЕ МАГНИТНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ПОЛЯРНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА**

**Беневоленская Е.Е.**

*ГАО РАН, Санкт-Петербург, 196140, Россия  
Стэнфордский университет, Стэнфорд, 94305, США*

## **ROTATION OF MAGNETIC ELEMENTS IN POLAR REGIONS ON THE SUN**

**Benevolenskaya Elena E.**

### **Abstract.**

*Using the Michelson Doppler Imager (MDI) data from Solar and Heliospheric Observatory (SOHO), the rotation rate of the unipolar magnetic regions in North high-latitude regions of the Sun is estimated by tracking individual magnetic elements. The analysis reveals a strong spin down near the pole, which is greater than the Doppler and magnetic rotation rates estimated by Snodgrass and Ulrich (1990), and rotation rate inferred from helioseismology (Birch and Kosovichev, 1998), and is probably related to variation of velocity gradient in the subsurface shear layer.*

### **Введение**

Полярные магнитные поля на Солнце состоят из мелкомасштабных магнитных элементов как положительной, так и отрицательной полярности (Северный, 1966; Лин и др., 1994; Варсик и др., 2002; Беневоленская, 2004). В то же самое время, крупномасштабное полярное магнитное поле обнаруживает доминирующую полярность одного знака. Так до смены полярного магнитного поля, северное полярное поле в текущем цикле солнечной активности 23 было преимущественно положительной полярности (направление от Солнца), а после смены знака стало отрицательным. Доминирующая полярность проявляется в компактных униполярных магнитных областях сильного магнитного поля, которые в свою очередь, представляют собой кластеры магнитных элементов меньших масштабов. В течение солнечного минимума, эти области хорошо видны в линии Ca K и 'continuum', так как совпадают с полярными факелами. Время жизни этих элементов от нескольких часов до 1-2 дня. Затем они полностью заменяются новыми магнитными областями, всплывающими из подфотосферных слоев. Размеры, магнитный поток и вращение этих магнитных областей меняются в течение их времени жизни. В данной работе представлены результаты по исследованию вращения магнитных элементов в полярных областях Солнца на основе магнитографических данных «Солнечной и гелиофизической обсерватории» (SOHO/MDI). Профиль вращения для высокоширотной области ( $53^{\circ}$ – $86^{\circ}$ ) получен методом «следования» за положением центра масс магнитного элемента.

Но прежде, чем перейти к наблюдениям и результатам, посмотрим, что же нам известно о вращении вблизи солнечных полюсов.

### **Вращение в высокоширотных областях Солнца**

Измерение высокоширотного вращения солнечной плазмы и магнитных структур представляет собой не тривиальную задачу, ввиду эффекта проекции вблизи солнечного лимба, а также, благодаря наличию областей магнитного поля смешанной полярности, и относительно небольшого времени их жизни. Слабая широтная зависимость (замедление вращения к полюсам) были найдены, первоначально, Ливингстоном (1969) спектроскопическим методом, и подтверждена многими исследователями (см., например, Говард и Харви, 1970; Беккерс, 1978; Шрётер, 1985). Несколько позднее, Ёе и Ливингстон (1998), используя солнечные СО линии (4.666 микрометров) наблюдаемые на McMath-Pierce телескопе измерил спектроскопические скорости вращения вблизи южного полюса Солнца 12-13 Апреля 1997 года. Они обнаружили переменность вращения: от отрицательных линейных скоростей ( $V$ ) (вращение в противоположном направлении общему вращению Солнца) до небольших положительных значений  $V$  и полному отсутствию вращения внутри двух градусной зоны от южного полюса.

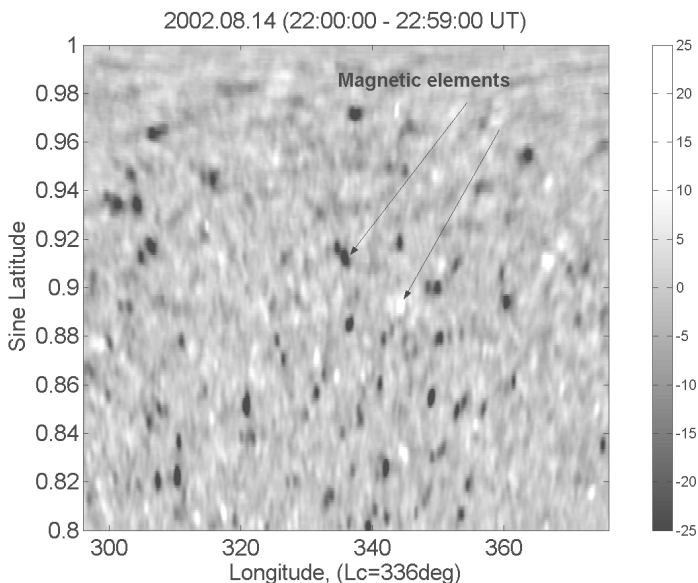
Гелиосейсмология указывает также на уменьшение угловой скорости вращения вблизи полюсов (Бёрч и Косовичев, 1998) в подфотосферных областях  $0.96 R_{\text{sun}} < r < R_{\text{sun}}$ , и на то, что профиль вращения может менять знак в высоких широтах (Христенсен-Далсгаард, 2007).

Динамическое поведение полярных магнитных элементов затрудняет измерение их скорости вращения методом «следования» за индивидуальными элементами, как упоминалось выше. Чтобы избежать эту трудность, Снодграсс (1983) предложил использовать осреднение за длительные промежутки времени с целью получения статистически значимого результата. Он оценил вращение фотосферного магнитного поля вблизи полюсов, используя ежедневные магнитограммы Обсерватории Маунт Вилсон. Им было обнаружено, что профиль вращения на основе ежедневных данных даёт неопределенность вблизи полюсов, и скорость вращения наилучшим образом определяется только корреляцией по ежегодно усредненным данным. Снодграсс и Ульрих (1990) определили, также, профиль вращения на основе измерений доплеровских скоростей («доплеровский» профиль вращения) и сравнили с магнитным вращением. Они получили, что магнитное поле демонстрирует более медленное вращение вблизи полюсов, чем доплеровское вращение на величину  $\sim 0.1$  микро рад сек<sup>-1</sup>. Варсик, Вилсон и Ли (1999), используя магнитограммы с высоким разрешением обсерватории Биг Беар, оценили скорость вращения магнитных элементов, или как они их называли, «узелков» (knots) с временем жизни больше семи часов. Их результаты показали, что разброс скоростей вращения увеличивается с

широтой от  $50^\circ$  до  $70^\circ$ , что отражает влияние супергрануляционной конвекции. Они также нашли, что скорость вращения магнитных узелков в среднем совпадает с магнитным вращением, полученным Снодграссом.

### **Анализ наблюдательных данных**

1-минутные изображения диска Солнца ( $1024 \times 1024$ ), получаемые Michelson Doppler Imager (MDI) на борту SOHO, для компоненты магнитного поля по лучу зрения, были использованы для данного исследования (Шеррер, 1995). Для анализа солнечного вращения в высокоширотных областях Солнца, чтобы увеличить отношение сигнала к шуму, 1-минутные изображения были усреднены за 1 час (практически, 50 изображений в час). Усредненные изображения были переведены в кэррингтоновскую систему координат. В результате, каждое изображение было представлено в виде фрагмента синоптической карты центрированной на центральный меридиан Солнца от  $-60^\circ$  до  $60^\circ$  по долготе с шагом в  $0.1^\circ$  и от  $0.8$  до  $1.0$  синуса широты с разрешением  $0.001$ . Площадь такого магнитного фрагмента составляет  $1.735 \cdot 10^{11} \text{ км}^2$ , а площадь отдельного пикселя, соответственно, равна  $8.45 \cdot 10^5 \text{ км}^2$ .

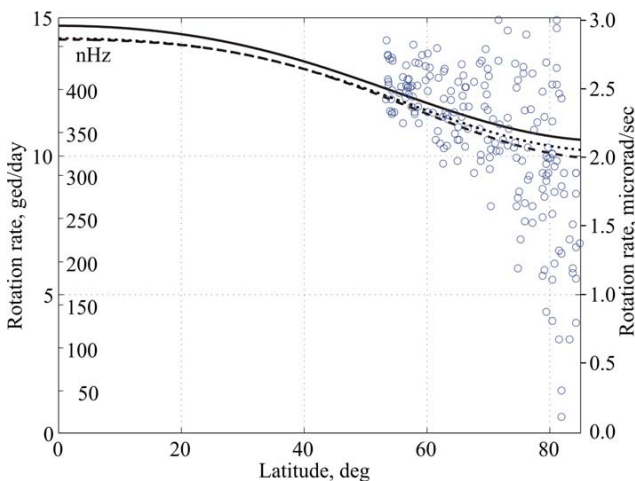


**Рис. 1.** Фрагмент синоптической магнитной карты, полученной усреднением по 50-ти 1-минутных изображений для компоненты магнитного поля по лучу зрения от  $-25$  Гс до  $25$  Гс, 14 августа 2002 г. (22:00:00-22:59:00 UT). Lc - Кэррингтоновская долгота центрального меридиана.

Пример магнитной карты 14 августа 2002 г. в кэррингтоновской системе координат представлен на Рисунке 1. Он достаточно четко показывает «мозаичную» структуру полярного магнитного поля Солнца. Этот рисунок отражает период после смены полярного магнитного поля, когда северный полюс изменил свою полярность с положительной на отрицательную. И, как мы видим, элементы с отрицательной полярностью преобладают (черные маленькие пятнышки). Двести магнитных элементов площадью более  $4 \cdot 10^7 \text{ км}^2$  ( $|B_{\parallel}| > 10 \text{ Гс}$ ) и временем жизни больше 7 часов были отобраны для определения вращения за периоды времени: 6 августа - 30 Сентября 2000, 23 августа - 17 октября 2001, 13 августа - 6 октября 2002, 8 августа - 4 сентября 2005.

### Результаты

Скорости вращения магнитных элементов представлены кружочками на Рисунке 2. Гелиосейсмологический профиль вращения, полученный в области  $0.96 R_{\text{sun}} < r < R_{\text{sun}}$ , представлен пунктирной линией.

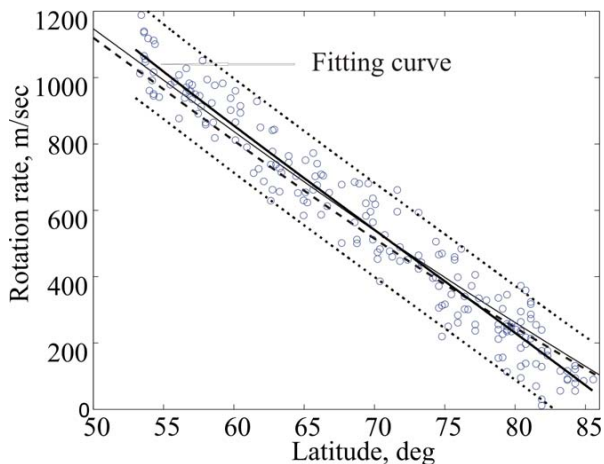


**Рис. 2.** Скорость вращения магнитных элементов (кружочки) как функция долготы. Сплошная линия - доплеровское вращение, точки - магнитное вращение (Снодграсс и Ульрих, 1983). Пунктир - профиль вращения из гелиосейсмологии (Бёрч и Косовичев, 1999, MDI B-case).

Из данного рисунка следует, что разброс скоростей вращения существенно растет с широтой. Среднее значение скорости вращения магнитных элементов составляет **6.5±2.1 град/сутки** на широтах 82.5°-85.0°. Скорость вращения солнечной плазмы, определенной по доплеровским скоростям, на широте 85°, составляет **10.6 град/сутки**. Следует отметить, что вблизи

поверхности на широтах выше  $70^\circ$ , гелиосейсмологические данные обнаруживают существенное отклонение скорости вращения от параболического закона, разница составляет порядка 20 нГц (0.62 град/сутки или 0.12 микро рад/сек). Следовательно, реальное вращение подфотосферной плазмы на широте  $85^\circ$  составляет порядка 300 нГц ( **$\sim 9.3$  град/сутки** или 1.89 микро рад/сек). На широтах ниже  $70^\circ$  наблюдается незначительное увеличение скорости вращения магнитных элементов по сравнению с доплеровским и гелиосейсмологическим профилями вращения. Средняя скорость вращения магнитных элементов достигает  $12.8 \pm 0.9$  град/сутки на широтах  $52.5^\circ$ - $55^\circ$ . Доплеровское вращение составляет 12.4 град/сутки, а вращение подфотосферной плазмы достигает 12.0 град/сутки на широте  $54^\circ$ .

Спектроскопические наблюдения Бе и Ливингстона (1998) указывают на вращение, которое существенно ниже, чем скорость вращения, вычисленная Снодграссом и Ульрихом (1990). Для сравнения со спектроскопическими данными, линейная скорость вращения была вычислена:  $V = \omega \cdot R_{sun} \cdot \sin \theta$ , где  $\theta$  – коширота,  $R_{sun}$  – радиус Солнца. Распределение линейной скорости вращения представлено на Рисунке 3.



**Рис. 3.** Линейная скорость вращения: униполярные магнитные элементы (кружочки), доплеровское вращение (сплошная линия), гелиосейсмологическое вращение (пунктир). Средняя скорость вращения полярных магнитных элементов - жирная линия. 2- $\sigma$  уровень отмечен точками.

Рисунок 3 иллюстрирует, как наряду с вращением, магнитные элементы вовлечены в супергрануляционное конвективное движение со скоростями порядка 100 м/сек в обоих долготных направлениях (вдоль и против солнечного вращения).

### **Заключение**

Таким образом, униполярные мелкомасштабные магнитные области обнаруживают более медленное вращение на широтах  $\sim 70^\circ$ - $85^\circ$  по сравнению с вращением фотосферной и подфотосферной плазмы, и несколько более быстрое на широтах  $53^\circ$ - $70^\circ$ . И эта закономерность находится в согласии с результатами Корбард и Томпсон (2002), которые обнаружили, что радиальный градиент угловой скорости на широтах  $30^\circ$ - $50^\circ$  - отрицательный, а на более высоких широтах становится положительным. То, что вращение магнитных элементов вблизи полюсов существенно замедляется, говорит об их более глубоких подфотосферных корнях (во всяком случае, глубже, чем 0.96  $R_{\text{sun}}$ ). Однородный разброс линейных скоростей как функция широты ( $\pm 100$  м/сек) указывает на влияние супергрануляционной конвекции на поле скоростей полярных магнитных элементов.

### **Литература**

- [Беневоленская] *E.E. Benevolenskaya*, 2004, *A & A*, 428, L5.  
[Беккерс] *J.M. Beckers*, 1978, *ApJ*, 224, L143.  
[Бёрч и Косовичев] *A.C. Birch & A.G. Kosovichev*, 1998, *ApJ*, 503, L187.  
[Корбард и Томпсон] *T. Corbard & M.J. Thompson*, 2002, *Solar Phys.*, 205, 211.  
[Христенсен-Далсгард] *J. Christensen-Dalsgaard*, 2007, in *Proceedings of IAU Symposium 239, Convection in Astrophysics*, 119.  
[Ховард и Харви] *R. Howard & J. Harvey*, 1970, *Solar Phys.*, 12, 23.  
[Лин, Варсик и Зирин] *H. Lin, J. Varsik, H. Zirin*, 1994, *Solar Phys.*, 155, 243.  
[Ливингстон] *W.C. Livingston*, 1969, *Solar Phys.*, 7, 144.  
[Варсик, Вилсон и Ли] *J.R. Varsik, P.R. Wilson & Y. Li*, 1999, *Solar Phys.*, 184, 223.  
[Варсик, Дуррант, Турнер и Вилсон] *J.R. Varsik, C.J. Durrant, J. Turner, & P.R. Wilson*, 2002, *Solar Phys.*, 205, 231.  
[Шеррер] *P.H. Scherrer et al.* 1995, *Solar Physics*, 162, 129.  
[Шрётер] *E.H. Schröter*, 1985, *Solar Phys*, 100, 141.  
[Северный] *A.B. Severny*, 1966, *Soviet Astron. Let.*, 9, 171.  
[Снодграсс] *H.B. Snodgrass*, 1983, *ApJ*, 270, 288.  
[Снодграсс и Ульрих] *H.B. Snodgrass & R.K. Ulrich*, 1990, *ApJ*, 351, 309.  
[Ye и Ливингстон] *B. Ye & W.C. Livingston*, 1998, *Solar Phys.*, 179, 1.

## **ОБ ИСТОЧНИКАХ СОЛНЕЧНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ**

**Биленко И.А.**

*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга,  
bilenko@sai.msu.ru*

## **ON THE SOURCES OF CORONAL MASS EJECTIONS**

**Bilenko I.A.**

*Sternberg State Astronomical Institute*

### **Abstract**

*There are two classes of coronal mass ejections (CMEs). CMEs associated with active region magnetic activity and CMEs associated with filament eruption. They have different parameters, evolution, and structure. The observations of a CME that occurred on 1999 October 13 is analyzed. Based on Ha, magnetograph, Yohkoh/SXT, and SOHO/LASCO/C2/C3 data it was found, that magnetic field changes was driven by a new bipolar magnetic flux emergence and a new active region NOAA 7833 formation, leading to the filament eruption and CME though, the filament was located far away from the NOAA 7833 formation region. Soft X-ray arcs indicate the non-radial movement of the erupted filament away from the NOAA 7833. It is suggested, that in some cases "quiet"-filament or limb-located prominence eruptions may be initiated by magnetic field evolution in remote active regions. In such a case, the movement of an erupted filament would be non-radial and it may be the explanation of the spatial discrepancy between filament locations and CMEs.*

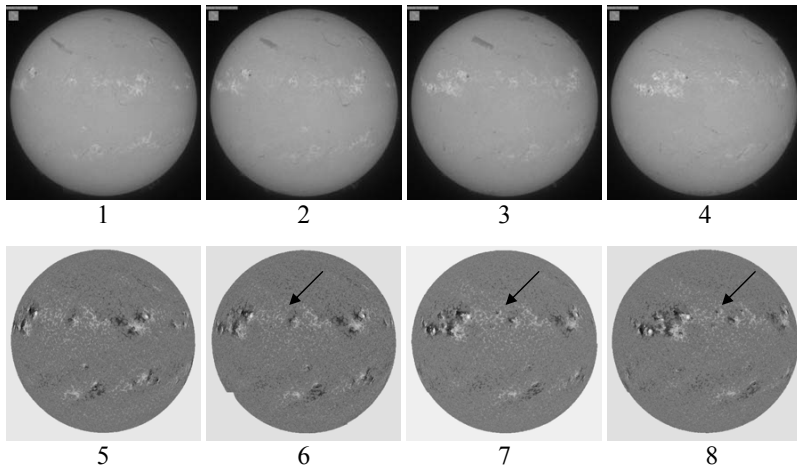
Солнечные корональные выбросы массы (КВМ) являются одним из проявлений солнечной активности, влияющим на формирование космической погоды и значительным фактором, оказывающим воздействие на геомагнитную активность. Для того, что бы предсказывать КВМ, необходимо знать источники их формирования и их связь с другими проявлениями солнечной активности. КВМ широко варьируются по своим параметрам, динамике и локализации на Солнце [1, 2]. Их параметры и частотность зависят также от фазы солнечного цикла [3]. По масштабу своего проявления КВМ являются крупномасштабными событиями, затрагивающими значительные по объему области на Солнце [4]. Большое количество наблюдений свидетельствует о связи КВМ с процессами, происходящими в активных областях и вспышками [5, 6]. Источниками КВМ являются так же и "спокойные" зоны на Солнце с находящимися там протуберанцами (волоконками) [7, 8, 9]. Исходя из различия параметров КВМ и видимой связи их либо с активными областями, либо с эрупцией протуберанцев возникло деление на КВМ активных областей и КВМ протуберанцев. Большие объемы наблюдательных данных, полученные в последнее время на ИСЗ SOHO, а так же на других космических и наземных обсерваториях позволяют более детально изучать источники возникновения КВМ.

На рис.1 приведены изображения полного диска Солнца в линии  $\text{H}\alpha$  (1-4), показывающие наличие и расположение волокна, а также соответствующие магнитограммы фотосферного магнитного поля в линии  $\text{FeI}$   $\lambda=8688 \text{ \AA}$  (5-8) с10 по 13 октября 1999 г. Крошечная биполярная магнитная структура появилась впервые 12.10.99 г. в 01:41:00UT. Место всплывания этой биполярной структуры отмечено стрелками на рис.1(6-8). 13.10.99 г. она наблюдалась уже как NOAA 8733 и ее площадь составляла примерно 10 миллионных долей полусферы. На рис. 2 показаны последовательные моменты эрупции волокна 13.10.99 г. по данным  $\text{Yohkoh/SXT}$  (1-4) и KBM по наблюдениям на SOHO/LASCO/C2 (5-8) и SOHO/LASCO/C3 (9-12). К моменту начала эрупции, появления первых уярчений в области волокна (рис. 2(2)) в 9:14:53, напряженность магнитного поля в пятнах положительной и отрицательной полярности NOAA 8733 возросла, примерно, в 4 раза. В дальнейшем появляется мощная система аркад в области волокна. При этом наблюдается постепенное, по мере эрупции, смещение вершин аркад в сторону противоположную от NOAA 8733, с постепенным их затуханием. Это свидетельствует о не радиальном движении волокна и о том, что дестабилизирующее воздействие исходило от NOAA 8733. К 14.10.99 г. структура арок в области эрупции принимает вид аналогичный тому, который наблюдался 10.10.99 г., т.е. до начала появления NOAA 8733. К 16.10.99 г. NOAA 8733 уже не регистрировалась, хотя биполярная структура продолжала существовать. Напряженности магнитного поля в пятнах положительной и отрицательной полярности понизились до значений магнитного поля в окружающей магнитной сетке.

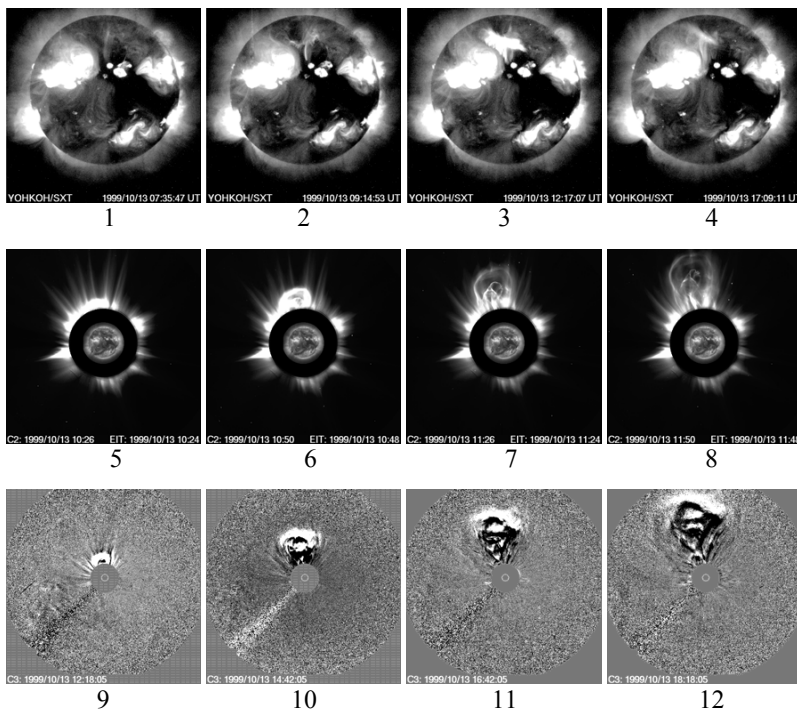
Параметры KBM наблюдавшегося 13.10.99 г. в 9:50:05 соответствуют KBM связанным с эрупцией протуберанцев (волокон): скорость была равна 577 км/сек, ускорение – 7,8 м/сек, масса –  $6,5 \times 10^{15}$  грамм, кинетическая энергия –  $1,1 \times 10^{31}$  эрг. На рис.2(5-8), показывающих эволюцию KBM в белом свете на расстояниях 2 – 6  $R_{\odot}$ , видна сложная петлеобразная структура ядра KBM. На рис.2(9-12) приведены разностные изображения KBM на расстояниях 3,7 – 32  $R_{\odot}$  где также хорошо просматривается сложная структура внутренних областей KBM с различной плотностью, что характерно для KBM связанных с эрупцией протуберанцев (волокон). Однако источником, инициирующим эрупцию волокна и последующего KBM, в данном случае, явилось всплывание нового магнитного потока – активной области NOAA 8733.

Таким образом, можно заключить, что динамика фотосферных магнитных полей в зонах уже существующих активных областей, а так же при формировании новых может способствовать резкому изменению конфигурации магнитного поля. Всплывание нового магнитного потока, а так же быстрый рост напряженности магнитного поля в быстрорастущих пятнах вызывает нестабильности, которые могут дестабилизировать протуберанец





**Рис. 1.**



**Рис. 2.**

(волокно) и быть причиной его эрупции, даже если оно расположено на значительном удалении от данной активной области. При этом движение протуберанца (волокна) будет характеризоваться значительной не радиальностью. Возможно, что многие эрупции протуберанцев, которые наблюдаются на лимбе, где невозможно проследить изменения соответствующих фотосферных магнитных полей, вызваны именно изменениями магнитных полей в соседних активных областях. Это может так же служить объяснением различия в пространственном расположении волокон и КВМ. Таким образом, различие типов КВМ, а именно КВМ активных областей и КВМ связанных с эрупцией протуберанцев (волокон) в ряде случаев является всего лишь результатом окончательного видимого проявления события, а главным, первоначальным источником может являться динамика магнитных полей активных областей.

I would like to thank Nat Gopalswamy, Seiji Yashiro, for the CME catalog. This CME catalog is generated and maintained by NASA and The Catholic University of America in cooperation with the Naval Research Laboratory. SOHO is a project of international cooperation between ESA and NASA. NSO/Kitt Peak data used here were produced cooperatively by NSF/NOAO, NASA/GSFC, and NOAA/SEL. The author is thankful for the possibility to use the data of the Yohkoh satellite presented in the INTERNET.

### **Литература**

1. *Gosling, J.T., Hildner, E., MacQueen, R.M., Munro, R.H., Poland, A.I., and Ross, C.L., 1976, Solar Phys., 48, 389.*
2. *Hundhausen, A.J., 1993, J. Geophys. Res., 98, A8, 13177.*
3. *Биленко И.А., 2006, Тр. Конф. "Квазипериодические процессы на Солнце и их геоэффективные проявления", С.-Петербург, 23.*
4. *Могилевский Э.И., Обридо В.Н., Шилова Н.С., 1999, Астрономический журнал, т.76, N4, с.299.*
5. *Tian L., Alexander D., 2006, Solar phys., 233, 29.*
6. *Zhou, Guiping, Wang, J.X., Gao Z.I., 2003, Astron. Astrophys., 397, 1057.*
7. *Liu Y., Kurokawa H., 2004, Publ. Astron. Soc. Japan, 56, 497.*
8. *Salman S.A., Uddin W., Chandra R., 2006, J. Astrophys. Astr., 27, 347.*
9. *Subramanian P., Dere K.D., 2001, Astrophys. J., 561, 372.*

## **ВАРИАЦИИ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ПЛОЩАДИ ТЕНИ ПЯТЕН ЗА 1874-1976 гг.**

**Блудова Н.Г., Обридко В.Н.**

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн  
им. Н.В.Пушкова, 142190 Троицк, Московская обл., Россия obridko@izmiran.ru*

## **VARIATIONS OF THE SUNSPOT UMBRA RELATIVE AREA FOR 1874-1976**

**Bludova N.G., Obridko V.N.**

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, 142190 Troitsk, Moscow Region, Russia, obridko@izmiran.ru*

### **Abstract**

*The ratio  $q$  of the umbral area to the total area of the sunspot has been studied using the Greenwich data series. It is shown that the annual mean ratio  $q$  was ranging from 0.15 to 0.28 and reached its maximum values in 1929-1931. Also calculated have been the dispersion, asymmetry, and excess of the annual distributions of  $q$ .*

### **1. Введение**

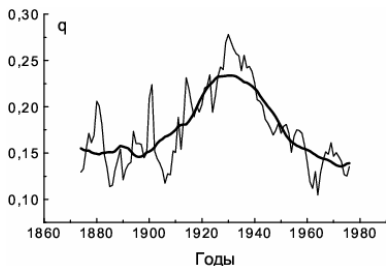
При анализе циклических вариаций солнечной активности, как правило, внимание обращается на изменение числа или мощности тех или иных объектов. По существу предполагается, что солнечное пятно, факел, возмущенная фотосфера одни и те же в разных фазах солнечного цикла. Очень мало работ, посвященных анализу вариации структуры самих этих элементов.

В настоящей работе мы рассмотрим вариацию структуры солнечного пятна, то есть изменение со временем относительной доли тени внутри пятна. Эту проблему рассматривали Вальдмайер [1], Дежо и Герлей [2], Витинский [3], Анталова [4, 5] и другие (см. ссылки в перечисленных работах). Основой большинства этих работ (как и нашей) является Гринвичский ряд площадей пятен за 1874-1976 гг.

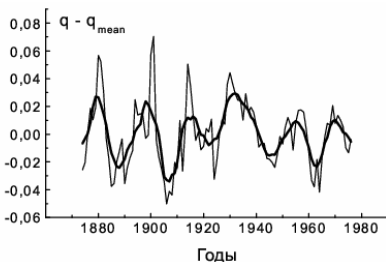
Вальдмайер [1], Аллен [6] приводят характеристики соотношения диаметров тени и полутени, игнорируя зависимость от времени. Как будет видно из дальнейшего, величина среднегодового значения  $q$  сильно меняется со временем (от 0.12 до 0.26).

### **2. Зависимость относительной доли тени от времени**

На рис. 1 показана зависимость относительной доли тени от времени. Видно, что эта величина достигает отчетливого максимума в начале 30-х годов XX века. Похоже, что мы видим здесь отражение цикла длительностью 80-100 лет.



**Рис. 1.** Отношение тени пятна к полной площади пятна (тонкая линия) и ее скользящее среднее, полученное с окном 25 лет (жирная линия)



**Рис. 2.** Колебательные изменения  $q$  (тонкая линия) и их скользящее среднее, полученное с окном сглаживания 7 лет (жирная линия).

Этот эффект можно сопоставить с обнаруженной Обридко и Шельтинг [7] антикорреляцией между скоростью вращения Солнца и величиной соответствующего максимума чисел Вольфа. Поскольку формула Вальдмайера указывает на рост относительной доли тени с ростом пятна, это может указывать на то, что в малых циклах больше крупных групп. С другой стороны это может означать, что число Вольфа переоценивает роль малых групп пятен. Заметим также, что в этот период (около 1930 года) практически исчезают группы с пятнами без тени (см. ниже раздел 5), что эффективно увеличивает среднегодовую величину  $q$ .

В любом случае эти тонкие эффекты, несомненно, следует учитывать при разработке адекватных моделей динамо.

### 3. Колебательный режим временной вариации относительной доли пятна

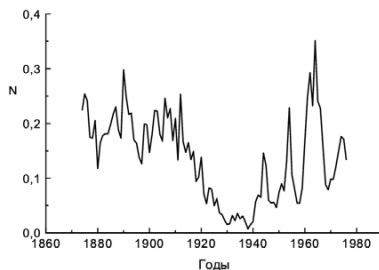
Из рис. 1 видно, что кроме основного тренда с максимумом в 30-е годы имеет место тонкая структура колебательного типа. На рис. 2 показано эта структура за вычетом долговременного тренда.

Первое впечатление от рис. 1 состоит в том, что 11-летний цикл здесь не виден, но виден 22-летний цикл. Реально, однако, период этих колебаний более близок 18 годам, и поэтому экстремумы кривой нельзя сопоставить с максимумами 11-летних циклов. К выводу об отсутствии тесной связи вариаций относительной доли тени с 11 летним циклом пришел и Витинский [3]. С другой стороны, период 17–18 лет часто проявляется в анализе характеристик солнечной активности, совпадает с длиной так называемого удлиненного солнечного цикла [8].

### 4. Пятна без тени

Известно, что в некоторые периоды времени появляется большее или меньшее количество пятен, в которых отсутствует тень. На рис. 2 показана относительная доля пятен, в которых тень не была зарегистрирована. Вид-

но, что эта величина сильно менялась со временем и в течение 1930-1940 годов была практически равна нулю. Это означает, что в период, когда, как говорилось выше, период вращения глобального магнитного поля Солнца был понижен, в это же самое время не наблюдались пятна без тени, и относительная площадь тени по среднегодовым значениям резко возросла.



**Рис. 2.** Доля пятен без тени по отношению к общему числу пятен.

### **5. Моменты распределения величины $q$**

Были вычислены 4 первых момента среднегодовых распределений величины  $q$  и их производные величины (среднее значение, дисперсия, асимметрия и эксцесс). Расчеты были выполнены как для полного массива данных (вариант *tot*), так и с исключением пятен, не имеющих тени (вариант *tot-a*). Не приводя здесь всех графиков, сформулируем основные результаты.

Зависимости от времени среднего значения (см. рис.1) и дисперсии близки друг к другу. Особенно это хорошо видно в варианте *tot-a*. В этом случае коэффициент корреляции между дисперсией и средним значением составляет 0.866.

Асимметрия для всех лет в обоих вариантах практически всегда положительна. Это означает, что распределение величины  $q$  имеет более длинный положительный хвост, чем гауссово распределение и наблюдается статистически более высокое число групп с большими значениями  $q$ .

Эксцесс большую часть исследуемого периода близок к 5.0. Впрочем, есть периоды, когда эксцесс много больше. В особенности это сильно проявляется в варианте *tot-a* в 1907 году (максимум 14 цикла) и в 1952 году (минимум перед 19 циклом). В эти периоды эксцесс превышает значение 30.0. Причины этих сильных отклонений пока неясны. В целом можно сказать, что распределение довольно сильно отклоняется от нормального. Более близким является двухпараметрическое Гамма распределение.

### **6. Заключение**

Таким образом, относительная площадь тени  $q$  является независимым параметром, который меняется с периодом около 18 лет. Он достигает максимальных значений в период 1930-1940 гг. В этот момент  $q$  почти в 2

раза превышает среднее значение. В этот же период наблюдалось падение периода вращения глобального магнитного поля Солнца и уменьшения числа пятен, в которых тень не была зарегистрирована.

Статистические моменты распределения величины  $q$  указывают на сильные отклонения от нормального закона. Наблюдается значительная положительная асимметрия (среднее значение 1.5) и эксцесс (больше 3, среднее значение 5.5). Это распределение ближе к двухпараметрическому Гамма распределению со средними параметрами  $k = 1-2$  и  $\theta = 0.2-0.4$ . Эти параметры, по-видимому, сильно меняются со временем.

До сих пор любые модели генерации магнитных полей на Солнце, по существу, с тем или иным успехом пытаются объяснить мощность процессов. Настоящая работа показывает, что генерируемые магнитные поля, по-видимому, в разных фазах солнечной активности имеют и разную структурную организацию, что необходимо учитывать при дальнейших теоретических исследованиях.

Работа поддержана грантом РФФИ 05-02-16090.

### **Литература**

1. *Waldmeier M.*, Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung, Leipzig, 1941.
2. *Dezsö L, Gerlei D.*, Publ. Debrecen Heliophys. Obs., v.1 p.57, 1964.
3. *Вуминский Ю.И.*, Солнечные Данные, №12, с.109, 1982.
4. *Antalová A.*, Bull. Astron. Inst. of Czechosl., v. 22, p.352, 1971.
5. *Antalová A.*, Bull. Astron. Inst. of Czechosl., v. 42, p.316, 1991.
6. *Allen C.W.*, Astrophysical Quantities, Third Edition, University of London, The Athlone Press, 1973.
7. *Obridko, V.N., Shelting B.D.*, Solar phys., V. 201, P.1, 2001.
8. *Harvey, K.L. and White, O.R.*: Solar Magnetic Fields: the Key to Understanding Solar Irradiance Variations, SPRC Technical Report 96-01, 1996.

## **ДИНАМИКА ТЕПЛОВОГО И НЕТЕПЛОВОГО КОМПОНЕНТОВ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК В ЯНВАРЕ 2005 Г.**

**Богомолов А.В., Богомолов В.В., Галкин В.И., Курт В.Г.,  
Логачев Ю.И., Морозов О.В., Свртилов С.И.**  
*НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова  
aabboogg@nm.ru, sis@coronas.ru*

## **DYNAMIC OF THERMAL AND NON-THERMAL HARD X-RAYS IN JANUARY 2005 SOLAR FLARES**

**Bogomolov A.V., Bogomolov V.V., Galkin V.I., Kurt V.G., Logachev Yu.I.,  
Morozov O.V., Svertilov S.I.**  
*Skobel'tsyn Institute of Nuclear Physics, MSU, Moscow, Russia*

### **Abstract**

*A number of hard X-ray and gamma-ray solar flares occurred in January, 2005. The X7.1 class flare 20.01.2005 was the most powerful of them. To investigate this flare we used data obtained in the experiments SPR-N and SONG onboard CORONAS-F satellite. Time profiles of X-ray intensities and spectral parameters of thermal and non-thermal components are presented. In order to separate components we assumed that only a power-law non-thermal component presented in the channels 0,084-6,2 MeV (SONG) and 40-100 keV (SPR-N) and both thermal (exponential) and non-thermal (power-law with the same index) components presented in the SPR-N channel 15-40 keV. We found that during the 20.01.2005 flare the power index was practically constant (~2.4). At the same time significant change of the effective temperature  $kT$  was observed.*

В январе 2005 г. на Солнце произошел ряд мощных вспышек, сопровождающихся жестким рентгеновским и  $\gamma$ -излучением. Наиболее мощная из них – 20 января 2005 г. примерно с 6:40 до 7:00 – имела класс X7.1. Активная область 720, служившая источником пяти вспышек класса X и нескольких вспышек класса M, 20 января 2005 г. находилась в западной части Солнца (N14W61). Информация о жестком рентгеновском излучении Солнца в январе 2005 г. была получена с помощью прибора СПР-Н, установленного на спутнике КОРОНАС-Ф [1]. Были использованы только данные патрульного детектора СПР-Н, представлявшего собой направленный на Солнце сцинтилляционный детектор на основе CsI(Na) толщиной 3 см. имевший поле зрения  $5^\circ \times 5^\circ$  и эффективную площадь  $\sim 1,3 \text{ см}^2$ . Измерения проводились в двух интервалах энергий: 0.015-0.04 и 0.04-0.1 МэВ. С 14 по 21 января 2005 г. СПР-Н зарегистрировал излучение 9 вспышек, список которых представлен в [1]. Временные профили рентгеновского излучения Солнца, измеренные СПР-Н во время вспышки 20.01.2005 г., показаны на

рис. 1. Спутник в это время находился на экваторе. Учет фона производил- ся по измерениям на предыдущих витках.

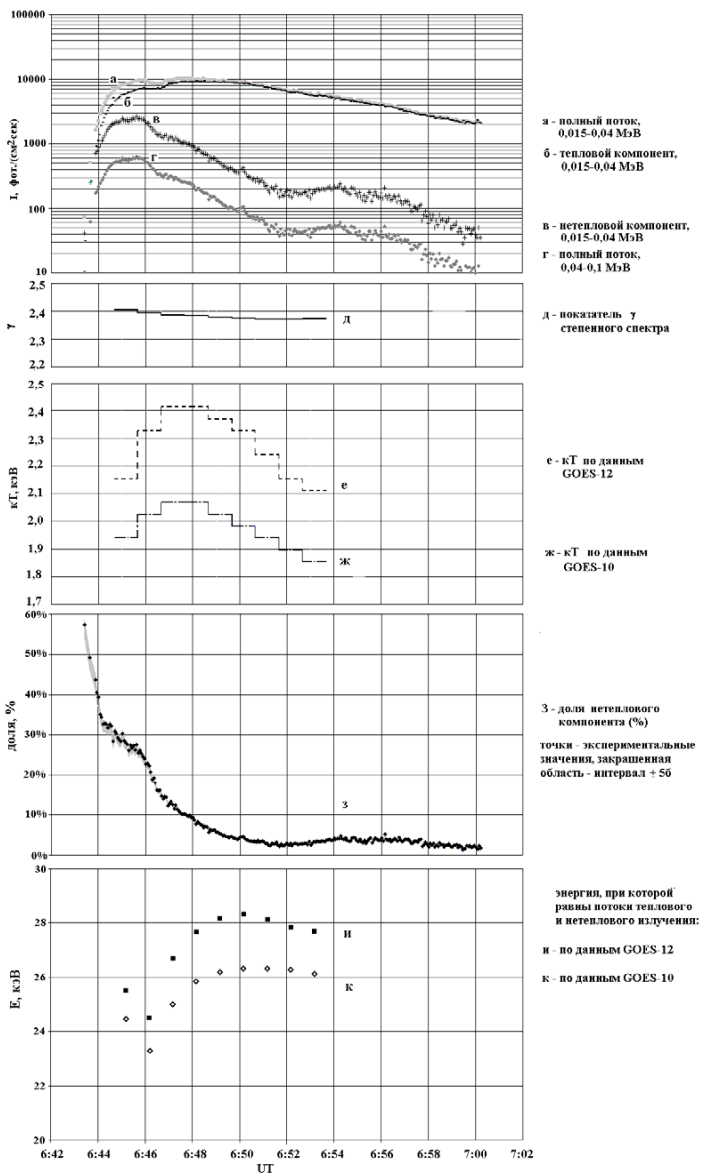


Рис. 1.



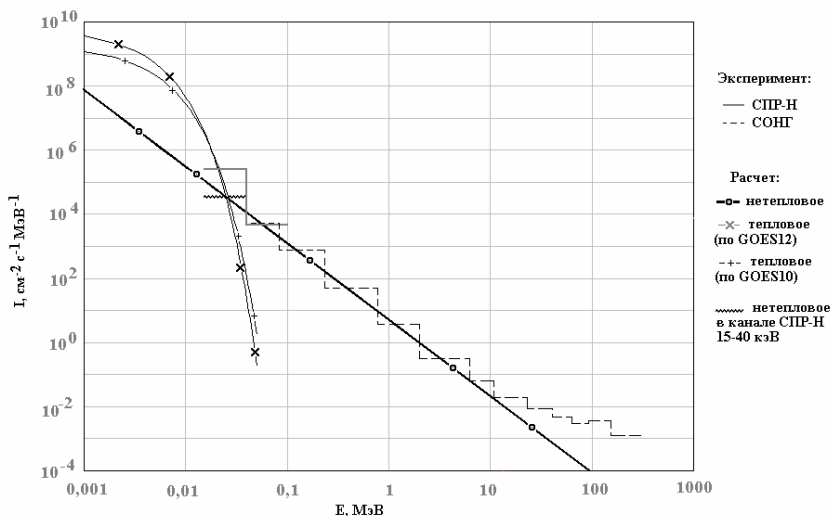


Рис. 2.

Для определения потоков рентгеновского излучения по скоростям счета прибора СПР-Н были проведены расчеты отклика прибора на потоки гамма-излучения для степенных и экспоненциальных спектров падающих фотонов с различными параметрами  $kT$  и  $\gamma$ . При проведении расчетов использовались метод Монте-Карло и пакет программ GEANT.

Для выяснения вклада тепловых и нетепловых процессов в жесткое рентгеновское излучение вспышки мы предположили, что в канале 0,04-0,1 МэВ присутствует только нетепловой компонент, имеющий степенную форму:  $I_n = I_{он} \cdot E^{-\gamma}$ . В канале 0,015-0,04 МэВ присутствуют как нетепловой, так и тепловой компонент, имеющий экспоненциальный вид:  $I_t = I_{от} \cdot e^{-E/kT}$ . Другие компоненты (излучение в линиях и т. п.) на форму спектра существенно не влияют.

Для определения показателя  $\gamma$  были использованы данные сцинтиляционного  $\gamma$ -спектрометра СОНГ, установленного на борту "Коронас-Ф" [2]. Для улучшения статистической точности показания СОНГ были усреднены в 9 минутных интервалах (начиная с 6:44:40). Спектры, измеренные приборами СПР-Н и СОНГ в интервал времени с 6:46:40 по 6:47:40 показаны на рис.2.

Поскольку во время вспышки 20.01.2005 г. наблюдался высокоэнергичный компонент  $\gamma$ -излучения, связанный с распадом  $\pi^0$ , показатель степени определялся только по каналам 0.084-6,2 МэВ. Временной ход показателя  $\gamma$  приведен на рис.1. В течение вспышки он фактически не изменял-

ся и составлял  $\gamma=2.38\pm 0.012$ . Константа  $I_{\text{он}}$  определялась из нормировки, чтобы поток в интервале 0,04-0,1 МэВ соответствовал данным СПР-Н. Далее, путем интегрирования нетеплового спектра от 0,015 до 0,04 МэВ, вычислялись потоки нетеплового компонента в младшем канале СПР-Н, а также доля нетеплового излучения в этом канале. Временные профили теплового и нетеплового компонентов, а также доли (%) нетеплового компонента в полном потоке жесткого рентгеновского излучения вспышки показаны на рис.1.

Параметры теплового компонента были определены с использованием данных о потоках мягкого рентгеновского излучения, измеренных на спутниках серии GOES. Значения температуры во время вспышки 20.01.2005 г., полученные по данным GOES10 и GOES12, приведены в [3]. Временной ход параметра  $kT$  показан на рис.1. Вместе с тем, поскольку диапазон 0,015-0,04 МэВ находится в области резкого спада теплового излучения, определение всех параметров теплового спектра только по данным GOES не дает в жестком рентгеновском излучении приемлемой точности. Поэтому константу  $I_{\text{от}}$  оказалось правильнее вычислять путем нормировки экспоненциального спектра с известным  $kT$  на экспериментальные значения потока теплового компонента в канале 0,015-0,04 МэВ.

На рис.2 помимо экспериментальных спектров, измеренных приборами СОНГ и СПР-Н, показаны расчетные спектры теплового и нетеплового компонентов. Интенсивности компонентов сравниваются примерно на уровне  $26\pm 1$  кэВ. Зависимость положения точки равенства теплового и нетеплового излучения от времени показана на рис.1.

Приведенные на рис.1 и 2 временные профили и спектры теплового излучения и связанных с ним параметров показаны отдельно для расчетов по GOES10 и по GOES12. Наблюдающееся расхождение в десятки процентов указывает на то, что точность полученных результатов определяется в большей степени не статистическим разбросом, а точностью настройки приборов.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 05-02-17487-а).

### **Литература**

1. *Житник И.А., Логачев Ю.И., Богомолов А.В. и др.* «Астрономический вестник», 2006, т.40, N2, с.108-119.
2. *Кузнецов С.Н., Курт В.Г., Мяжкова И.Н. и др.* «Астрономический вестник», 2006, т.40, N2, с.120-126.
3. *Grechnev V.V., Kurt V.G., Chertok I.M. et al.* Solar Phys., 2008, в печати.

## **ХАРАКТЕРИСТИКИ ДОЛГОЖИВУЩЕЙ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА БОЛЬШОМ ПУЛКОВСКОМ РАДИОТЕЛЕСКОПЕ В НОЯБРЕ 2006 Г. – ФЕВРАЛЕ 2007 Г.**

**Борисевич Т.П.<sup>1</sup>, Венгер А.П.<sup>2</sup>, Зверев Ю.К.<sup>2</sup>, Ильин Г.Н.<sup>3</sup>,  
Коржавин А.Н.<sup>2</sup>, Петерова Н.Г.<sup>2</sup>, Топчило Н.А.<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>ГАО РАН, Санкт-Петербург, mail<bt

@gao.spb.ru>

<sup>2</sup>СПбФ САО РАН, Санкт-Петербург, mail<peterova@yandex.ru>

<sup>3</sup>ИПА РАН, Санкт-Петербург, mail<igen@ipa.rssi.ru>

<sup>4</sup>СПбГУ, Санкт-Петербург, mailtop@astro.spbu.ru

## **THE CHARACTERISTIC OF LONG-LIVED ACTIVE REGION USING THE LARGE PULKOVO RADIO TELESCOPE FROM NOVEMBER, 2006 TO FEBRUARY, 2007**

**Borisevich T.P.<sup>1</sup>, Venger A.P.<sup>2</sup>, Zverev Yu.K.<sup>2</sup>, Il'yin G.N.<sup>3</sup>,  
KorzHAVIN A.N.<sup>2</sup>, Peterova N.G.<sup>2</sup>, Topchilo N.A.<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>The Central Astronomical Observatory, St. Petersburg;

<sup>2</sup>St. Petersburg Branch of the Special Astrophysical Observatory, St. Petersburg;

<sup>3</sup>The Institute of Applied Astronomy, St. Petersburg;

<sup>4</sup>St. Petersburg State University, St. Petersburg

### **Abstract**

*Results of observational data processing are presented for the long-lived (four solar rotations) active region NOAA 10923 - 10930 - 10935 - 10941 from November, 2006 to February, 2007. The main observational material are collected on The Large Pulkovo Radio Telescope (LPRT) at the range of 2.7 to 20 cm, with the one-dimensional (E - W) resolution of observations being 1 - 6 arc min, respectively.*

*The active region was associated with an isolated spot at the photosphere level, whose magnetic field had very considerable reorganization. The main characteristics of the corona radio emission above this active region are measured, allowing us to follow their dynamics during the entire period of their existence.*

*During the first and second rotation the source of radio emission had a loop structure which spectrum was indicated as a peculiar one. For the third and fourth rotation the cyclotron source dominated which spectrum had maximum at 6.2 cm.*

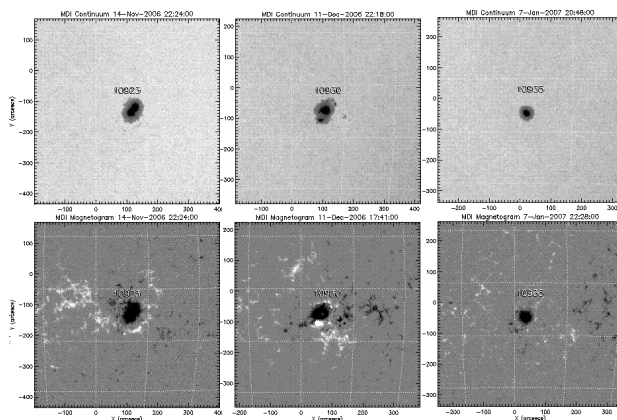
*The "typical" spectrum was defined for each rotation. We determined that the spectrum slope had changes at the narrow wavelengths range of 2 to 5 cm and no changes at the longer wavelengths at the same time. This result can be used as the diagnostic criterion of the flaring active region.*

Различные активные процессы, происходящие на Солнце, оказывают значительное влияние на космическую погоду. Поэтому большое значение уделяется прогнозированию таких процессов, среди которых особое внимание уделяется вспышечным. Поскольку большинство вспышек на Солнце ассоциируются с активными областями, диагностика таких вспышечно-активных областей может быть выделена в отдельное направление исследова-

дований. Ее можно построить на оценке физических характеристик активных областей и их динамике в широком спектральном диапазоне. Совокупность таких оценок и будет служить основой для диагностики исследуемой активной области. Радиоизлучение, с этой точки зрения, обладает хорошим свойством. Оно может «предвидеть» развитие морфологической структуры АО и, как следствие, ее вспышечной активности, что будет отражаться в изменениях радиохарактеристик.

В настоящей работе выполнено исследование долгоживущей АО NOAA 10923 – 10930 – 10935 – 10941, которая существовала на диске на протяжении четырех оборотов в ноябре 2006 – феврале 2007 г. Основой для исследования послужили наблюдения Солнца на Большом пулковском радиотелескопе (БПР), отождествление отдельных деталей структуры проводилось с использованием данных SOHO.

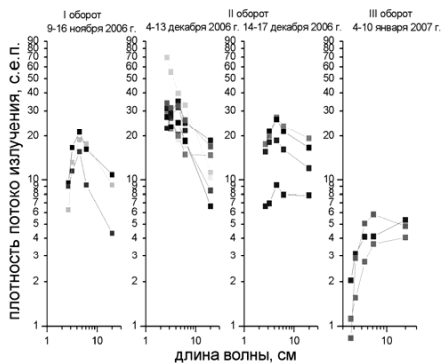
Исследуемая АО NOAA 10923 появилась на диске в первом обороте 9 ноября 2006 г. По своей морфологической структуре она на протяжении всего первого оборота сохраняла вид униполярного пятна S-полярности (см. рис.1). Его площадь в момент восхода составляла 300 м.д.п., постепенно увеличиваясь до 600 м.д.п. по мере прохождения по диску. Характер спектров плотности потока излучения в этот период не меняется (см. рис. 2), можно говорить лишь о повышении уровня излучения, что хорошо согласуется с развитием площади АО. Вспышечная активность АО NOAA 10923 была невысокой: 3 вспышки рентгеновского класса C (по классификации GOES) и 5 оптических вспышек класса S.



**Рис. 1.** Фотогелиограмма и магнитограмма АО для трех оборотов в моменты нахождения АО вблизи центрального меридиана по данным <http://solarmonitor.org/>.

Момент выхода АО NOAA 10930 во второй оборот обозначился тремя мощными вспышками: X9/2N 5 декабря, M6/SF и X6/3B 6 декабря. К этому моменту АО NOAA 10930 уже имела  $\delta$ -конфигурацию магнитного поля

(см. рис. 1) и площадь около 300 м.д.п.. Спектры потоков для второго оборота (см. рис. 2) демонстрируют качественные эволюционные изменения по сравнению с первым оборотом. Их можно разделить на два периода: высокая вспышечная активность (4-13 декабря 2006 г.) и спад активности (14-17 декабря 2006 г.). Для первого периода наблюдается смещение максимума спектра в сторону коротких волн и более резкое падение с длиной волны. В последующие дни спектр возвращается к «исходному», т.е. максимум возвращается на волну 4.5 см, как в первом обороте. Наблюдаемые изменения спектра происходили на фоне изменения морфологической структуры АО на фотосфере, а именно – к концу второго оборота ядро N-полярности в  $\delta$ -конфигурации разрушилось, что сопровождалось двумя мощными рентгеновскими вспышками 13 и 14 декабря 2006 г., X3/4В и X1 соответственно.



**Рис. 2.** Спектры плотности потока излучения АО для трех оборотов по данным БПР и NoRH (волна 1.76 см).

К третьему обороту (с 4 января 2007 г.) АО NOAA 10935 представляла собой униполярное пятно S-полярности (площадь  $\sim 150$  м.д.п.), сохраняя такую простую морфологическую структуру и площадь на протяжении всего третьего и четвертого (АО NOAA 10941 с 30 декабря 2007 г.) оборотов. В этот период АО не продуцировала ни одной вспышки. Спектры потоков для третьего и четвертого оборотов идентичны, поэтому для простоты изображения на рис. 2 приведены спектры только для третьего оборота.

Анализ количественных изменений уровня потока излучения от оборота к обороту показал, что с усилением вспышечной активности во втором обороте наблюдается избыток излучения в коротковолновой части спектра, особенно на волне 2.7 см (см. рис. 3, слева). В этом диапазоне наклон спектра меняется вплоть до противоположного: от растущего с длиной волны до спадающего. С уменьшением активности наклон спектра снова становится растущим (см. рис. 2). На рис. 3, справа показано выделение составляющей спектра, которая представляет собой разницу между

усредненными спектрами для периода высокой всплщечной активности (4-13 декабря 2006 г.) и послевсплщечного периода (15-17 декабря 2006 г.). Характерно, что полученный разностный спектр аналогичен спектрам пекулярных источников, приведенных в [1]. По всей видимости, ко второму обороту над  $\delta$ -конфигурацией магнитного поля образовался пекулярный источник, обусловивший изменение характера спектра. Этот результат хорошо согласуется с данными наблюдений ССРТ и NoRH, на основании которых можно сказать, что во втором обороте в короне АО существовала структурная деталь, которую можно обозначить как пекулярную. Ее вклад в интегральном излучении АО доминировал. Разрушение  $\delta$ -конфигурации к концу второго оборота привело к исчезновению пекулярного источника, и, как следствие, к изменению характера спектра.

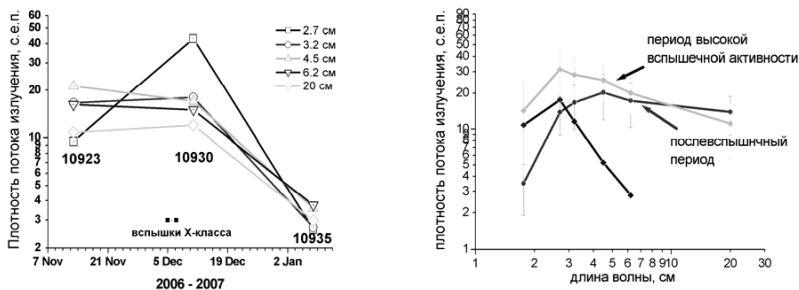


Рис. 3. Изменения уровня потока излучения от оборота к обороту по данным БПР (слева), выделение спектра пекулярного источника (справа).

Таким образом, диагностической особенностью интегрального спектра исследуемой АО можно считать его наклон в диапазоне 2.7-4.5 см, который определяется наличием или отсутствием в структуре короны АО пекулярного источника. Этот результат по сравнению с хорошо известным критерием Танака-Эноме [2] значительно сужает диапазон предвсплщечных изменений в спектре, что в свою очередь ограничивает их местоположение в короне АО.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 06-02-16838, 06-02-17357, а также Программы ОФН-16 и СПбНЦ.

### Литература

1. Ватрушин С.М., Коржавин А.Н. // Физика солнечной плазмы. Труды 6-го семинара рабочей группы «Специальные теоретические и экспериментальные исследования солнечной плазмы». М.: Наука, 1989, с.100-106.
2. Tanaka H., Enoke S., 1975, Solar Phys., v.40, p.123.

## **ЭВОЛЮЦИЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ AR 0930, СВЯЗАННОЙ С ГЕОЭФФЕКТИВНОЙ ВСПЫШКОЙ X 3.4/4В 13 ДЕКАБРЯ 2006, ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ**

**Боровик В.Н., Абрамов-Максимов В.Е., Григорьева И.Ю.,  
Опейкина Л.В., Богод В.М., Коржавин А.Н.**

*ГАО РАН borovik@МК4099.spb.edu, С-ПбФ САО РАН, vbog@sao.ru*

Цель данной работы – исследовать эволюцию микроволнового излучения активной области AR 0930 за период 8-16 декабря 2007 г., в которой 13 декабря 2006 г. произошла мощная вспышка X3.4/4В, сопровождавшаяся потоком высокоэнергичных протонов (более 100 Мэв) и вызвавшая ряд геоэффективных явлений.

События на Солнце с конца ноября 2006 г. до февраля 2007 г. – это «последний залп 23 цикла солнечной активности» (Язев С.А., Труды ВАК-2007, Казань, 2007, с.175). Несмотря на прогнозируемый на конец 2006 г. минимум цикла, в этот период на Солнце наблюдалось развитие комплекса активности, основным элементом которого на протяжении четырех оборотов являлась активная область (АО) с крупным пятном. В декабре в этой АО (AR 0930) произошла серия вспышек, две из которых были высокими рентгеновских классов - X9.0 /2N (5.12.06) и X3.4/4В (13.12.06).

В данной работе объектом исследования является геоэффективная вспышка X3.4/4В (13.12.06). Вспышка произошла через два дня после пересечения АО центрального меридиана, и в предвспышечный период АО находилась в центральной части диска, что позволило детально изучить динамику пятен и изменения в структуре группы накануне вспышки и сопоставить их с данными наблюдений в микроволновом диапазоне.

Согласно данным GOES, после серии вспышек 5-7 декабря вспышечная активность в AR 0930 практически прекратилась. На основе фильма, созданного по данным SOHO/MDI и TRACE (белый свет) для периода 9-15 декабря, видно, что в компактной группе, состоявшей, в основном, из большого пятна с площадью 600-800 с.д.п., в этот период происходило развитие нового магнитного потока в пределах полутени основного пятна с ядром противоположной полярности. За три дня до вспышки 10 декабря начались заметные сдвиговые движения в группе пятен (шир), а с 12 декабря (накануне вспышки) - вращения основного пятна и окружающих его элементов против часовой стрелки – завихренность (vorticity).

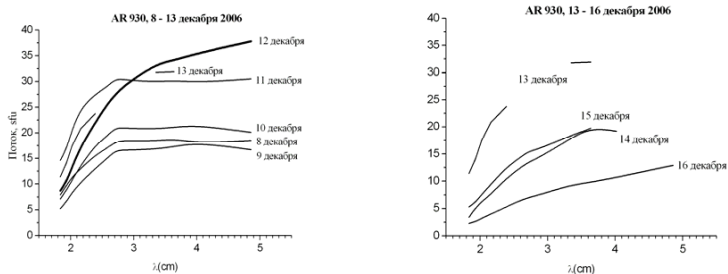
Микроволновое радиоизлучение АО на ряде волн в диапазоне 1.8-5.0 см в рассматриваемый период ежедневно регистрировалось на РАТАН-600 при прохождении Солнца через неподвижную диаграмму антенны в семи азимутах в период времени (07:40-11:10) UT с интервалом в 35 минут.

Ниже представлены спектры потоков источника радиоизлучения, связанного с AR 0930, полученные из наблюдений на РАТАН для нескольких последовательных дней в меридиане. Калибровка потоков производилась с

использованием результатов наблюдения на РАТАН-600 опорных объектов – Луны и Краба, с учетом интегральных потоков радиоизлучения Солнца, измеренных на станции Нобейма, и данных радиогелиографа NoRH на волне 1.76 см.

Приведенные спектры за 8-11 декабря относятся к периоду всплывания и развития нового магнитного потока вблизи главного пятна, что отразилось на форме спектров. Вид этих спектров можно интерпретировать как результат наложения двух спектров – спектра радиоисточника, связанного с основным пятном группы, растущего с длиной волны в диапазоне 2-5 см, и спектра пекулярного источника с максимумом на 2.5-2.8 см. Пекулярные источники радиоизлучения были впервые обнаружены на РАТАН-600 в 1982г и позднее неоднократно регистрировались в развитых вспышечно-активных группах пятен над областями максимального градиента фотосферного магнитного поля накануне больших (протонных) вспышек.

В рассматриваемом событии отмечено существенное изменение вида спектра 12 декабря, накануне вспышки. Именно с этого дня началось заметное вращение пятен в группе. Резко растущий с длиной волны спектр отразил усилившиеся нетепловые процессы в АО накануне вспышки. В последующие дни после вспышки вид спектров соответствовал преимущественному излучению источника, связанного с основным пятном группы.



Подтверждены ранее сделанные выводы о том, что наличие в группе заметных сдвиговых движений (шира) и завихренности сопровождается высокой вспышечной активностью. Ранее такой эффект наблюдался в сложных группах с большой площадью пятен. В данном случае это произошло в небольшой группе с площадью не более 1000 м.д.п., что свидетельствует об определяющей роли сдвиговых движений и завихренности в формировании больших вспышек. Микроволновые наблюдения позволили проследить эволюцию пекулярного (нетеплового) источника в активной области от его возникновения до предвспышечного состояния и развития мощной вспышки.

Авторы благодарят М.А. Лившица и В.В. Гречнева за полезную дискуссию.

Работа поддержана грантами РФФИ 06-02-16838, 06-07-89002, договор ОФН-16.



## **МИКРОВОЛНОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НА РАТАН-600 ПОСТЭРУПТИВНОЙ ФАЗЫ НЕСТАЦИОНАРНОГО ЯВЛЕНИЯ 25 ЯНВАРЯ 2007 г.**

**Боровик В.Н., Лившиц М.А., Абрамов-Максимов В.Е.,  
Григорьева И.Ю., Опейкина Л.В., Богод В.М., Коржавин А.Н.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург,  
borovik@MK4099.spb.edu*

*ИЗМИРАН, Троицк, Московская обл. livshits@izmiran.troitsk.ru  
Санкт-Петербургский филиал САО РАН, С.-Петербург, vbog@sao.ru  
САО РАН, Нижний Архыз, lvo@sao.ru*

Цель данной работы – проследить эволюцию микроволнового излучения радиисточника над солнечным лимбом, отождествленного с постэруптивной аркадой, на ранней стадии ее формирования.

25 января 2007г на восточном лимбе Солнца произошло эруптивное событие, охватившее широкую область в районе экватора. На LASCO/C3 в 07:42 UT был зарегистрирован корональный выброс массы (СМЕ),двигающийся со скоростью более 1500 км/сек. По данным GOES в 06:33 – 07:58 была зарегистрирована вспышка С6.3 (максимум вспышки в 07:14). Вспышка произошла в активной области, находящейся за лимбом. По данным SOHO/EIT (195A) с 08:00 за восточным лимбом отчетливо видно формирование системы постэруптивных петель.

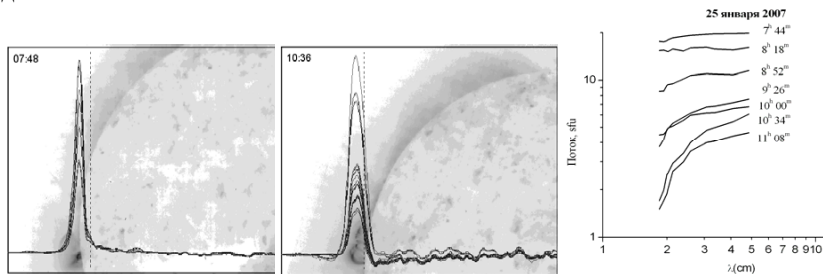
Наблюдения Солнца на РАТАН-600 25 января 2007 проводились в интервале времени 07:44 – 11:08 UT. Интенсивность и поляризованная по кругу составляющая радиоизлучения Солнца регистрировались на РАТАН-600 при прохождении Солнца через неподвижную диаграмму антенны в семи азимутах с интервалом в 35 минут на ряде волн в диапазоне 1.8 – 5.0 см.

Таким образом, первое наблюдение Солнца на РАТАН-600 проведено всего через 30 мин после максимума вспышки, что дало возможность проследить эволюцию излучения с самого начала развития аркады.

На одномерных сканах Солнца, полученных на РАТАН-600, на всех волнах используемого диапазона (1.8 см – 5.0 см) уверенно регистрировался интенсивный источник радиоизлучения за диском Солнца, отождествляемый с постэруптивной аркадой. На рисунке приведены примеры отождествления локального источника, выделенного на сканах на нескольких волнах над уровнем излучения спокойного Солнца, с изображением в линии 195A (SOHO/EIT) - сначала яркой петли, а позднее сформировавшейся аркады - соответственно в 07:48 и в 10:48 UT, т.е. через 30 мин и через 3.5 часа после максимума вспышки.

В центре внимания данной работы было исследование эволюции спектров полного потока радиисточника, отождествленного с постэруп-

тивной аркадой. В правой части рисунка представлены спектры, полученные последовательно в 07:44, 08:18, 08:52, 09:26, 10:00, 10:34 и 11:08 UT. Верхний спектр соответствует самому раннему наблюдению в 07:44, а нижний – самому позднему в 11:08 UT. Погрешность потоков определялась, в основном, точностью выделения источника на скане и составляла (7-10)% на коротких волнах и (3-5)% - на длинных волнах используемого диапазона.



Прослеживая эволюцию микроволнового спектра полного потока радиоисточника, отождествленного с постэруптивной аркадой, в процессе формирования аркады можно отметить следующие характерные особенности:

- 1). Интенсивность микроволнового излучения постэруптивной аркады оказалась высокой непосредственно после ее образования; затем она заметно уменьшается;
- 2). Характер спектра меняется со временем. Через 30 мин – 1 час после максимума вспышки преобладает тепловое излучение с небольшой добавкой нетепловой компоненты. В дальнейшем спектры свидетельствуют о преобладании нетеплового излучения.

Имеется некоторое сходство этого события с явлением 21.04.2002 [1,2], где на определенной фазе развития вспышки после выброса СМЕ наблюдалось заметное втекание горячей плазмы в область формирующихся постэруптивных петель. Можно предположить, что в событии 25.01.2007 с аналогичным процессом связано появление микроволнового излучения, преимущественно теплового в начале процесса, а несколькими часами позже - с более отчетливым проявлением вклада нетеплового излучения ускоренных частиц.

Авторы благодарят Г.П. Чернова за полезную дискуссию. Работа поддержана грантами РФФИ 06-02-16838, 05-02-17105, 06-07-89002, договор ОФН-16.

### Литература

1. N.R. Sheeley, Jr.H. Warren, Y.M. Wang, *Astrophys. J.*, 2004, **616**, 1224-1231.
2. G.P. Chernov, *Space Science Rev.*, 2006, **127**, 195-326.

## КИНЕМАТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ПРИ РЕКОНСТРУКЦИИ ГЕЛИОСФЕРНОГО ТОКОВОГО СЛОЯ ПО СИНОПТИЧЕСКИМ КАРТАМ

Будник А.И., Понявин Д.И.

Физический факультет СПбГУ, Санкт-Петербург  
alexbudnik@gmail.com

Данная работа является продолжением работ [2] и [6]. Нами использовалась сравнительно простая модель восстановления ГТС. В качестве основания токового слоя рассматривалась нейтральная линия, получаемая в результате осреднения синоптических карт [2]. Восстановление ГТС сводится к двум простым операциям: трансляции и повороту.

Верификация модели проводилась по данным Ulysses. На рис. 1 и 2 представлены комбинированные графики полярности ММП и полярности поля полученной из модели, а так же скорость солнечного ветра за 1999 и 2000 гг., относящиеся к максимуму солнечной активности.

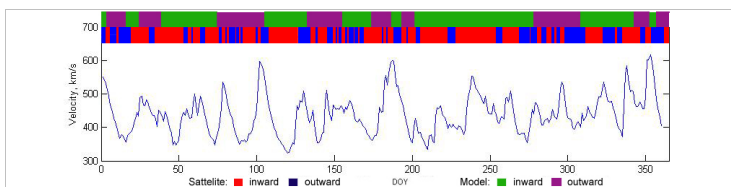


Рис. 1. (сверху вниз) изменение полярности ММП согласно нашей модели и Ulysses, скорость солнечного ветра, регистрируемая Ulysses с 1 января 1999 г. по 31 декабря 1999 г.

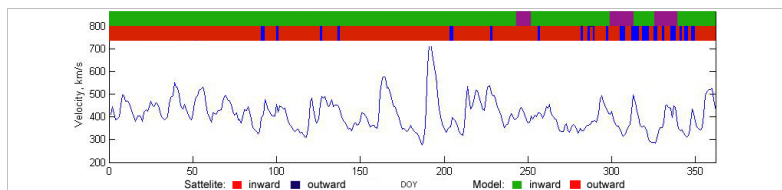


Рис. 2. (сверху вниз) изменение полярности согласно нашей модели и Ulysses, скорость солнечного ветра, регистрируемая Ulysses с 1 января 2000 г. по 31 декабря 2000 г.

Для оценки качества модели мы использовали технику, применяемую для предсказания погоды – так называемые таблицы случайных событий (contingency tables), см. Таблицу 1. Аналогичная методика так же широко используется при анализе моделей геоэффективности СМЕ в работах [3-5].

**Таблица 1.** Общий вид таблицы случайных событий, устанавливающий связь между экспериментальными данными и предсказанными событиями.

Prediction	Experiment		
	Yes	No	Total
Yes	a	b	a+b
No	c	d	c+d
Total	a+c	b+d	a+b+c+d

Рассчитываются следующие параметры:

$FAR = b/(a + b)$  - ложное предсказание (False Alarm Ratio)

$POD = a/(a + c)$  - вероятность зарегистрировать событие (Probability of Detection)

Параметр FAR показывает, насколько модель склонна давать ложные предсказания. В нашем случае – ложное пересечение секторной границы. POD – оценивает способность модели предсказывать пересечение ГТС.

Ниже в таблице 2 приведены результаты верификации для минимума солнечной активности. Очевидно, что в минимуме модель в целом отражает характер изменения ММП: количество верных предсказаний 59%, FAR 0.22, POD 0.72.

**Таблица 2.** Таблица случайных событий для минимума (1996 г.) и максимума солнечной активности (2000 г.).

Prediction	Minimum			Prediction	Maximum		
	Yes	No	Total		Yes	No	Total
Yes	68	21	89	Yes	87	48	135
No	26	0	26	No	89	0	89
Total	94	21	115	Total	176	48	224

В максимуме активности модель работает хуже (см. таблицу 2). Здесь FAR 0.27, POD 0.49, а количество верных предсказаний падает до 38%. Небольшое изменение параметра FAR, резкое падение POD и верных предсказаний связано, скорее всего, с тем, что модель недооценивает сложность процессов в максимуме солнечной активности.

### Литература

1. *Riley P., Linker J.A., Mikic Z.* Modeling the heliospheric current sheet: Solar cycle variations, *J Geophys. Res.*, 107, 10.1029/2001JA000299, 2002.
2. *Бажанов А.А., Понявин Д.И.*, Структура и организация магнитных полей на Солнце в цикле солнечной активности, Настоящий сборник.
3. *Kim R.-S. et al.* Forecast evaluation of the coronal mass ejection (CME) geoeffectiveness using halo CMEs from 1997 to 2003, *J Geophys Res*, 110, A11104, 2005.
4. *Kang S.-M. et al.* Coronal mass ejection geoeffectiveness depending on field orientation and interplanetary coronal mass ejection classification, *J Geophys Res*, 111, A05102, 2006.
5. *McKenna-Lawlor et al.* Near real-time predictions of the arrival at Earth of flare-related shocks during Solar Cycle 23, *J Geophys Res*, 111, A11103, 2006.
6. *Будник А.И., Понявин Д.И.* Реконструкция гелиосферного токового слоя. Труды X Пулковской Международной конференции по физике Солнца, 6-8 сентября 2006г., ГАО, Пулково, Санкт-Петербург, 2006, с.183-188.

## **ФРАКТАЛЬНАЯ РАЗМЕРНОСТЬ КАК ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ ПРИЗНАК ПОТОКОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА**

**Вальчук Т.Е.**

*ИЗМИРАН им.Н.В.Пушкова, г.Троицк М.о. e-mail:val@izmiran.ru*

## **FRactal Dimension as Diagnostic Feature of Solar Wind Flows**

**Val'chuk T.E.**

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS, Moscow reg., Troitsk, e-mail: val@izmiran.ru*

### **Abstract**

*Radial escaping of solar wind with interplanetary magnetic field beyond  $10 R_{Sun}$  into all over space of the heliosphere is the manifestation of the open solar magnetosphere. Fractal method is widely adapted oneself to the investigation of solar atmosphere phenomena (sunspots, flares). Solar magnetosphere characteristics may be studied by means of fractal dimension calculations of plasma and IMF parameters of solar wind near the Earth. In our early works we performed calculations of fractal dimension of high speed SW flows from equatorial and trans-equatorial CHs. That fractal dimension value equals  $\sim 1.7-1.9$ . In present work we choose the heliosphere plasma layer as the subject of investigations. Fractal characteristics of HPL were calculated in the minimum of solar cycle 23. The transition of heliosphere plasma layer is revealed as the deep FD falls down to 1.5 in the most cases. The sharp decrease of the FD is the feature of another fractal structure in HPL region. It may be concluded, that FD values reflected the HPL transition in the characteristic manner. If the geophysical disturbance is not valuable, the FD pictures are similar to each other, showing the FD falls, connected with HPL transition. SW plasma is the fractal medium, reflecting in FD the sector structure transitions.*

### **1. Введение**

В последнее время фрактальность плазмы [1] солнечного ветра (СВ) широко обсуждается, поскольку наличие в ней вложенных структур, а именно: потоковых трубок, позволяет исследовать их характерные особенности, применяя вычислительные методы, в частности, метод Хигучи [2]. Вычисления фрактальной размерности [3] стали возможны благодаря наличию однородных рядов данных, полученных КА ACE и Wind в околоземном космосе, вне магнитосферных пределов.

Известно, что к Земле поступает СВ из экваториального пояса Солнца, причем задержка в прохождении СВ от Солнца до орбиты Земли определяется величиной скорости СВ, которая варьируется в довольно широких пределах, их можно обозначить в самом общем виде, как  $200 \text{ км/с} < V_{sw} < 1000 \text{ км/с}$ . Привлекая данные о проявлениях солнечной активности (СА) на диске Солнца, а именно: характеристики магнитных полей на магнитограммах MDI, сведения о наличии и расположении солнечных пятен,

активных областей, вспышечных событий, наличии выбросов коронального вещества по данным LASCO, солнечной короне и локализации корональных дыр (КД) по снимкам SOHO, привлекая сведения о потоке радиоизлучения и рентгена, т.е. пользуясь всем объемом доступной информации, можно с определенностью идентифицировать происхождение потоков СВ [4]. Безусловно, наиболее определенно проявляются высокоскоростные потоки СВ из трансэкваториальных или экваториальных КД [5], для них характерна сопровождающая их появление область коротации (взаимодействия с более медленными потоками СВ при распространении высокоскоростных потоков). Именно эта область известна в геофизике, как причина усиления геомагнитной возмущенности, сопровождающая проявления рекуррентных возмущений при повторяющихся прохождениях долгоживущих КД. Вспышечные спорадические потоки, обеспеченные вспышками в геоэффективной центральной части диска Солнца, вызывают геомагнитные бури, наиболее сильно возмущающие магнитосферу [6]. Тем же свойством обладают выбросы корональной массы, достигающие магнитосферных пределов на орбите Земли.

Приходящие от Солнца к Земле плазменные потоки взаимодействуют с магнитосферой, что проявляется в вариациях геомагнитного поля. При этом магнитосферная возмущенность тоже несет информацию о характеристиках потоков СВ, являясь дополнительным источником их идентификации.

Вариации секторной структуры межпланетного магнитного поля, обнаруженные ранее в наземных данных, теперь определяются по данным ММП с КА. Секторы ММП в околоземном космосе разделяет гелиосферный плазменный слой (ГПС), представляющий собой проявление долговременной СА. В минимуме СА ГПС представляет собой наиболее уплощенный к плоскости эклиптики вариант волнистой поверхности, разделяющей S и N полярности полусфер Солнца. Движение Земли по орбите сопровождается переходами ГПС при изменении секторной структуры. Организация плазменных структур в СВ может служить источником сведений о прохождении ГПС, подтвердим это вычислениями фрактальной размерности (ФР).

## **2. Выбор данных и математическая обработка**

Нами использованы данные спутника Wind, имеющие достаточно равномерную временную дискретизацию и незначительное количество пропусков в регистрации параметров плотности  $N$  и компонентов скорости  $V_x, V_y, V_z$  плазмы СВ. Отметим, что для фрактальных расчетов требуются ряды данных без пропусков, поэтому предварительная обработка параметрического ряда состоит в контроле равномерности временных интервалов, коррекции единичных и кратных пропусков в данных, после чего по методу Хигучи [2] с помощью скользящего временного окна  $W = 6$  часов с ша-

гом в 3 часа производится расчет ФР на всей протяженности измерений плазменных параметров плотности и скорости СВ, за исключением немногочисленных периодов отсутствия данных. Именно метод Хигучи [2], как полагают, позволяет выявить реальные физические изменения в плазме СВ по вариациям ФР: потоки из корональных дыр и вспышечные потоки имеют совершенно различное представление при оценке их ФР. Это было предметом первых работ, в которых определилась методика фрактальных расчетов [3, 5].

### 3. Фрактальная размерность в диагностике потоков СВ

Величины ФР для потоков из КД равны 1,7-1,9 [3,5]. При прохождении гелиосферного плазменного слоя выявляется резкое уменьшение ФР до величин порядка 1,5. Идентичные проявления подтверждаются в [7] по всему массиву обработки 2006-2007 гг.

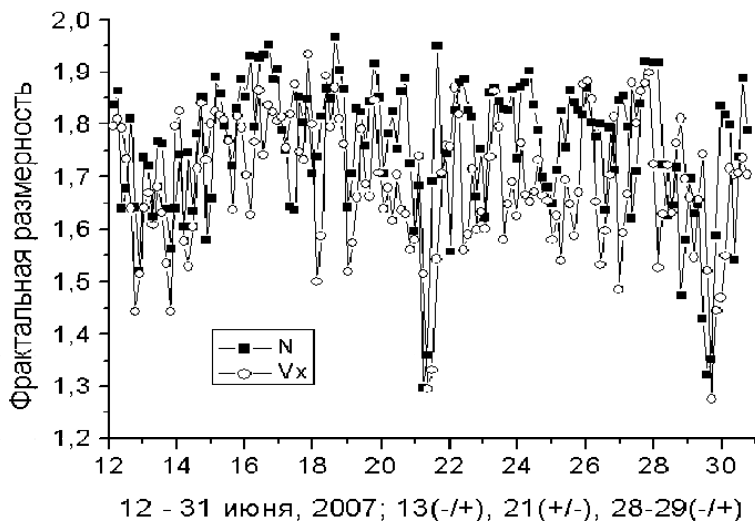


Рис. 1.

На рис.1 приведены типичные расчеты ФР при прохождении ГПС.

Отметим, что спорадические вспышечные потоки и коротящие регионы в СВ характерны резкими перепадами величин ФР, не имеющими систематических вариаций. Это обусловлено плотными гофрированными слоями плазмы, перемежающимися с разрежениями; систематизацию таких потоков планируем осуществить по мере развития СА в 24 цикле, по мере ее возникновения и нарастания.

#### **4. Заключение**

Плазменная среда СВ в околоземном космосе является фрактальной, расчетные параметры ФР колеблются от 1,1 до 2,0. Это свидетельствует о возможности использования фрактальных методов при обработке параметрических рядов плазмы СВ. Развитие методов фрактального анализа и интерпретация получаемых результатов позволяет отождествлять потоки СВ на расстоянии 1а.е., что очень важно при рассмотрении солнечно-земных связей. На орбите Земли анализируется результат прохождения СВ от Солнца до Земли, поскольку многоточечные измерения на пути прохождения СВ вблизи эклиптики пока отсутствуют. Диагностика потоков надежно выявляет высокоскоростные потоки СВ с ФР~1,7-2,0; прохождения ГПС соответствуют уменьшению величин ФР до 1,5. ФР становится ниже при наличии области коротации, в которой плазменные параметры характерно изменяются. Возмущенные потоки СВ имеют проявления нерегулярных вариаций ФР, поскольку их плазменные трубки содержат плазму, гораздо более неоднородно распределенную в существенно отличном от спокойного ММП. Дальнейшие исследования позволяют уточнить диагностические признаки потоков СВ при обработке фрактальными методами.

Работа поддержана РФФИ, грант № 07-02-10015.

#### **Литература**

1. Могилевский Э.И., Фракталы на Солнце. М.: ФИЗМАТЛИТ, 152 с., 2001.
2. Higuchi, T., Approach to an irregular time series on the basis of the fractal theory. *Physica, D31*, p.277-283, 1988.
3. Val'chuk, T.E., E.I. Mogilevsky, V.I. Odintsov, Recurrent CH in 4 Carrington rotations (September - December 2000). *Proceedings "Problems of Geocosmos", Editors: V.S. Semenov et al., SPb., P. 30-34, 2002.*
4. Ivanov, K.G., Solar sources of interplanetary plasma stream at the Earth's orbit. *International Journal of Geomagnetism and Aeronomy*, V. 1, N1, p. 1-8, 1998.
5. Вальчук Т.Е., Могилевский Э.И., Одинцов В.И. Рекуррентная экваториальная корональная дыра на Солнце и ее проявления в солнечном ветре и магнитосфере Земли. *Геомагнетизм и аэрномия*, Т.44, №1, С. 16–27, 2004.
6. Иванов К.Г. Геомагнитные экстратури 23 цикла от солнечных источников на активных долготах. *Геомагнетизм и Аэрномия*. Т.43. №4. С.435-441. 2003.
7. Valchuk, T.E. Fractal characteristics of heliosphere plasma layer transitions in 2006. *Proceedings of the 30<sup>th</sup> Annual Seminar Physics of Auroral Phenomena, February 27 – March 3, 2007., Apatity, Print. Kola Science Centre RAS, 2007.*



## **ПОЛЯРНАЯ И НИЗКОШИРОТНАЯ АКТИВНОСТЬ В ПЕРИОД 1887-1914 ГОДЫ**

**Васильева В.В., Тлатов А.Г.**

*Кисловодская Горная станция ГАО РАН, solar@narzan.com*

## **POLAR AND LOW-LATITUDE ACTIVITY DURING 1887-1914**

**Vasil'eva V.V., Tlatov A.G.**

*Kislovodsk solar station of the Pulkovo Observatory*

### **Abstract**

*The data of observation of prominences in H-alpha line, and also faculae are processed according to Wolfer's atlases for the period of 1887-1899 and observation in observatory Kodaikanal for period 1904-1914. Latitude-time distributions of activity for this period are constructed. The analysis of high-altitude and low-latitude activity on faculae and waves of large-scale magnetic field reversal is carried out.*

### **Введение**

Восстановление и анализ различных индексов солнечной активности за длительный период времени является важной задачей. Наиболее длинный ряд накоплен по солнечным пятнам. Этот ряд позволил выявить долговременные вариации солнечной активности. В то же время, регулярные и эпизодические наблюдения различных проявлений солнечной активности, проводящихся с конца прошлого века, позволяют восстановить и изучить солнечную активность по другим индексам: факелам и протуберанцам. Такие данные позволяют изучить как низкоширотную, так и высокоширотную активность.

### **Данные и их обработка**

Для исследования активности в 13 и 14 циклах использовались два ряда данных: Атласы Вольфера [1-4], охватывающие период 1887-1899 гг., и данные, полученные на основе наблюдений на обсерватории Кодайканал за период 1904-1914 гг.

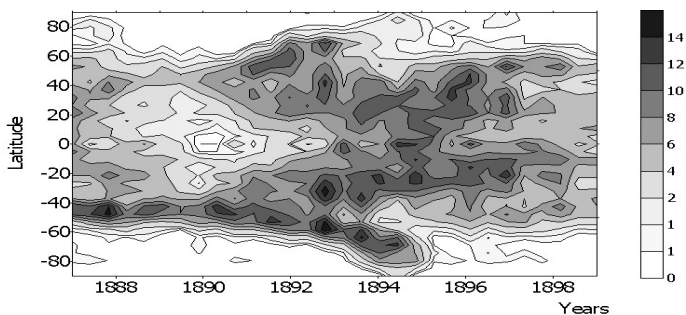
В атласах Вольфера [1-4] представлена информация о пятнах, факелах и протуберанцах. Обработка атласов Вольфера проводилась по следующей методике. Все синоптические карты (обороты N 352-513 в системе Шперера) были отсканированы. На отсканированном изображении синоптической карты накладывалась сетка по положению левого верхнего и правого нижнего угла. Далее запускалась процедура автоматического распознавания элементов активности. Исходными данными для периода 1904-1914 гг. были наблюдения, выполненные на обсерватории Кодайканал (Индия). Наблюдения протуберанцев и диска Солнца в линии K-CaII проводились с 1904 года. Предварительная обработка положений протуберанцев была

проведена В.И. Макаровым. Протуберанцы западного и восточного лимбов были нанесены на синоптические карты в виде линий синего или красного цвета соответственно. Эти данные широтного положений протуберанцев, долготной протяженности и индекса принадлежности к западному или восточному лимбу были оцифрованы в виде соответствующих таблиц. Общее число занесенных протуберанцев составило 29862.

### **Анализ активности в 13 и 14 циклах**

По полученным данным были построены широтно-временные распределения и распределения числа и площадей различных индексов солнечной активности.

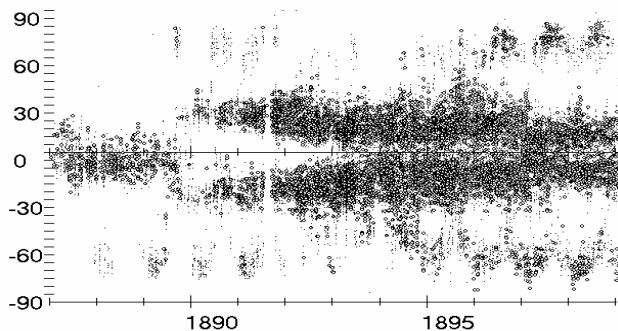
На рис.1 представлена широтно-временная диаграмма распределения протуберанцев по данным Вольфера. Из диаграммы видно, что протуберанцы, концентрируясь на широтах 40-45°, дрейфуют к полюсам. Т.к. протуберанцы являются трассерами нейтральных линий, то можно сказать, что они отражают дрейф нейтральной линии к полюсам и также показывают момент переполусовки. О зонах концентрации протуберанцев, дрейфующих к полюсам, упоминается у Вальдмайера [5], он назвал их “zone lies”. В южном полушарии переполусовка произошла в 1894 г., что касается северного полушария, то переполусовка имела сложный и достаточно продолжительный характер, она длилась с 1894 по 1897 год. Вероятно, характер и продолжительность переполусовки закладывается в то время, когда образуется зона концентрации протуберанцев.



**Рис.1.** Широтно-временная диаграмма распределения протуберанцев по данным Вольфера.

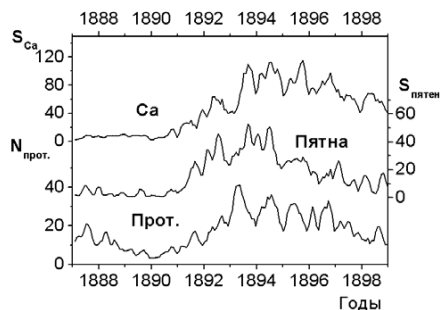
На рис.2 представлено широтно-временное распределение факелов по данным Вольфера. Этот график демонстрирует как низкоширотную, так и высокоширотную активность в 13 цикле. Одновременно можно наблюдать дрейф низкоширотных факелов к экватору и дрейф полярных факелов к полюсам. Для полярных факелов отчетливо видна годовая флуктуация, связанная с тем, что в течение года Солнце больше наклонено к нам то се-

верным, то южным полюсом, (когда наклонено северным полюсом наблюдается больше полярных факелов в северном полушарии и наоборот).



**Рис. 2.** Широтно-временное распределение факелов по данным Вольфера.

Для низких широт за период 1887-1899 гг. были построены распределения: числа протуберанцев, площадей пятен и площадей факельных полей, усредненных за кэррингтоновский оборот (рис.3). Максимальное число протуберанцев наблюдалось на низких широтах в 1894 году, также как и площадей пятен. В распределении факельных полей выделяется 3 максимума, но все же максимальная площадь факелов приходится на 1896 год, т.е. на 2 года позже, чем максимумы в распределении пятен и протуберанцев.



**Рис. 3.** Среднее за кэррингтоновский оборот площадь факелов, площадь пятен и число протуберанцев для низкоширотной зоны ( $45^\circ \pm 45^\circ$ ).

Для высоких широт были построены распределения площади полярных факелов и числа протуберанцев отдельно для южного и северного полушария (рис.4).

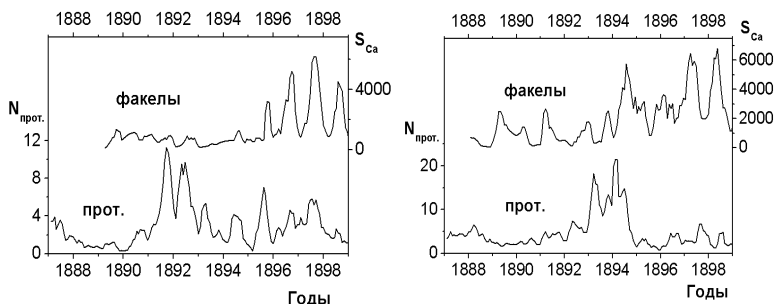


Рис. 4. Среднее за кэррингтоновский оборот площадь факелов и число протуберанцев для широт  $>45^\circ$  для северного (слева) и для южного (справа) полушарий.

Максимум в распределении полярных факелов наблюдался в северном полушарии в конце 1897 года, а южном – в начале 1898 года. Максимальное число протуберанцев на высоких широтах в северном полушарии приходится на конец 1891 года, а в южном полушарии – на 1894 год, т.е. на тот год, когда происходила переполусовка.

Нужно отметить, что в этих данных наблюдается довольно значительная модуляция числа протуберанцев, вызванная сезонными (вероятно погодными) изменениями. К тому же наблюдения на обсерватории Кодайканал начались с 1904 года, вероятно в первые годы менялась система наблюдений. Поэтому наблюдается некоторое несоответствие в распределении пятен и протуберанцев. Однако можно отметить, что в северном полушарии на момент переполусовки наблюдается пик в распределении протуберанцев на высоких широтах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ N 06-02-16333 и программе президиума РАН.

### Литература

1. *Wolfer A.* Beobachtungen der sonnenoberflacher in den janren – Zurich, **1**, (1897).
2. *Wolfer A.* Beobachtungen der sonnenoberflacher in den janren – Zurich, **2**, (1899).
3. *Wolfer A.* Beobachtungen der sonnenoberflacher in den janren – Zurich, **3**, (1902).
4. *Wolfer A.* Beobachtungen der sonnenoberflacher in den janren – Zurich, **4**, (1909).
5. *Waldmaeier M.* Solar Phys., **28**, 391 (1973).

## **РОЛЬ ФРОНТАЛЬНЫХ ЗОН В ФОРМИРОВАНИИ ЭФФЕКТОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В ВАРИАЦИЯХ ИНТЕНСИВНОСТИ ЦИКЛОГЕНЕЗА УМЕРЕННЫХ ШИРОТ**

**Веретененко С.В.**

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург,  
e-mail: SvetaVeretenenko@mail.ru*

## **IMPORTANCE OF FRONTAL ZONES IN THE FORMATION OF SOLAR ACTIVITY EFFECTS ON CYCLOGENESIS INTENSITY AT MIDDLE LATITUDES**

**Veretenenko S.V.**

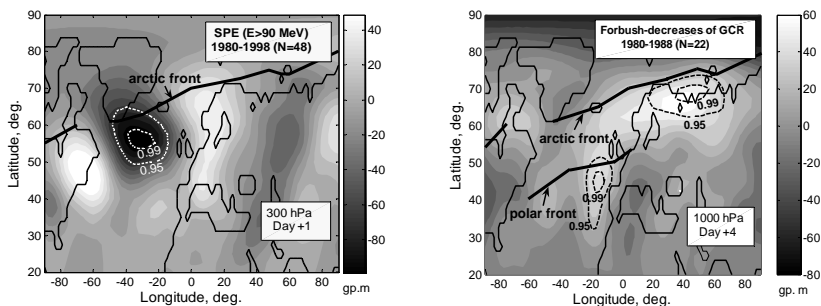
*Ioffe Physico-Technical Institute RAS, S.-Petersburg*

### **Abstract**

*Importance of frontal zones in solar activity and cosmic ray variation effects on intensity of baric systems on different time scales is discussed. It is shown that the intensification of cyclones associated with solar proton events (SPE) as well as the intensification of anticyclones during Forbush-decreases of galactic cosmic rays is due to the advective temperature changes in the regions of climatic frontal zones. The long-term oscillation of the Arctic frontal zone position with the period close to the Gleissberg cycle period was found near the Greenland coast (which is the region of most intensive cyclogenesis). This oscillation was shown to result in ~80-yr periodicity of cyclonic processes in the North Atlantic and to influence the amplitude and the location of the region of cyclone deepening associated with SPE. It may also be a possible reason of the amplitude modulation of the 11-yr harmonic in pressure oscillations in the North Atlantic. The results obtained suggest that a mechanism of solar activity influence of the baric system development at middle latitudes involves some changes in the frontal zone characteristics (temperature gradients and location) which are due to the variations in the thermo-baric field structure in the troposphere on different time scales. These variations in turn may result from the changes in the radiation budget associated with secular oscillations of solar luminosity or/and with cosmic ray effects on the cloudiness state.*

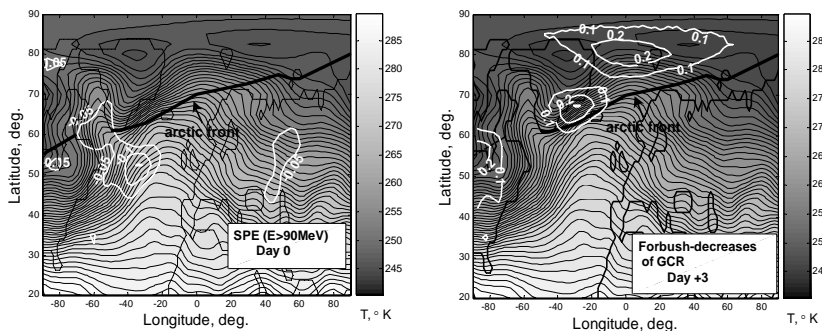
Важной особенностью строения поля температуры тропосферы является неравномерность распределения горизонтальных градиентов температуры. Зоны наибольших градиентов температуры в слое 1000-500 гПа – т.н. высотные фронтальные зоны (ВФЗ) – обычно наблюдаются у восточных берегов континентов, что обусловлено существенным различием тепловых характеристик воздушных масс, формирующихся над материками и океанами в холодный период. В нижней части ВФЗ формируются атмосферные фронты (узкие переходные области между воздушными массами с различными тепловыми свойствами), с которыми связаны образование и эволюция внетропических циклонов [1]. В настоящей работе обсуждается роль ВФЗ в физическом механизме влияния солнечной активности на развитие барических образований в умеренных широтах.

Исследования показали [2,3], что наибольшие изменения давления (высот изобарических уровней) в связи с солнечными протонными событиями (СПС) и форбуш-понижениями галактических космических лучей (ГКЛ) происходят в районах наиболее вероятного формирования главных атмосферных фронтов и соответствующих ВФЗ: арктического фронта, разделяющего арктический воздух и воздух умеренных широт, и полярного фронта, разделяющего воздух умеренных широт и тропический (рис.1). Наблюдаемые изменения давления обусловлены интенсификацией циклонов после СПС и антициклонов в ходе форбуш-понижений ГКЛ.



**Рис.1.** Средние изменения высот изобарических уровней в связи с вариациями КЛ. Штриховыми линиями показан уровень значимости наблюдаемых эффектов согласно критерию Стьюдента, черными линиями – климатическое положение фронтов [4].

Усиление циклонических/антициклонических процессов в области ВФЗ связано с наличием высоких температурных контрастов, создающих благоприятные условия для адвективных изменений температуры  $(\delta T / \delta t)_a$  (локальных изменений температуры, обусловленных горизонтальным переносом воздушных масс), играющих важную роль в эволюции барических образований. Известно, что адвекция холода порождает новый или усиливает уже существующий циклонический вихрь, тогда как адвекция тепла – антициклонический [1]. Действительно, исследование показало, что в день начала СПС имеет место резкое увеличение адвекции холода (отрицательные значения вариаций  $(\delta T / \delta t)_a$ ) в районе юго-восточного побережья Гренландии, на следующий день после которого давление достигает минимума (рис.2а). В ходе форбуш-понижений ГКЛ максимуму давления, наблюдаемому над арктическим побережьем Евразии, предшествует усиление адвекции тепла (рис.2б). Таким образом, интенсификация циклонических (антициклонических) процессов в связи с теми или иными вариациями КЛ обусловлена усилением адвекции холода (тепла) в районах наибольших температурных контрастов – арктической ВФЗ, что свидетельствует об изменении ее характеристик.

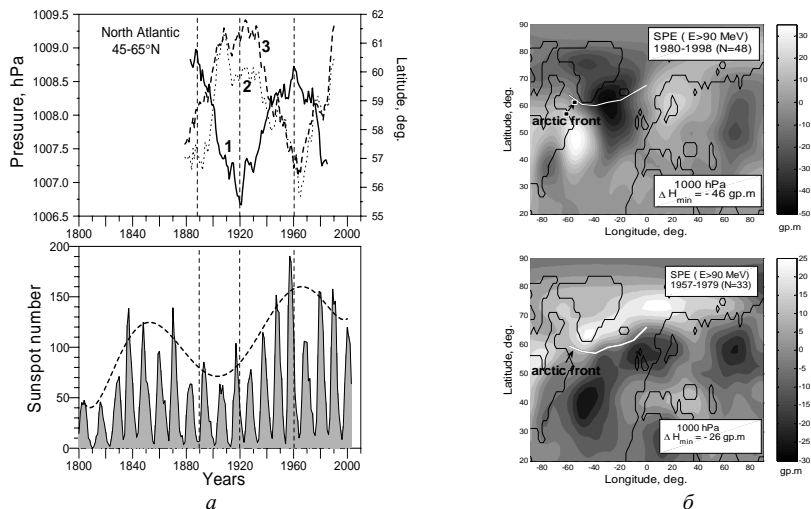


**Рис.2.** Средние отклонения адвективных изменений температуры ( $^{\circ}\text{C}/\text{час}$ ) в связи с вариациями КЛ. Тонкими линиями показаны изотермы слоя 1000-700 гПа в январе.

ВФЗ играют, по-видимому, важную роль и в формировании эффектов солнечной активности на длительных временных шкалах [5]. Показано [6], что климатическое положение (широта) арктической ВФЗ в Северной Атлантике испытывает колебания с периодом  $\sim 80$  лет, наиболее четко выраженные у юго-восточных берегов Гренландии (долготы  $\lambda=40-50^{\circ}\text{W}$ ), где в холодный период преобладает возникновение циклонов. Эти колебания приводят к изменению интенсивности циклогенеза над всей областью умеренных широт Северной Атлантики. Видно (рис.3а), что в минимуме или на спаде цикла Глайсберга наблюдается смещение арктической ВФЗ к северу, что сопровождается усилением циклогенеза, тогда как на фазе роста солнечной активности ВФЗ смещается к югу и циклогенез ослабевает. Таким образом, влияние вековых вариаций солнечной активности на интенсивность циклогенеза в умеренных широтах также связано с изменениями характеристик (положения и, по-видимому, температурных градиентов) арктической ВФЗ.

Следует отметить, что вековые колебания положения арктической ВФЗ приводят также к смещению области углубления циклонов в связи с СПС и изменению амплитуды эффекта (рис.3б). Возможно также модулирующее воздействие вековых колебаний ВФЗ на амплитуду 11-летней гармоника, что приводит к появлению линий 9 и 12 лет в спектре колебаний приземного давления в Северной Атлантике [5,6].

Полученные результаты свидетельствуют о том, что механизм влияния солнечной активности и вариаций КЛ на интенсивность внетропического циклогенеза на разных временных шкалах включает изменение характеристик ВФЗ. Поскольку формирование ВФЗ тесно связано с неоднородностью поля температуры, можно предположить, что явления солнечной активности приводят к изменению структуры термобарического поля умеренных и высоких широт, вызывающему смещение положения ВФЗ, изменение температурных контрастов и взаимного расположения изогипс



**Рис.3.** *a* – долгопериодные колебания приземного давления в Северной Атлантике в холодное полугодие (1) [5] и широты арктического фронта у юго-восточного побережья Гренландии (2 – 50°W; 3 – 40°W) [6]; *б* – эффекты СПС в вариациях давления в зависимости от климатического положения ВФЗ.

и изотерм, что способствует более интенсивной адвекции тепла/холода. Изменения структуры термобарического поля могут быть обусловлены изменениями радиационно-теплового режима в связи с вековыми колебаниями светимости Солнца, а также эффектами КЛ в вариациях состояния облачности

Работа поддержана Программой Президиума РАН №16 “Изменения окружающей среды и климата: природные катастрофы”.

### Литература

1. Воробьев В.И. Синоптическая метеорология. Л.: Гидрометеиздат, 1991.
2. Veretenenko S.V., Thejll P. // Adv.Space Res., 2005, 35(3), 470-475.
3. Веретененко С.В., Артамонова И.В. // Труды конференции “Солнечная активность как фактор космической погоды”, 4-9 июля 2005 г., СПб, Пулково, 11-16.
4. Хромов С.П., Петросянци М.А. Метеорология и климатология. М.: МГУ, 1994.
5. Веретененко С.В. и др. // Изв. РАН, Сер. физ., 2007, 71(7), 1041-1043.
6. Веретененко С.В. и др. // Геомагн. Аэроном., 2007, 47(3), 399-406.



## **ВАРИАЦИИ КОНЦЕНТРАЦИИ СТРАТОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ В ХОДЕ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОННЫХ СОБЫТИЙ ЯНВАРЯ 2005 ГОДА ПО ДАННЫМ GOMOS**

**Веретененко С.В.<sup>1</sup>, Софиева В.Ф.<sup>2</sup>, Ивлев Л.С.<sup>3</sup>, the GOMOS team<sup>2,4-8</sup>**

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург,  
E-mail: SvetVeretenenko@mail.ru

<sup>2</sup>Финский метеорологический институт, Хельсинки, Финляндия,  
E-mail: viktorija.softeva@fmi.fi

<sup>3</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург,  
E-mail: lev@aero.phys.spbu.ru

<sup>4</sup>Service d'Aeronomie, France; <sup>5</sup>IASB, Belgium; <sup>6</sup>ACRI-ST, France; <sup>7</sup>ESA/ESRIN, Italy;  
<sup>8</sup>ESA/ESTEC, Netherlands

## **VARIATIONS OF STRATOSPHERIC AEROSOL CONCENTRATION DURING SOLAR PROTON EVENTS IN JANUARY 2005 AS SEEN BY GOMOS**

**Veretenenko S.V.<sup>1</sup>, Sofieva V.F.<sup>2</sup>, Ivlev L.S.<sup>3</sup>, the GOMOS team<sup>2,4-8</sup>**

<sup>1</sup>Ioffe Physico-Technical Institute RAS, St.-Petersburg, Russia

<sup>2</sup>Finnish Meteorological Institute, Helsinki, Finland

<sup>3</sup>St.-Petersburg State University, St.-Petersburg, Russia

<sup>4</sup>Service d'Aeronomie, France; <sup>5</sup>IASB, Belgium; <sup>6</sup>ACRI-ST, France; <sup>7</sup>ESA/ESRIN, Italy;  
<sup>8</sup>ESA/ESTEC, Netherlands

### **Abstract**

*In this work, we analyzed observations of aerosol concentration in January 2005 by the GOMOS (Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars) instrument on board the Envisat satellite. A noticeable increase of stratospheric aerosol concentration is revealed at high latitudes (72N) during solar proton events 15, 16 and 17 January (increase of particle flux in the energy range 165-500 MeV), as well as 20 January (Ground Level Enhancement). We assume that the increased aerosol concentration might be due to the increase of stratospheric ionization related to the events under study.*

В настоящее время в качестве одного из возможных механизмов влияния солнечной активности на циркуляцию нижней атмосферы, погоду и климат рассматриваются изменения радиационно-теплового баланса атмосферы вследствие изменений прозрачности атмосферы в видимом и инфракрасном диапазоне (напр., [1]). Предполагается, что причиной изменений прозрачности могут быть вариации состояния облачности и/или аэрозольных характеристик (концентрации и размеров аэрозольных частиц) вследствие изменений скорости ионизации в стратосфере/верхней тропосфере, обусловленных вариациями потока солнечных и галактических космических лучей с энергиями от ~0.1 до нескольких ГэВ.

Влияние различных солнечно-геофизических факторов на образование аэрозолей исследовалось в работах [2-4] с использованием данных ли-

дарных наблюдений. В настоящей работе приводятся результаты наблюдений аэрозольной концентрации (АК) во время мощных солнечных протонных событий (СПС) 15, 16 и 17 января 2005 г., сопровождавшихся возрастанием потока частиц в диапазоне 165-500 МэВ, а также 20 января (Ground Level Enhancement) (рис. 1а) по данным инструмента GOMOS.

GOMOS (Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars) представляет собой спектрометр, установленный на борту спутника Европейского космического агентства Envisat, запущенного в марте 2002 г. Принцип работы GOMOS – измерения спектра звездного излучения при заходе звезды в ультрафиолетовом, видимом и ближнем инфракрасном диапазонах длин волн. GOMOS позволяет восстанавливать вертикальные профили концентраций озона и других малых составляющих атмосферы ( $\text{NO}_2$ ,  $\text{NO}_3$  и др.), а также аэрозольной экстинкции. Измерения охватывают диапазон высот от ~5-10 км до 100 км, вертикальное разрешение составляет ~2 км [5]. Наблюдения самой яркой звезды, Сириуса, были использованы для анализа; они имеют наилучшую точность.

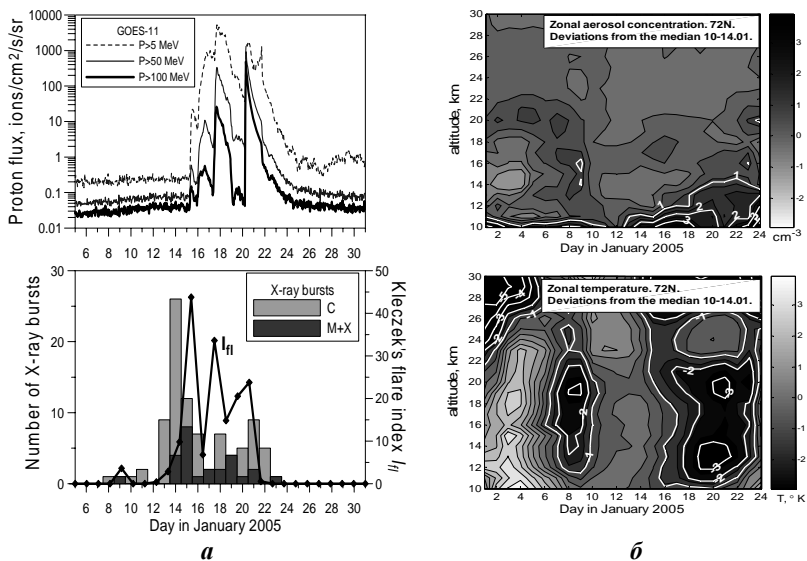


Рис.1.

Данные наблюдений обнаружили заметное увеличение зональных значений АК в нижней стратосфере/верхней тропосфере начиная с середины января 2005 г., наиболее четко выраженное на высотах 10-12 км и сопровождавшееся понижением температуры выше области формирования аэрозольного слоя (рис. 1б). Указанный эффект обнаружен как над океаном

(Сев. Атлантика, 20°W-20°E), так и над материковой поверхностью. Над материком увеличение АК в ходе СПС 15, 16 и 17.01 наблюдалось в диапазоне высот 10-20 км и имело 2 максимума: на 10 км (отклонения от медианных значений  $\sim 4-4.5 \text{ см}^{-3}$ ) и на 16-20 км ( $\sim 0.5 \text{ см}^{-3}$ ). Последний совпадает с областью высот, которую могут достигать частицы с энергиями 165-500 МэВ, и аэрозольным слоем Юнге, состоящим из микрокапель серной кислоты). После 20.01(GLE) аэрозольная концентрация возросла на 18-22 км (до  $1 \text{ см}^{-3}$ ) и на 10-14 км (до  $7 \text{ см}^{-3}$ ). Над Сев. Атлантикой АК увеличивалась в диапазоне высот 10-14 км (максимумы на высотах 10 и 12 км), при этом амплитуда возрастания на высоте 10 км примерно вдвое больше, чем над материковой поверхностью (рис.2).

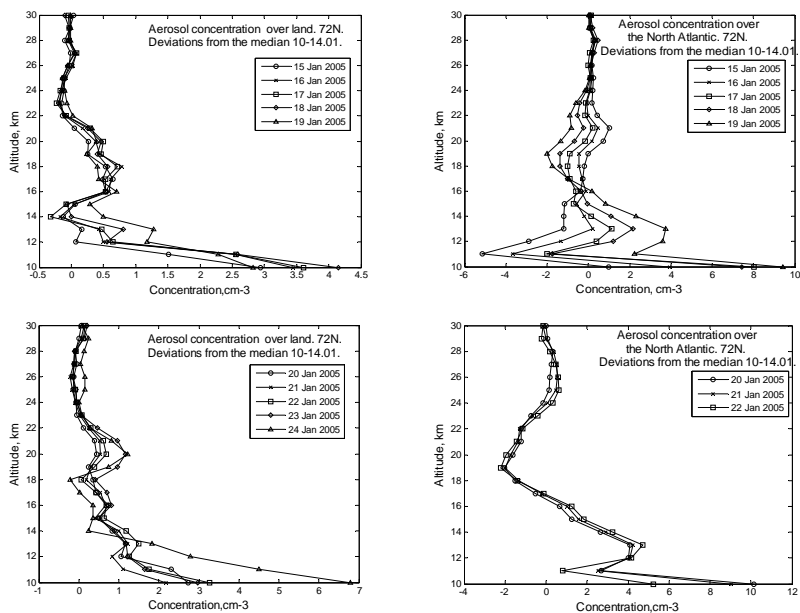


Рис.2.

Как показал анализ метеорологической ситуации, увеличение АК в исследуемом широтном поясе практически не зависело от характера эволюции барических систем. Над Атлантикой, где в холодную часть года имеет место интенсивный циклогенез и резкие колебания давления, эффект наблюдался на фоне как углубляющегося циклона (15-20.01), так и мощного антициклона (20-30.01). Над материковой поверхностью колебания давления выражены менее существенно, тем не менее, характер изменений АК остается тем же. Таким образом, можно предположить, что на

блюдаемые изменения АК в значительной степени обусловлены изменениями скорости ионизации в стратосфере в связи с исследуемыми СПС. Это согласуется с данными [2-3], свидетельствующими об увеличении содержания стратосферного аэрозоля на высотах 10-15 км после мощных СПС.

Увеличение АК в связи с увеличением скорости ионизации может быть обусловлено как “ion-mediated nucleation”, так и электрическими механизмами [6]. В первом из них предполагается, что конденсация на заряженных молекулярных кластерах серной кислоты и воды приводит к образованию новых аэрозольных частиц, которые при определенных условиях могут достичь размеров облачных ядер конденсации (0,1-1 мкм). Данный механизм непосредственно зависит от скорости ионизации атмосферы потоками космических лучей. Усиление аэрозольной концентрации в области высот 15-20 км (слой Юнге), которых могут достигать частицы с энергиями 165-500 МэВ, по-видимому, может быть обусловлено указанным механизмом.

Электрические механизмы предполагают влияние вариаций космических лучей, а также локального ионосферного потенциала, на величину атмосферного тока, создающего начальную электризацию облака, которая в свою очередь влияет на величину электростатического заряда аэрозольных частиц и водяных капелек. Наличие электрических зарядов способствует более эффективному собиранию аэрозольных частиц падающими облачными каплями (“electroscavenging”). Результатом данного процесса может быть увеличение скорости образования ледяных частиц в облаках, состоящих из переохлажденной воды [6]. С электрическими механизмами может быть связано формирование аэрозолей на высотах 10-12 км во время СПС 15-17.01 с энергиями частиц <500 МэВ, недостаточными для попадания на эти высоты.

Работа поддержана Программой Президиума РАН №16 “Изменения окружающей среды и климата: природные катастрофы”.

### **Литература**

1. Пудовкин М.И., Распопов О.М. // Геомагн. Аэроном., 1992, 32, 1-22.
2. Shutilov O.I. et al. // Ann. Geophysicae, 1996, 14, 1119-1123.
3. Миронова И.А., Пудовкин М.И. // Геомагн. Аэроном., 2005, 45, 234-240.
4. Маричев В.Н. и др. // Геомагн. Аэроном., 2004, 44, 841-848.
5. Kyrölä E. et al. // Adv. Space Res., 2004, 32, 1020-1028.
6. Tinsley B.A. // Space Sci. Rev., 2000, 94, 231-258.

## ДОЛГОТНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФОТОСФЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЦА

**Вернова Е.С.<sup>1</sup>, Тясто М.И.<sup>1</sup>, Баранов Д.Г.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, С.-Петербург, Россия;  
e-mail: helena@EV13934.spb.edu

<sup>2</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия

## LONGITUDINAL DISTRIBUTION OF THE SUN'S PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELDS

**Vernova E.S.<sup>1</sup>, Tyasto M.I.<sup>1</sup>, Baranov D.G.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>IZMIRAN, St.-Petersburg Filial; St.-Petersburg, Russia;  
e-mail: helena@EV13934.spb.edu

<sup>2</sup>A.F. Ioffe Physical-Technical Institute, St.-Petersburg, Russia

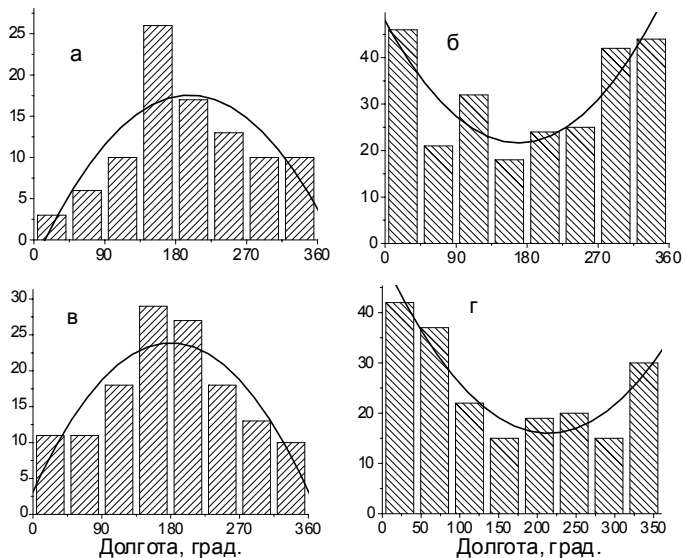
### Abstract

*Longitudinal distributions of the photospheric magnetic field studied on the base of National Solar Observatory (Kitt Peak) data (1976–2003) displayed two oppo-site patterns during different parts of the 11-year solar cycle. Heliolongitudinal distributions differed for the ascending phase and maximum of the solar cycle on one hand and for the declining phase and minimum on the other depicting maxima around two roughly opposite Carrington longitudes (180° and 0°/360°). Thus the maximum of the distribution shifted its position by 180° with the transition from one characteristic period to the other. Two characteristic periods correspond to different situations occurring in the 22-year magnetic cycle of the Sun, in the course of which both global magnetic field and the magnetic field of the leading sunspot in a group change their sign. During ascending phase and maximum (active longitude 180°) polarities of the global magnetic field and those of the leading sunspots coincide, whereas for the declining phase and minimum (active longitude 0°/360°) the polarities are opposite. The observed change of active longitude is closely connected with the polarity changes of Sun's magnetic field in the course of 22-year magnetic cycle.*

Проблеме асимметрии распределения фотосферного магнитного поля уделяется в настоящее время большое внимание в связи с попытками создания уточненной модели солнечного динамо [1,2]. Ранее нами было показано [3-5], что долготная асимметрия различных проявлений солнечной активности существенно отличается для двух частей 11-летнего солнечного цикла: для фазы подъема и максимума, с одной стороны, и для фазы спада и минимума, с другой стороны. Поскольку магнитное поле Солнца ответственно за все многообразие проявлений солнечной активности, представляло интерес изучить изменение долготного распределения магнитного поля Солнца в ходе 11-летнего цикла. С этой целью были использованы синоптические карты фотосферного магнитного поля за 1976-2003 гг. (National Solar Observatory, Kitt Peak). Пространственное разрешение карт: 1° по долготе (360 шагов); 180 равных шагов по синусу широты. Таким об-

разом, для каждого кэррингтоновского оборота карта содержала 360x180 пикселей значений магнитного поля. Мы рассматриваем только сильные магнитные поля, а именно пиксели с модулем магнитного поля  $> 100$  Гс в области гелиоширот от  $+45^\circ$  до  $-45^\circ$ . Долготное распределение для каждого кэррингтоновского оборота было получено путем усреднения по гелиошироте модуля магнитного поля.

Оценка асимметрии распределения производилась при помощи метода векторного суммирования [3]. Модуль результирующего вектора можно рассматривать как меру долготной асимметрии, причем его направление (фазовый угол) указывает на кэррингтоновскую долготу, доминирующую в данном обороте. Массив данных, состоящий из значений доминирующих долгот для всех кэррингтоновских оборотов с №№ 1646-2006, служил основой для дальнейшего анализа.

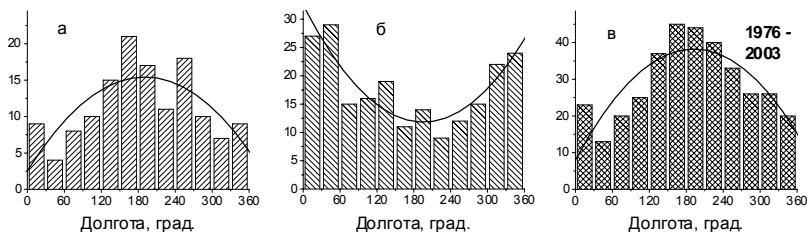


**Рис. 1.** Два типа долготных распределений фотосферного магнитного поля: левые панели - фазы подъема и максимума; правые - фазы спада и минимума. Северное полушарие Солнца - (а,б) и южное - (в,г). Можно видеть смещение максимума на  $180^\circ$  для двух характерных периодов солнечного цикла.

Долготные распределения фотосферного магнитного поля представлены на рис. 1 для северного (рис. 1а,б) и для южного (рис. 1в,г) полушарий Солнца. Для двух частей 11-летнего цикла можно видеть два противоположных типа распределения фотосферного поля: выпуклое - для фазы подъема и максимума (левые панели), и вогнутое - для спада и минимума (правые панели). Соответствующие максимумы расположены на гелиодол-

годах:  $180^\circ$  (рис. 1а,в) и  $0^\circ/360^\circ$  (рис. 1б,г). Эти особенности проявляются особенно ярко для южного полушария.

Гелиодолготное распределение магнитных полей для обоих полушарий Солнца, рассмотренных вместе, (гелиошироты от  $-45^\circ$  до  $+45^\circ$ ) также демонстрирует максимумы около двух противоположных кэррингтоновских долгот ( $180^\circ$  и  $0^\circ/360^\circ$ ) для периодов подъема-максимума и спада-минимума соответственно (рис. 2а,б). На рис. 2в показано распределение, объединяющее все данные по магнитному полю за 1976-2003 гг. Это распределение получено путем суммирования двух распределений – распределения для фазы подъем-максимум (рис. 2а), и распределения для фазы спад-минимум, причем распределение для спада-минимума сдвигалось на  $180^\circ$  (рис. 2б). Суммарное долготное распределение, в которое включены значения фотосферного магнитного поля для обоих полушарий Солнца, для всех ветвей солнечного цикла и за весь период 1976 – 2003 гг., дает исключительно упорядоченную картину (рис. 2в).



**Рис. 2.** Долготное распределение фотосферного магнитного поля за 1976-2003 для интервала гелиоширот от  $-45^\circ$  до  $+45^\circ$ : период подъем-максимум (а) и период спад-минимум (б); (в) - суммарное распределение для всех ветвей солнечного цикла. Гистограмма (б) при суммировании была смещена на  $180^\circ$ .

Рассмотрим, чем же отличаются два характерных периода: подъем-максимум и спад-минимум. Точки, разделяющие две указанные части 11-летнего солнечного цикла являются чрезвычайно важными критическими точками 22-летнего магнитного цикла Солнца. Точка между максимумом и спадом солнечной активности совпадает с инверсией общего магнитного поля Солнца. Точка между минимумом и фазой подъема совпадает с началом нового солнечного цикла и сменой полярности солнечных пятен согласно закону Хейла. Таким образом, два характерных периода соответствуют различным ситуациям, встречающимся в 22-летнем магнитном цикле Солнца, в ходе которого глобальная полярность магнитного поля и полярность ведущего солнечного пятна может быть той же самой (в данном солнечном полушарии) или противоположной.

Глобальная полярность магнитного поля совпадает с полярностью ведущих солнечных пятен для фаз подъема и максимума. В этот период максимум долготного распределения фотосферного магнитного поля наблю-

дается на кэррингтоновской долготе  $180^\circ$ . Для фаз спада и минимума полярности противоположны: максимум долготного распределения наблюдается на кэррингтоновской долготе  $0^\circ/360^\circ$ .

Таким образом, объединение фазы подъема с максимумом и фазы спада с минимумом соответствует определенным периодичностям изменения полярности магнитных полей Солнца, сопровождающегося перескоком максимума распределения на  $180^\circ$ .

Следует подчеркнуть, что указанные особенности долготного распределения фотосферного магнитного поля были найдены также для различных проявлений солнечной активности: солнечных пятен [3], источников солнечных протонных событий, источников рентгеновских вспышек [4,5] и корональных выбросов массы [6].

### **Основные выводы**

1. Два противоположных типа долготных распределения фотосферного магнитного поля наблюдаются для двух периодов 11-летнего солнечного цикла: подъема-максимума и спада-минимума.

2. Максимумы распределения фотосферного магнитного поля локализованы на кэррингтоновских долготах  $180^\circ$  для подъема-максимума и  $0^\circ/360^\circ$  для спада-минимума солнечного цикла.

3. Смена активных долгот, по-видимому, связана с перестройкой локальных и глобальных магнитных полей Солнца в ходе 22-летнего магнитного цикла: глобальная полярность магнитного поля совпадает с полярностью ведущих солнечных пятен для периодов подъема-максимума, в то время как для периодов спада и минимума полярности противоположны.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 07-02-00920).

### **Литература**

1. *Dikpati M., Gilman P.A.*: 2005, Ap.J. **635**, L193.
2. *Song W., Wang J.*: 2005, Ap.J. **624**, L137.
3. *Vernova E.S., Mursula K., Tyasto M.I., Baranov D.G.*: 2004, Solar Phys., **221**, 151.
4. *Vernova E.S., Tyasto M.I., Baranov D.G.*: 2005, Mem. Soc. Astr. It., **76**, 1052.
5. *Вернова Е.С., Тясто М.И., Баранов Д.Г.*: 2005, Тр. IX Пулковской международной конференции по физике Солнца: Солнечная активность как фактор космической погоды. С.-Петербург – Пулково, С. 297.
6. *Skirgiello M.*: 2005, Ann. Geophys., **23**, 3139.



## **ПРОГНОЗ 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛОВ НА ОСНОВЕ РЕКОНСТРУКЦИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПО СОДЕРЖАНИЮ 14C В КОЛЬЦАХ ДЕРЕВЬЕВ**

**Волобуев Д.М.**

*Главная (Пулковская) обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

## **FORECAST OF 11-YEAR CYCLES ON THE BASE OF SOLAR ACTIVITY RECONSTRUCTION FROM TREE RING 14C**

**Volobuev D.**

*Pulkovo observatory, Saint-Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*The forecast of the forthcoming 11-year cycle is one of the most challenging problems in solar physics. The challenge is due to both the limited history of observations and complicated dynamics of the cycle. In the present work we use the sunspot number reconstructed by Solanki et al. (2004) during the Holocene on the base of tree ring radiocarbon content to forecast the difference between current and future decadal mean of the group sunspot number (GSN). We found that this difference can be predicted with 70% probability for the last millennium if the historical library longer than 5000 year is used. The probability reduces to 50% if the short library (<3500 years) is used. Estimated decadal GSN (2007-2016) is smaller than previous GSN (1997-2006). Using the "TOY" dynamo model we parameterized the shape of the 11-year cycle and forecasted each cycle from its minimum during (1712-2006) with using initial conditions derived from the forecasted decadal GSN. Forecasted cycle-to-cycle annual maximum of the sunspot area is correlated with the actual one ( $r=0.80$ ). This maximum for the forthcoming cycle will not be higher than that of the previous solar cycle #23 with 70% probability provided by the method.*

### **Введение**

Прогноз 11-летних циклов из точки минимума является одной из наиболее популярных задач для физики Солнца. В настоящей работе мы пытаемся предсказать цикл на основе реконструкции декадных значений солнечной активности выполненной Соланки с соавторами [1], и "игрушечной" модели [2] которая позволяет аппроксимировать форму цикла. Идея работы состоит в том, чтобы показать, насколько мы можем (можем ли?) улучшить знание о будущем (прогноз), улучшая наше знание о прошлом при помощи палео-реконструкции.

### **Данные**

Для нашего прогноза (см. раздел Метод и результаты) требуется непрерывный со своей производной временной ряд, который мы составили из трех отрезков (Таблица 1), т.к. ни реконструкция [1], ни числа групп пятен [3], к сожалению, не продолжают до настоящего момента времени.

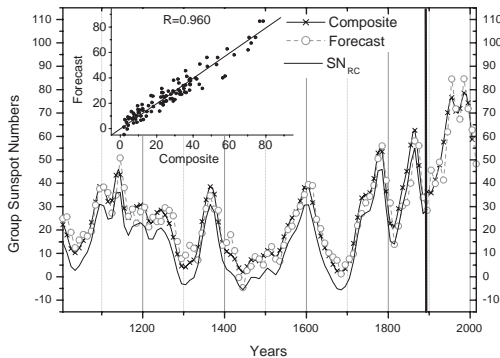
**Таблица 1.** Состав композитного ряда.

Временной ряд	Отрезок времени, г.	Преобразова- ние	Веб-источник
SN <sub>RC</sub> [1]	9455BC±1895AD	SN <sub>RC</sub> +7.6	<a href="http://gcmd.nasa.gov/records/GCMD_NOAA_NCDC_PA_LEO_2005-015.html">http://gcmd.nasa.gov/records/GCMD_NOAA_NCDC_PA_LEO_2005-015.html</a>
GSN [3]	1885=1995 AD	<GSN> <sub>10</sub>	<a href="http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/ftp/sunspotnumber.html">http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/ftp/sunspotnumber.html</a>
ISN	1996=2006 AD	<ISN> <sub>10</sub>	<a href="http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch/spot_num.txt">http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch/spot_num.txt</a>

Заметим, что сшивка SNRC и GSN обеспечивается совпадением в двух последних точках, а сшивка GSN и ISN - переходом через минимум цикла и малым отличием индекса Хойта-Шаттена от индекса Вольфа для циклов средней амплитуды [4], особенно при декадном усреднении.

### Метод и результаты

Прогноз осуществляется в два этапа: (I) прогноз декадных средних значений огибающей 11-летних циклов методом локальной линейной аппроксимации в фазовом пространстве [1] и (II) прогноз среднегодовых значений следующего цикла из точки минимума, с начальными условиями для "Игрушечной" модели [2], пересчитанными из прогноза огибающей. Чтобы расширить библиотеку "аналогов" ("беспрецедентные" [1] значения солнечной активности во второй половине 20 века непосредственно прогнозировать невозможно), прогноз (I) осуществлялся для конечных разностей. Взятие конечных разностей (дифференцирование по времени) принципиальный шаг для успешности прогноза ряда [1] еще и по причинам возможных ошибок в долговременных трендах [5], связанных с большой неопределенностью глобальных палеомагнитных данных в эпоху Голоцена.



**Рис.1.** Пошаговый прогноз декадных значений композитного ряда. SN<sub>RC</sub> – число пятен пересчитанное из радиоуглерода [1], вертикальная линия отмечает момент сшивки. Forecast – вычисленные декадные значения композита, для вычисления каждой точки использовались все предыдущие значения до 9455 BC.

Ошибка, привносимая процедурой дифференцирования на первом шаге, улучшает обусловленность матрицы при прогнозировании аналогов, на втором шаге нивелируется при интегрировании. Заметим также, что ошибки, приведенные авторами [1], в среднем, довольно велики, так что сле-

дующее декадное значение часто попадает в ворота ошибки предыдущего. Приведенные ошибки, однако, в большой степени определяются именно ошибками палеомагнитных данных, от которых и избавляет дифференцирование.

Для тестирования прогноза (I) мы осуществляли пошаговый прогноз композитного ряда на интервале последнего тысячелетия (**Рис. 1**) Укорачивая длину ряда с прошлого, мы вычисляли вероятность прогноза знака производной (конечной разности) как отношение числа удачных прогнозов к длине тестового отрезка. Устойчивая вероятность ( $p = 0.70 \pm 0.03$ ) достигается при длине ряда более 500 декадных значений (5000 лет), при дальнейшем укорачивании ряда вероятность быстро падает до  $0.50 \pm 0.07$ .

Для тестирования прогноза (II) мы прогнозировали каждый цикл из его минимума, пересчитывая "вековую вариацию вращения" [2] по монотонной зависимости:

$$\omega(t_m) = aC_0^3 + bC_0^2 + cC_0 + d \quad (1)$$

Здесь  $C_0$  – предсказанная величина декадного значения центрированного относительно эпохи через пять лет после минимума. Подставив в "Игрущенную" модель

$$\begin{aligned} \dot{I}_p &= \tau [-\mu I_p + \omega I_t] \\ \dot{I}_t &= \tau [-\mu I_t + (\omega - A) I_p] \\ \dot{\omega} &= \tau [F_0 - I_p I_t] \end{aligned} \quad (2)$$

начальные условия  $(-3, 0, \omega(t_m))$  мы можем получить эволюцию каждого 11-летнего цикла из точки его минимума, как это показано на (**Рис. 2**). Масштабирование выхода модели в шкалу площади пятен производилось монотонной зависимостью вида:

$$SA = SA(t_m) + eI_t^3, \quad (3)$$

где масштабирующие константы  $\{a = -2.5 \cdot 10^{-5}, b = 0.0044, c = -0.32, d = 0.35, e = 0.9\}$  были выбраны по критерию минимального средне-квадратичного отклонения. Сравнение результатов прогноза производилось с реконструкцией Ю.А. Наговицына [4] ряда площадей пятен на основе индексов Вольфа и индексов Хойта-Шаттена, продолженной Гринвичским рядом. Ряд доступен через базу данных ESAI на сайте ГАО РАН <http://www.gao.spb.ru/database/esai/>. Коэффициент корреляции максимумов невысок ( $r = 0.8$ ), но он подтвержден всеми циклами, начиная с минимума Маундера, фактически же предопределен прогнозом значений огибающей, который тестировался на данных всего последнего тысячелетия. Такой уровень надежности верификации прогноза в принципе не достижим для моделей, не опирающихся на косвенные (прокси) данные.

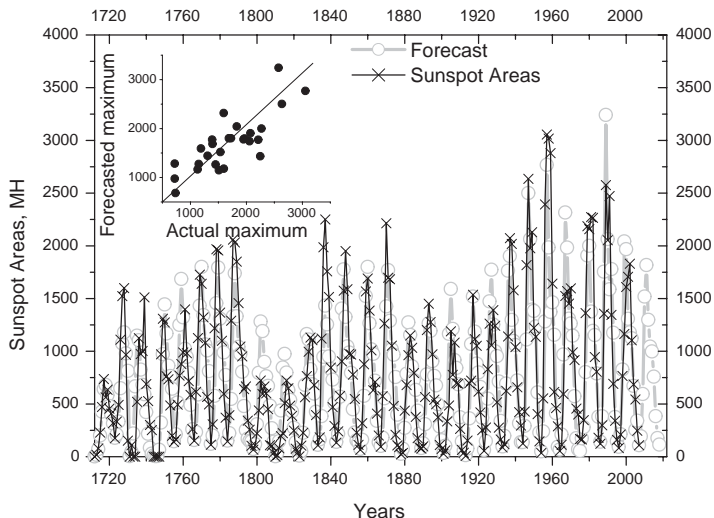


Рис. 2. Прогноз эволюции 11-летних циклов из точки их минимумов в терминах ряда площадей пятен [4].

### Выводы

- По крайней мере, 70% амплитуды максимума цикла определяется эволюцией огибающей 11-летних циклов.
- Динамика долгопериодических вариаций солнечной активности настолько сложна, что требуется более 500 точек, чтобы предсказать следующий шаг.
- С вероятностью порядка 70% следующий 24-й цикл будет не выше, чем предыдущий.

Работа выполнена при поддержке: Программы Президиума РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе «Солнце – Земля», РФФИ № 07-02-00379-а, 05-07-90107, Фонда содействия отечественной науке, Санкт-Петербургского научного центра РАН.

### Литература

1. Solanki, S.K., Usoskin, I.G., Kromer, B., Schüssler, M., and Beer, J.: 2004, *Nature*, **431**, 1084
2. Volobuev, D.: 2006, *Solar Phys.*, **238**, 421
3. Hoyt, D.V. and Schatten, K.H.: 1996, *Solar Phys.*, **165**, 181
4. Nagovitsyn Yu.A.: 2005, *Astron. Letters*, **31**, 557
5. Farmer, J.D. and Sidorowich, J.J.: 1987, *Phys. Review Letters*, **59**, 845
6. Muscheler, R., Joos, F., Müller, S.A., Snowball, I.: 2005, *Nature*, 436, E3.

## **СОЛНЕЧНАЯ ПОСТОЯННАЯ И ИЗБЫТОК ЭНЕРГИИ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЦИКЛАХ 21-23**

**Волобуев Д.М.**

*Главная (Пулковская) обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

## **SOLAR CONSTANT AND ENERGY EXCESS DURING THE CYCLES 21-23**

**Volobuev D.**

*Pulkovo observatory, Saint-Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*Total solar irradiance is determined via satellite measurements during last three cycles but combination of data from different satellites leads to considerably different composite curves. In this paper we try to compare the constant and variable parts of these composites. Iterative algorithm allows to define the solar constant with very high accuracy for each composite but not for both.*

Солнечная "постоянная" или интегральный поток солнечного излучения (TSI) является одной из наиболее важных физических величин, управляющих энергобалансом Земли. TSI измеряется на протяжении последних трех циклов с космических аппаратов при помощи болометров, вывод инструментов за пределы атмосферы Земли позволил надежно установить наличие 11-летней вариации в его изменении. Многие авторы, напр. [1] не останавливаются на достигнутом, и строят реконструкции изменения TSI в далекое прошлое, где они повторяют вековые вариации, присущие числу пятен. Полученные данные, однако, говорят о том, что изменения от цикла к циклу чрезвычайно малы. Более того, эти изменения противоречивы в трех различных вариантах учета деградации датчиков различных инструментов и их сведения в непрерывный ряд ACRIM [2], PMOD [3] и SARR [4]. С другой стороны для климата, в силу значительной инерционности климатической системы (характерные времена перемешивания глубокого океана составляют порядка 1000 лет), более важны не мгновенные, а накопленные изменения энергии, т.е. работа избытка солнечного излучения. Считая основной поток хорошо сбалансированным, определим эффективную работу как

$$\int_{t_0}^t (TSI(t) - TSI_0) dt \equiv A(t_0, t) \quad (1)$$

Здесь константа  $TSI_0$  – солнечная постоянная, которую в данном контексте можно определить из условия

$$TSI_0: \begin{cases} A(t_0, t) = \min, \\ A(t_0, t) > 0, \forall t \end{cases} \quad (2)$$

Перебирая различные значения  $TSI_0$  в определении (1), выберем  $TSI_0$ , которое удовлетворяет условию (2) наилучшим образом для каждого из композитных временных рядов (Таблица 1), и вычислим функцию  $A(t_0, t)$  (Рис. 1).

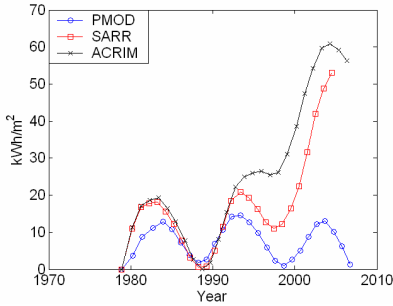


Рис. 1. Работа избытка энергии солнечного излучения в циклах 21-23 по различным версиям композитных рядов TSI.

Таблица 1. Композитные ряды TSI и их характеристики.

	$TSI_0, W/m^2$	$\max(A(1978, 2006)), kWh/m^2$
PMOD	$1365.97 \pm 0.01$	14
ACRIM	$1365.948 \pm 0.005$	60
SARR	$1366.23 \pm 0.01$	53

### Выводы

По существующим на сегодняшний день данным наличие векового цикла в TSI не доказано.

Работа выполнена при поддержке: Программы Президиума РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе «Солнце – Земля», РФФИ No 07-02-00379-а, 05-07-90107, Фонда содействия отечественной науке, Санкт-Петербургского научного центра РАН.

### Литература

1. Krivova, N.A., Balmaceda, L., Solanki, S.K.: 2007, *Astron. & Astrophys.*, **467**, 335.
2. Wilson, R.C. and Mordvinov, A.V.: 2003, *Geophys. Research Lett.*, **30**, 1199.
3. Frolich, C. and Lean, J.: 1998, *Geophys. Res. Lett.* **25**, 4377.
4. Dewitte, S., Crommelynck, D., Mekaoui, S., Joukoff, A.: 2004, *Solar Phys.*, **224**, 209.

## УРАГАНЫ И СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ

**Воротков М.В., Горшков В.Л.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
vigor@gao.spb.ru*

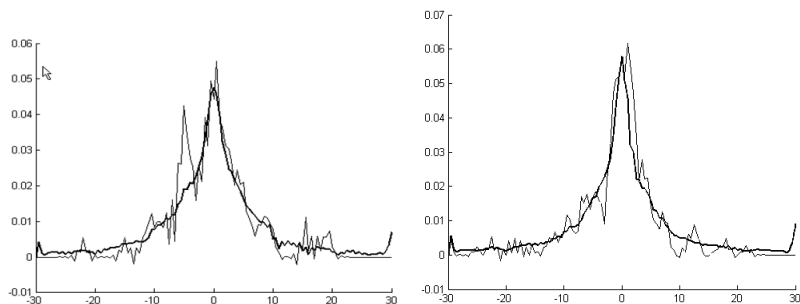
Цель работы изучение географического распределения проявлений солнечной активности (СА), выраженной среднемесячными числами Вольфа, в ряде атмосферных параметров (поверхностные давление, температура, направление ветра и их дисперсионные характеристики на интервале в один год), по данным NCEP/NCAR reanalysis (<ftp://ftp.cdc.noaa.gov>) на сетке 2.5×2.5 градуса.

В результате кросс-корреляции СА с каждым из перечисленных атмосферных параметров, вычислялось максимальное значение корреляции и фаза. В глобальной карте распределения кросс-корреляций выделялись области значимой связи атмосферных параметров с СА и области, где эта связь отсутствует. Наиболее ярко выражена зависимость дисперсии атмосферного давления от СА. Области значимой корреляции приурочены, как правило, к океанам в непосредственной близости от континентов.

Естественно возникает вопрос, чем выделенные области отличаются от остальных или, иначе говоря, какие связанные с этими областями атмосферные процессы, ответственные за корреляцию с СА? Одна из самых примечательных аномалий соответствует зоне прохождения североатлантических ураганов (тропических циклонов – ТЦ). Это позволяет предположить, что именно воздействие СА на процесс циклогенеза является важной компонентой в исследуемой нами солнечно-земной связи. Подтверждает эту мысль визуальное сравнение карты распределения ураганов ([www.csc.noaa.gov/hurricane\\_tracks](http://www.csc.noaa.gov/hurricane_tracks)) на поверхности Земли с полученной нами картой корреляций. Для проверки высказанного предположения проведено исследование характера развития ТЦ в моменты магнитных бурь. Для изучения были выбраны два региона тропического циклогенеза: североатлантический и тихоокеанский (восточное и западное побережье Северной Америки). Было использовано два различных метода.

Первый метод подобен методу наложения эпох. На сглаженной кривой индекса *Ap* выделяем точки локальных максимумов и отбираем среди них значимые (*Ap* > 30) моменты магнитных бурь. В соответствующие им моменты времени вырезаем на временной оси интервал, примерно соответствующий удвоенной продолжительности ТЦ. Суммируем интенсивность ураганов для каждой точки на этом интервале. Переходим к следующей магнитной буре, повторяем эту операцию, накладывая результат на предыдущий. В итоге получаем кумулятивную кривую, которая показывает, как в среднем распределена во времени интенсивность ТЦ относи-

тельно магнитной бури. По ряду с 1990 года оказалось, что североатлантические ТЦ «избегают» магнитных бурь, т.е. наличие магнитной бури препятствует возникновению ТЦ и способствует его завершению (подавляет ураган), что соответствует результату работы (Иванов, 2006), касающейся анализа ТЦ «Катрин». При этом процесс подавления более весом. Кривая для тихоокеанских ТЦ не имеет этой особенности.



Во втором методе вычислялось эмпирическое распределение интервалов времени между началом ТЦ и моментом ближайшей магнитной бури. Левый график соответствует области североатлантических циклонов. Видно резкое различие между эмпирической кривой и соответствующей функцией нормального распределения (жирная линия). Всплески на правом и левом крыле кривой говорят о завышенном проценте интервалов в 4-6 дней (половина средней продолжительности ТЦ). Подобного эффекта не наблюдается на кривых по Тихому океану, что полностью совпадает с предыдущим методом наложения эпох.

### **Выводы**

- Связь атмосферных процессов с солнечной активностью имеет ярко выраженный региональный характер.
- Значительный вклад в связь СА с атмосферными процессами могут вносить ТЦ.
- Характер влияния магнитных бурь на тропический циклогенез, также имеет региональные особенности.

### **Литература**

*Иванов К.Г.*, Зарождение тропического урагана Katrine во время геомагнитной экстрabuри при пересечении гелиосферного токового слоя: случайное совпадение или физическая сущность // Геомагн. и аэрономия, 2006, т.46, №5, с.643-650.



## **ПРОЯВЛЕНИЕ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА В СТРУКТУРЕ КПК ЛОКАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ**

**Гельфрейх Г.Б.<sup>1</sup>, Абрамов-Максимов В.Е.<sup>1</sup>, Шибасаки К.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия,*

*E-mail: g.b.g@mail.ru, beam@gao.spb.ru*

<sup>2</sup>*Nobeyama Solar Radio Observatory, Minamisaku, Nagano, Japan*

*E-mail: shibasaki@nro.nao.ac.jp*

## **EFFECTS OF THE FLARE ACTIVITY ON THE QPO OF THE LOCAL SOURCES OF THE SOLAR RADIO EMISSION**

**Gelfreikh G.B.<sup>1</sup>, Abramov-Maximov V.E.<sup>1</sup>, Shibasaki K.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St.-Petersburg, Russia,*

*E-mail: g.b.g@mail.ru, beam@gao.spb.ru*

<sup>2</sup>*Nobeyama Solar Radio Observatory, Minamisaku, Nagano, Japan*

*E-mail: shibasaki@nro.nao.ac.jp*

### **Abstract**

*An analysis of the time variations of the local sources of the microwave radio emission have shown the presence of quasi-periodic oscillations practically in all plasma structure of the solar atmosphere, from sunspot-associated source to polar faculae. The observed periods are registered in the range from fraction of a minute to some hours. They can be divided into groups connected with their probable origin. So, three-minute and five minute oscillations are clearly observed in sunspot-associated sources. Tens of minutes periods are probably connected with oscillations of coronal loops; hours periods may refer to oscillations of sunspots of its whole structures.*

*Accumulation of energy in the solar atmosphere which precedes the solar flares is directly connected with the solar plasma structuring. These structures should determine naturally the period of MHD oscillations and of the other nature periods of the QPOs. The process of a flare leads to their reconstruction. So, one can expect the reconstruction of the spectra of the radio emission oscillations. In this presentation we demonstrate the illustration of the wavelet analysis of some active regions with high and low flare activity. The flare presence really change the spectra of the QPOs. While in the absence of the  $\epsilon$  flare activity no simultaneous of several periods was observed. This situation opens anew method experimental method to analyze solar plasma structure responsible for accumulation of the flare activity and probably find new methods of the forecasting.*

### **Введение**

В локальных источниках микроволнового излучения Солнца, в частности, связанных с солнечными пятнами, флоккулами, в том числе и близполюсных, наблюдаются квазипериодические колебания с периодами от долей минуты до часов, периоды которых определяются их плазменной (магнитной) структурой и потоками МГД волн. Накопление энергии в солнечной вспышке и её последующее выделение во взрывной фазе, несо-

менно, определяется магнитной структуризацией солнечной атмосферы и, большей частью, короны. Эти процессы, естественно, должны вызывать изменения спектра КПК локальных радиоисточников Солнца. Изучение таких вариаций открывает новый экспериментальный метод анализа характера структур в атмосфере Солнца, которые сопровождают процесс подготовки вспышки и природу её выделения энергии. Можно также надеяться на анализ таких процессов как развитие новых прогностических критериев солнечной активности.

### **Методика**

В данном сообщении мы анализируем зависимость временных вариаций КПК сантиметрового радиоизлучения активных областей от проявлений их вспышечной активности. Результаты исследований базируются на радиокартах Солнца, получаемых на радиогелиографе Нобеяма (Япония, волна  $\lambda = 1.76$  см). Поскольку КПК представляют нестационарный процесс (меняются со временем как периоды так и амплитуды колебаний), вместо традиционного метода Фурье использовались варианты вейвлет анализа. Связь со вспышечной активностью базируется на двух методах: регистрация изменений спектра КПК в конкретных АО в результате вспышки (спектры до и после вспышки); сравнение спектров КПК в активных областях с разным уровнем вспышечной активности

### **Результаты**

Ниже приводятся результаты анализа источников над солнечными пятнами, которые обладают наибольшей чувствительностью к вариациям плазменных структур и магнитных полей в переходной области коронахромосферы (излучение на 3-й гармонике гирочастоты электронов при  $V=2000$  Гс).

На Рис.1 представлены вейвлет спектры радио источника головного пятна АО 139 7.10.02 и показано положение этой АО на диске Солнца. Верхний рисунок представляет короткопериодические колебания пятна с доминирующими периодами 3 и 7.5 минут. Временами также прослеживаются 5-минутные колебания. Спектр нижнего рисунка отображает колебания с периодами в десятки минут, по-видимому, связанные с колебаниями корональных арок, близких к пятну, а также 40-минутные колебания, возможно, отражающие колебательный процесс пятна как целого. Период наблюдений здесь охватывает около 8 часов. В целом, здесь представлена обычная ситуация для АО с низкой вспышечной активностью.

На Рис.2 представлены магнитограмма Солнца за 14 марта 2002 и два спектра за периоды до и после вспышки в АО NOAA 9866. Видны существенные изменения спектра, включающие как исчезновение части колебаний, так и появление новых периодов. Некоторые колебания при этом не подвержены влиянию вспышки.

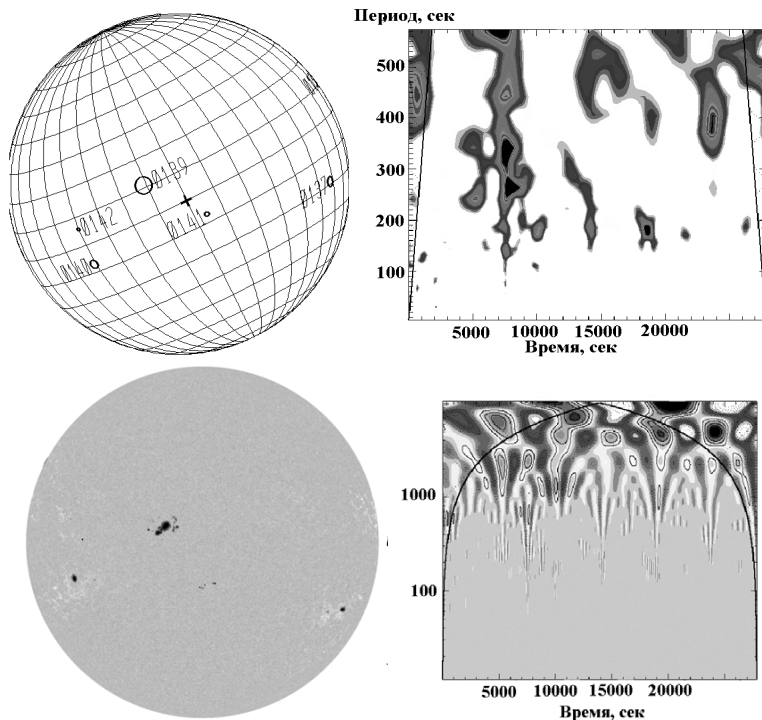


Рис. 1.

### Выводы

Практически каждая вспышка отражается на спектре КПК в АО, где она происходит. Изменения касаются не всего спектра, но лишь отдельных периодов колебаний. При этом имеют место, как исчезновение колебаний определённых периодов, так и возникновение новых.

В областях со слабой вспышечной активностью соблюдается типичная стабильность колебаний, характерная для большинства АО. Добротность колебаний, однако, конечна и составляет величину порядка 10 периодов. Возникновение и исчезновение разных ветвей колебаний с разными периодами происходит обычно независимо.

### Дискуссия результатов

Полученные наблюдательные результаты подтверждают новым независимым методом, что вспышка приводит к перестройке плазменных структур на уровне нижней короны и переходного слоя. Однако количественная интерпретация (анализ параметров структур и их изменений) нуждаются в модельных расчетах. Необходим также больший по объёму ана-

лиз наблюдательного материала и подтверждение полученных результатов на уровне статистических методов. Развитие метода может оказать влияние на выбор адекватной модели вспышек, а также способствовать развитию их прогностических критериев

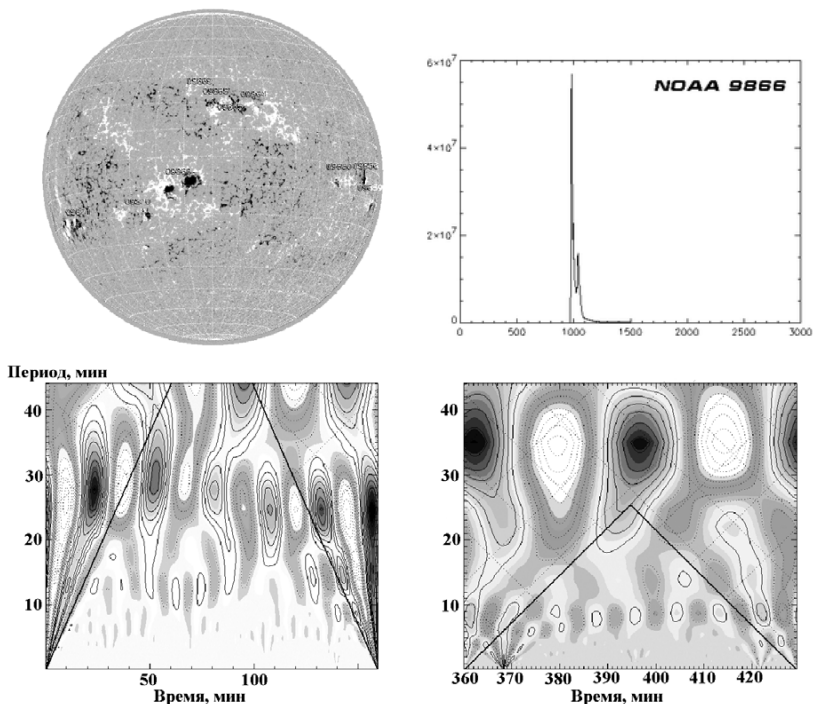


Рис. 2.

### Благодарности

Авторы признательны М. Нагаеву (СПбГУ) за помощь в обработке данных.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 05-02-16229 и 06-02-16838, а также договором ОФН-16 и грантом Президиума РАН «Солнце – Земля».

### Литература

*G. Gelfreikh, Y. Nagovitsyn and E. Nagovitsyna, 2006, PASJ, 58, 29.*

## **СТРУКТУРЫ ГРАНУЛЯЦИОННОГО ПОЛЯ И ВАЛИКОВАЯ КОНВЕКЦИЯ**

**Гетлинг А.В.<sup>1</sup>, Бучнев А.А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ  
им. М.В. Ломоносова, Москва 119991, A.Getling@mail.ru

<sup>2</sup>Институт вычислительной математики и математической геофизики  
СО РАН, Новосибирск, baa@ooi.sscs.ru

## **STRUCTURES OF THE GRANULATION FIELD AND ROLL CONVECTION**

**Getling A.V., Buchnev A.A.**

### **Abstract**

*Solar-granulation images averaged over periods of 1–2 h are analysed using COLIBRI, a purpose-adapted version of a code originally developed to detect straight or curvilinear features in aerospace images. The algorithm highlights a straight-line segment as a linear feature (lineament) if the photospheric brightness at this line is stochastically (systematically) higher or lower than at a certain distance on both sides of the line. Curvilinear features can be detected as chains of lineaments. Once the input parameters of the algorithm are properly adjusted, the algorithm detects “ridges” and “trenches” in the relief of the brightness field, drawing white and dark lanes. The trenching patterns exhibit a nearly universally present parallelism of ridges and trenches. Since the material upflows are brighter than the downflows, the alternating parallel light and dark lanes should reflect the widespread occurrence of roll convection in the subphotospheric layers. In particular, the roll systems could form a fine structure of the larger-scale, supergranular and/or mesogranular convection flows. Granules appear to be overheated blobs of material that could develop in convection rolls due to some instabilities of roll motion.*

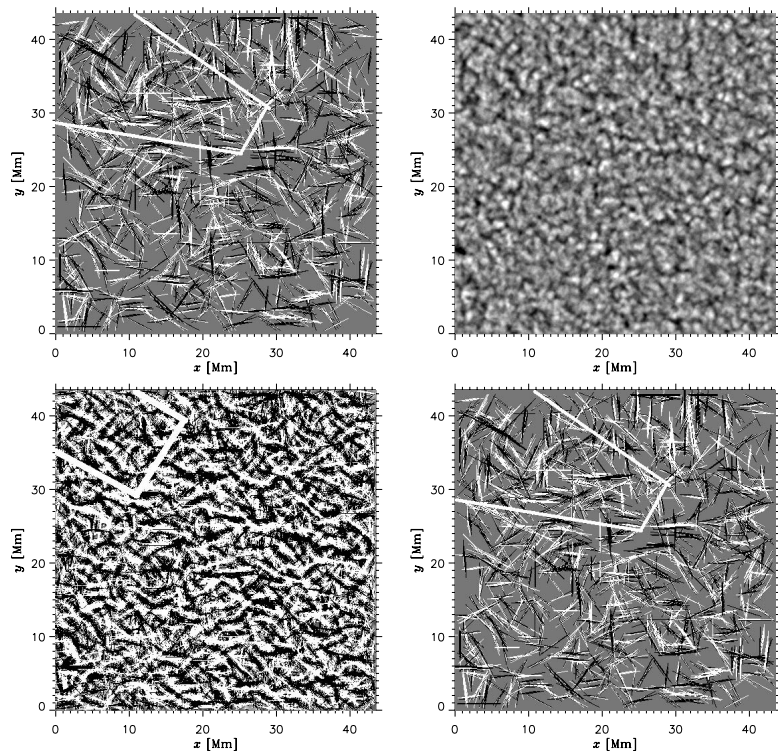
### **Введение**

Как уже сообщалось [1, 2], на изображениях солнечной грануляции, усредненных по интервалам времени в 1-2 ч, выявляются долгоживущие квазирегулярные структуры мезо- или супергрануляционного масштаба в виде систем концентрических колец или параллельных полос («гряд» и «борозд» в рельефе яркости). Здесь представлены результаты обработки изображений с помощью программы COLIBRI (COntours and LIneaments in BRiGhtness field) — специальной модификации программы, изначально разработанной для поиска геологических структур на аэрокосмических снимках.

### **Данные**

В основном мы анализируем серию изображений грануляции, полученную на о. Ла Пальма 5 июня 1993 г. Брандтом, Шармером и Саймоном с помощью Шведского вакуумного солнечного телескопа [3]. Точнее, ис-

пользуется 7-часовой отрезок этой серии и площадка размером  $43.5 \times 43.5$   $\text{Мм}^2$  ( $480 \times 480$  пикселей размером 90.6 км). Изображения были получены в спектральной полосе шириной 10 нм с центральной длиной волны 468 нм. Поле изображения находилось вблизи центра диска. Типичное разрешение было не хуже 0.5 угловых секунд, а временной интервал следования кадров составлял 21.03 с. Первичная обработка изображений включала в себя совмещение кадров, компенсацию искажений и дозвуковую фильтрацию.



**Рис. 1.** Изображение из серии Ла Пальма, усредненное по 2-часовому интервалу (слева сверху), и результаты поиска контуров на нем при  $p = 2.5 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta = 5$ ,  $l = 16-43$  (справа сверху), при  $p = 2 \times 10^{-3}$ ,  $\Delta = 8$ ,  $l = 10-30$  (слева внизу) и при  $p = 10^{-2}$ ,  $\Delta = 2$ ,  $l = 5-20$  (справа внизу). Здесь и далее  $\Delta$  и  $l$  измеряются в пикселях.

Кроме того, мы рассматриваем здесь усредненное изображение площадки размером  $87 \times 70$   $\text{Мм}^2$  ( $200 \times 160$  пикселей) из серии с разрешением около 1.2 угловых секунд и интервалом между кадрами 1 мин, полученной 17–18 января 1997 г. с помощью инструмента SOHO/MDI в континууме и подвергнутой дозвуковой фильтрации [4].

### Алгоритм обработки и его параметры

Программа COLIBRI может работать в двух режимах — поиска линеаментов и контуров. Линеамент — это объект, близкий к линейному (вообще говоря, размытый и неоднородный по яркости). Контур — криволинейные объекты не известной заранее формы — отыскиваются как цепочки линеаментов. При поиске линеаментов программа анализирует значения яркости в точках некоторого пробного прямолинейного отрезка длиной  $l$ , сравнивая их со значениями яркости в точках, находящихся на некотором расстоянии  $\Delta$  от отрезка с обеих сторон от него, на нормалях к отрезку, проходящих через выбранные точки. Если яркость в точках отрезка оказывается стохастически меньше (выражаясь упрощенно — систематически) больше или стохастически меньше, чем по сторонам, программа отмечает этот отрезок как найденный линеамент [5]. Другими существенными параметрами алгоритма являются максимально допустимая вероятность ложного обнаружения объекта  $p$  и диапазон допустимых длин линеаментов  $l$ . Более подробное описание метода обработки и полученных результатов дается в работе [6].

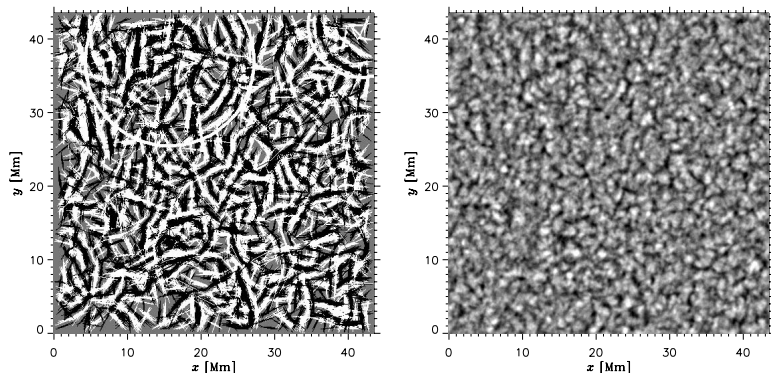


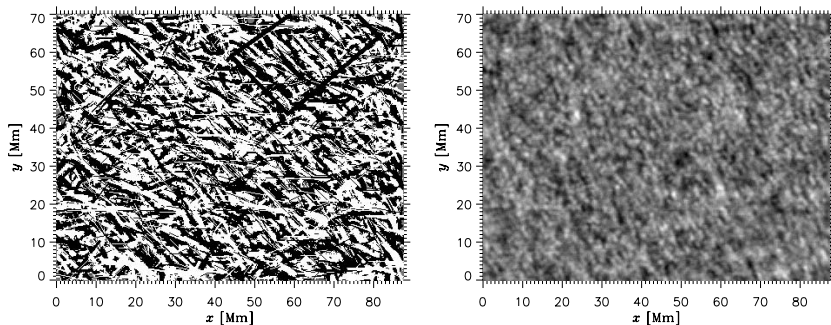
Рис. 2. Другое изображение из серии Ла Пальма, усредненное по 2-часовому интервалу (слева) и результат поиска контуров на нем при  $p = 2 \times 10^{-3}$ ,  $\Delta = 8$ ,  $l = 10-30$  (справа).

### Результаты и выводы

При должном выборе параметров обработки алгоритм очерчивает гряды и борозды в рельефе яркости как светлые и темные дорожки. Оптимальное значение  $\Delta$  зависит от ширины отыскиваемых линеаментов ( $\Delta$  и  $l$  везде выражены в пикселях). Параметр  $p$  также не может быть выбран универсальным образом, и его оптимальное значение зависит от сочетания остальных параметров.

На изображениях, показанных на рис. 1 и 2, наиболее развитые системы гребней и борозд выявляются при  $\Delta = 8$ . В случае рис. 1, кроме того, при  $\Delta = 2$  определяется более тонкая структура (отмечена белым прямо-

угольником), а при малых  $p$  ( $= 2.5 \times 10^{-4}$ ), хотя многие детали и теряются, но видны дугообразные гребни слева вверх (область, очерченная белой трапецией). На рис. 3 для отыскания структуры, которая видна справа вверх (на правом рисунке — в черном прямоугольнике), оптимален выбор значения  $\Delta = 2$ .



**Рис. 3.** Изображение из серии MDI, усредненное по 2-часовому интервалу (слева), и результат поиска контуров на нем при  $p = 5 \times 10^{-3}$ ,  $\Delta = 2$ ,  $l = 20$  (справа).

Наиболее примечательный результат исследования состоит в том, что грядам практически повсеместно сопутствуют параллельные борозды и другие гряды. Поскольку восходящие потоки вещества выглядят более яркими, чем нисходящие, такая картина должна отражать широкое распространение валиковых конвективных течений в подфотосферных слоях. Они могут, в частности, образовывать тонкую структуру супергрануляционных и мезогрануляционных течений. Гранулы же выглядят пятнами перегретого вещества, увлекаемыми валиковым течением — возможно, продуктом определенных мод неустойчивости этого течения.

Выявление таких структур на многочисленных усредненных изображениях грануляции, возможно, является указанием на весьма широкую распространенность валиковой конвекции в подфотосферных слоях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 04-02-16580 и 07-02-01094).

### Литература

1. *Getling A.V., Brandt P.N.* Astron. Astrophys., **382**, L5, 2002.
2. *Getling A.V.* Solar Phys., **239**, 93, 2006.
3. *Simon G.W., Brandt P.N., November L.J., Scharmer G.B., Shine R.A.* In Solar Surface Magnetism, ed. Rutten R.J., Schrijver C.J., NATO Adv. Sci. Inst., 1994, Vol. 433 (Kluwer), p.261.
4. *Shine R.A., Simon G.W., Hurlburt, N.E.* Solar Phys., **193**, 313, 2000.
5. *Салов Г.И.* Автотметрия, № 3, 60, 1997.
6. *Getling A.V., Buchnev A.A.* Solar Phys., 2007 (в печати).



## О РАСЩЕПЛЕНИИ МАСШТАБОВ СОЛНЕЧНОЙ КОНВЕКЦИИ

Гетлинг А.В.<sup>1</sup>, Тихомолов Е.М.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ  
им. М.В. Ломоносова, Москва 119991, A.Getling@mail.ru

<sup>2</sup>TRIUMF: Canada's National Laboratory for Particle and Nuclear Physics,  
Vancouver, tikh@triumf.ca

### SCALE SPLITTING IN SOLAR CONVECTION

Getling A.V., Tikhomolov E.M.

#### Abstract

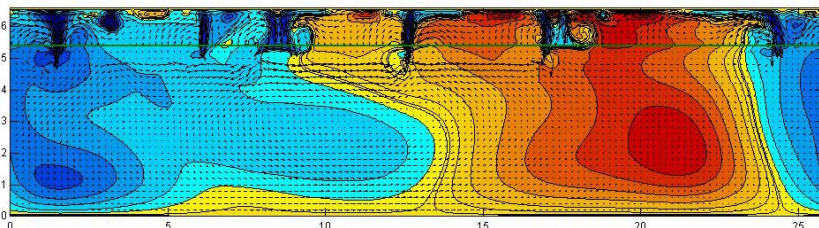
*No convincing explanation has been given as yet to the fact that convection cells in the solar convection zone have a discrete set of characteristic scales. The horizontal and the vertical size of a cell are normally of the same order of magnitude. It is well known that convection can be localised within a limited range of heights if the convectively unstable sublayer is overlain or underlain by a convectively stable one, which decelerates the streams coming from the unstable sublayer (in this case, penetrative convection occurs). If, however, the entire layer is convectively unstable from top to bottom, the localisation of the flow in a relatively narrow range of heights is a much less trivial effect, especially if large cells filling the whole layer depth are also present. Previously, such situations were analysed only in the framework of linear problems.*

*Our study is based on two-dimensional numerical simulations of convection in a compressible gas layer. An anelastic approximation is used. It is assumed that, at a small depth below the top surface of the layer (1/6.4 of its full thickness), the Froude number and the Eckert number increase jumpwise by a few orders of magnitude in the downward direction. Thus, the upper sublayer is convectively much more unstable than the lower sublayer. Convection starts developing first in the upper sublayer. Later, convective disturbances penetrate to deeper levels, gradually involving the whole layer into the circulation. Large cells with a characteristic scale of the order of the layer depth develop, while small cells in the upper sublayer do not disappear. The velocity field that forms in this way is a superposition of convective flows of two characteristic scales. The large-scale convection carries small-scale cells, and this resembles the flow pattern observed in the Sun, where the mesogranular flows carry granules and the supergranular flows carry both granules and mesogranules.*

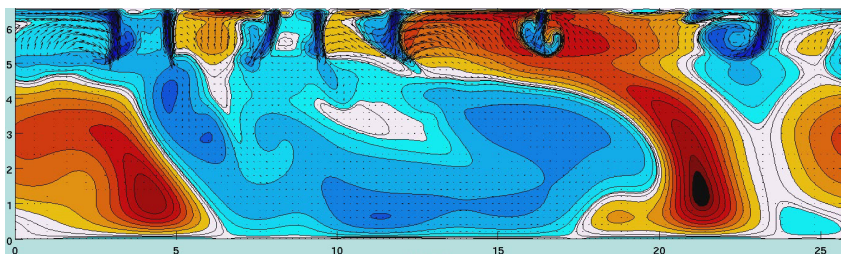
#### Введение

Тот факт, что в конвективной зоне Солнца сосуществуют ячейки с дискретным набором размеров, еще не нашел убедительного объяснения. Как известно, горизонтальный и вертикальный размеры конвективной ячейки всегда бывают одного порядка. Небольшие по сравнению с толщиной слоя размеры ячеек означают, что конвекция локализована по высоте  $z$  лишь в сравнительно тонкой части слоя. Это вполне возможно, если некоторый подслей (интервал  $z$ ), в котором конвекция возможна из-за неустойчивой температурной стратификации, граничит с другим подслоем, где стратификация устойчива и тормозит конвективное течение (при этом течение все же проникает в устойчивую область — происходит проникаю-

щая конвекция). Если же весь слой сверху донизу конвективно неустойчив, то локализация течений в относительно тонком подслое является гораздо менее тривиальным эффектом, особенно если существуют еще и крупные ячейки, заполняющие весь слой по толщине [1, гл. 7]. В рамках линейных задач такие возможности изучались в работах [2, 3].



**Рис. 1.** Двухмасштабная конвекция в условиях умеренно-резкого перехода. Показаны поле скоростей (стрелки) и отклонение температуры от ее усредненного по горизонтали значения (изотермы и оттенки серого; светлый тон соответствует области перехода температурного отклонения через ноль) Нормировка скорости различна в верхнем и нижнем подслое. Справа от середины области преобладают положительные температурные отклонения и восходящие потоки, слева — отрицательные отклонения и нисходящие потоки. В верхнем подслое видны концентрированные нисходящие потоки и размытые восходящие.



**Рис. 2.** Двухмасштабная конвекция в условиях мягкого перехода. Поля скорости и температуры представлены так же, как и на рис. 1. В широкой центральной области преобладают отрицательные температурные отклонения и нисходящие потоки, по сторонам от нее — положительные отклонения и восходящие потоки.

Здесь мы исследуем возможность развития мелкомасштабных конвективных течений наряду с обычными крупномасштабными в глобально неустойчивом слое, где условие конвективной неустойчивости (Шварцшильда) выполняется повсюду. В отличие от задач, рассмотренных в [1, 2], мы моделируем развитие конвекции в слое сжимаемого газа численно, решая полные нелинейные газодинамические уравнения [4]. Нашей целью является исследование принципиальной возможности расщепления масштабов в условиях простой модели. Эта модель не может претендовать на деталь-

ное качественное и, тем более, на количественное воспроизведение динамики солнечной конвективной зоны. Помимо сложности стратификации этой зоны и огромных перепадов физических параметров в ней, существует еще большая неопределенность значений эффективных коэффициентов турбулентного переноса, определяющих динамику солнечной конвекции. Все это на данном этапе заставляет ограничиваться сильно упрощенным подходом, но он, хотя и не допускает буквального сравнения результатов с реальностью, все же способен прояснить важные стороны физики явлений.

### Постановка задачи

Мы рассматриваем двумерную задачу в декартовых координатах  $x$  (горизонтальной) и  $z$  (вертикальной), так что  $v_x = 0$ ,  $\partial/\partial y = 0$ . Пользуясь приближением неупругости, записываем уравнение непрерывности в виде  $\text{div } \rho \mathbf{v} = 0$ . Считаем, что на горизонтальных границах расчетной области обращаются в ноль тангенциальные напряжения и отклонения температуры от ее статических значений ( $\partial v_x/\partial z = 0$ ,  $\theta = 0$ ), а на вертикальных (боковых) границах задаем условия периодичности.

На небольшой глубине под верхней поверхностью слоя (1/6.4 от его полной толщины) скачкообразно увеличиваются (сверху вниз) квадрат числа Фруда  $\text{Fr}^2 = k^2/gH^3$  и число Эккерта  $\text{Ec} = k^2/C_p T_0 H^2$ ; здесь  $k$  — теплопроводность,  $H$  — толщина верхнего подслоя (мы используем ее как единицу длины),  $C_p$  — теплоемкость при постоянном давлении и  $T_0$  — характерная температура. Число Фруда имеет смысл отношения времени свободного падения с высоты  $H$  к характерному времени термической диссипации в масштабе  $H$ . Число Эккерта является квадратом отношения времени распространения звука на расстояние  $H$  к характерному времени термической диссипации в масштабе  $H$ . Таким образом, в верхнем подслое имеется значительно большая конвективная неустойчивость, чем в нижнем. Мы рассматриваем две модели, отличающиеся величинами перепада параметров — модели с «умеренно-резким» и с «мягким» перепадом.

Число Прандтля  $\text{Pr} = \nu/k$  (где  $\nu$  — кинематическая вязкость) во всех расчетах считалось равным 1. Значения других параметров даны в таблице.

Параметр	Умеренно-резкий перепад		Мягкий перепад	
	Верхний подслей	Нижний подслей	Верхний подслей	Нижний подслей
$\text{Fr}^2$	$10^{-7}$	$10^{-2}$	$10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-3}$
$\text{Ec}$	$5 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-10}$	$10^{-8}$

### Результаты

Развитие конвекции начинается в малых масштабах в верхнем, менее устойчивом подслое. В дальнейшем возмущения проникают в глубь слоя и постепенно охватывают весь интервал глубин. В результате развиваются крупномасштабные ячейки с характерным размером порядка толщины слоя. Мелкомасштабные течения в верхнем подслое не исчезают, и форми-

руется поле скоростей в виде суперпозиции конвективных движений, имеющих два основных масштаба.

Рисунок 1 относится к случаю умеренно-резкого перепада. Видно, что в основной толще конвективного слоя в пределах расчетной области формируется одна крупномасштабная ячейка — пара не вполне правильных конвективных валов, вращающихся в противоположных направлениях. В верхней приповерхностной части слоя присутствует (еще менее упорядоченная) конвективная циркуляция значительно меньшего масштаба. Крупномасштабная конвекция переносит мелкомасштабные ячейки подобно тому, как супергрануляционные течения переносят гранулы.

В случае мягкого перепада (рис. 2) крупномасштабная компонента течения более изменчива и в этом смысле более похожа на мелкомасштабную. Поскольку во всех случаях мы наблюдаем взаимопроникновение двух компонент, дополнительная процедура сглаживания скользящим средним по  $x$  выявляет крупномасштабную составляющую более четко (результаты такой обработки мы здесь не приводим).

В целом, как и следовало ожидать, при более резком перепаде параметров два масштаба конвекции оказываются более ясно выраженными.

### **Выводы**

Итак, при резком изменении параметров стратификации на некоторой высоте действительно возможно расщепление масштабов конвекции. При этом поле скоростей отчетливо выглядит как суперпозиция течений двух масштабов, а не как два самостоятельных «яруса» ячеек, расположенных друг над другом (в литературе иногда излагаются такие представления, гидродинамически ничем не обоснованные). Мелкий масштаб хорошо заметен даже без дополнительной процедуры разделения поля скоростей на составляющие двух масштабов. Мелкие ячейки сносятся течением крупного масштаба туда, где находится крупный нисходящий поток. Это напоминает картину, наблюдаемую на Солнце (гранулы сносятся мезо- и супергранулами, а мезогранулы — супергранулами). Толщина слоя мелкомасштабных ячеек не равна толщине менее устойчивого подслоя.

Работа А.В.Г. выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 07-02-01094).

### **Литература**

1. *Гетлинг А.В.* Конвекция Рэлея – Бенара. Структуры и динамика. М.: УРСС, 1999.
2. *Гетлинг А.В.* Изв. АН СССР, Мех. жидк. и газа, № 5, 45, 1975.
3. *Гетлинг А.В.* Изв. АН СССР, Физ. атмосф. и океана, 16, 529, 1980.
4. *Tikhomolov E.* In *Convection in Astrophysics*, ed. Kupka F., Roxburgh I.W., Chan K.L., Proc. IAU Symp. No. 239, 2007 (Cambridge Univ. Press), p. 425.

## **КРАТКОСРОЧНОЕ ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ВНЕЗАПНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ МЕЖПЛАНЕТНОЙ И МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ**

**Гриб С.А.**

*ГАО РАН, Пулково, СПб, Россия, sagrib@SG10548.spb.edu*

## **SHORT-TERM FORECASTING OF SUDDEN PERTURBATIONS OF THE INTERPLANETARY AND MAGNETOSPHERIC PLASMA**

**Grib S.A.**

### **Abstract**

*Solving the problem of Rieman-Kotchine for the collision of the solar wind tangential discontinuity and the solar fast shock wave with the terrestrial bow shock wave the value of sudden perturbation of plasma inside the magnetosheath is estimated. The short-term forecasting of an abrupt change of plasma parameters inside the magnetosphere of the Earth is proposed. The value of sudden storm commencement (SSC) impulse is calculated. The comparison of the evaluated SSC with the observed one shows the coincidence up to 10 per cent.*

### **Введение**

Проблема воздействия межпланетных разрывов на систему головная ударная волна-магнитосфера Земли представляет значительный интерес для прогнозирования внезапных возмущений магнитосферы и ионосферы Земли, оказывающих влияние на распространение радиоволн, развитие геомагнитных бурь и на состояние атмосферы Земли. При рассмотрении лобового и наклонного взаимодействия возможно применять представления классической магнитной гидродинамики [1,2] при учёте динамического состояния фронта головной ударной волны, магнитопаузы и плазмопаузы на пути к ионосфере [3,4].

Возмущения системы головная ударная волна-магнитосфера может возмущаться как от сжатия бегущей солнечной ударной волной, так и от прихода стационарного тангенциального разрыва с увеличением концентрации протонов при переходе через разрыв.

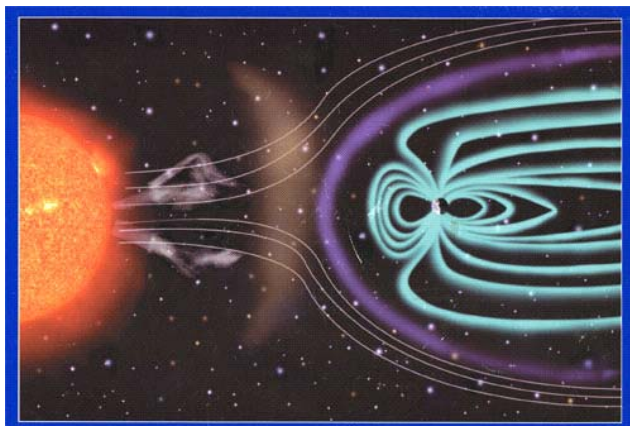
Наклонное падение солнечных ударных волн значительно усложняет задачу из-за возникновения медленных ударных волн и вращательных разрывов и в силу возможности справедливо описать реально происходящие физические процессы часто можно использовать приближение лобового столкновения при наличии нормальной компоненты межпланетного магнитного поля для прогнозирования развития космической погоды. Важно отметить наличие подтверждения современными численными моделирующими методами использования аналитических магнитогидродинамических (МГД) представлений [1] для решения данной задачи [5].

Таким образом, можно рассмотреть это взаимодействие, решая МГД задачу Римана-Кочина.

### **Постановка задачи**

Рассмотрим столкновение быстрой ударной волны  $S$ , бегущей по потоку солнечного ветра, или тангенциального разрыва  $T$ , переносимого солнечным ветром, с фронтом головной ударной волны перед магнитосферой Земли. Предполагаем, что плотность протонов растёт при переходе через тангенциальный разрыв, что происходит довольно часто.

Рис.1 демонстрирует условно, слева направо, Солнце, линии тока для солнечного ветра, фронт головной ударной волны и магнитосферу Земли. Перед магнитопаузой (границей магнитосферы) на расстоянии около 3 радиусов Земли по линии Земля-Солнце располагается фронт стоячей или носовой ударной волны.



**Рис.1.** Солнце с исходящим из его короны солнечным ветром, обтекающим магнитосферу Земли.

Взаимодействие сильного разрыва (тангенциального или быстрой ударной волны) с головным фронтом представляет проблему Римана-Кочина, решаемую с использованием условий Рэнкина-Гююнио методом пробного расчёта [6,1]. В результате рассмотрения обнаруживается возникновение преломлённой в магнитопереходный слой быстрой ударной волны, которая, пройдя через этот слой, будет взаимодействовать с магнитопаузой, представляемой в виде тангенциального разрыва.

В случае наклонного взаимодействия бегущей ударной волны  $S_f$  со стоячей волной  $S_b$  возникнут медленные ударные волны  $S_f'$ , быстро затухающие из-за затухания Ландау [2], волны разрежения  $R$  и вращательные

разрывы  $A$ , и взаимодействие будет происходить во многом асимметрично из-за влияния наклона межпланетного магнитного поля по отношению к ударным волнам, что иллюстрируется рисунком 2. В этом случае при расчёте параметров потока используются обобщенные ударные поляры [2].

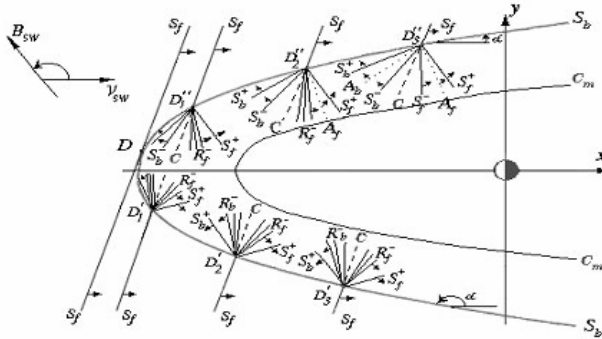


Рис.2. Схема взаимодействия ударной волны солнечного ветра с фронтом головной ударной волны в плоскости эклиптики, указывающая на асимметрию утро-вечер .

Изменение величины полного давления при переходе через фронт бегущей ударной волны в зависимости от расстояния  $r$ , как в потоке солнечного ветра вдали от источника, так и внутри магнитосферы Земли, может быть описано обобщённым законом Крюссара-Ландау:

$$\bar{\rho} = \frac{(\Delta \bar{\rho})_0}{\sqrt{1 + \frac{3}{2} Fr}}$$

при постоянной величине  $F$ .

Данный приближённый закон во многом соответствует численным моделям, предложенным американскими учёными: STOA, ISPM и HAF [7].

Зная скачок полного давления вблизи от лобовой точки магнитопаузы, можно оценить величину внезапного начала геомагнитной бури по полуэмпирической формуле Сискоу:

$$\Delta B_{SSC} = k(\sqrt{\rho_s} - \sqrt{\rho_{s_0}}).$$

Результат расчёта затухания солнечных быстрых ударных волн внутри магнитосферы приводится в таблице 1. Основным физическим выводом этого расчёта является указание на сохранение преломлённой ударной волной диссипативного характера при эффективном числе Маха, большем 1. Ударная волна проходит через внешнюю магнитосферу, сохраняя свой ударный характер, и нелинейно взаимодействует с границей плазмосферы Земли, преломляясь внутрь её.

**Таблица 1.** Расчет затухания быстрых ударных волн в магнитосферной плазме.

$M$	$r_1$	$r_2$	$r_3$	$r_4$	$M_{e1}$	$M_{e2}$	$M_{e3}$	$M_{e4}$
1,5	1,008	1,006	1,005	1,004	1,007	1,005	1,004	1,004
3,5	1,041	1,030	1,025	1,021	1,031	1,023	1,019	1,017
4,5	1,053	1,039	1,032	1,028	1,040	1,030	1,025	1,022
5,5	1,062	1,045	1,037	1,032	1,047	1,034	1,029	1,025
8	1,081	1,062	1,051	1,044	1,064	1,047	1,039	1,034
9	1,095	1,070	1,058	1,050	1,072	1,053	1,044	1,038

Здесь  $r_1, r_2, r_3, r_4$  - величины изменения напряженности на фронте волны для расстояний в  $R_E, 2 R_E, 3 R_E,$  и  $4 R_E$  от магнитопаузы,  $M$  - число Маха волны в потоке солнечного ветра,  $M_a$  - эффективное число Маха для соответствующего  $r_i$ . Приведенные значения соответствуют  $A = \operatorname{tg}30^\circ = 0,58$  и изменению плотности на границе магнитосферы, равному 10.

### Заключение

Предложен новый метод краткосрочного прогнозирования магнитосферного и геомагнитного импульсов на основе использования наблюдаемых в свободном потоке солнечного ветра эффективных чисел Маха и направлений ударных фронтов при решении обобщенной задачи Римана-Кочина.

Точность прогнозирования: 5-10 процентов.

Работа проводилась по программе РАН ОФН-16.

### Литература

1. Grib S.A., Brunelli B.E., Dryer M., Shen W.-W. // Journ.Geophys.Res., 1979, v.84, A10, pp.5907-5920.
2. Гриб С.А., Пушкарь Е.А. // Геом. и Аэрономия, 2006, т.46, №4, с.442-448.
3. Бархатов Н.А. и др. // Изв. вузов «Прикладная нелинейная динамика», 2001, т.9, №4-5, с.78-94.
4. Pierrard Vivante, Cabrera Juan // Space Sci. Rev., 2006, 122,<sup>1</sup> 4-5, p.119-126.
5. Samsonov A.A., Nemecek Z., Shafranov J. // Journ.Geophys.Res., 2006, v.111, A08210.
6. Половин Р.В., Демущкий В.П. Основы магнитной гидродинамики. М., Энергоатомиздат. 1987.
7. Smith Z., Dryer M., Ort E., Murtagh W. // J. Atm.Solar-Terr.Phys., 2001, v.62, pp.1265-1274.
8. Siscoe G.L., Formisano V., Lazarus A.J. // Journ. Geophys.Res., 1968, v.73, №15, p.4869.



## **ОСОБЕННОСТИ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПОВЕДЕНИЯ МАГНИТНЫХ ОБЛАКОВ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ**

**Гриб С.А.**

*ГАО РАН, Пулково, СПб, Россия, sagrib@SG10548.spb.edu*

## **THE PECULARITIES OF NONSTATIONARY MOTION OF SOLAR WIND MAGNETIC CLOUDS**

**Grib S.A.**

### **Abstract**

*Quasishock perturbations of the interplanetary clouds inside the solar wind flow due to the interactions with the discontinuous structures in the frame of the space magnetohydrodynamics are discussed. The collision of the solar shock wave with the magnetic cloud is considered. The generation of the fast rarefaction wave, reflected from the boundary of the rarefied cloud, directed to the Sun is proved. By the way the refraction of the solar shock wave as the fast shock wave in the case of the frontal collision and as the slow shock wave in the case of the oblique one is shown. An asymmetry of the shock wave collision is indicated. The confirmation of the obtained results by different interplanetary IMP8, ISEE3 and Wind data is pointed out. The plasma phenomena inside the magnetic clouds are supposed to be studied in easy way in the frame of so called shallow water. Some importance of the pressure anisotropy inside the magnetic clouds as the source of the plasma instabilities is underlined.*

### **Введение**

Магнитным облакам, часто движущимся от короны Солнца по потоку солнечного ветра и создающим возмущение системы головная ударная волна – магнитосфера Земли, уделяется много внимания в научной литературе [1,2,3]. Основными особенностями магнитных облаков, извергаемых из Солнца и распространяющихся через плазму солнечного ветра, являются: наличие сильного магнитного поля, плавное вращение направления межпланетного магнитного поля и малое значение величины температуры протонов и плазменного параметра, характеризующего отношение газодинамического давления к магнитному [1]. При этом на границах магнитных облаков отсутствуют нормальная компонента магнитного поля и поток плазмы, так что к разрывному представлению о границе можно применять магнитогидродинамическую модель стационарного тангенциального разрыва [1].

Представляет интерес рассмотреть столкновение бегущей солнечной быстрой ударной волны с магнитным облаком в межпланетной среде. Солнечная ударная может иметь всплещный характер или быть нелинейной уединённой ударной волной, возникшей при градиентной катастрофе быстрой МГД волны.

На проникновение солнечных ударных волн внутрь магнитных облаков уже обращалось внимание в научной литературе [4].

### Метод решения

Рассмотрим столкновение солнечной быстрой ударной волны  $S$  с задней границей магнитного облака, представляемой в виде тангенциального разрыва со скачком величины магнитного поля и с падением концентрации протонов при переходе через границу.

Используем для сильных разрывов соотношения динамической совместности, которые следуют из законов сохранения массы, импульса и энергии, а также из условия непрерывности нормальной к разрыву составляющей вектора магнитной индукции  $\vec{B}$  [5]:

$$\begin{aligned} \{\rho v_n\} &= 0, \quad \left\{ \rho v_n^2 + P + \frac{B_i^2}{8\pi} \right\} = 0, \quad \left\{ \rho v_n \bar{v}_i - \frac{B_n}{4\pi} \bar{B}_i \right\} = 0, \\ \left\{ \rho v_n \frac{v^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} v_n P + v_n \frac{B_i^2}{4\pi} - \frac{B_n}{4\pi} (\bar{v}_i \cdot \bar{B}_i) \right\} &= 0, \\ \left\{ B_n \bar{v}_i - v_n \bar{B}_i \right\} &= 0, \quad \{B_n\} = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь фигурные скобки обозначают разность (скачок) значений рассматриваемых величин по разные стороны от сильного разрыва.

Столкновение солнечной ударной волны с тангенциальным разрывом на границе облака рассматриваем в рамках распада произвольного разрыва с учётом обобщённых ударных поляр и условий эволюционности [5,6].

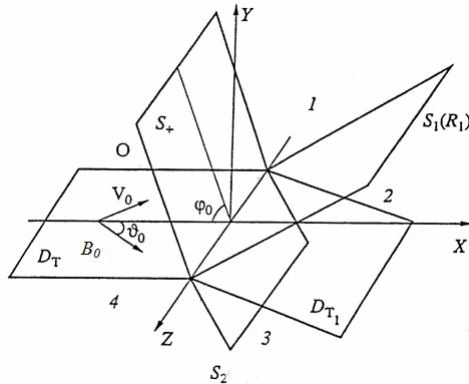
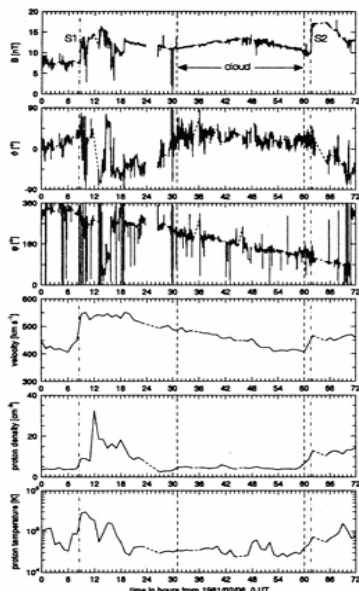


Рис.1. Схема взаимодействия солнечной ударной волны с границей магнитного облака, представляемой в виде тангенциального разрыва.

На рис.1 даётся иллюстрация результата МГД рассмотрения преломления солнечной быстрой ударной волны. Быстрая ударная волна  $S_+$  пре-

ломается в виде быстрой ударной волны  $S_2$  и отразится в виде быстрой волны разрежения  $R_1$  при падении концентрации на тангенциальном разрыве  $D_T$  или в виде быстрой ударной волны  $S_1$  при её возрастании. Полученный результат подтверждается данными аппаратов IMP8 и ISEE3 [4].



**Рис.2.** Поведение межпланетного магнитного поля и параметров плазмы в зависимости от времени в связи с магнитным облаком, наблюдаемом на аппарате IMP8 (магнитные данные) и ISEE3 (часовые плазменные данные). Магнитное облако создаёт отсоединённую ударную волну  $S_1$ , другая же солнечная ударная волна нагоняет магнитное облако [4].

Важно также обратить внимание на важность учёта анизотропии давления при рассмотрении ударных возмущений [7], увеличивающих термальную анизотропию и вероятно приводящих к возникновению различных плазменных волн, наблюдаемых внутри магнитного облака [1].

### Основные результаты

1. Лобовое столкновение или столкновение, близкое к лобовому, солнечной быстрой ударной волны с границей магнитного облака приводит к преломлению солнечной волны в виде быстрой ударной волны, вызывающей увеличение поперечных размеров магнитного облака.

2. Наклонное взаимодействие бегущей солнечной быстрой ударной волны с задней границей магнитного облака при угле столкновения, близ-

ком к 30ε, способствует образованию преломлённой медленной ударной волны, частично разрушающей магнитное облако.

3. Учёт термальной анизотропии плазмы при рассмотрении ударных возмущений показывает то, что солнечные быстрые ударные волны могут увеличить анизотропию давления внутри облака, способствуя возникновению плазменных волн.

Работа была осуществлена в рамках программы РАН ОФН-16.

### **Литература**

1. *Burlaga L.F.* Interplanetary Magnetohydrodynamics. N.-Y., Oxford Univ. Press, 1995.
2. *Echer E., Gonzales W.D.* // Geophys. Res. Lett., 2004, v.31, ' 9, L09808/1 – L 0980814/2.
3. *Berdichevsky D.B., Richardson I.G. and Lepping R.P.* // Journ. Geophys.Res., 2005, v.110, A9105.
4. *Vandas M., Fischer S., Dryer M., Smith Z., Detman T., Geranos A.* // Journ. Geophys. Res., 1997, v.102, A10, 22.295-22.300.
5. *Куликовский А.Г., Любимов Г.А.* Магнитная гидродинамика. М., Логос, 2005.
6. *Grib S.A., Koutchmy S., Sazonova V.N.* // Solar Physics, 1996, v.169, pp.151-166.
7. *Гриб С.А., Храпов Б.А.* // Косм. исслед., 1989, т.27, в.2, с.258-266.

**РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЯ ПОЛНОГО СОЛНЕЧНОГО  
ЗАТМЕНИЯ 29.03.2006 В КОРОНАЛЬНОЙ ЛИНИИ  $\lambda 6374\text{\AA}$   
НА КИСЛОВОДСКОЙ ГОРНОЙ СТАНЦИИ**

**Гусева С.А., Ким Гун-Дер, Тлатов А.Г.**

*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия*

**RESULTS OF OBSERVATION OF A TOTAL SOLAR ECLIPSE  
OF 29.03.2006 IN CORONAL LINES  $\lambda 6374\text{\AA}$  ON KISLOVODSK SOLAR  
STATION**

**Guseva S.A., Kim Gun-Der, Tlatov A.G.**

*Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Astronomical Observatory of the Russian Academy of  
Sciences, Kislovodsk, Russia*

**Abstract**

*During the total solar eclipse on March 29, 2006 have been obtained images emission of coronal lines  $\lambda 6374\text{\AA}$  (FeX) and a chromospheric line  $\lambda 6563\text{\AA}$  (H $\alpha$ ) on a small coronograph of Solar Station of the Pulkovo Astronomical Observatory of the Russian Academy of Science. Observations were conducted from the moment of the second contact. Have been calculated profiles coronal lines  $\lambda 6374\text{\AA}$  up to heights - 250" from a limb of the Sun. The value of a half-width of a line lies in limits (0.71 - 1.24) $\text{\AA}$ . Study of profiles coronal lines  $\lambda 6374\text{\AA}$  has shown, that up to heights  $\sim 130''$  is not observed univocal association of their half-width from height. The value of a half-width of a line on heights is more 135" is incremented. Were explored. modifications with height of a value of intensity, kinetic temperature, turbulent and radial velocities. At the supposition, that a profile of a red line is stipulated exclusively by thermal motions, was determined kinetic temperature which average value  $2,4 \cdot 10^6\text{K}$ . The evaluation of turbulent velocities was counted at electronic temperature  $10^6\text{K}$ . Their average value of  $\sim 18,8\text{km/s}$ . Received values for radial velocities up to  $13,8\text{km/s}$ .*

**Введение**

Солнечные затмения — наиболее впечатляющие из всех небесных явлений. Только в середине XIX века, в результате наблюдения солнечного затмения 8.VII.1842 г. было доказано, что лучистое сияние серебристо-жемчужного цвета вокруг закрытого Луной диска Солнца, которое было отмечено еще в 1605г. Кеплером, а затем Кассини (1706) и Галлеем (1717), принадлежит Солнцу, а не обусловлено земной атмосферой и не является короной Луны. Интересными оказались спектры солнечной короны. Во время затмения 7 августа 1869 г. на фоне непрерывного спектра обнаружили яркие эмиссионные линии, которые были отождествлены спустя 70 лет. В 1939 г. Гротрин отождествил корональную линию  $\lambda 6374$  (FeX), потенциал ионизации которой 233 эВ. Для генерации излучения в корональных линиях необходимы температуры порядка  $10^6$  К.

Во время полных Солнечных затмений доступна исследованию корона на больших расстояниях от поверхности Солнца. При внезатменных на-

блюдениях эмиссионные линии наблюдаются только до  $0,5R_{\odot}$  от лимба Солнца, при затмении -  $1R_{\odot}$ .

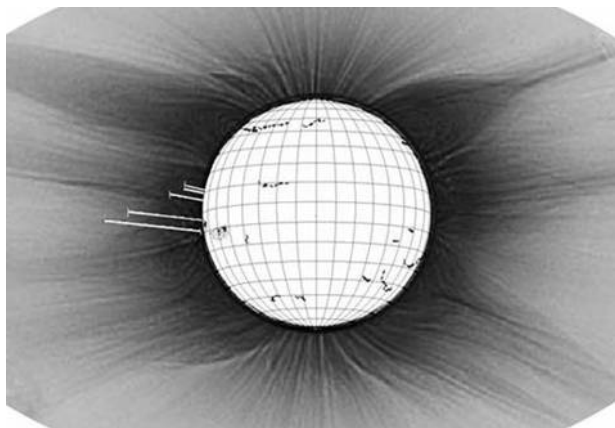
Исследование распределения полуширин эмиссионных корональных линий представляет собой большой интерес для изучения физических процессов, происходящих в атмосфере Солнца. Эти данные позволяют судить о распределении температуры и турбулентных скоростей в короне.

### **Инструменты для наблюдения**

Полоса полной фазы солнечного затмения 29.III.2006 г. проходила через Горную астрономическую станцию ГАО РАН. Здесь полное солнечное затмение длилось 2,93 мин. Для его наблюдения использовался вневзатменный коронограф Лио с объективом  $D = 20$  см. Дифракционный спектрограф с прямой щелью, и дисперсией  $14,9\text{Å}/\text{мм}$ . Для съёмки использовалась цифровая зеркальная камера Canon-EOS300D. Снимки делались в формате RAW ( $3072 \times 2048$ ).

### **Методы наблюдений**

Наблюдения спектра в красном диапазоне велись с момента 2-го контакта. Щель спектрографа вначале была расположена нормально к краю Солнца, на позиционном угле 2-го контакта (рис.1). Было сделано 6 снимков спектра красной области с выдержками от 3 до 30 сек. Между съемками кадров выключался часовой механизм на 10 сек., а между 3 и 4 кадрами на 16 сек., благодаря этому 4 и 5 кадры оказались над активной областью.



**Рис. 1.** Геометрическая картина положения щели спектрографа относительно позиционного угла изображения солнечного диска.

На 1 и 2 кадре, с экспозициями  $3^S$  и  $5^S$ , наблюдалась только линия  $\text{H}\alpha$ . На 3-м кадре в интервале высот ( $0''$ – $70''$ ) - линия  $\lambda 6374\text{Å}$  и  $\lambda 6563\text{Å}$ , экспо-

зияция -  $10^5$ . Четвертый кадр охватывает область с линией  $\lambda 6374\text{\AA}$  до  $1/2R_o$  от лимба Солнца, длительность выдержки  $20^5$ . На 5 кадре область с линией  $\lambda 6374\text{\AA}$  в интервале высот от  $20''$  до  $0.86R_o$  от лимба - экспозиция  $25^5$ . На 6 кадре с экспозицией  $30^5$  корональной линии нет. До и после затмения для калибровки делались снимки центра Солнца через девятиступенчатый ослабитель с теми же выдержками.

## Результаты обработки

### I. Полуширина линии $\lambda 6374\text{\AA}$

Исследование физических свойств короны основывается на изучении контуров корональных линий [1-7]. Наблюдаемый профиль спектральной линии обусловлен, во-первых, разрешающей способностью спектрографа (т.н. инструментальным профилем). Изображение предельно узкой спектральной линии получается размытым, из-за дифракции света в оптике. В нашем случае полуширина инструментального профиля  $\Delta\lambda_{\text{инст}} = 0,3\text{\AA}$ . Во-вторых, естественное уширение линии. Спектральная линия имеет острый максимум и пологие крылья. В-третьих - доплеровское уширение приводит к колоколообразной форме профиля.

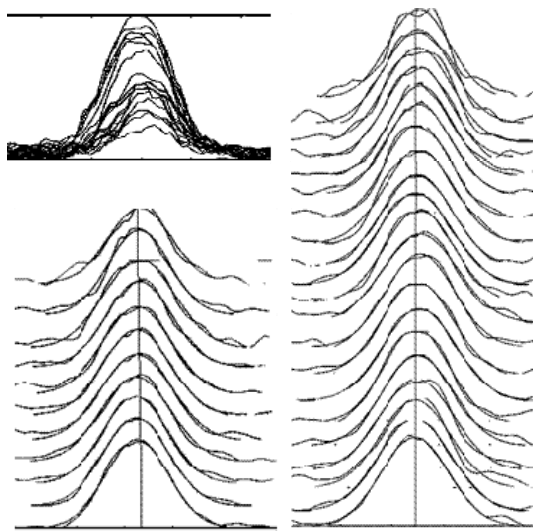


Рис. 2. Пример аппроксимации профиля  $\lambda 6374\text{\AA}$  функцией Гаусса (кадр №4, 5).

Для каждой сфотографированной линии  $6374\text{\AA}$  строились профили интенсивности. Вдоль линий делались разрезы с шагом  $20 \text{ pix}$  и с усреднением по  $10 \text{ pix}$ , а также - с шагом  $30 \text{ pix}$  и с усреднением по  $50 \text{ pix}$ . Профили аппроксимировались функцией Гаусса (рис.2), по которой определялась

полуширина красной линии (в угловой мин. - 196,8 pix). Выражение для функции Гаусса имеет вид:  $I = I_0 + A \cdot \exp^{-\ln 2 \cdot \left[ \frac{2(\lambda - \lambda_0)}{W_{1/2}} \right]^2}$ ,

где  $I_0$  - интенсивность фонового излучения;

$A$  - амплитудное значение интенсивности в центре линии;

$W_{1/2}$  - ширина линии на половине амплитудного значения  $I$ .

Построение контуров показало, что они достаточно хорошо соответствуют гауссовскому, и симметричны. Однако для участков с малой интенсивностью встречаются асимметричные профили. Изменение с высотой полуширины линии  $\lambda 6374\text{\AA}$  (усреднение по 50 pix.) изображено на рис.3.

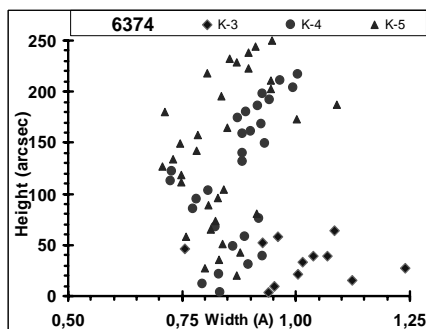


Рис. 3. Изменение с высотой полуширины корональной линии  $\lambda 6374\text{\AA}$ .

## II. Кинетическая температура

Форму и положение контура линии определяют следующие виды движений: тепловые движения ионов; турбулентные движения малых элементов; упорядоченное движение в отдельных корональных струях.

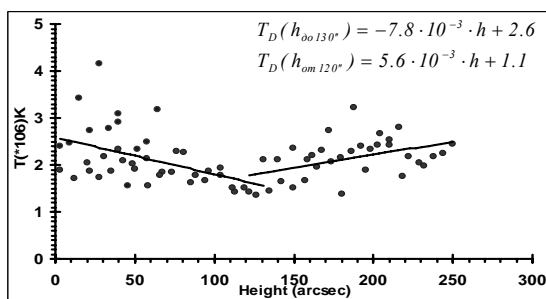


Рис. 4. Зависимость кинетической температуры линии  $\lambda 6374\text{\AA}$  от высоты.

При предположении, что профиль красной линии обусловлен тепловыми движениями ионов, определялась  $T_D$  доплеровская температура (рис.4):



$$T_D = 1.96 \cdot 10^{12} \cdot \mu \cdot \left( \frac{W_D}{\lambda} \right)^2,$$

где  $\mu$ - молярная масса иона в а.ед.;  $W_D$ - доплеровская полуширина линии.

### III. Турбулентные и лучевые скорости

Вычисление нетепловых скоростей  $V_i$  (рис.5) проводилось при предположении, что в областях излучения красной линии значение электронной температуры  $T_i$  (ионизации) составляет -  $1.0 \cdot 10^6$ К [4, 5]:

$$V_i = 0.0172 \cdot \sqrt{(T_D - T_i)}.$$

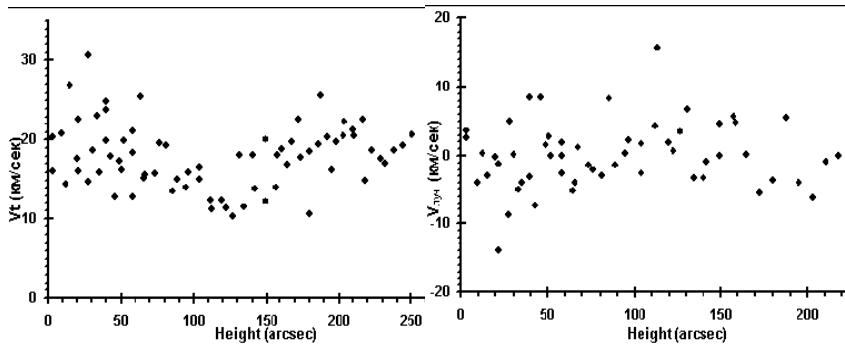


Рис. 5. Изменение турбулентных и лучевых скоростей линии  $\lambda 6374\text{\AA}$  с высотой.

При определении лучевых скоростей  $V_L$  по смещению центра линий  $\lambda 6374,5\text{\AA}$  вводилась поправка за вращение Солнца  $\Delta\lambda_{\text{вращ}} = -0,04\text{\AA}$  (рис.5).

### IV. Интенсивность эмиссионных линий

Вдоль эмиссионных линий с шагом  $15''$  по высоте вычислялись их интенсивности, выраженные в миллионных долях интенсивности центра Солнца. Интенсивности линий  $\lambda 6374\text{\AA}$  и  $\text{H}\alpha$  показаны на рис.7.

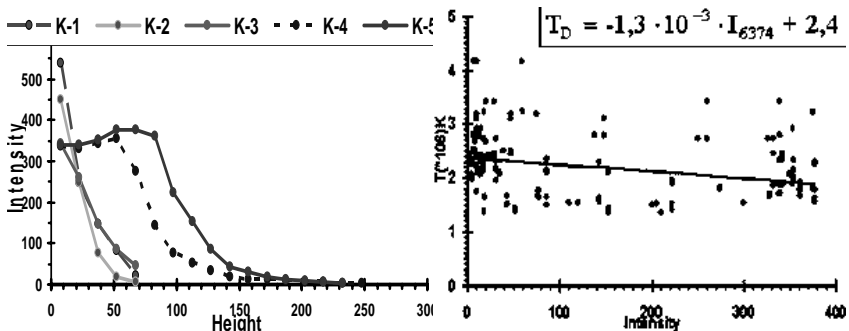


Рис. 7. а) Зависимость интенсивности линий  $\lambda 6374\text{\AA}$  и  $\lambda 6563\text{\AA}$  от высоты.

б) Зависимость температуры от интенсивности линии  $\lambda 6374\text{\AA}$ .

## V. Ионизационная температура

Существует связь между отношением интенсивностей  $I_{5303}/I_{6374}$  и температурой короны [8]. Для вычисления температуры  $T_i$  были взяты данные наблюдений  $\lambda 5303\text{\AA}$  и  $\lambda 6374\text{\AA}$  с  $70^\circ$  до  $115^\circ$  по позиционному углу, полученные до затмения. Интенсивность измерялась вдоль линий с шагом  $15''$ . Определение температуры по  $I_{5303}/I_{6374}$  показало  $-T_i$  ( $0,9 \cdot 10^6 - 2,1 \cdot 10^6$ )К. (рис.9)

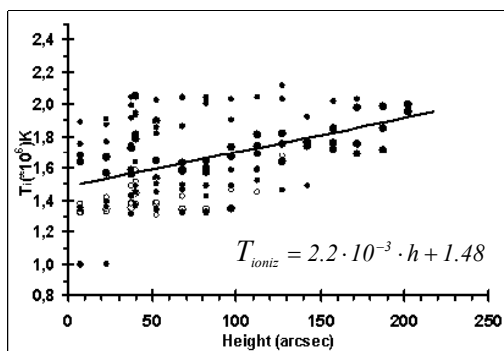


Рис. 9. Зависимость температуры ионизации от высоты

## Заключение

Исследование профилей корональных линий  $\lambda 6374\text{\AA}$ , которые получены во время затмения 29.03.2006 г., показало, что до высоты  $\sim 130''$  не наблюдается однозначной зависимости их полуширины от  $h$ . При  $h > 135''$  полуширина линии увеличивается. Гауссовы профили имеют полуширины: ( $0,71\text{\AA}$  -  $1,24\text{\AA}$ ), среднее значение кинетической температуры  $T_D = 2,4 \cdot 10^6$ К. Расширение линий в короне обусловлено турбулентными движениями со скоростями  $V_t \sim 18,8$ км/сек. Лучевые скорости  $V_{луч}$  лежат в пределах от  $(-13,9)$  до  $(+13,6)$  км/сек.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ: 05-02-16229, 06-02-16333. И программы "Нестационарные процессы в астрономии".

## Литература

1. Jagdev Singh, Kiyoshi Ichimoto, Hideki Imai and Takashi Sakurai, Astron. Soc, Japan, **51**, 269-276, 1999.
2. Jagdev Singh, Bappu M.K.V. and Saxena A.K., Astrophys J., **3**, 249, 1982.
3. Loic Conesse, Koutchmy S. and Viladrich Ch., Annales Geophysicae, 2004.
4. Nikolsky G.M., Gulyaev R.A., Nikolskaya K.I., Solar Phys., **21**, 2, 332, 1971.
5. Kim I.S., Nikolsky G.M., Solar Phys., **43**, 2, 351-358, 1971.
6. Tetrushvili E.I., Solar Phys., **54**, 135-138, 1977.
7. Делоне А.Б., Макарова Е.А., Астрон. циркуляр, **772**, 1-2, 1973.
8. Udit Narain and Suresh Chandra, Solar Phys., **47**, 607-609, 1976.

## **К ОПИСАНИЮ КРУПНОМАСШТАБНОГО ПОЛЯРНОГО МАГНИТНОГО ПОТОКА СОЛНЦА**

**Гусева С.А.<sup>1</sup>, Наговицын Ю.А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Kislovodsk, Россия;*

<sup>2</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург*  
<sup>1</sup>*svgual@yandex.ru, <sup>2</sup>nag@gao.spb.ru*

## **ON DESCRIPTION OF THE LARGE-SCALE POLAR MAGNETIC FLUX OF THE SUN**

**Guseva S.A.<sup>1</sup>, Nagovitsyn Yu.A.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Astronomical Observatory of the Russian Academy  
of Sciences, Kislovodsk, Russia*

<sup>2</sup>*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, Saint-Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*By synthesis of three types of observational data the long-term time series of the so-called "PI-index" characterizing the structure of the solar corona is constructed.*

С некоторой степенью условности глобальное магнитное поле Солнца может быть представлено в виде низкоширотного компонента  $H_{SP}$ , основной вклад в который вносят солнечные пятна и активные области, и крупномасштабного компонента  $H_{LS}$ , связанного с распределением по солнечной поверхности областей открытого магнитного потока – корональных дыр. Связь между этими компонентами, по-видимому, уже не вызывает сомнения: развитие  $H_{LS}(t)$  предвещает  $H_{SP}(t)$  на половину 11-летнего цикла. Среди различных крупномасштабных структур с открытым потоком особняком стоят полярные области Солнца. Известно, что в этих областях наблюдаются особые корональные образования – «полярные щеточки», а также фотосферные полярные факелы. По границам полярных корональных дыр располагаются высокоширотные протуберанцы, дрейф которых к полюсу вызывает явление переполусовки полярного поля.

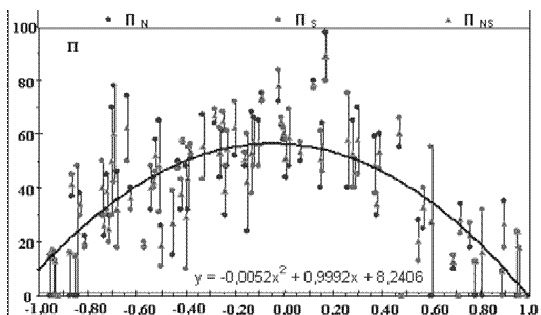
Задачей этой работы являлось получение длительного временного ряда индекса крупномасштабного полярного магнитного поля Солнца на основе наблюдений в течение последних полутора столетий: а) солнечной короны во время полных солнечных затмений, представленных фотографиями и зарисовками различных наблюдателей в разное время; б) высокоширотных солнечных протуберанцев (волокон), представленных Н-альфа картами, составленными В.И. Макаровым с сотрудниками.

В качестве индекса был выбран известный параметр  $\Pi$  – протяженность по лимбу (в градусах) систем полярных щеточек (polar plumes). Для проверки надежности оценки среднегодовых значений  $\Pi$  по отдельным за-

тменным наблюдениям он дополнительно рассчитывался по ежедневным изображениям короны, полученным на SOHO (EIT) в 1996-2006 гг.

Параметр  $\Pi$  для всех использованных материалов определялся в трех вариантах: для северного полушария  $\Pi_N$ , для южного полушария  $\Pi_S$  и средний по полушариям -  $\Pi_{NS} = (\bar{I}_N + \bar{I}_S)/2$ . Для затменных материалов на фотографию или схематический рисунок короны наносилась сетка, которая строилась с учетом эфемеридного угла наклона оси вращения Солнца к эклиптике для данного затмения. Было получено два параллельных ряда  $\Pi$  – индекса: в одном ряду за основу взяты фотографии, в другом – схематические рисунки короны. Изменение параметров  $\Pi_{NS}$ ,  $\Pi_N$  и  $\Pi_S$  от фазы солнечной активности показано на рис. 1.

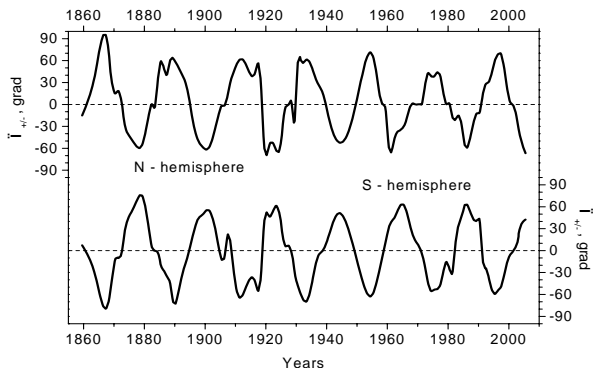
Дополнительно в нашем исследовании мы использовали данные наблюдений в линии Н-альфа по дрейфу нейтральной линии к полюсу, предшествующему изменению знака полярного поля (переполусовке), - явлению, основной вклад в изучение которого принадлежит В.И. Макарову. Нас главным образом интересовали моменты переполусовок, т.е. эпохи, когда  $\Pi = 0$ . Таким образом, была получена первичная информация для создания длительного ряда индекса крупномасштабного полярного магнитного поля Солнца – параметра  $\Pi$ .



**Рис.1.** Изменение параметров  $\Pi_{NS}$ ,  $\Pi_N$  и  $\Pi_S$  от фазы солнечной активности, вычисления которых производилось по данным полных солнечных затмений

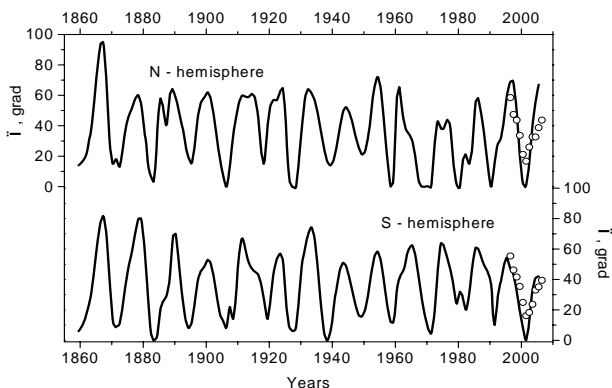
Построим вначале знакопеременный – альтернированный – ряд  $\Pi_{\pm}$ . Рассмотрим наблюдаемые значения  $\Pi$  с учетом знака поля вместе с моментами переполусовок (включая трехкратные). Для уменьшения влияния неравномерности продолжительности лакун между наблюдениями проделаем следующую процедуру. Каждые два соседние наблюдения усредним и полученные значения отнесем к их средней эпохе:  $\bar{\Pi}\left(\frac{t_i + t_{i+1}}{2}\right) = \frac{\Pi(t_i) + \Pi(t_{i+1})}{2}$ . Затем проведем интерполирование на равноотстоящие узлы, отнесенные к серединам годов. Используем для этого глобальный кубический сплайн. Результат приведен на рис. 2.

Продельвая ту же процедуру, что и выше, но без присваивания противоположного знака соседним 11-летним циклам, мы получили обычный,



**Рис.2.** Знакопеременный ряд среднегодовых значений П-индекса в северном и южном полушариях Солнца  $\Pi_{+,-}(t)$ .

«знакопостоянный» основной ряд  $\Pi$  – см. рис. 3. На рис. 3, кроме того, приведены оценки среднегодовых значений параметра  $\Pi$ , полученные по материалам EIT SOHO (светлые кружки). Коэффициент корреляции между двумя типами измерения составил  $k = 0.81$ . Сравнительно невысокий  $k$ , а также то обстоятельство, что вблизи переполусовки данные EIT показывают большие  $\Pi$ , чем по затменным (и H-альфа) материалам, может быть связан с различием типичных высот отслеживаемых структур: изображения EIT относятся к меньшим высотам, чем фиксации внешней короны во время полных солнечных затмений.

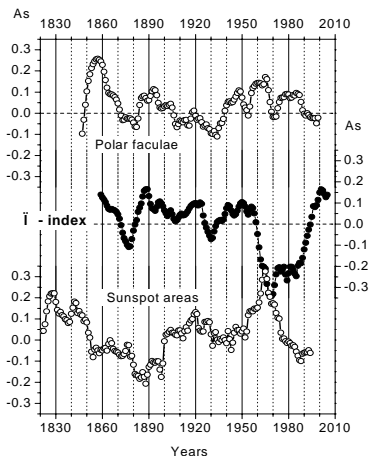


**Рис.3.** Основной ряд среднегодовых значений П-индекса в северном и южном полушариях Солнца  $\Pi(t)$ .

Приведем некоторые первые результаты применения полученных временных рядов П-индекса.

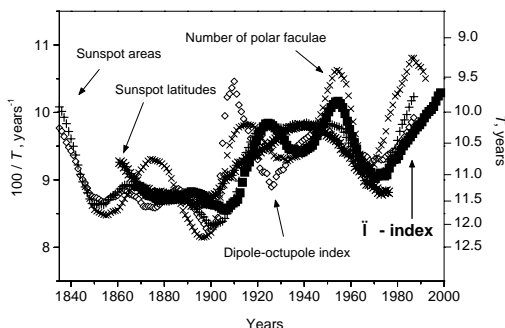
**N-S асимметрия полушарий.** Эта характеристика, рассчитываемая как нормированный разбаланс значений избранного индекса в N и S полушариях Солнца:

$$A_s = \frac{N - S}{N + S}, \text{ остается до сих пор во многом загадочной.}$$



**Рис. 4.** Долговременные изменения  $N-S$  асимметрии полушарий для высокоширотного и низкоширотного компонентов глобального м. п. Солнца.

<http://www.gao.spb.ru/database/esai>. К каждому ряду с применим вейвлет-преобразование и вычислим скелеты, обозначающие значения «мгновенных периодов» 11-летнего цикла для данного ряда. Рис.5 иллюстрирует



**Рис.5.** Продолжительность 11-летнего цикла для различных компонент солнечного магнитного поля

полученный результат: вековые изменения продолжительности 11-летнего цикла являются универсальными для всех компонентов солнечного глобального м.п. (средний стандарт по разным рядам 0.28 года), так что мы лишний раз получаем доказательство того факта, что цикл является единым процессом, захватывающим активность всего Солнца одновременно.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 05-02-16229, 07-02-00379) и программы Президиума РАН № 16.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ КОРОНАЛЬНОЙ ЛИНИИ 5303Å НА РАЗНОЙ ВЫСОТЕ ОТ ЛИМБА СОЛНЦА В ПЕРИОД СПАДА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Гусева С.А.<sup>1</sup>, Шрамко А.Д.<sup>2</sup>**

*<sup>1,2</sup>Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия;  
<sup>1</sup>svgual@yandex.ru, <sup>2</sup>a\_shramko@inbox.ru*

## **RESEARCH OF CORONAL LINES 5303Å ON DIFFERENT HEIGHT FROM A LIMB OF THE SUN DURING WANE OF SOLAR ACTIVITY**

**Guseva S.A., Shramko A. D.**

*Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Astronomical Observatory  
of the Russian Academy of Sciences, Kislovodsk, Russia*

### **Abstract**

*For 2005 year have been explored 9360 pictures of coronal lines  $\lambda 5303\text{\AA}$  (FeXIV) which have been obtained on a coronagraph of system Lio on Kislovodsk Solar Station. With a step 5" along a line were led evaluations of intensity green of coronal lines. During wane of solar activity, association of intensity of a line  $\lambda 5303\text{\AA}$  from height is a logarithmic curve. For not the active and polar zones of the Sun the curve of intensity has steep wane up to  $h \approx 30''$ . Wane of intensity in the active zones lasts up to  $h \approx (120''-170'')$ .*

### **Введение**

В 1869 г. на фоне непрерывного спектра Солнца были обнаружены яркие эмиссионные линии, которые в течение 70 лет являлись для науки одной из величайших загадок, потому что ни одну из корональных линий не удавалось отождествить ни с одним из лабораторных источников излучения. Эта загадка была разрешена только в 1939-1941 гг. Эдлен отождествил корональную линию  $\lambda 5303\text{\AA}$ . Это одна из самых ярких запрещенных спектральных линий высокоионизованного атома FeXIV, потенциал ионизации 355 эВ.

Исследование интенсивностей эмиссионных корональных линий представляет собой большой интерес для изучения распределения температуры и концентрации в короне Солнца.

### **Инструменты и методы наблюдений**

Для данной работы использовались снимки зеленой корональной линии  $\lambda 5303\text{\AA}$  (FeXIV) полученные на внезатменном коронографе системы Лио, который установлен на ГАС ГАО РАН. В результате обработки спектральных снимков получают интенсивности корональных линий, выраженные в миллионных долях интенсивности центра Солнца [1]. С конца 2004 г. введена цифровая съемка и компьютерная обработка корональных линий. В соответствии с международной программой по Службе Солнца,

интенсивности корональных линий измеряются на расстоянии 40" от фотосферы, а наблюдательные данные позволяют получить распределение интенсивности по высоте до 6'.

Целью данной работы является получить на большом материале зависимость изменения интенсивности линии  $\lambda 5303\text{\AA}$  с высотой.

### Методы обработки и результаты

За 2005 год было обработано 130 дней наблюдений интенсивности зеленой спектральной линии  $\lambda 5303\text{\AA}$  на разных высотах. Общее количество обработанных кадров составило - 9360. Вычисления интенсивности эмиссионной линии FeXIV проводились с шагом 5" вдоль линии. Примеры ежедневных карт интенсивности короны на разной высоте представлены на рис.1. Пример широтно-временного распределения интенсивности линии  $\lambda 5303\text{\AA}$  за весь год, для высоты  $h = 67''$  показан на рис.2.

Особенности распределения по лимбу яркости зеленой короны рассматривались во многих работах, например в [2].

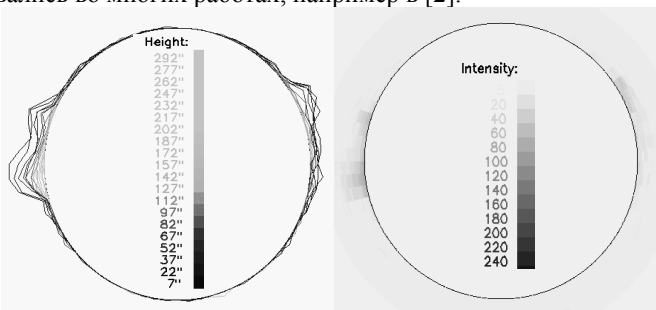


Рис.1. Карты интенсивности зеленой короны для разной высоты за 22.05.2005 г.

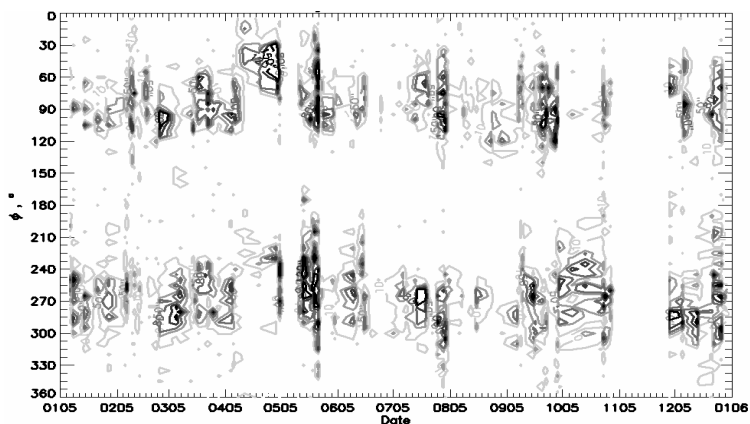


Рис. 2. Широтно-временное распределение интенсивности  $\lambda 5303\text{\AA}$  на  $h = 67''$ .



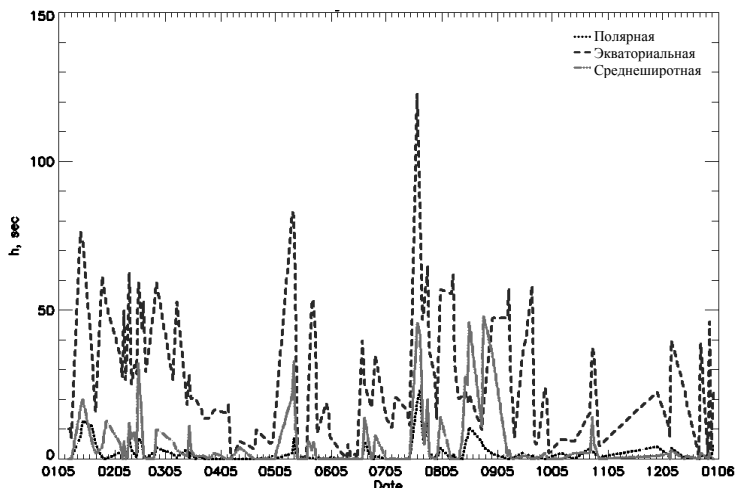


Рис. 3. Изменение средней протяженности линии  $\lambda 5303\text{\AA}$  по всему лимбу.

На ветви спада солнечной активности рассматривались изменения протяженности корональной линии от позиционного угла Солнца (рис. 3). Протяженность линии вычислялась с учетом ореола за данный день.

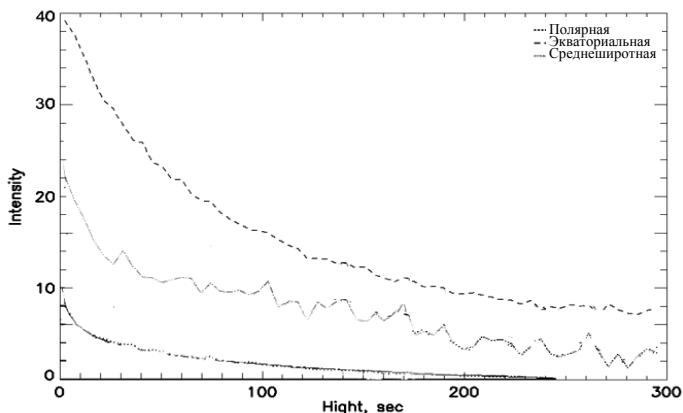


Рис. 4. Интенсивность линии  $\lambda 5303\text{\AA}$  для разных областей активности.

Для учета изменения градиента интенсивности от степени активности данной области, солнечный лимб был разбит на следующие зоны: экваториальная -  $\pm 30^\circ$  от экватора; полярная -  $\pm 30^\circ$  от полюсов Солнца и средние широты. Отдельно для активных, спокойных и полярных областей Солнца были исследованы изменения интенсивности линии  $\lambda 5303\text{\AA}$  с высотой. Усредненные за весь год эти кривые показаны на рис. 4.

Исследование интенсивности линии  $\lambda 5303\text{\AA}$  в разных областях активности на разных расстояниях от лимба Солнца за 2005 год показало:

I. Аппроксимирующие кривые для экваториальной зоны имеют следующий вид:

1) в активных областях с развитыми пятнами около лимба:

$$I_{\text{акт1}} = 38,73 - 3,52Lg(h) - 1,87Lg^2(h) \quad (1)$$

2) флоккульные площадки около лимба без пятен:

$$I_{\text{акт2}} = \frac{1}{49,21 \cdot 10^{-3} + 8 \cdot h} \quad (2)$$

II. Аппроксимирующая кривая для широт, где нет возле лимба проявлений активности Солнца имеет вид:

$$I_{\text{споко}} = 14,3 - 3,1Lg(h) - 0,45Lg^2(h) \quad (4)$$

III. Для полярных зон –

$$I_{\text{поляр}} = 4,9 - 2,1Lg(h) - 0,04Lg^2(h) \quad (5)$$

Уравнение средней аппроксимирующей кривой за весь год по всему лимбу следующее:

$$I_{\text{ср.}} = 26,3 - 2,2Lg(h) - 2,2Lg^2(h) \quad (6)$$

На ветви спада солнечной активности, исследование интенсивности линии  $\lambda 5303\text{\AA}$  от фотосферы Солнца показало, что для спокойных (при отсутствии в этом районе лимба активной области ближе, чем на  $30^\circ$ ) и полярных областей, средняя кривая зависимости интенсивности линии  $\lambda 5303\text{\AA}$  от высоты имеет крутой спад до  $h \approx 30''$ . Для активных областей лимба спад интенсивности длится до  $h \approx (120'' - 170'')$ .

Радиальное распределение яркости зеленой короны по наблюдениям Ломницкого Штита исследовалось в работе [3]. В этой работе распределение яркости аппроксимируется суммой двух экспонент. Радиальный ход  $Lg(h)$  представлен двумя отрезками прямых: с большим градиентом в области  $40'' - 4'$  от лимба и с малым градиентом при  $h > 5'$ . А для красной корональной линии «излом» кривой  $Lg(h)$  получен при  $h \approx 90''$  [4].

Исследованный нами период это ветвь спада солнечного цикла активности. Мы считаем полезным продолжить данную работу для других эпох солнечного цикла и других спектральных линий.

Работа выполнена при поддержке Гранта РФФИ-05-02-16229.

### Литература

1. *Гневыхив М.Н.*, Бюлл. МГТ, 1959, 36-38.
2. *Fisher R.R.*, Solar Phys, 1978, 57, №1, 119-128.
3. *Rusin V.*, Bull. Astron. Inst. Czech., 1973, 24, №3, 121-129.
4. *Зубцов А.С.*, Солнеч. активность, Алма-Ата, 1977, С.89-94.

## **ПОИСК СВЯЗЕЙ МЕЖДУ ПОЛЯРНЫМИ ФАКЕЛАМИ И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТЬЮ**

**Давыдов В.В., Макарова В.В.**

*Кисловодская горно-астрономическая станция, ГАО РАН, davale@rambler.ru*

## **SEARCH OF RELATIONSHIPS BETWEEN POLAR FACULAE AND GEOMAGNETIC ACTIVITY**

**Davydov V.V., Makarova V.V.**

*Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Observatory of the Russian Academy of Science,  
Kislovodsk, Russia, davale@rambler.ru*

### **Abstract**

*In paper reports the results of the analysis of the data on polar faculae at the Kislovodsk Station of the Pulkovo Observatory and on aa- index of the geomagnetic activity (1961-2007 years). It was used method of the cross wavelet transform and analysis of Houlder's exponents.*

*We are established obvious connections for considered data-polar faculae are displaced on 90 degrees on a phase and overtake a series of aa-index. In wavelet- analysis of polar faculae the period in 26- 28 years is found out. For aa-index the behavior of Houlder's exponents, probably, has cyclic behaviour- presence of the period in 22 years.*

### **Введение**

В работе проводится сопоставление рядов полярных факелов и аа-индекса - индекса геомагнитной активности с 1961 по 2007 годы (ежемесячные значения). Ряд полярных факелов получен на основе ежедневных наблюдений фотосферы на Горно-астрономической станции, Кисловодск. Ряд содержит информацию о среднемесячных значениях полярных образований в течение четырёх полярных циклов, координаты полярных факелов и их структурные образования. Среднемесячные значения исправлены введением функции видимости.

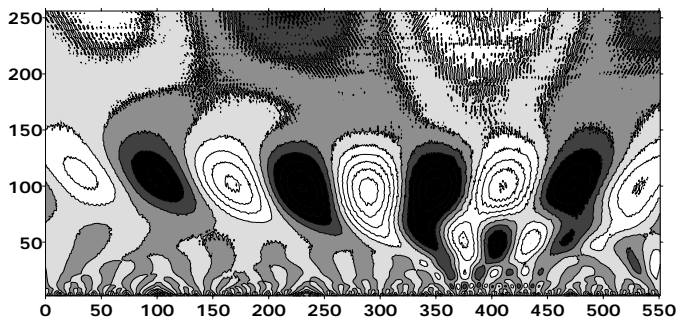
Полярные факелы представляют собой яркие, компактные образования, видимые в белом свете на широтах больше 50 градусов и временем жизни в диапазоне от часов до дней. Полярные факелы имеют долговременный цикл в 7-12 лет и находятся в противофазе с циклом солнечных пятен. (Waldmeier, 1955; Sheeley, 1976; Makarov, Makarova, and Sivaraman, 1987). Индекс аа- модификация К- индексов, преобразованных в амплитуду поля, двух антиподальных обсерваторий для исключения эффектов суточных и годовых вариаций.

### **Вейвлет-анализ**

Проведённый для обоих рядов данных вейвлет-анализ (вейвлет Морле) дал следующие результаты (**рис. 1**):

*Полярные факелы:* в спектре содержится очевидный 11-летний цикл с несколько изменяющимся периодом - от 13 лет в начале интервала обработки (1961 год) до 11 лет к 2007 году. Возможно, этот тренд связан с наложением на 11-летний цикл 27-летнего периода, достаточно отчётливо выраженного в вейвлете. Начало 27-летнего цикла приходится примерно на 1979-1980 годы и на 2006 год. Его максимумы это 1965, 1993-1994 годы. С 1989-1990 годов картина вейвлет-преобразования существенно усложняется - становятся акцентированными периоды до того выраженные слабо, либо отсутствующие вовсе. Речь идёт, прежде всего, о периодах в 2-3 года и 5-6 лет. Это время (1990 год) отображает также начало развёртывания очередного максимума 27-летнего цикла для полярных факелов.

*Индекс aa:* картина вейвлет-преобразования связана, в основном, с проявлением слабо меняющегося периода в 8-10 лет, при этом здесь видна тенденция увеличения длительности периода от начала до конца интервала обработки. Также в районе 1988-1989 годов появляются или акцентируются периоды в 2-3 года и 5 лет.



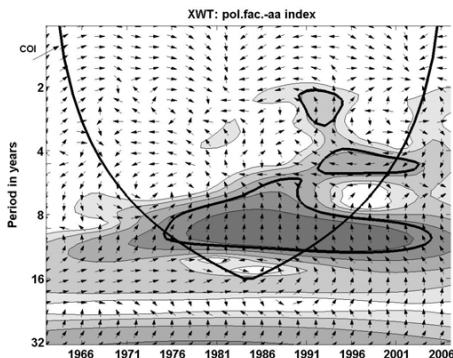
**Рис. 1.** Вейвлет Морле для ряда полярных факелов. По абсциссе - интервал в 552 месяца (1961-2007 гг.). 1988-1989 годы: район 330 точки. По ординате - период в месяцах.

### Кросс-вейвлет

Кроссвейвлетное преобразование описывает взаимную мощность и локальную относительную фазу двух рядов данных в частотно-временной области, сохранение фазы в некотором диапазоне времени и частот предполагает наличие причинно-следственных связей для рассматриваемых рядов. На **рис. 2** COI - конус влияния для учёта краевых эффектов вейвлета, взаимная мощность даётся степенью почернения, относительная фаза - стрелками, где стрелка по горизонтали вправо - фаза рядов, стрелка влево - противофаза, перпендикуляр - сдвиг на 90 градусов. Также использовалось преобразование Морле, дающее хорошую сбалансированность между временной и частотной локализованностью.

Имеет место отчётливо выраженная связь между полярными факелами и aa-индексом: практически во всём интервале обработки данных ряд

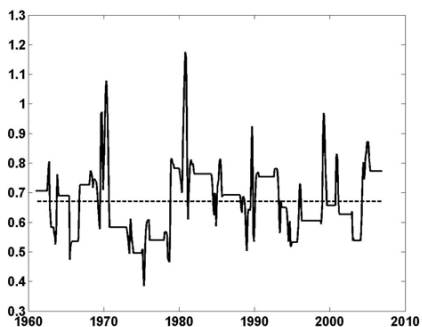
полярных факелов опережает по фазе ряд aa-индекса. Интервал высокой взаимной мощности лежит в интервале 8-12 лет с акцентом в районе 11 лет. Снова в 1988-1989 годах мы видим появление новых периодов: в районе 5 лет - в противофазе и 2-3 летний взаимный период, где полярные факелы опережают ряд aa-индекса на 90 град.



**Рис. 2.** Кроссвейвлет полярных факелов и aa-индекса.

### Показатели Гёльдера

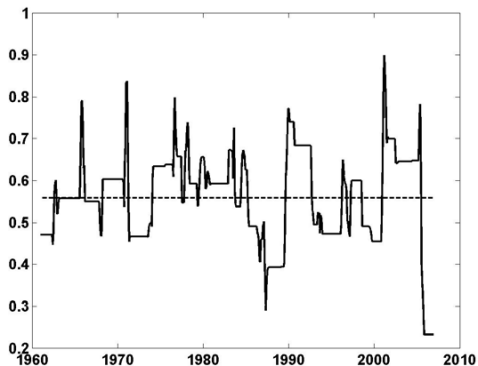
Для рассматриваемых рядов рассчитывалась функция Гёльдера. Локальную регулярность функции исследуют с помощью показателей Гёльдера. Сильные вариации в поведении исследуемых сигналов, резкое усложнение структуры сигналов могут приводить к характерным изменениям локальных показателей, в частности резкому падению в регулярности функции.



**Рис. 3.** Локальные экспоненты Гёльдера для ряда полярных факелов.

На **рис. 3** и **рис. 4** приведены локальные показатели для полярных факелов и aa-индекса (ряды сглажены по году, пунктирная горизонтальная черта -

среднее для всех точек локальных экспонент). Для ряда полярных факелов видна высокая степень регулярности в годы максимумов активности солнечных пятен. Обращает на себя внимание сильное уменьшение показателя Гельдера в 1970-1980 годах. Для аа-индекса показатель растёт в годы,



**Рис. 4.** Локальные экспоненты Гельдера для ряда аа-индекса.

последующие максимумам солнечных пятен, на ветви спада этого солнечного цикла. В районе 1988 года имеет место, особенно резкое падение локальной регулярности, что соответствует вышеприведённым данным по вейвлет-методам. На наш взгляд, можно видеть циклические изменения локальных экспонент для ряда аа-индекса. Первый “цикл”- 61-86 годы, второй - 1986-2007 годы, то есть квази-22 летний цикл, характер изменений показателей Гельдера существенно меняется относительно точки в районе 1986-1989 годов.

### **Выводы**

1. Установлены явные физические связи для рассматриваемых рядов данных - полярные факелы смещены на 90 градусов по фазе и, при этом, опережают ряд аа-индекса.
2. В вейвлет-спектре полярных факелов обнаруживается период в 26-28 лет.
3. Для аа-индекса поведение показателя Гельдера, по-видимому, имеет циклический характер - наличие периода в 22 года.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант No 06-02-16333, РФФИ, грант No 05-02-16229.

### **Литература**

*Makarov, V.I., Makarova, V.V., and Sivaraman, K.R.:* 1987, *Soln. Dann.* No. 4, 62.  
*Sheeley, N.R., Jr.:* 1976, *J. Geophys. Res.* **81**, 3462.  
*Waldmeier, M.:* 1955, *Z. Astrophys.* **38**, 37.

**МЕЖПРАВИТЕЛЬСТВЕННЫЙ ДОКЛАД 2007 г.  
ГРУППЫ ЭКСПЕРТОВ ПО ИЗМЕНЕНИЮ КЛИМАТА  
И ЕСТЕСТВЕННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ КЛИМАТА**

**Дергачев В.А.**

*ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

**THE 2007 REPORT OF THE INTERGOVERNMENTAL PANEL ON  
CLIMATE CHANGE (IPCC) OF A GROUP OF EXPERTS AND  
NATURAL CLIMATE CHANGE**

**Dergachev V.A.**

*Ioffe Physico-Technical Institute, Saint Petersburg, Russia*

**Abstract**

*The 4th Assessment Report from the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC), released in Paris on 2 February 2007, represents the work of thousands of researchers and reviewers, compiled and summarized by hundreds of climatologists. The general global comment of the great climate-change debates in the framework of IPCC has been illusory honest. According to the climate-science community and many policymakers of IPCC the greenhouse-gas emissions and humans are main reasons of changing climate. Reports by IPCC are held out as a model of consensus science that the warming is "unequivocal" and that higher than 90% likelihood humans are "very likely" behind the warming and the climate system is "very unlikely" to be so insensitive as to render future warming inconsequential. The base of such certainty rests on the next positions: some of that confidence comes from the accuracy of previous IPCC prediction, concerning to the increase of temperatures; more sophisticated models and mounting observational data have also reinforced simulations of future climate. As to natural phenomena, such as solar variations, the IPCC researchers suggest that they have probably had a small warming effect. Unfortunately, the IPCC researchers and experts do not take into account the facts of fixed solar variability during many centuries and long-time climatic changes in the past. In fact, the IPCC report is advocacy not science.*

*The main difficulties in all the early attempts to find answers to the role of the Sun in climate change were connected with a lack understanding of the nature of solar variability, the chemistry and dynamics of the Earth's atmosphere, the Earth's climate system and processes, taking place in this system, as well as absence measurement of the total and spectral irradiance from the Sun and the deficit of data in global climate changes on all time scales. The essential result from the continuous record of the solar irradiance from outside the atmosphere is that the solar constant is changed in accordance of solar activity changes. The established relationship between total solar irradiance and solar activity enable the possibility to estimate solar irradiance in the past. In the last quarter century the detailed analysis of global observational data from different parts of the climatic system supported by results from climate models has been made that provide strong correlative evidence for a solar-climate link. The 20th Century temperature pattern shows a strong correlation to energy output of the Sun. Unambiguously, during the past millennium, climatic events including the Little Ice Age and the Medieval Warm Period are generally interpreted as reflecting long-term variations in solar activity. If we will understand natural reasons of climate variability, only then we can identify and subtract the natural effects and can separate the human influence from natural reasons.*

*This work will be focused on the analysis of observational, historical and proxy data sets allowing us to detect the fingerprints of the long-term variations of solar activity in the*

*Earth's climate and on the identification of physical processes offering a clearer view of the role of solar activity and cosmic ray variations in climate change.*

## **Введение**

В настоящее время достоверно установлено, что средняя температура воздуха у земной поверхности действительно возрастает практически во всех регионах мира, что должно приводить к перестройке глобальных процессов переноса тепла и влаги на всех континентах. И, по-видимому, наблюдающиеся в последние годы резкие учащения природных катаклизмов: засух и наводнений, тайфунов и смерчей, градобитий, оползней и т. д. являются тому подтверждением. Вокруг проблемы прогноза грядущих изменений климата и состояния природной среды идёт серьёзная дискуссия сторонников вмешательства человека в природные процессы глобального масштаба и сторонников естественных причин изменения климата. Сразу отметим, что природные колебания имеют циклическую природу, а поэтому рано или поздно потепление климата должно смениться похолоданием, чего нельзя сказать по результатам антропогенного воздействия. Так, в течение прошедшего тысячелетия отмечен «малый ледниковый период» (~1550-1850 гг.) и «средневековый тёплый период» (~900~1300 гг.), имеющие глобальное проявление [1]. Малый ледниковый период завершился в первой половине XIX века, а во второй половине XIX века температура воздуха сначала стабилизировалась, а с конца этого века началось потепление, которое к концу XX века составило 0,7-0,8 °С.

2 февраля 2007 года в Париже перед 240 делегатами из 130 стран был зачитан 4-й оценочный доклад Межправительственной экспертной группы по изменению климата (IPCC), посвященный причинам и последствиям глобального потепления на нашей планете [2]. Согласно объединению ученых климатологов и многих тех, кто принимает решения в рамках IPCC, главными причинами изменяющего климата являются парниковые газы и человечество. Доклад IPCC подаётся как модель научного единодушия, к которому наконец-то пришли вместе тысячи ученых всего мира, чтобы представить наиболее детальный взгляд на самый известный из когда-либо существовавших отдельных научных предметов обсуждения. Хотя в новом оценочном IPCC докладе замечено, что солнечная изменчивость влияет на климат, но это влияние очень мало по сравнению с влиянием за счет сжигания ископаемого топлива.

За прошедшие 6 лет после 3-го доклада IPCC сотни ученых работали над расчетами моделей климата, более детально описывающими процессы, в том числе и физические, с лучшим пространственным разрешением. Итог, непредсказуемые катастрофические природные явления, участвовавшие в последнее время, неспособность воспроизвести ряд климатических характеристик в недалеком прошлом ставят под сомнение адекват-



ность разработанных климатических моделей Земли в условиях продолжающегося глобального потепления.

В то же время надежно установлено, что за последние две тысячи лет наблюдался ряд периодов потеплений и похолоданий, последний из которых завершился в первой половине XIX века. Во второй половине XIX века температура воздуха сначала стабилизировалась, а с конца этого века началось потепление, которое к концу XX века составило 0,7-0,8 °С. И это нельзя не учитывать при рассмотрении природы климатических изменений.

Данная работа сфокусирована на анализе наблюдательных, исторических и косвенных наборов данных об изменении природных характеристик в прошлом, позволяющих идентифицировать физические процессы, влияющие на изменение климата.

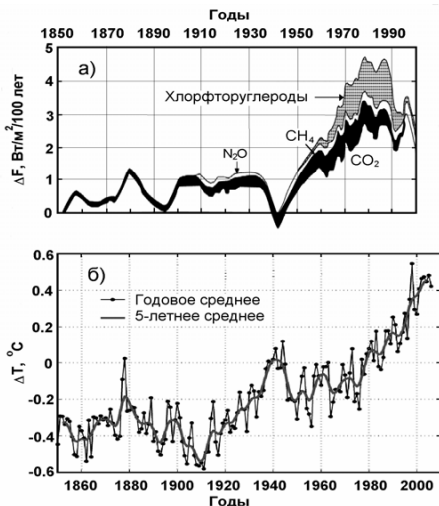
### **Изменение климатических характеристик за наблюдательный период**

Земная климатическая система может изменяться в результате воздействия как естественных, так и антропогенных процессов. Наибольшее внимание уделяется изменениям таких климатических характеристик, как температура и изменение уровня Мирового океана. В последние годы отмечены аномальные увеличения поверхностной температуры (напр., [3]).

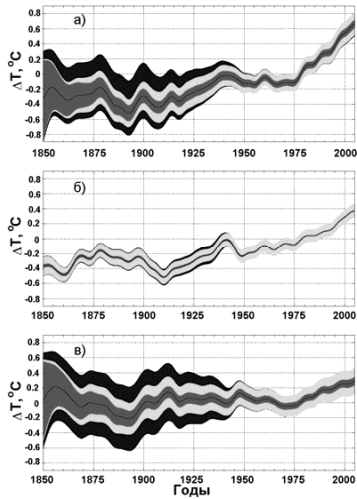
Документальное изменение температуры покрывает последние примерно 150 лет. По данным прямых наблюдений средние температуры на Земле повысились (по различным оценкам за прошедшее столетие температура поднялась примерно на 0,6°С), однако причины такого повышения остаются предметом дискуссий. Одной из наиболее широко обсуждаемых причин является антропогенный парниковый эффект, обусловленный увеличением концентрации антропогенного CO<sub>2</sub>. Деятельность человека приводит к выбросу всё более увеличивающегося выброса углерода в атмосферу каждый год. И это является главным аргументом сторонников глобального потепления.

Однако, сопоставление скорости изменения воздействия парниковых газов и температуры за время прямых наблюдений с 1850 г. (рис. 1) [4] трудно скоррелировать. Только на участке последних примерно 50 лет можно говорить о корреляции данных. В целом, результаты сопоставления данных, противоречат широко распространенной теории антропогенного влияния на температуру.

Что касается уровня океана, то в целом данные свидетельствуют о повышении уровня океана в течение последних десятилетий, поскольку глобальное потепление действительно является причиной таяния ледников. По наблюдательным данным с 1979 г. [5] имеет место тенденция уменьшения средней протяженности льда в Арктике. В то же время по данным работы [6] установлено, что с 2003 г. глобальный интеграл аномального содержания океанического тепла в верхних 750 м уменьшается.



**Рис. 1.** а). Изменение в радиационном воздействии  $\Delta F$  (Вт/м<sup>2</sup>/100 лет) за счет скорости изменения парниковых газов с 1850 г., б). Изменения глобальных температур за прошедшие 150 лет.



**Рис. 2.** Глобальное среднее а) приземной, б) приповерхностной океанической компонент и в) разницы приземной и океанической температур. Черная центральная линия – наилучшая оценка температуры.

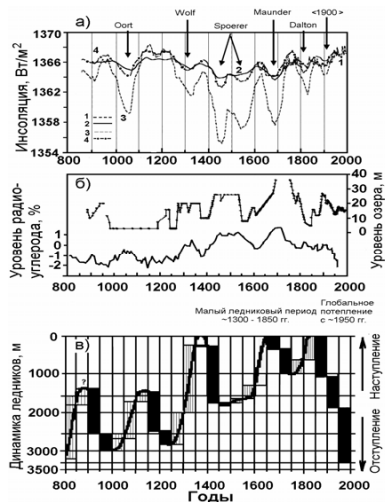
Отметим, что в настоящее время остаётся неясность, что является основным фактором, вызывающим рост концентрации  $\text{CO}_2$  - антропогенное воздействие или естественные явления. Кроме того, очень часто глобальное потепление путают с изменениями погоды, т.е. с кратковременными процессами, которые до конца не изучены. До сих пор отсутствует чёткая методика определения температуры, и нет уверенности в адекватности данных столетней давности. Как показано в работе [7], по мере углубления в прошлое, увеличивается неопределённость оценок температуры, и рис. 2 показывает всесторонний набор оценок неопределённости для а) приземной, б) приповерхностной океанической температур и в) разницы между этими температурами, изображенными центральными тонкими линиями с поясами 95% вероятности неопределённости ошибок. Серый пояс вокруг центральной кривой – неопределённость из-за ошибок отбора образцов и измерений; светлый пояс – из-за ограниченного наблюдательного покрытия; черный (внешний) пояс – результат ошибок эффектов смещений температур. Видно, что в более ранние периоды неопределённости существенно увеличиваются. Для определения средних глобальных температур с хорошей точностью нужны тысячи измерений, выполненных по единой методике. А для уверенного установления климатического потепления или похолодания такие измерения надо проводить непрерывно в течение нескольких сотен лет. Отметим также, что большинство метеостанций создано лишь недавно, а самые старые, где накоплены многолетние наблюде-

ния, часто расположены в больших городах или в их окрестностях, где с развитием энергетики стал формироваться особый микроклимат. Не хватает метеостанций в полярных районах, в горах, в развивающихся странах. Недостаточно охвачены измерениями обширные пространства океанов.

### Солнечная изменчивость и климат в течение прошедшего тысячелетия

Солнце является первичным источником энергии для земной атмосферы. Связь между солнечной изменчивостью и изменением в климате Земли осуществляется через: 1) изменения во времени полного солнечного излучения, обеспечивающего переменный подвод тепла к нижней атмосфере, 2) изменения в ультрафиолетовом излучении Солнца, воздействующем на озон в стратосфере, которая динамически связана с тропосферой и более низкой атмосферой, 3) изменения потока космических лучей, модулируемого солнечной активностью (СА).

В течение прошедшего тысячелетия уверенно установлены «малый ледниковый период» (~1550-1850 гг.) и теплый «средневековый период» (~900 - ~1300 гг.), имеющие глобальное проявление [1]. Временная шкала и длительность этих событий определена из исторических хроник и данных по изменению космогенных изотопов, образующихся в земной атмосфере космическими лучами, промодулированными СА, и зафиксированных в земных образцах. При удалении долговременного тренда из данных по концентрации космогенных изотопов в образцах известного возраста ( $^{14}\text{C}$  в годичных кольцах долгоживущих деревьев и  $^{10}\text{Be}$  в стратифицированных годичных слоях льда из полярных регионов и ледников), обусловленного главным образом, изменением дипольного момента Земли, удаётся проследить, что холодные периоды соответствуют пониженным, а теплые – повышенным периодам СА (рис. 3).



**Рис. 3.** Сопоставление данных по солнечной и климатической изменчивости за прошедшее тысячелетие:

**а)** солнечного излучения: 1) реконструкция [9] из рядов данных по числу солнечных пятен, 2) реконструкция [10] из данных по концентрации космогенных изотопов, 3) реконструкция [11] при оценке, что величина солнечного излучения в эпоху Маундеровского минимума СА была ниже современного уровня на -0.65, 4) реконструкция [11] при величине -0.25 для Маундеровского минимума; **б)** уровня радиоуглерода, отражающего солнечную изменчивость, и колебаний уровня озера Naivisha [12]; **в)** динамики отступления и наступления горных ледников [13]. Стрелками указаны экстремально низкие уровни СА.

На рис. 3 проведено сопоставление реконструированных данных по солнечной изменчивости за прошедшие более чем тысячу лет, приходящуюся на волну пониженной солнечной активности в 2400-летнем цикле [8] (на основе моделирования солнечного излучения из рядов данных по числу солнечных пятен и концентрации космогенных изотопов) и климатической изменчивости по результатам озерных отложений и наступлениям и отступлениям горных ледников. Результаты сопоставления свидетельствуют, что солнечная изменчивость изменяется на длинной временной шкале, вызывая климатические изменения, такие как «малый ледниковый период», указанный на рис. 3. Показательна в этом смысле также работа [14], в которой авторы изучали проявление солнечного воздействия в глобальной приповерхностной температуре Земли с 1600 г., в первые 2-3 столетия этого интервала антропогенным воздействием можно было пренебречь. Использовались реконструкции температуры северного полушария [15] и солнечного излучения [10]. Было установлено хорошее согласие между глобальной температурой и температурными кривыми из реконструкций солнечного излучения в доиндустриальный период, включающий похолодания 1645-1715 гг. и 1795-1825 гг., соответствующие минимумам солнечной активности Маундера и Дальтона. Показано также, что не менее 50% вклада в глобальное потепление с 1900 г. может быть обусловлено солнечной активностью.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 06-04-48792, 06-02-16268, 06-05-64200, 07-02-00379), Президиума РАН (программа «Изменения окружающей среды и климата») и Президиума Петербургского научного центра РАН (программа «Изучение влияния вариаций солнечной активности, геомагнитного и межпланетного магнитного поля на климатические изменения...»).*

### Литература

1. Le Roy Ladurie E. *Histoire du climat depuis l'an mil*. Paris: Flammarion. 1967. 287 p. In French.
2. *Climate Change 2007*, the Fourth Assessment Report of the United Nations Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC). Paris. 2 February 2007.
3. Hansen J. et al. *GISS Surface Temperature Analysis, Global Temperature Trends: 2005 Summation*. NASA's Goddard Institute for Space Studies. 2006.
4. <http://www.grida.no/climate.htm>.
5. Comiso J.C. *Weather*. 2006. V.61(3). P.70-76.
6. Lyman et al. *Geophys. Res. Lett.* 2006. V.34. L01610, doi:10.1029/2006GL027834.
7. Brohan et al. *J. Geophys. Res.* 2006. V.111, D12106, doi:10.1029/2005JD006548.
8. Дергачев В.А. *Геомагнетизм и аэрономия*. 1996. Т.36. № 2. С.49-60.
9. Lean J. et al. *Geophys. Res. Lett.* 1995. V.22. P.3195-3198.
10. Lean J. J. *Geophys. Res. Lett.* 2000. V.27. P.2425-2428.
11. Bard et al. *Tellus*. 2000. V.52B. P.985-992.
12. Verschuren D., Laird K., Cumming B. *Nature*. 2000. V.403. P.410-413.
13. Holzhauer H., Magny M., Zumbühl H. *Holocene*. 2005. V.15. P.789-801.
14. Scafetta N., West B.J. *Geophys. Res. Lett.* 2006. V.33. L17718, doi:10.1029/2006GL027142.
15. Moberg A. et al. *Nature*. 2005. V.433. P.613-617.

## **СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ, ГЕОМАГНИТНЫЕ ЭКСКУРСЫ, ДЖЕРКИ И КЛИМАТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК**

**Дергачев В.А.<sup>1</sup>, Распопов О.М.<sup>2</sup>, Гуськова Е.Г.<sup>2</sup>, Зайцева Г.И.<sup>3</sup>, Юнгнер Х.<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН; v.dergachev@pop.ioffe.rssi.ru

<sup>2</sup>СПбФ ИЗМИРАН; Oleg@or6074.spb.edu

<sup>3</sup>ИИМК РАН; ganna@mail.wplus.net

<sup>4</sup>Хельсинский университет; hogne.jungner@helsinki.fi

## **SOLAR ACTIVITY, GEOMAGNETIC EXCURSIONS, JERKS AND CLIMATIC RESPONSE**

**Dergachev V.A.<sup>1</sup>, Raspopov O.M.<sup>2</sup>, Gus'kova E.G.<sup>2</sup>, Zaitseva G.I.<sup>3</sup>, Jungner H.<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>Ioffe Physico-Technical Institute; v.dergachev@pop.ioffe.rssi.ru

<sup>2</sup>SPbF IZMIRAN; Oleg@or6074.spb.edu

<sup>3</sup>The Institute of the History of Material Culture; ganna@mail.wplus.net

<sup>4</sup>University of Helsinki; hogne.jungner@helsinki.fi

### **Abstract**

*Identification of the causes of past natural climate changes requires detailed knowledge of a number of natural factors: solar activity, behavior of the geomagnetic field, cosmic ray fluxes. If the links between solar activity and climate (as one of the most important factors of climate change) is actively studied, evidence for connections between magnetic field variations of internal origin and climate has received little attention. The analysis of both paleo- and archeomagnetic data and magnetic properties of continental and marine sediments has shown that around 2700 BP, the geomagnetic Sterno-Etrussia excursion took place in 15 regions of the Northern Hemisphere. The direction and intensity of the Earth's magnetic field during the excursion changes with time. The study of magnetic properties of sediments of the Barents, Baltic, and White Seas demonstrates that the duration of this excursion was not more than 200-300 yr. Paleoclimatic data provide extensive evidence for a sharp global cooling around 2700 BP.*

*A number of recent studies of secular variations of the geomagnetic field allowed to establish correlation between the magnetism and climate change over a range of time scales from years to decades of years connected with abrupt changes in the linear secular variations, named "geomagnetic jerks" or secular variation impulses. The jerk is conceived as a sudden change in the slope of the secular variation and generally occurs on a few months to few years timescale and is of internal Earth's origin. Geomagnetic jerks have been associated to different geophysical phenomena of global or regional relevance.*

*There is a compilation of high-quality archaeomagnetic data from Western Europe and the Eastern Mediterranean covering more than the last three millennia. It is established a coincidence between sharp changes in the direction of the field and field intensity maxima. These features have been described as "archaeomagnetic jerks". As in the case of geomagnetic excursion, archaeomagnetic jerks and climate variation could be causally linked, and hence the magnetic field changes could have impacted on ancient civilizations. Comparison the occurrence of archaeomagnetic jerks with advance and retreats of glaciers in Swiss Alps and cooling periods detected in the North Atlantic from ice-rafted debris during the past few millennia shows a good correspondence. Changes in the internal magnetic field recorded as*

*geomagnetic excursions and archaeomagnetic jerks can have an influence on climate through the link between cosmic rays and cloudiness.*

## **Введение**

Климатические осцилляции являются одним из глобальных процессов на Земле. Основной причиной глобальных климатических изменений являются внешние астрофизические факторы. Для выяснения причинно-временной связи между изменением климата на различных временных масштабах и факторами, влияющими на это изменение, необходимо всестороннее изучение образцов, содержащих климатическую информацию, с позиций различных научных дисциплин, связанных с изучением климата, и, в первую очередь, с позиций специалистов по изменению геомагнитного поля, поскольку изменение напряженности и направления геомагнитного поля влияют на скорости образования космогенных изотопов на долговременной шкале, а последние определяют эту причинно-временную связь.

## **Экскурсы геомагнитного поля и джерки**

В различных регионах земного шара в земных и океанических отложениях на интервале последних 1.5 млн. лет с достаточным временным разрешением изучены записи палеомагнитных характеристик и палеоклимата. В этих данных прослеживаются связанные между собой кратковременные изменения направления геомагнитного поля – экскурсы и осцилляции климата длительностью от сотен лет до нескольких тысяч лет.

Экскурсы – это импульсные выбросы по направлению (склонение, наклонение) различной продолжительности и происходят, как правило, на фоне понижения напряженности геомагнитного поля [1]. Основной проблемой выявления экскурсов является недостаточная точность определения возраста исследуемых образцов. Изученные экскурсы в течение плейстоцена указывают на то, что напряженность поля во время экскурса может понижаться в несколько раз, чем до и после экскурса. При этом начало и завершения экскурсов приурочиваются к похолоданиям. В течение геомагнитных экскурсов прослеживаются потепления и похолодания, иссушения и увлажнения климата. В течение последнего ледникового периода наиболее исследованы экскурсы: Лашамп, (~45 тыс. лет назад) и Моно (~29 тыс. лет назад), Гётенбург (~12 тыс. лет назад), которые происходили на фоне минимумов напряженности поля (0.25–0.30 от современного). При этом связь между спектральными характеристиками геомагнитного поля и палеоклимата четко прослеживалась для указанных экскурсов.

Одним из наиболее исследованных экскурсов эпохи голоцена является развитие геомагнитного экскурса «Этруссия-Стерно», во время которого северный геомагнитный полюс за 100-200 лет смещался в южное полушарие и обратно вдоль примерно Гринвичского меридиана, а величина геомагнитного диполя уменьшалась в 1,5 раза и прослеживались существенные глобальные климатические и экологические изменения [2]. Такое пе-

ремещение полюса могло резко изменять глобальную структуру потоков космических лучей в тропосфере, и, при наличии физического механизма воздействия потоков космических лучей на атмосферные процессы, изменить конфигурацию атмосферной циркуляции. Анализ глобальных климатических изменений во время геомагнитного экскурса «Этруссия-Стерно» показывает [3], что в период 2600-2800 лет назад наблюдалось заметное понижение температуры в высоких и средних широтах северного полушария, а также засухи на Африканском континенте.

В работе [4] показана связь изменений климата (похолодания) с миграцией скифской цивилизации во время резкого изменения направления геомагнитного поля, наблюдавшегося в окрестности ~ 800 г. до н.э. во время перехода от «бронзового века» к «железному веку» (экскурс «Этруссия-Стерно»). Поскольку этот глобальный экскурс имел место на фазе низкой солнечной активности, это, по-видимому, дополнительно способствовало усилению проникновения потока космических лучей в глубь земной атмосферы, что могло приводить к увеличению облачности, обильному выпадению дождей, затоплению долин и, как результат, к миграции кочевников из горных долин Саян и Алтая в этот период.

По историческим наблюдениям с 1831 г. северный магнитный полюс продвинулся на северо-восток на ~1300 км. В этот период на ряде магнитных обсерваторий были зарегистрированы резкие изменения вековой вариации магнитного поля Земли, как по направлению, так и напряженности (во второй производной поля по времени) на очень коротких интервалах времени продолжительностью от нескольких месяцев до нескольких лет, разделенных периодами почти неизменяющегося векового ускорения магнитного поля. Впервые это явление на примере импульса 1969 г. было описано в работе [5]. В последующем были проведены многочисленные исследования этого события на различных обсерваториях, которые показали, что обнаруженное событие является глобальным, хотя зависит от географической широты.

Резкие изменения вековой вариации геомагнитного поля называются геомагнитными импульсами или геомагнитными джерками [6, 7]. Причины этих изменений еще не полностью поняты, но их связывают с движениями во внешнем ядре Земли. Во второй половине 20-го столетия выделены 3 джерка глобальной протяженности: 1969, 1972 и 1992 гг.

Из-за неравномерного распределения обсерваторий трудно получить глобальную детальную картину изменения характеристик магнитного поля. В работе [8] развит подход, позволяющий выделять из регулярной сети спутниковых магнитных измерений на высоте 400 км, месячные средние данные, используя которые авторы детектировали геомагнитный джерк, приходящийся на первые месяцы 2003 г. Этот джерк выделяется и в наземных данных. Следует отметить, что хотя этот джерк по спутниковым данным проявляется в обоих полушариях, но он не является глобальным.

Геомагнитные джерки связывают с различными геофизическими явлениями глобального характера. Авторы [9] указали на связь между вариациями земного поля, скоростью вращения Земли и вариациями глобальной поверхностной температуры Земли. Было найдено хорошее соответствие между геомагнитной вековой вариацией и флуктуациями продолжительности дня с временным сдвигом в  $\sim 9$  лет. В работе [10] было установлено, что некоторые общие особенности в данных высокого разрешения вариаций продолжительности дня показывают высокую корреляцию с временами проявления джерков. Рис. 1, построенный по результатам исследований [9, 11], свидетельствует о корреляции между геомагнитной вековой вариацией, флуктуациями продолжительности суток и глобальной температурой при учете соответствующих временных сдвигов между ними. Следует отметить, что если такая связь будет прослежена и на больших временах, то появится возможность определять направление температурного тренда.

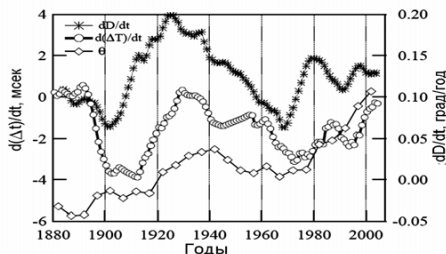


Рис. 1. Вековая вариация геомагнитного склонения для Chambon la Forêt (Франция) обсерватории (\*), отклонение продолжительности суток (○) и глобальной температуры (◇).

### Археомагнитные джерки

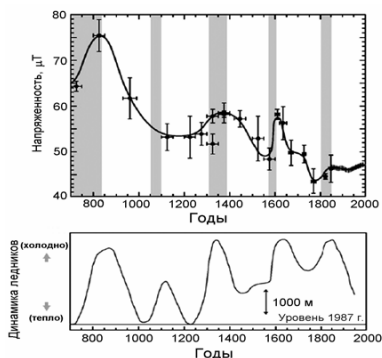
Археологические материалы, возраст которых хорошо установлен, могут быть использованы для восстановления вековых вариаций МПЗ, что, в свою очередь, позволяет датировать материалы неизвестного возраста посредством эталонной геомагнитной кривой. В настоящее время для Западной Европы по результатам изучения 120 хорошо датированных археологических стоянок широко используется эталонная геомагнитная кривая протяженностью в 2100 лет [12], недавно продленная для последних трёх тысячелетий [13].

Новые археомагнитные результаты позволяют сделать более детальное сравнение между поведением геомагнитного поля и кратковременными вариациями климата. Это сравнение показывает, что между этими явлениями имеется более близкая связь, чем предполагалось прежде. Так, объединение имеющихся данных высокого качества для Западной Европы и Восточного Средиземноморья за временной интервал в три прошедшие тысячелетия позволяет обнаружить хорошее совпадение между резкими изменениями направления поля и максимумами напряженности поля [14-16]. В течение трёх последних тысячелетий геомагнитная вековая вариация поля в Западной Европе характеризовалась большими изменениями угло-

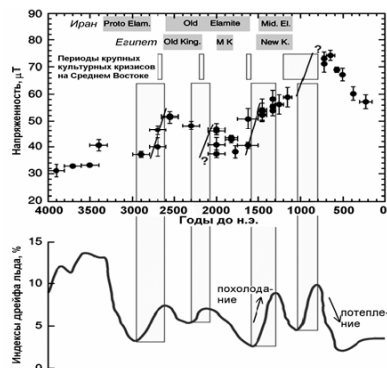


вых характеристик: амплитуда склонения достигала  $\sim 50^\circ$ , а наклонения –  $15\text{-}20^\circ$ , в то время как вариации напряженности поля показывают общее уменьшение с несколькими пиками напряженности.

Эти особенности описываются как «археоманнитные джерки» и могут содержать прежде неизвестные характеристики геомагнитной вековой вариации с временами, промежуточными между экскурсами (сотни-тысячи лет) и геомагнитными джерками (годы). Анализ археоманнитных данных последних двух тысячелетий указывает на то, что с археоманнитными джерками могут быть связаны события, относящиеся к  $\sim 1600, 1400, 800, 600, 200$  гг. нашей эры и около 350 гг. до н.э.



**Рис. 2а.** Вариации напряженности геомагнитного поля в Париже по данным археоманнитных анализов и наступления отступлений альпийских ледников [17]. Закрашенные области – периоды похолоданий.



**Рис. 2б.** Вариации напряженности геомагнитного поля в Месопотамии, социальные изменения на среднем Востоке в сравнении с климатическими изменениями по индексам дрейфа льда в Северной Атлантике [18].

Благодаря глобальной сопряженности климатических параметров в различных регионах, можно проследить связь между изменчивостью климата, археоманнитными джерками и историей древних цивилизаций. На рис. 2 приведено сравнение вариаций напряженности геомагнитного поля с экспансией альпийских ледников (рис. 2а), а также с индексами дрейфа льда и социальными изменениями на древнем Востоке (рис. 2б).

Как следует из рис. 2а и 2б, периоды заметных климатических изменений и серьёзных культурных кризисов на среднем Востоке могут быть связаны с археоманнитными джерками.

## **Выводы**

Корреляция между резкими магнитными изменениями и климатом указывает на, возможно, более значимую роль магнитных вариаций на климат, чем предполагалось ранее.

Геомагнитные и археомагнитные джерки, связанные с внутренним геомагнитным полем, могут инициировать заметное изменение климата путём связи космические лучи - облачность во времена сильных отклонений диполя. Нужны дальнейшие экспериментальные данные.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 06-04-48792, 06-02-16268, 06-05-64200, 07-02-00379), Президиума РАН (программа «Изменения окружающей среды и климата» и программа «Адаптация...») и Президиума Петербургского научного центра РАН (программа «Изучение влияния вариаций солнечной активности, геомагнитного и межпланетного магнитного поля на климатические изменения...»).

## **Литература**

1. Петрова Г.Н., Нечаева Т.Б., Поспелова Г.А. *Характерные изменения геомагнитного поля в прошлом*. Москва: Наука, 1992. 175 с.
2. Raspopov O.M., Dergachev V.A., Goos'kova E.G. *EOS, Transactions, AGU*. 2003. V. 84 (9). P. 77-79.
3. Dergachev V.A. et al. *Radiocarbon*. 2004. V. 46, no. 2, P. 661-681.
4. Zaitseva G.I. et al. *Geochronometria*. 2005. V. 24. P. 97-1085.
5. Courtillot V. et al. *C.R. Acad. Sci. Paris Ser. D*, 1978. V. 287. P. 1095.
6. Newitt L. R. et al. *EOS, Transactions, AGU*. 2002. V. 83. P. 381-388.
7. Manda M., Dormy E. *Earth Planets Space*. 2003. V. 55. P. 153-157.
8. Olsen N., Manda M. *Earth Planet. Sci. Lett.* 2007. V. 255. P. 94-105.
9. Courtillot V. et al. *Nature*. 1982. V. 297. P. 386-387.
10. Holme R., de Viron O. *Geophys. J. Int.* 2005. V. 160. P. 435-439.
11. De Michelis P., Tozzi R. *Earth Planet. Sci. Lett.* 2005. V.235. P. 261.
12. Thellier E. *Phys. Earth Planet. Inter.* 1981. V. 24. P. 89-132.
13. Gallet Y. et al. *Earth Planet. Inter.* 2002. V. 131. P. 81-89.
14. Casas L. et al. *Geophys. J. Int.* 2005. V. 161. P. 653-661.
15. Gallet Y. et al. *Earth Planet. Sci. Lett.* 2006. V. 246. P. 17-26.
16. Gallet Y., Genevey A., Fluteau F. *Earth Planet. Sci. Lett.* 2006. V. 236. P. 339-347.
17. Holzhauser H., Magny M., Zumbühl H. *Holocene*. 2005. V. 15. P. 789-801.
18. Bond G. et al. *Science*. 2001. V. 294. P. 2130-2136.

## **ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА ПО ДАННЫМ РАДИОГЕЛИОГРАФА НОБЕЯМА**

**Джимбеева Л.Н.,<sup>1</sup> Наговицын Ю.А.,<sup>2</sup> Соловьев А.А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия*

<sup>2</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
Санкт-Петербург, e-mail: nag@gao.spb.ru*

## **LONG-TERM OSCILLATIONS IN SOLAR ACTIVE REGIONS TO OB- SERVATIONS OF NOBEYAMA RADIOHELIOGRAPH**

**Djimbeeva L.N.,<sup>1</sup> Nagovitsyn Yu.A.,<sup>2</sup> Soloviev A.A.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Kalmyk State University, Elista, Russia*

<sup>2</sup>*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*The results of study of sunspot oscillations using the data of radioheliograph Nobeyama obtained on a wave 1.76 cm with the spatial resolution about 10" are presented. On the base of the wavelet-analysis it is shown that for selected sunspots the quasi-periodic oscillations with typical periods of 25-45, 50-80 and 100-120 minutes are existed.*

В настоящее время в физике Солнца активно развивается одна из важных и интересных ветвей локальной гелиосейсмологии, а именно - пятенная сейсмология, которая состоит в диагностике свойств солнечных пятен и окружающих их областей по характеристикам наблюдаемых в них разнообразных колебаний. В свою очередь, современную пятенную сейсмологию можно разделить на два направления [1]:

1. Сейсмология солнечных пятен на базе исследования наблюдающихся в них магнитозвуковых (но модифицированных гравитацией) короткопериодических (3-5 минутных) колебаний.

2. Сейсмология солнечных пятен на основе долгопериодических (от 20-30 минут до нескольких суток) собственных колебаний.

Существует ряд методов регистрации колебаний в пятнах и колебаний самих пятен, как целостных, хорошо локализованных уединенных объектов: 1) при помощи анализа фотогелиограмм высокого качества; 2) по эффекту Зеемана; 3) по доплеровскому смещению линий в спектрах пятен. Так, в [2] был установлен факт существования 40-минутных квазипериодических колебаний в солнечном пятне, в [3] найдены 70-минутные колебания площади пятен. В цикле работ [4-6] и др. рассмотрены изменения напряженности магнитного поля, площади и магнитного потока пятен, собственные движения пятен, исследованы также квазипериодические колебания по радиокартам Солнца. Помимо локальных 3-5 минутных колебаний в этих работах были обнаружены периоды колебаний пятен в интервале 35-300<sup>m</sup>.

В данной работе приведены результаты исследования квазипериодических колебательных процессов по данным радиогелиографа Нобеяма, полученным на волне 1.76 см с пространственным разрешением порядка 10". Исследовались изменения интенсивностей радиоисточников над пятнами и изменения площадей «радиопятен».

Для определения площади радиоисточников над пятнами нами была использована программа 3DFieldPro, предназначенная для цифровой обработки графических файлов на компьютере. Программа позволяет проводить оцифровку в ручном и автоматическом режиме файлов. Для определения площади образования сначала создавалась группа изолиний, которые имеют различные значения коэффициентов, определяемых яркостью и цветом изображения. Шаг изменения коэффициентов изолиний может выбираться автоматически или вручную. После этого выбирается изолиния с определенным значением коэффициента и определяется площадь сечения объекта, ограниченная данной изолинией. Точность определения площади зависит от алгоритма построения изолинии в используемой программе и разрешения графического файла. Окончательное значение площади образования выдается в относительных единицах.

В работе приведены результаты обработки 8-часовых серий наблюдений активной области в течение длительного промежутка времени за период с 21 июля 1998 г. по 2 августа 1998 года, пятно имело S – полярность.

На рисунке 1 приведены динамические спектры – зависимости «мгновенных периодов» от времени наблюдения для даты 21.07.98.

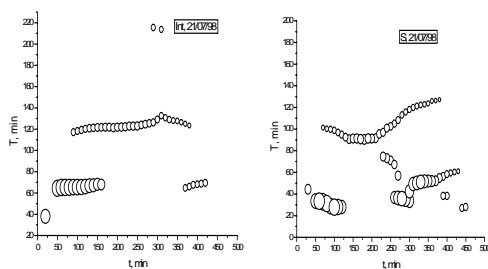


Рис. 1.

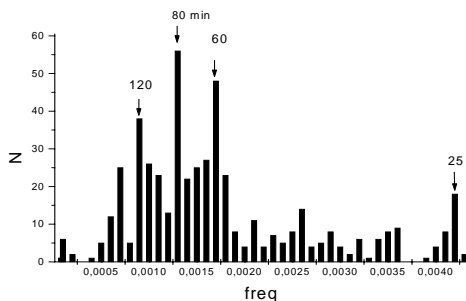
В таблице 1 приведены значимые периоды, полученные нами при исследовании временных изменений интенсивности и площадей источников в активной области над исследуемым пятном. Динамические спектры квазипериодических колебаний показывают наличие периодов 25-45 минут, 53-90 минут, 100-120 минут. Встречаются также значимые периоды больше 162-165 минут. Следует особо подчеркнуть, что низкочастотные колебания, представляющие для нас в данном случае особый интерес, имеют достаточно устойчивый характер: они могут наблюдаться не только в течение одного дня, но и на протяжении нескольких суток. Это явное свиде-

тельство того, что здесь имеет место регулярный физический процесс, а не случайные флуктуации поля интенсивности и площади радиосточника.

**Таблица 1.**

Дата	T (мин) (Int)	T (мин) (S)
21.07.	24-37, 40-55, 68-83, 163-165	27-38, 44-59, 60-74, 90-126
22.07.	29-35, 56-59, 60-86	28-39, 41-45, 65-89, 92-93, 195-205
23.07.	24-41, 65-79, 107-108, 162-163	26-39, 41-49, 87-95, 135-174
24.07.	27-37, 51, 61-88, 162-182	24-32, 47-59, 60-79, 141-143
25.07.	24-31, 38-45, 67-83	24-38, 45-58, 60-72, 91-108, 117-138, 162-166
26.07.	26-38, 61-77, 93-105	28-36, 53-58, 60-62
27.07.	29-35, 45-59, 60-79, 174-183	25-30, 42-58, 60-82, 90-101, 139-159
28.07.	30-43, 50-56, 68-83, 163	
29.07.	27-38, 69-90, 145-149, 191-201	35-40, 41-59, 61-89, 91-96, 132-158
30.07.	26-30, 44-59, 60-84, 184-201	23-32, 42, 60-75, 144-157
31.07.	24-35, 63	31-36, 41-59, 61-90, 189-194
1.08	24-43, 50-68, 70-83, 163-164	23-36, 40-42, 66-90, 91-93, 210-215
2.08	33-35, 61-71	24-28, 86-89, 90-97

На рисунке 2 представлена сводная диаграмма значимых периодов квазипериодических процессов для всех исследованных объектов.



**Рис. 2.**

Отчетливо проявляется наличие больших периодов порядка 140-160 минут в динамическом спектре для всей области. По-видимому, в этом случае в колебательный процесс вовлекаются большие массы газа, в них участвует все пятно как целое.

### **Заключение**

Кроме известных 3-5 минутных колебаний, в надпятенных областях исследованного нами пятна наблюдаются квазипериодические вариации радиоинтенсивности и площади источника с периодами: 25-45 минут, 50-80 минут, 90-110 минут, 120-140 минут, 160-210 минут. По-видимому, эти колебания радиоизлучения поляризованных источников над пятнами отражают колебательные процессы, происходящие с пятнами на уровне фотосферы и конвективной зоны [1, 7, 8]. Однако известно, что собственные

долгопериодические колебания пятен, регистрируемые по лучевым скоростям в линиях, образующихся на высотах от 100 до 500 км от уровня единичной оптической толщины в пятне, довольно быстро затухают с высотой: будучи ясно выражены в линиях с высотами формирования в 100-200 км, они оказываются практически не выделяемы из шума уже в линиях с высотой образования около 500 км [8]. Почему же эти колебания так отчетливо проявляются в радиодиапазоне на высотах, заведомо превышающих высоты образования спектральных линий фотосферы? Ответ состоит в том, что вертикальные смещения плазмы в колеблющемся пятне действительно не проникают на большие высоты, как это обычно и бывает при медленных магнитогравитационных возмущениях, но необходимо учесть, что при вертикально-радиальных колебаниях пятна как целого изменяются его геометрические размеры (радиус сечения) и, соответственно, в силу сохранения магнитного потока, его магнитное поле. В силу того что, альвеновская скорость в области над пятном, т.е. в «магнитосфере» пятна, очень велика (около тысячи км в секунду) эти изменения магнитного поля на фотосферном уровне практически мгновенно, по сравнению с периодом обсуждающихся здесь долгопериодических колебаний, передаются альвеновскими волнами в вышележащие слои, и таким образом получается, что магнитосфера над пятном, в которой находятся источники радиоизлучения, проходит при медленных колебаниях нижележащего пятна непрерывную последовательность равновесных состояний. По мере того, как квазиравновесно, квазистатически изменяется напряженность магнитного поля в самом солнечном пятне и во всей области над пятном, изменяются и физические параметры излучающего слоя, т.е. меняются все характеристики радиоизлучения над пятном.

### Литература

1. *Соловьев А.А., Киричек Е.А.* // Труды X Пулковской международной конференции по физике Солнца. С.-Петербург, с.49-72, 2006.
2. *Гонасюк С.И.* // Изв. КрАО, т.73, с.7, 1985.
3. *Demchenko V.I., Minasyants G.S., Makarenko N.G., Obashev S.O.* // Астрон. циркуляр. №1260, 1985.
4. *Gelfreikh G.B., Nagovitsyna E.Yu., Nagovitsyn Yu.A.* // Publ. Astron. Soc. Japan, v.58, №1, p.29-35, 2006.
5. *Наговицына Е.Ю., Наговицын Ю.А.* // Письма в Астрон. журн., т.28, №2, с.140-149, 2002.
6. *Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю.* // Труды X Пулковской международной конференции по физике Солнца. С.-Петербург, с.73-104, 2006.
7. *Soloviev A.A., Kirichek E.A.* The stability and eigen oscillations of sunspots // Proceedings of IAU Symposium 233 "Solar Activity and its Magnetic Origin", Cairo, Egypt, Marth 31-April 3. P.456-457. 2006.
8. *Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.* //Астрономический Журнал, т.83, № 5. С.450-460. 2007.

## **НАБЛЮДЕНИЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ NOAA 10656 В ЛИНИИ Ca II 8498 Å**

**Дивлекеев М.И.**

*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ, Москва,  
Россия, div@sai.msu.ru*

## **OBSERVATIONS OF THE ACTIVE REGION NOAA 10656 IN THE Ca II 8498 Å LINE**

**Divlekeev M.I.**

*Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia, div@sai.msu.ru*

### **Abstract**

*The Ca II 8498 Å emission line profiles are investigated for the current magnetic rope in the developing active region NOAA 10656. The line width (FWHM) for the middle part of the rope is found to equal 0.60 Å for low intensity and to decrease to 0.30 Å for the maximum phase of flare. The line FWHM equal to  $0.26 \pm 0.03$  Å for the ends parts of the rope. The line intensity is strongly changed with time even in absence the flare.*

Активная область (АО) NOAA 10656 по данным журнала “Solar-Geophysical Data“ [1] находилась на видимой стороне Солнца с 06 по 19 августа 2004г. и произвела более 150 вспышек разного балла. Первая рентгеновская вспышка балла В3.7 была зарегистрирована аппаратами GOES 06 августа в 22: 49 UT. Эта область состояла из множества мелких пятен и пор, а по мере прохождения по диску ее площадь значительно возросла. Если с 06 по 08 августа вспышки в основном были балла В, то 09 августа, когда ее площадь значительно возросла, в ней произошли 20 вспышек, из которых 14 имели рентгеновский балл С, а остальные – выше балла В6.2. В результате этих вспышек в АО, по-видимому, произошли изменения морфологии группы и уменьшение магнитной энергии, т.к. 10 августа в ней наблюдались только восемь вспышек, из которых всего три были балла С. Однако, 11 августа в ней произошли 21 вспышка в основном балла С. После прохождения центрального меридиана, 12 августа в 04:38 UT она дала вспышку балла М1.2, в течение суток произошли еще 11 вспышек балла С. С 13 по 18 августа вспышки, в основном, имели баллы М и С, а их количество в сутки колебалось от 10 до 13 за исключением 16 августа, когда наблюдались 17 вспышек. Основные изменения в группе были до 15 августа, когда сформировались головное и хвостовое пятна. В последующие дни площади пятен увеличивались. Таким образом, эта АО была очень динамична и с развитием группы мощность, выделяемая вспышками, возросла.

Работа посвящена исследованию профилей линий Ca II 8498 Å в излучении жгута магнитных трубок с током в развивающейся активной области NOAA 10656.

Наблюдения группы NOAA 10656 в линии Ca II 8498 Å выполнены в Москве на Башенном солнечном телескопе ГАИШ АТБ – 1 08 – 11, 13, 16 и 17 августа 2004г. Телескоп строит изображение Солнца диаметром около 140 мм в плоскости входной щели дифракционного спектрографа со спектральным разрешением в третьем порядке дифракции около 450000. Спектр регистрировался ПЗС – линейкой с размерами элементов  $8 \times 200$  мкм<sup>2</sup>. Обратная дисперсия на элемент линейки в области линии Ca II 8498 Å составляла  $\sim 2.7$  мÅ. Ширина входной щели спектрографа равнялась  $\sim 70$  мкм, а высота была  $< 500$  мкм, которая определялась фактически высотой элементов ПЗС – линейки (200 мкм). Время накопления сигнала линейкой выбрано 3 с.

Дрожание изображения из-за неоднородностей Земной атмосферы приводит к колебанию изображения Солнца на входной щели спектрографа, что вызывает искажение спектрограмм. Поэтому визуально контролировалась интенсивность линии обращения Ca II 8498 Å и сохранялись только те спектрограммы, в которых интенсивность практически не менялась за время экспозиции.

Спектр около линии Ca II 8498 Å регистрировался в излучении флоккулы и структуры с противоположно направленными потоками плазмы над флоккулами, названной жгутом магнитных трубок с током [2]. Образцы спектров приведены на рис.1. Здесь на рис.1а представлен образец спектра в точке флоккулы, где плазма, излучающая в центре линии Ca II 8498 Å, имеет лучевую скорость направленную вверх. Рис. 1б относится спектру, полученному в точке, где потоки плазмы, имеет лучевые скорости направленные противоположно; рис.1в соответствует точке, где плазма имеет лучевую скорость вниз. На рис.1г показан спектр излучения спокойной флоккулы. Мы предполагаем, что первые три спектра соответствуют излучению одной структуры, названной жгутом магнитных трубок с током, который соединяет области с противоположной полярностью магнитного поля. Таким образом, имеем: рис.1а – в начале жгута, где плазма, в основном, поднимается из-под фотосферы, 1б – в середине жгута, где существуют потоки плазмы направленные в противоположные стороны и 1в – в конце жгута, где плазма преимущественно опускается вниз. В АО NOAA 10656 эта структура, вероятно, соединяет головную и хвостовую области группы.

Наблюдения выполнены в основном в хвостовой и средней частях АО. Так как излучение плазмы жгута происходит в области флоккулы, то при обработке спектрограмм из общего спектра излучения жгута магнитных трубок вычитался спектр излучения спокойной флоккулы. При этом уровень непрерывного излучения флоккулы бралась постоянной, а излучение жгута приводилось к значению уровня непрерывного флоккулы. В качестве спектра излучения флоккулы можно брать спектр, где полуширина профиля линии кальция имеет среднюю величину за день, т.к. полуши-



рина в течение дня изменяется максимум на  $\pm 0.06 \text{ \AA}$  при полуширине  $1.60 \text{ \AA}$  даже в случае вспышек. Для примера на рис.2 приведен профиль линии

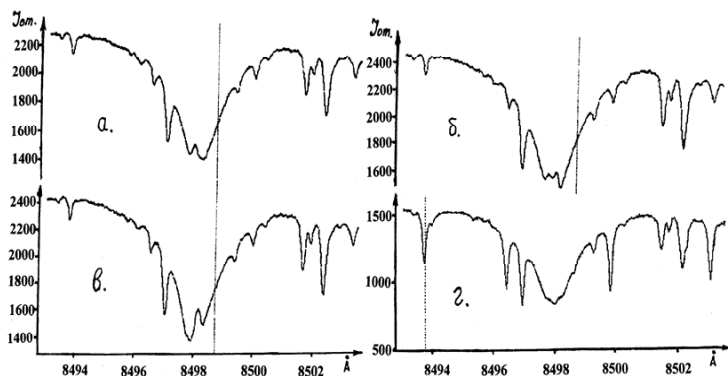


Рис. 1. Спектры излучения в разных точках активной области около линии Ca II 8498 Å.

Ca II 8498 Å в излучении жгута, полученный в результате этой процедуры. Слабые линии на этом рисунке принадлежат железу и кремнию, которые в данном случае не рассматриваются. В работе исследуется изменение интенсивности и полуширины линии Ca II 8498 Å со временем, включая вспышки.

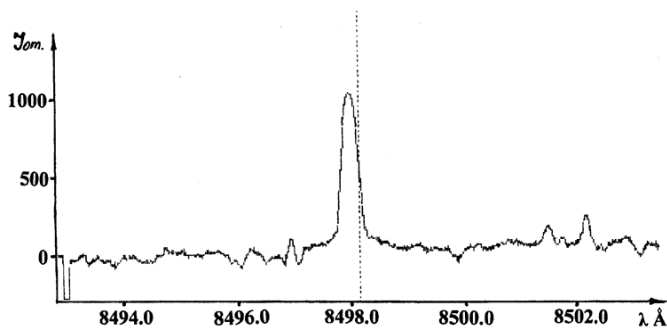
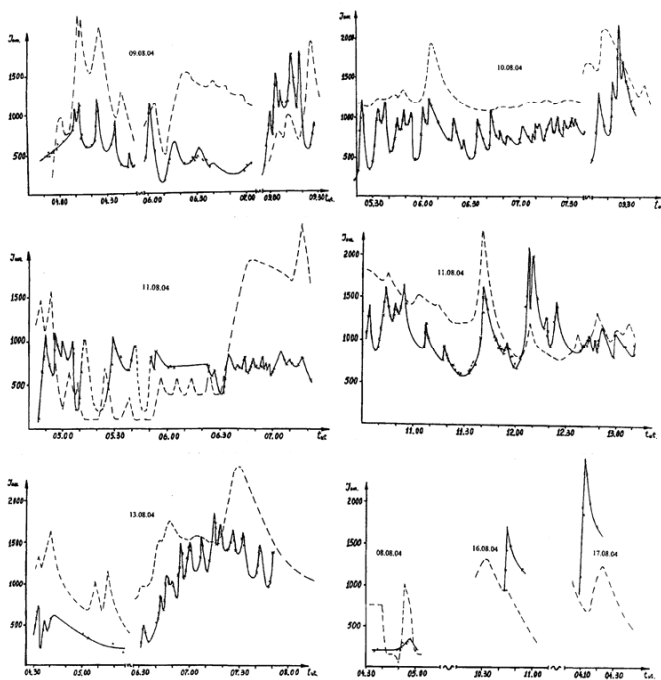


Рис. 2. Профиль линии Ca II 8498 Å в излучении жгута магнитных трубок с током.

Полуширина линий сильно зависит от местоположения точки наблюдения. В середине жгута, где происходит движение плазмы в противоположных направлениях, ширина линии имеет величину  $0.59 \pm 0.01 \text{ \AA}$  при малой интенсивности линии. Во время вспышек она уменьшается с ростом интенсивности линии и в максимуме вспышки имеет полуширину около

0.30 Å. При этом происходит сокращение интервала длин волн между максимумами компонент, что свидетельствует об уменьшении взаимной скорости потоков. В начале и конце жгута полуширина составляет  $0.26 \pm 0.03$  Å, на что сказывается влияние дрожания изображения. Поэтому временной характер изменения полуширины в этих точках определить не удастся. Эта величина незначительно больше полуширины линии поглощения волокна, равной  $0.19 \pm 0.01$  Å, что, вероятно, свидетельствует о схожести параметров плазмы в этих образованиях.

По полученным спектрограммам исследована зависимость интенсивности линии Ca II 8498 Å от времени. Графики изменения интенсивности линии Ca II 8498 Å от времени показаны на рис. 3, где пунктиром нанесена интенсивность рентгена по GOES. На каждом графике указана дата наблюдений.



**Рис. 3.** Графики изменения интенсивности линии Ca II 8498 Å в излучении жгута магнитных трубок. Верхний ряд слева за 09.08.04, справа за 10.08.04; средний ряд за 11.08.04; нижний ряд слева за 13.08.04, справа за 08, 16 и 17 августа 2004г.

09 августа с 03:49 UT по 04:08 UT интенсивность линии монотонно увеличивается, а в 04:09 UT начинается вспышка, которая соответствует

вспышке в мягком рентгене. Первый двойной максимум в линии Ca II 8498 Å совпадает с максимумом мягкого рентгена в 04:13 UT. На фазе спада этой вспышки в линии кальция наблюдаются еще три максимума с интервалами около 10 мин, которые так же видны и в мягком рентгене.

В течение времени от 05:59 UT до 07:04 UT происходит один всплеск яркости с максимумом в 06:02 UT и два относительно слабых с интервалом ~15 мин. Сильные колебания интенсивности линии наблюдаются в промежутке времени от 08:57 UT до 09:24 UT. Все эти увеличения яркости в линии Ca II 8498 Å соответствуют слабым усилениям в мягком рентгене. Очередная рентгеновская вспышка начинается в 09:22 UT, которая, вероятно, соответствует началу роста интенсивности линии кальция в 09:24 UT.

В линии Ca II 8498 Å 10 августа наблюдаются сильные колебания интенсивности, которые совпадают со слабыми изменениями в рентгене. Рентгеновская вспышка C1.1 с началом в 06:01 UT с максимумом в 06:07 UT соответствует усилению яркости линии кальция в 05:59 UT с максимумами в 06:02 UT и 06:05 UT, т.е. в кальции эта вспышка опережает на 2 мин.

Наблюдения 11 августа начаты после завершения рентгеновской вспышки B8.6, но в линии кальция видны значительные изменения интенсивности, которым соответствуют слабые колебания в рентгене. После перерыва наблюдения возобновлены в 10:32 UT, т.е. в конце (10:40 UT) рентгеновской вспышки C 4.2. В линии Ca II 8498 Å она продолжает падать до 11:30 UT и возникают еще шесть максимумов. Следующая вспышка начинается в 11:35 UT имеет максимум в 11:41 UT и завершается в 12:00 UT, которая совпадает с рентгеновской вспышкой C 7.6 (11:35, 11:41, 11:45 UT), но имеет более продолжительную фазу спада. Очередная вспышка наблюдается в 12:03 с максимумами в 12:08 и 12:10 и заканчивается в 12:21 (рентген C 1.3 - 12:05, 12:09, 12:11). Эта вспышка в кальции сильнее вспышки C 7.6 и опережает рентген на 2 мин. Вспышка C1.7 (12:46, 12:49, 12:52) в кальции очень слабая.

13 августа зарегистрированы два случая изменения интенсивности линии Ca II 8498 Å. Первый рост наблюдается в 04:31 UT с максимумом в 04:33, затем колебания и постепенный спад, что практически соответствует изменениям в рентгене. Длинная рентгеновская вспышка M 1.2 в линии кальция практически вся состоит из колебаний периодом около 6 мин.

Наблюдения 8, 16 и 17 августа выполнены только в течение короткого интервала времени и в линии Ca II 8498 Å получены по одному всплеску интенсивности в день, которым соответствующее усиление рентгена имеется.

Из приведенных графиков следует, что излучение жгута магнитных трубок с током в линии Ca II 8498 Å сильно колеблется в этой развивающейся АО NOAA 10656. Так как ионы кальция во флоккулах и вспышках преимущественно возбуждаются электронным ударом [3], то эти колеба-

ния излучения, вероятно, вызваны периодическими поступлениями электронов в жгут магнитных трубок. Эта группа состояла из множества мелких пятен и пор, которые, вероятно, вызывали непрерывные изменения тонкой структура магнитного поля, что приводило к вспышкам и генерации нетепловых электронов. Вспышки, наблюдаемые в линии Ca II 8498 Å, в основном совпадают с рентгеновскими вспышками, но некоторые опережают или запаздывают на 2 мин., что вероятно зависит от точки наблюдения.

### **Выводы**

1. АО NOAA 10656 сильно росла до 15 августа, а энергия, выделяемая вспышками, увеличивалась по мере развития группы.
2. Полуширина линии излучения Ca II 8498 Å в области жгута с противоположным движением плазмы в максимуме вспышки уменьшается до 0.30 Å в основном из-за падения взаимной скорости.
3. Полуширина линии на концах жгута равняется  $0.26 \pm 0.03$  Å, что значительно больше ширины линии поглощения в волокне равной  $0.19 \pm 0.01$  Å.
4. В развивающейся активной области излучение жгута магнитных трубок с током сильно колеблется.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 05-02-17877.

### **Литература**

1. *Solar–Geophysical Data*, 2004, N 721, Part 1.
2. Дивлекеев М.И. Труды Всероссийской конференции “Экспериментальные и теоретические исследования основ прогнозирования гелиофизической активности”, Троицк, 2006, 109.
3. Мустель Э.Р. // Изв. КрАО, 1952, **9**, 25.

## **ДИНАМИКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ 29 ОКТЯБРЯ 2002 ГОДА**

**Дмитриев П.Б.<sup>1</sup>, Кудрявцев И.В.<sup>1,2</sup>, Лазутков В.П.<sup>1</sup>, Матвеев Г.А.<sup>1</sup>,  
Савченко М.И.<sup>1</sup>, Скородумов Д.В.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*ФТИ им.А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия,*

*E-mail: Paul.D@mail.ioffe.ru*

<sup>2</sup>*ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

## **THE X-RAY POWER SPECTRUM DYNAMICS OF THE SOLAR FLARE ON OCTOBER 29, 2002**

**Dmitriyev P.B.<sup>1</sup>, Kudryavtsev I.V.<sup>1,2</sup>, Lazutkov V.P.<sup>1</sup>, Matveev G.A.<sup>1</sup>,  
Savchenko M.I.<sup>1</sup>, Skorodumov D.V.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*A.F. Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, St. Petersburg, Russia,*

*E-mail: Paul.D@mail.ioffe.ru*

<sup>2</sup>*Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*The time structure and energy spectrum evolution of hard X-rays of solar flare occurred on October 29, 2002 and observed by spectrometer IRIS on the board of CORONAS-F satellite are discussed. The hard X-ray emission energy spectrum for the rise, maximum and decay stages of the flare can be described by non-power law during all flare. X-ray spectrum shape indicates that the accelerated electron spectrum has a cut-off point about 160 keV.*

*The spectral analysis modification method of X-ray pre-, post- and flare intensity in energy ranges: 15.2-46.1 and 46.1-156.2 keV has shown, that during flare the quasi-thermal and non-thermal X-ray emission generates in the same flare region of the sun atmosphere while on the pre-flare phase it is the result of different active areas of the solar atmosphere.*

Спектрометром «ИРИС» [1-3], установленным на космической станции «КОРОНАС-Ф», 29 октября 2002 года была зарегистрирована солнечная вспышка рентгеновского класса C1.8, которая сначала, в 2147:02UT, началась в жестком рентгеновском диапазоне (15–156 кэВ) и чуть позже, в 2148:49UT - в мягком (2.9–14.3 кэВ). На рис. 1а приведена картина солнечной активности - поток ( $\text{Вт}/\text{м}^2$ ) мягкого рентгеновского излучения в диапазонах длин волн 1–8 и 0.4–5 Å с минутным разрешением, на протяжении 29 октября 2002 года по данным спутника «GOES-10» (<http://spidr.ngdc.noaa.gov>). Стрелкой на рисунке отмечена данная вспышка. В более крупном масштабе это событие изображено на рис.2б, где стрелками обозначен интервал измерения рентгеновского излучения Солнца прибором «ИРИС» в мягком рентгеновском диапазоне длин волн.

Характерной особенностью этой вспышки является поведение формы её энергетического спектра жесткого рентгеновского излучения на протяжении всего события. На рис.2. в логарифмическом масштабе приведен усредненный за 10 с спектр данной вспышки на стадиях роста, максимума

и спада интенсивности, а также спектр фона непосредственно перед вспышкой (кривая 1). Как видно из рисунка, на стадиях роста (кривые 2 и 3) и максимума (кривая 4) формируется энергетический спектр, имеющий сложную форму, который условно можно разделить на две составляющие с граничной энергией между ними  $\approx 45$  кэВ. Спектр в области малой энергии (до 45 кэВ) скорее всего, является тепловым излучением горячей плазмы, а в области более высокой энергии – может быть интерпретирован как результат тормозного излучения более быстрых, чем тепловые, ускоренных во время вспышки электронов. Такая форма спектра сохраняется и на стадии спада вспышки (кривая 5).

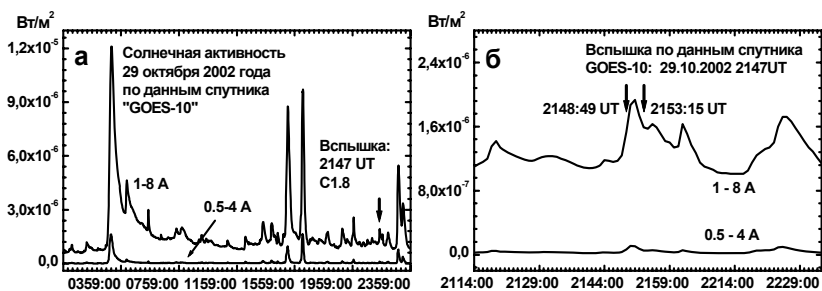


Рис. 1.

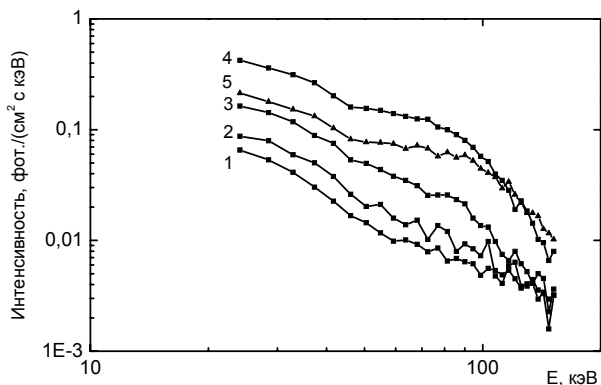
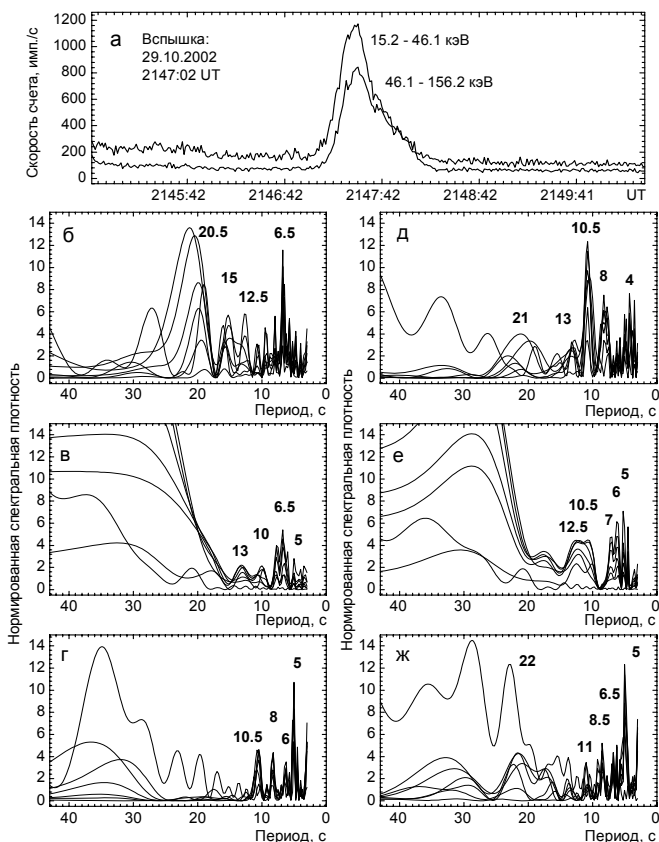


Рис. 2.

Другой характерной особенностью энергетического спектра этой вспышки, является то, что он становится «круче» с ростом энергии. Такое поведение спектра может быть объяснено, если распределение быстрых электронов, генерирующих тормозное рентгеновское излучение, имеет обрыв при некоторой максимальной энергии (для данной вспышки - это  $\approx 160$

кэВ). Таким образом, энергетический спектр жесткого рентгеновского излучения показывает, что электроны во время данной вспышки ускоряются до некоторой максимальной энергии ( $\approx 160$  кэВ).

И, наконец, последней особенностью энергетического спектра рассматриваемой вспышки является то, что в начале стадии спада интенсивности количество квантов с энергией большей 112 кэВ превышает количество квантов в этом диапазоне на максимуме. Это может говорить о трансформации энергетического распределения электронов при их распространении во вспышечной плазме.



**Рис. 3.**

На рис.3 представлены результаты спектрального периодограмм анализа [1,4] интенсивности жесткого рентгеновского излучения вспышки

двух энергетических диапазонов: 15.2-46.1 и 46.1-156.2 кэВ (рис.3а) – по нашему предположению, тепловой и нетепловой составляющих. Из рис.3 видно, что структуры комбинированных спектральных периодограмм этих двух составляющих вспышечного излучения (рис.3в и рис.3е) подобны с точностью до полу секунды, для после вспышечного излучения (рис.3г и рис.3ж) отличаются только в «низкочастотной» области (периоды больше 20 с), а для пред вспышечного излучения – различаются сильно (рис.3б и рис.3д).

Из этого можно сделать вывод, что во время вспышки тепловое и нетепловое рентгеновское излучение приходит из одной и той же «вспышечной» области атмосферы Солнца, в то время как на пред вспышечной фазе существенны вклады от разных активных образований солнечной атмосферы.

### **Литература**

1. *Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П. и др.* // Труды IX Пулковской международной конференции по физике Солнца. Под ред. А.В. Степанова, А.А. Соловьева и В.А. Дергачева. СПб, Пулково, 2005, с.509.
2. *Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П. и др.* // *Астрономический Вестник*, 2006, т.40, №2, с.160.
3. *Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П. и др.* // *Изв. РАН, Сер. Физическая*, т.70, №10, с.1453
4. *Dmitriev P.B., Kudryavtsev I.V., Lazutkov V.P., et al.* // *Int. J. Geomagn. Aeron.* 2007. V.7. G12001. doi:10.1029/2006G1000139.



## **22-ЛЕТНЯЯ И 11-ЛЕТНЯЯ ВАРИАЦИИ АНИЗОТРОПИИ КОЛЕБАНИЙ ММП**

**Ерофеев Д.В.**

*Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН,*

*e-mail: erofeev@uitl.ru*

## **22-YR AND 11-YR VARIATIONS OF ANISOTROPY OF THE IMF FLUCTUATIONS**

**Erofeev D.V.**

*Ussuriysk Astrophysical Observatory*

### **Abstract**

*Fluctuations of the interplanetary magnetic field (IMF) are investigated within a wide range of periods from about 3 hours to 4 days. The OMNI-2 data set is used for this purpose. In the high-frequency (3-hour) band both the minimum variance and maximum variance axes of fluctuations undergo pronounced 22-yr variations. The former varies with respect to the equatorial plane while the latter varies around the polar direction, and their 22-yr variations in positive and negative sectors of IMF occur in antiphase. The low-frequency (4-day) fluctuations show no cyclic variation of the maximum variance axis, but the minimum variance axis systematically changes its orientation in the course of 11-yr cycle.*

Интенсивные флуктуации магнитного поля и скорости плазмы являются характерным свойством межпланетной среды. В настоящее время исследованы их свойства на различных гелиоцентрических расстояниях, как в плоскости эклиптики, так и вне ее [1-4]. Однако мало изучена их эволюция на большой шкале времени, в частности, в ходе солнечного цикла. Этот вопрос мы рассмотрим в настоящей работе, основываясь на анализе измерений межпланетного магнитного поля (ММП), полученных на околоземных орбитах. Такими измерениями охвачен период более 40 лет (4 солнечных цикла), и на их основе создана хорошо известная база данных OMNI-2 ([ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/spacescraft\\_data/omni/](ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/spacescraft_data/omni/)).

В настоящей работе анализировались среднечасовые данные, представленные в прямоугольной системе координат RTN. С помощью нерекурсивных цифровых фильтров флуктуации ММП были разделены на четыре частотных диапазона, центры которых соответствуют периодам колебаний около 3 ч, 11 ч, 1.5 сут и 4 сут. Данные для положительного и отрицательного секторов ММП анализировались по отдельности.

Техника исследования основана на хорошо известном «методе минимума дисперсии». Ковариационная матрица флуктуаций ММП

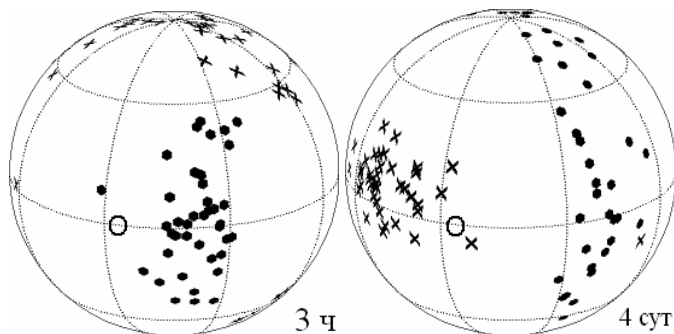
$$R_{ij} = \langle \delta B_i \delta B_j \rangle \quad (1)$$

(здесь угловые скобки обозначают усреднение по времени) приводится к главным осям, что дает три неотрицательных собственных значения (СЗ)  $d_k$

и три ортонормированных собственных вектора (СВ)  $\mathbf{E}_k$ . Величина анизотропии флуктуаций характеризуется отношением максимального и минимального СЗ,  $d_{\text{MAX}}/d_{\text{min}}$ , а ее пространственная ориентация – соответствующими СВ,  $\mathbf{E}_{\text{MAX}}$  и  $\mathbf{E}_{\text{min}}$ , которые назовем осями анизотропии. Эти параметры были рассчитаны в функции времени, с интервалом дискретизации 2 года и 3-годовичным интервалом усреднения в формуле (1).

На практике удобно задавать направление каждой из осей  $\mathbf{E}_k$  двумя углами, азимутальным (в плоскости гелиоэкватора)  $\varphi_k$  и меридиональным  $\theta_k$ , а графически направление  $\mathbf{E}_k$  в данный момент времени можно представить точкой на сфере единичного радиуса. Заметим, что СВ определены с точностью до отражения  $\mathbf{E}_k \leftrightarrow -\mathbf{E}_k$ , что следует учитывать при рассмотрении временной эволюции осей анизотропии, чтобы избежать появления фиктивных скачкообразных изменений их направлений.

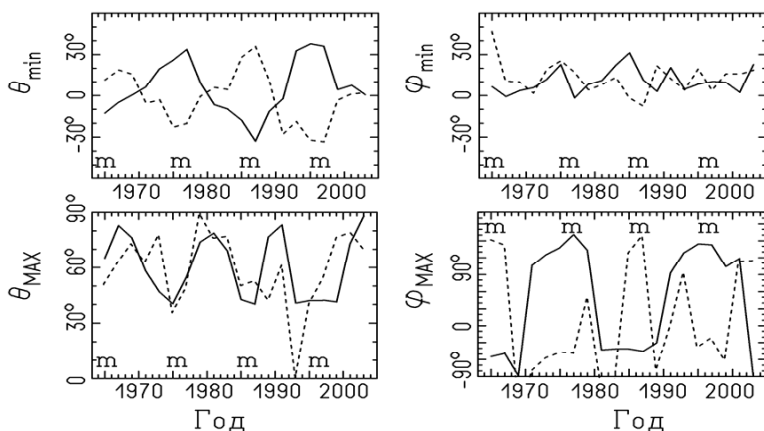
В исследуемом нами интервале частот происходит переход между двумя разными режимами турбулентности ММП: в 3-часовом диапазоне имеет место значительная корреляция между колебаниями скорости и магнитного поля («режим альвеновской турбулентности»), которая падает до незначительной величины в 4-суточном диапазоне, где, очевидно, преобладает другой режим турбулентности. Мы подробно рассмотрим направления осей анизотропии флуктуаций в этих двух крайних диапазонах.



**Рис.1.** Распределения направлений минимума (точки) и максимума (крестики) дисперсии флуктуаций ММП, для 3-часового и 4-суточного диапазонов периодов. Кружком показано направление среднего магнитного поля  $\mathbf{B}_0$ . Север вверху.

Рис.1 демонстрирует распределения осей анизотропии  $\mathbf{E}_k$  по направлениям (каждая точка соответствует 3-годовичному интервалу времени, результаты для положительного и отрицательного секторов ММП нанесены на общие графики). Как можно видеть, в 3-часовом диапазоне флуктуаций направления минимума дисперсии концентрируются около плоскости гелиоэкватора, а направления максимума дисперсии – вблизи полярной оси. При этом распределения направлений  $\mathbf{E}_k$  вытянуты преимущественно в

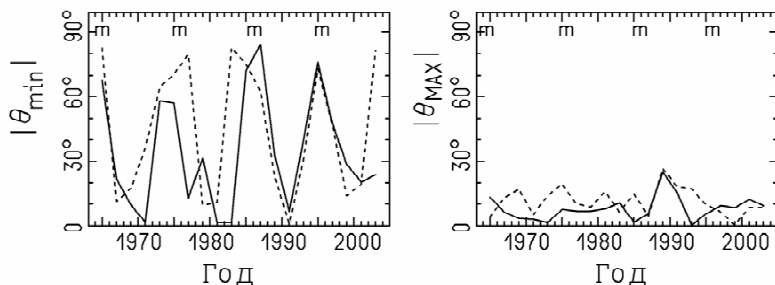
меридиональной плоскости. В 4-суточном диапазоне направления минимума дисперсии распределены в интервале меридиональных углов от  $-90^\circ$  до  $90^\circ$ , а ось максимума дисперсии концентрируется вблизи экватора, вокруг линии, почти ортогональной радиальному (от Солнца) направлению. В обоих диапазонах ни одна из осей анизотропии не совпадает, даже в среднем, с направлением среднего магнитного поля  $\mathbf{B}_0$ .



**Рис.2.** Долговременные вариации направлений минимума (вверху) и максимума дисперсии для 3-часового диапазона флуктуаций ММП ( $\theta$  и  $\varphi$  – меридиональный и азимутальный углы). Сплошная и пунктирная линии соответствуют отрицательному и положительному секторам ММП, знаком «m» отмечены минимумы солнечных циклов.

Временные изменения осей анизотропии для 3-часового диапазона флуктуаций ММП приведены на рис.2. На рисунке видно, что ось минимума дисперсии  $\mathbf{E}_{\min}$  претерпевает 22-летние колебания в меридиональном направлении с амплитудой до  $35^\circ$ , причем эти колебания противофазны в положительном и отрицательном секторах ММП. Экстремумы 22-летних вариаций приходятся на эпохи минимумов активности, также как у полярного магнитного поля Солнца. Азимутальный угол  $\varphi_{\min}$  гораздо менее изменчив и не показывает регулярных вариаций в ходе солнечного цикла. Ось максимума дисперсии  $\mathbf{E}_{\max}$ , также как и  $\mathbf{E}_{\min}$ , изменяется в ходе солнечного цикла преимущественно в меридиональной плоскости и с 22-летним периодом (иной вид вариаций углов, в частности «скачки»  $\varphi_{\max}$  на  $180^\circ$ , связан с тем, что  $\mathbf{E}_{\max}$  колеблется относительно полярного направления). В положительном секторе ММП 22-летняя вариация  $\mathbf{E}_{\max}$  несколько менее регулярна. Интересно отметить, что ось  $\mathbf{E}_{\max}$  почти все время приблизительно ортогональна среднему магнитному полю  $\mathbf{B}_0$ , несмотря на то, что ее направление варьируется в  $90^\circ$ -градусном интервале углов.

У флуктуаций 4-суточного диапазона колебания оси максимума дисперсии сравнительно невелики и не показывают связи с солнечным циклом. Ось минимума дисперсии сильно варьируется в меридиональной плоскости, но так как она не концентрируется около какого-либо выделенного направления (рис. 1), траектория ее движения имеет неопределенность в связи с упоминавшейся двужначностью СВ, заданных с точностью до отражения. Поэтому имеет смысл рассмотреть параметр, инвариантный по отношению отражению – модуль меридионального угла  $\theta_{\min}$ . Временной



**Рис.3.** Наклон к плоскости гелиоэкватора направлений минимума (слева) и максимума дисперсии, для флуктуаций ММП 4-суточного диапазона. Сплошная и пунктирная линии соответствуют отрицательному и положительному секторам ММП, знаком «m» отмечены минимумы солнечных циклов.

ход этого параметра (рис.3) показывает, что в периоды минимумов активности ось  $\mathbf{E}_{\min}$  почти ортогональна плоскости гелиоэкватора, а в периоды высокой активности она, наоборот, почти параллельна экватору.

Работа выполнена при поддержке контракта № 10104-37/П-016/041-400/240507-005, а также интеграционного проекта УАФО ДВО РАН и ИСЗФ СО РАН.

### Литература

1. Bruno R., Carbone V. The Solar Wind as a Turbulence Laboratory, Living Reviews in Solar Physics, 2005 (<http://solarphysics.livingreviews.org/articles/lrsp-2005-4>)
2. Coleman T.J. Astrophys. J., 1968, V. 153, P. 371
3. Klein L.W., Roberts D.A., Goldstein M.L. J. Geophys. Res. 1991, V. 96, P. 3779.
4. Klein L., Bruno R., Bavassano B., Rosenbauer H. J. Geophys. Res. 1993, V. 98, P.17, 461

## **СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ДВУХ МЕТОДОВ КРАТКО-СРОЧНОГО ПРОГНОЗА СКОРОСТИ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НА ОРБИТЕ ЗЕМЛИ**

**Еселевич В.Г., Файнштейн В.Г., Руденко Г.В.,  
Еселевич М.В., Кашапова Л.К.**

*ИСЗФ СО РАН, 664033, г. Иркутск, а/я-291. e-mail: esel@iszf.irk.ru*

## **THE EFFICIENCY COMPARISON OF TWO METHODS OF QUASI-STATIONARY SOLAR WIND VELOCITY'S SHORT-TERM FORECAST AT THE EARTH ORBIT**

**Eselevich V.G., Fainshtein V.G., Rudenko,  
Eselevich M.V., Kashapova L.K.**

### **Abstract**

*By the moment two perspective semiempirical models of the solar wind velocity calculation ( $V$ ) at the Earth orbit have been realized: the Eselevich-Fainshtein-Rudenko (EFR) model and the Wang-Sheeley-Argge (WSA) model. Using these models we constantly have  $V$  regular predictions; there are always results of such predictions on different Internet sites. The models are briefly described in the paper. The comparison of results of the models' application to predict the solar wind velocity is also shown.*

### **1. Введение**

Современные методы прогноза геомагнитных возмущений обычно включают в себя в качестве этапа прогноз по характеристиками Солнца скорости  $V$  квазистационарного солнечного ветра (СВ) на орбите Земли. Это связано с тем, что такой ветер является источником рекуррентной геомагнитной активности, а  $V$  – геоэффективный параметр. Кроме того, квазистационарный СВ оказывает влияние, зависящее от его параметров, на распространяющиеся по нему спорадические потоки СВ, которые генерируют самые сильные геомагнитные бури. Развивается несколько подходов к прогнозу скорости квазистационарного СВ на орбите Земли  $V(t)$  ( $t$  - время). Довольно эффективными оказались методы прогноза  $V(t)$ , использующие расчеты магнитного поля в короне в [1-4]. Особое место среди таких методов прогноза  $V(t)$  занимают модель Wang-Sheeley-Argge (WSA), [1] и метод Еселевича-Файнштейна-Руденко (ЕФР) [2,3], т.к. с их помощью длительное время осуществляется реальный прогноз  $V(t)$  с удовлетворительным качеством, а результаты прогноза выставляются в Интернете. В настоящей работе кратко описаны методы WSA и ЕФР, а также проведено сопоставление качества прогноза скорости СВ этими методами.

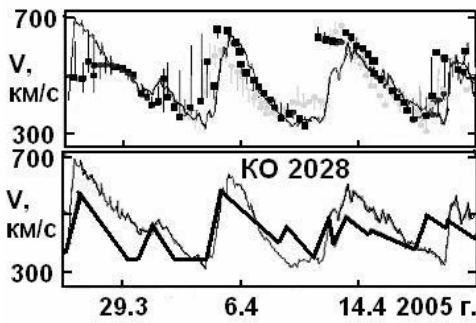
## **2. Методы WSA и ЕФР расчета скорости $V(t)$ СВ на орбите Земли**

Метод WSA [1] основан на существовании обратной зависимости между локальной сверхрадиальной расходимостью  $f_s$  тонкой магнитной трубки в короне (получается из расчетов магнитного поля в короне) и скоростью солнечного ветра  $V$  на орбите Земли. Величина  $f_s$ , характеризует степень изменения площади сечения магнитной трубки между поверхностью Солнца и поверхностью радиусом  $R_s = (2.5-5)R_o$  ( $R_o$  – радиус Солнца). На первом этапе в методе [1] устанавливается полуэмпирическая зависимость между  $f_s$  и скоростью солнечного ветра  $V_s$  на указанной выше поверхности. Затем, с использованием упрощенной модели распространения СВ, для каждого значения  $V_s$  находится значение  $V$  скорости СВ на орбите Земли. Учитывается также влияние на скорость СВ кроме параметра  $f_s$  положения по широте открытой магнитной трубки на поверхности Солнца. Предсказания  $V$  осуществляются несколько раз в сутки по значениям  $f_s$  магнитных трубок, проходящих на поверхности радиусом  $R_s$  точку пересечения плоскостей эклиптики и центрального меридиана.

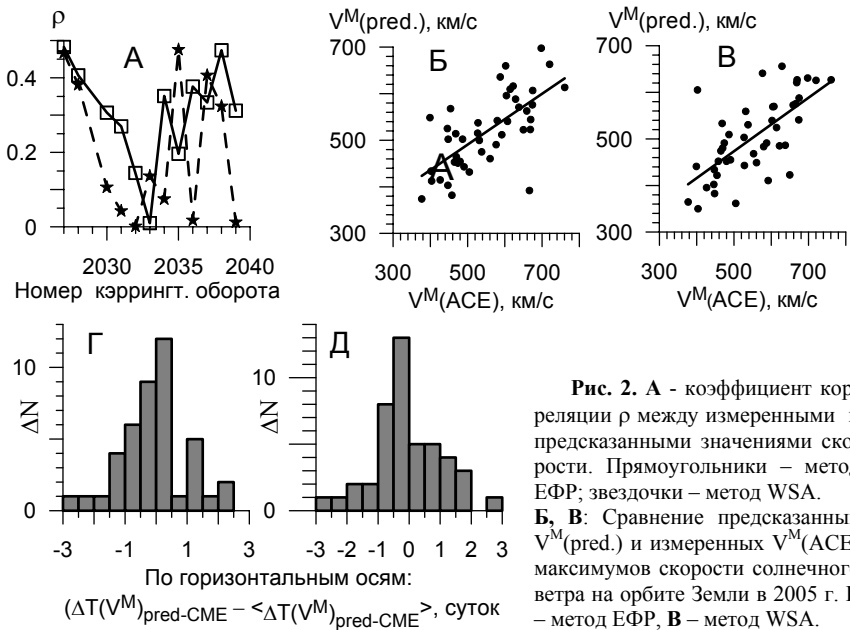
Для определения  $V$  в методе ЕФР [2,3] используются расчеты «мгновенных» распределений магнитного поля в короне в рамках потенциального приближения с использованием Vd- технологии [6]. С помощью таких расчетов определяются «мгновенные» конфигурации открытых магнитных трубок над видимой поверхностью Солнца - источников быстрых потоков квазистационарного СВ. По «площади» основания магнитной трубки (не всегда равной полной площади основания), положению центра тяжести основания и по размеру основания по долготе с помощью полуэмпирических зависимостей находится временной профиль на орбите Земли скорости быстрого потока СВ, вытекающего из данной магнитной трубки. Скорость медленного ветра в поясе и цепочках стримеров полагается постоянной в конкретных случаях, но может варьироваться от события к событию. Используются также данные LASCO для повышения точности прогноза  $V(t)$ .

## **3. Сравнение результатов расчета скорости $V(t)$ быстрого СВ на орбите Земли методами ЕФР и WSA**

Проведем сравнение двух методов на примере 2005 г. Сравнение наших результатов будет проведено с расчетами WSA, выполненными только по данным SOLIS (NSO). Качество прогноза скорости СВ двумя методами иллюстрирует Рис. 1 на примере кэррингтоновского оборота. На Рис. 2(A) приведены одинаковым способом рассчитанные коэффициенты корреляции  $\rho$  между измеренными и предсказанными двумя методами значениями скорости СВ (часовые данные). Видно, что для обоих методов прогноза  $\rho \leq 0.5$  и меняется похожим образом от оборота к обороту.



**Рис. 1.** Сравнение предсказанных и измеренных значений скорости солнечного ветра на орбите Земли. Верхняя панель – прогноз скорости СВ сделан методом WSA (данные с сайта <http://solar.sec.noaa.gov/ws/>) (результаты прогноза магнитографом SOLIS показаны жирными квадратами. Бледные точки – прогноз осуществлен по измерениям других магнитографов), нижняя панель – прогноз скорости СВ сделан методом ЕФР (отрезки прямых линий). Тонкие сплошные линии на всех панелях – измерения скорости СВ космическим аппаратом ACE.



**Рис. 2.** А - коэффициент корреляции  $\rho$  между измеренными и предсказанными значениями скорости. Прямоугольники – метод ЕФР; звездочки – метод WSA. Б, В: Сравнение предсказанных  $V^M(\text{pred.})$  и измеренных  $V^M(\text{ACE})$  максимумов скорости солнечного ветра на орбите Земли в 2005 г. Б – метод ЕФР, В – метод WSA.

Коэффициенты корреляции в первом и втором случае  $\rho \approx 0.46$ . Г, Д: Распределение временных сдвижек ( $dT(V^M) - \langle dT(V^M) \rangle$ ) между предсказанными  $T(V^M)_{\text{пр}}$  и измеренными  $T(V^M)_{\text{АСЕ}}$  моментами времени ( $dT(V^M) = T(V^M)_{\text{АСЕ}} - T(V^M)_{\text{пр}}$ ) прохождения Земли через участки СВ с максимальными значениями скорости  $V^M$  (2005 г.). Здесь  $\langle dT(V^M) \rangle$  - среднее по рассмотренным событиям значение  $dT(V^M)$ . В – прогноз скорости солнечного ветра методом ЕФР, Г – методом WSA.

Представляется, что более точно качество метода прогноза быстрых потоков СВ характеризуют другие параметры: (1) коэффициент корреляции между измеренными и предсказанными значениями максимальной скорости быстрого потока; (2) среднеквадратичный разброс разности между предсказанными и измеренными моментами времени, когда скорость быстрого потока достигает максимального значения  $V^M$ . На Рис. 2(Б, В) показаны графики, иллюстрирующие связь измеренных и рассчитанных значений  $V^M$  для двух методов прогноза скорости СВ. На Рис. 2(Г, Д) представлены распределения разности между измеренными ( $T_M^{ME}$ ) и предсказанными ( $T_M^{PR}$ ) моментами пересечения Землей участков быстрых потоков СВ с максимальной скоростью. Из Рис. 2 следует, что в целом в 2005 г. методы WSA и ЕФР обеспечили прогноз скорости СВ с приблизительно одинаковым качеством.

Тем не менее, описанный в данной работе метод ЕФР имеет преимущества по сравнению с методом WSA. В методе WSA прогноз скорости осуществляется по величине  $f_s$ , рассчитанной вблизи центрального меридиана. С помощью метода ЕФР прогноз можно проводить и в тех случаях, когда источник быстрого потока находится как минимум до  $40^0$  к востоку или  $20^0$  к западу от центрального меридиана. Это расширяет интервал заблаговременности предсказания, и позволяет осуществлять прогноз  $V(t)$  при отсутствии в течение нескольких суток измерения солнечного магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке правительственного гранта финансовой поддержки ведущих научных школ РФ № НШ 4741.2006.2 и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН П-16. Авторы благодарны за возможность использования выставленных в Интернете измерений параметров солнечного ветра космическим аппаратом ACE.

### **Литература**

1. *Arge, C.N. and V.J. Pizzo.* Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates // *J. Geophys. Res.* 2003. V.105. NO. A5. P.10, 465-10, 479.
2. *Файнштейн В.Г., В.Г. Еселевич, Г.В. Руденко.* Методы прогноза космической погоды по характеристикам солнечных магнитных полей // *Солнечно-земная физика.* Вып. 6. 2004. С.130-134.
3. *Eselevich V.G., M.V. Eselevich.* Prediction of magnetospheric disturbances caused by a quasi-stationary solar wind // *Chin. Space Sci.* 2005. V.25 (5). P.374 -382.
4. *Белов А.Б., В.Н. Обридко, Б.Д. Шельтинг.* Связь характеристик солнечного ветра у Земли с магнитным полем на поверхности источника // *Геомагнетизм и аэронавигация.* 2006. Т.46. №4. С.456-464.
5. *Rudenko G.V.* Extrapolation of the solar magnetic field within the potential-field approximation from full-disk magnetograms // *Solar Phys.* 2001. V.198. P.5-30.



## **ОСОБЕННОСТИ ВЫСОТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МОЩНОСТИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА**

**Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория, С.-Петербург, Россия  
solov@gao.spb.ru*

## **FEATURES OF HIGH-ALTITUDE DISTRIBUTION OF POWER OF LONG-TERM OSCILLATIONS OF A SUNSPOT**

**Efremov V.I., Parfinenko L.D., Soloviev A.A.**

*Central (Pulkovo) Astronomical Observatory of RAN, Saint-Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*The outcomes of processing of 256-minute series observations of long-term oscillations of a field of radial velocities in 3 sunspots are shown. The Doppler displacements for 6 spectrum lines which are generatrix at different altitudes of atmosphere of the Sun were simultaneously determined.*

*As against a short-period 3-5 min of a mode, the amplitude a long-term 80 min of a mode of oscillations of a radial velocity in a sunspot fast descends with an altitude: being clearly expressed on a level of 200 km, it becomes hardly noticeable at the altitude 500km. It speaks about the miscellaneous physical nature of short-period and long-period oscillations of a sun-spot.*

*The obtained outcomes confirm predictions of idealized model of own long-period oscillations (upright - radial displacement) magnetic member (spot, pore, magnetic nodule) as whole about some position of stable equilibrium.*

### **Наблюдательный материал**

Исходные данные, получаемые на солнечном телескопе АЦУ-5 в ГАО РАН (Пулково), представлены в виде последовательности спектрограмм (битовых карт в формате jpg) участка солнечного спектра в диапазоне [λ649.3788-λ649.9654] нм. Семь спектральных линий, попадающих в указанный диапазон, позволяют охватить высоты от 100 до 500 км.

Основной исследовательской задачей является изучение квазипериодических низкочастотных колебаний лучевых скоростей и магнитного поля в активных областях Солнца. Наблюдаемая область выбирается как в разных долготных областях, так и в центральной части солнечного диска. В основном, щель спектрографа проходит через центр достаточно крупного солнечного пятна и активной области и лишь для сравнительного анализа, мы выбираем спокойные области вблизи центра солнечного диска. Щель спектрографа вырезает на поверхности Солнца область размером 2" × 180", естественным образом фильтруя практически все гранулярное поле скорости [1]. В зависимости от длительности наблюдений (от 1 часа до 10 часов) интервалы между спектрограммами выбираются в пределах от 15 сек до 30 сек.

### Построение доплер-карт и карт полуширин линий

Сканирование спектральной линии выполняется на программном уровне: в каждом разрезе строится контур, в котором центральная его часть аппроксимируется полиномом 2 или 4 степени. При первом сканировании мы определяем точку - положение центра контура линии (центра тяжести), которая затем становится реперной для последующих сканов [2].

После окончания сканирования линии мы получаем вектор смещений (файл lndat.dx), вектор полуширин (файл lndat.dw) и вектор флуктуации яркости в центральной части контура линии (файл lndat.df), а обработав все 512 спектрограмм – карту доплер-смещений для данной спектральной линии. Учитывая дисперсию в данной спектральной области, окончательно получаем карту доплер-скоростей, а из карты изменения полуширин – карту флуктуации магнитного поля.

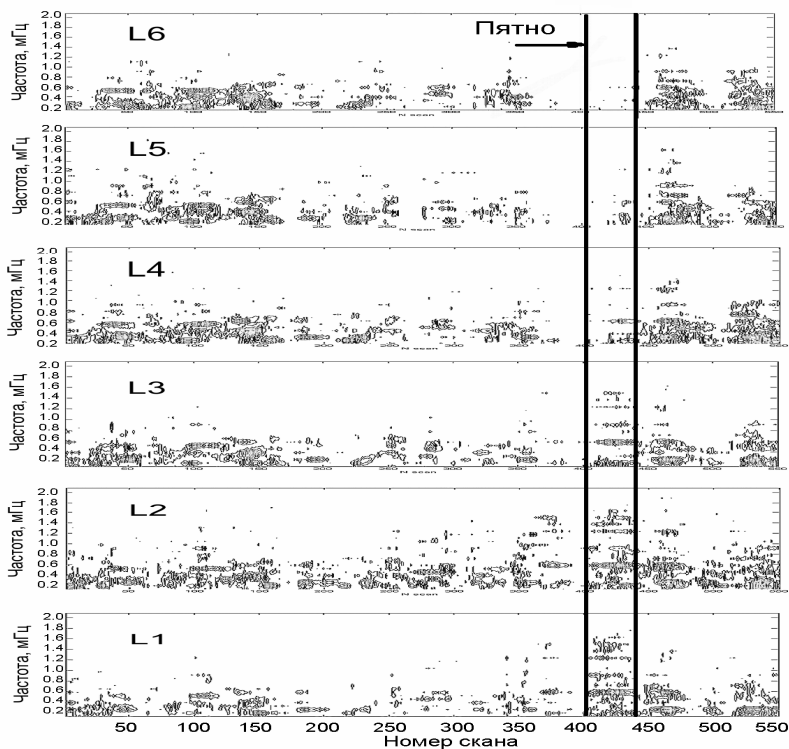


Рис.1.

### Результаты обработки наблюдений

На рис.1 представлены спектральные карты ( $\Omega$ -L - диаграммы) распределения мощности колебаний доплеровской скорости. Карты расположены в соответствии с глубиной образования центральной части контура спектральных линий. Поскольку на предварительном этапе обработки была использована процедура усреднения исходного материала на интервале 5 минут, то эта мода на приведенных спектральных картах отсутствует. Видно, что в околопятенном пространстве во всех спектральных линиях мощность колебаний достаточно равномерно распределена с высотой и сосредоточена в частотном интервале (0.1-0.7) мГц с избытком в районе (0.2-0.3) мГц, что соответствует периоду колебаний ~ (60-80) минут.

В солнечном пятне (положение пятна на щели отмечено стрелкой), напротив, отчетливо видно падение мощности с высотой (L1  $\rightarrow$  L6). Основная гармоника имеет обертоны:  $f_1 = 0.2$  мГц,  $f_2 = 0.6$  мГц и  $f_3 = 0.9$ -1.5 мГц (периоды 83, 28 и 20-12 минут, соответственно).

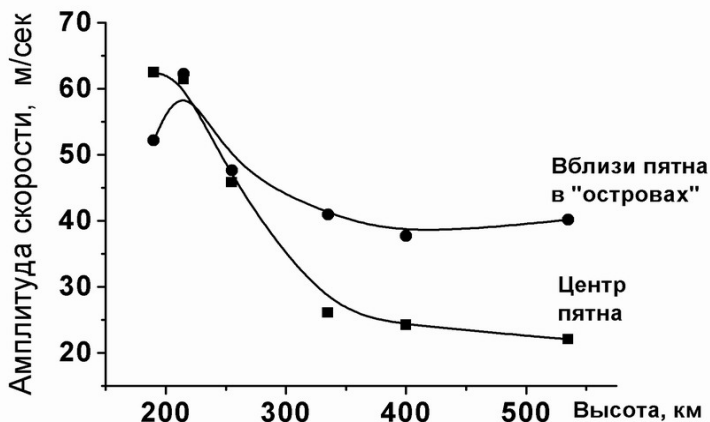


Рис.2.

Из рис.2 видно, что отличие от пятна в околопятенном пространстве амплитуда колебаний низкочастотной 60-80-мин. моды уменьшается с высотой значительно медленнее, чем в пятне.

На рис.3 приведена зависимость изменения амплитуды скорости с высотой для 60-80-мин. и 3-5 мин. мод для магнитных элементов вблизи пятен: А – 2 мая 2006 г., Б – 12 июня 2006 г., В – 1 июля 2006 г. и Г – средние кривые по трем сеансам наблюдений.

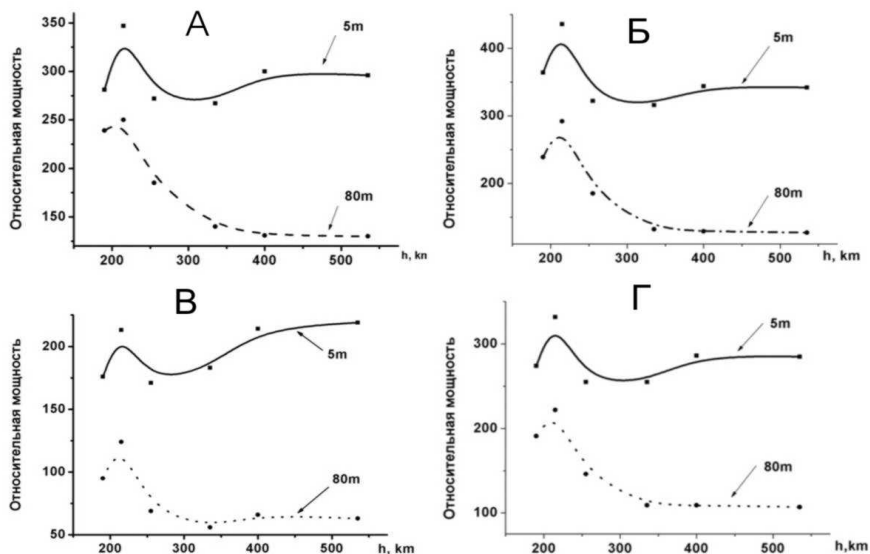


Рис.3.

### Выводы

В отличие от короткопериодических 3-5 минутных мод, амплитуда долгопериодической моды колебаний лучевой скорости в солнечном пятне резко убывает с высотой: эти колебания отчетливо проявляются в линии, образующейся на высоте 200 км, и практически не видны в линии с высотой образования 500 км. Это свидетельствует о разной физической природе короткопериодических и долгопериодических колебаний солнечного пятна.

Магнитные элементы, окружающие пятно, обнаруживают колебания той же природы, но в них эффект затухания собственных магнито-гравитационных колебаний выражен несколько слабее, поскольку в них меньше и вильсоновская депрессия, и вертикальный градиент магнитного поля.

### Литература

1. В.И. Ефремов, Л.Д. Парфиненко, А.А. Соловьев, Исследование долгопериодических колебаний лучевых скоростей в пятне и вблизи солнечного пятна на разных уровнях фотосферы, *Астрономический журнал*, 2007, т.84, №5, с.450–460.
2. В.И. Ефремов, Л.Д. Парфиненко, А.А. Соловьев, Метод прямого измерения доплеровских смещений и эффекта зеемана по оптическим цифровым спектрограммам солнца и долгопериодические колебания солнечных пятен, *Оптический журнал*, № 3, 2008 (в печати).

## НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА КАТАЛОГА СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ИЗ ПУЛКОВСКОЙ БАЗЫ ДАННЫХ ПО СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

**Иванов В.Г., Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А., Волобуев Д.М.**  
*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН*

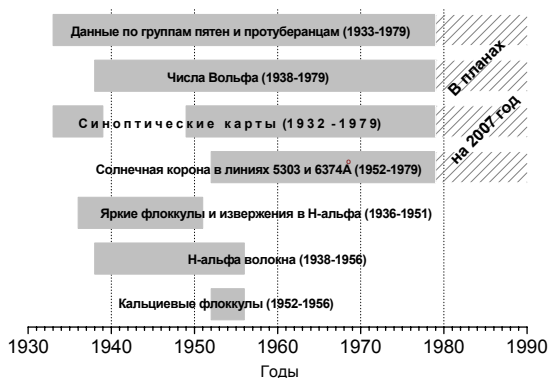
## SOME RESULTS OF SUNSPOT CATALOGUE ANALYSIS FROM PULKOVO DATABASE ON SOLAR ACTIVITY

**Ivanov V.G., Miletsky E.V., Nagovitsyn Yu.A., Volobuev D.M**  
*Central astronomical observatory of RAS at Pulkovo*

### Abstract

*We describe the current state of "Interactive database of solar activity in system of Pulkovo "Catalogue of solar activity"" and present some results of its statistical analysis.*

Интерактивная база данных по солнечной активности в системе Пулковского "Каталога солнечной деятельности" (<http://www.gao.spb.ru/database/csa/>) — информационный ресурс, работа над которым, в рамках проекта РФФИ 05-07-90107, ведётся с 2005 года. В настоящий момент в базу полностью введены данные из печатных выпусков издававшихся Главной астрономической обсерваторией РАН "Каталогов солнечной деятельности" (КСД) за 1932–1979 годы.

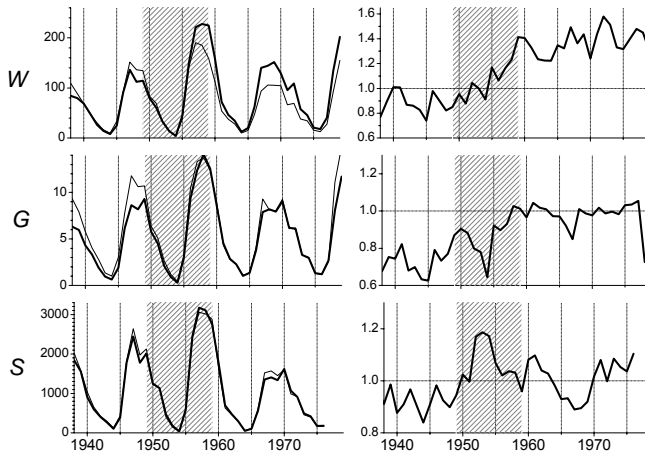


**Рис. 1.** Введённые в КСД данные (на начало 2007 года).

В текущем году предполагается включить в базу неопубликованные материалы о солнечной активности за 80-е годы.

Данные, введённые в КСД за первые два года работы проекта, изображены на диаграмме (рис. 1) серой заливкой. Как видно, на сегодняшний день база КСД содержит, в частности, непрерывный ряд данных по группам солнечных пятен с 1933 по 1979 годы, что позволяет провести некоторые исследования на довольно представительном материале (более 78000 наблюдений более чем 14000 групп пятен).

На рис.2 приведено сравнение сводных данных по солнечным пятнам из КСД с соответствующими данными из Гринвичского каталога (ГК). Сравнение с данными ГК показывает, что данные КСД по числам Вольфа  $W$  и количеству групп пятен  $G$  неоднородны. При этом в данных по площадям  $S$  наблюдается хорошая согласованность между двумя каталогами. Из этого следует, что в данных КСД, примерно до конца 50-х годов, наблюдается дефицит пятен малых площадей. С конца 50-х, после становления Службы Солнца, согласованность ГК и КСД восстанавливается.



**Рис. 2.** Слева: среднегодовые числа Вольфа ( $W$ ), число групп пятен ( $G$ ) и площадь солнечных пятен ( $S$ ) согласно КСД (жирная линия) и ГК (тонкая линия).  
Справа: отношение этих индексов в КСД и ГК.

В отличие от ГК, КСД содержит такие дополнительные характеристики групп пятен, как площадь максимального пятна и (с 1938 года) число пятен в них ("населённость"  $n$ ), что позволяет провести дополнительные статистические исследования.

Так, из рис.3 следует, что населённость группы коррелирует с уровнем солнечной активности. Эта зависимость может быть приблизительно описана нелинейным соотношением  $n \approx 5.45 \cdot G^{0.16}$ , где  $G$  — среднегодовое

число групп пятен (см. рис.4), откуда следует связь между числом Вольфа и числом групп пятен  $W \approx k (10G + 5.45 \cdot G^{1.16})$ .

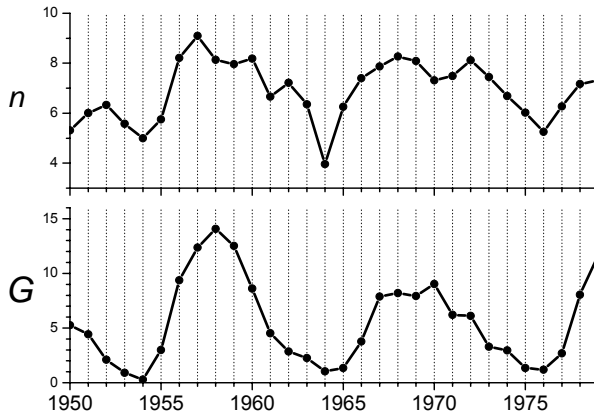


Рис. 3. Среднегодовые населённость группы  $n$  и число групп пятен  $G$ .

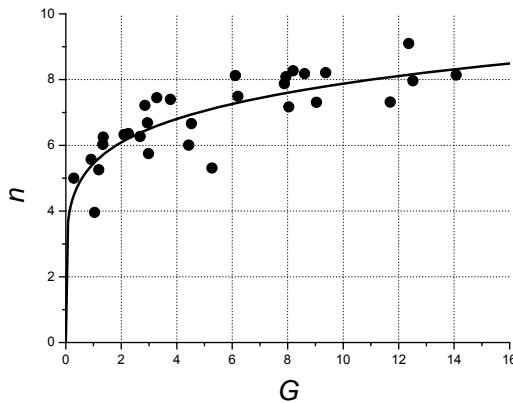
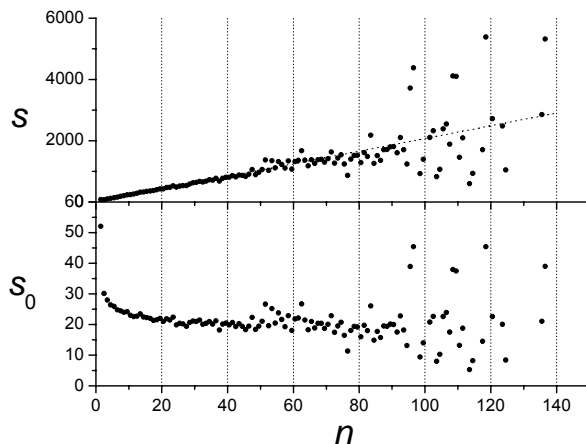


Рис. 4. Соотношение между числом групп пятен  $G$  и населённостью группы  $n$ : среднегодовые значения (точки) и регрессионная кривая  $n = 5.45 \cdot G^{0.16}$ .

Данные КСД позволяют также изучить такую характеристику группы как средняя площадь пятен в ней. На рис. 5 (вверху) изображена зависимость между числом пятен в группе  $n$  и её площадью  $s$ , которая выглядит практически линейной ( $s \approx 22 n$ ). Однако переход к другому формату представления этой же статистики — зависимости средней площади пятна в группе  $s_0 = s/n$  от её населённости  $n$  (рис. 5, внизу) — позволяет увидеть, что для населённых групп пятен параметр  $s_0 \approx 20$  м.д.п., тогда как для оди-

ночных пятен  $s_0 \approx 50$  м.д.п. Таким образом, средняя площадь пятна в мало-населённых группах значимо больше, чем в населённых.



**Рис. 5.** Зависимость между количеством пятен в группе  $n$  и её площадью  $s$  в м.д.п. (вверху),  $n$  и средней площадью пятна  $s_0 = s/n$  в ней (внизу).

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 05-07-90107 и 07-02-00379) и программы Президиума РАН № 16.



## **КОЛЕБАНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ НА РАЗНЫХ ВЫСОТАХ ФОТОСФЕРЫ В СПОКОЙНЫХ И АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА**

**Ихсанов Р.Н., Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория, С.-Петербург, Россия  
rikhsanov@gao.spb.ru*

## **RADIAL VELOCITY VARIATIONS AT DIFFERENT PHOTOSPHERE HEIGHTS IN THE QUIET AND ACTIVE REGIONS OF THE SUN**

**Ikhsanov R.N., Efremov V.I., Parfinenko L.D.**

*Central astronomical observatory of RAS at Pulkovo*

### **Abstract**

*Investigation of the radial velocity oscillations based on the observational data obtained with the telescope ACU-5 at Pulkovo in 2005-2006 is presented. The two-dimensional maps of power spectra in the active regions (beyond the spots) constructed for 4 one-hour series of observations show fluctuations concentrated predominantly in two frequency bands: 2.8-4.5 mHz and 0.2-0.7 mHz.*

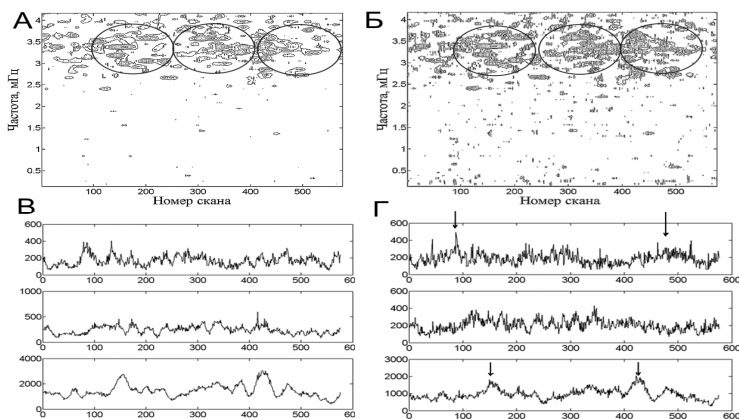
*The first band contains 5-min oscillations in the local formations of the size 7"-9" and the life time of 25-30 min. They are organized in discrete condensations with the size corresponding to the scale of super-granules in both quiet and active regions. The amplitude of 5-min oscillations of radial velocities ( $V_{rms}$ ) in the local regions is growing slowly with the height starting from 250-300 km while it is decreasing in the sunspots.*

*Analysis of spatial properties of the local formations in the frequency band 0.2-0.7 mHz indicates their close relation on the 5-min oscillations. The power spectra showing a noise character, correlating with 5-min oscillations.*

На горизонтальном солнечном телескопе АЦУ-5 за сезоны 2005-2006 гг. получены серии спектрограмм в области [λ649.3788-λ649.9654] нм. Семь спектральных линий, попадающих в указанный диапазон, позволяют охватить высоты от 100 до 500 км [1]. Цифровые спектрограммы получались с интервалом 15-30 сек на протяжении от одного до четырех часов [2].

На рис. 1а,б приведены двумерные карты линейных спектров мощности (СМ) лучевых скоростей по наблюдениям спокойной фотосферы 6.08.06. вблизи центра диска Солнца. По оси ординат отложены частоты, по оси абсцисс - номера сканов вдоль щели спектрографа в пикселях. Продолжительность наблюдений данной серии составляет четыре часа. На карте слева (рис. 1а) даны СМ лучевых скоростей, полученных по спектральной линии №7 с эффективной высотой образования 500 км, а справа - в линии №2 - 190 км (рис. 1б). Как следует из карт СМ, колебания лучевых скоростей наблюдаются в полосе частот (2.8-4.5) мГц, соответствующих 5-мин колебаниям. Они проявляются в СМ в виде локальных образований (ЛО) с размерами в среднем 7"-9". В отличие от часовых серий, на которых в одном скане наблюдается не более двух разнесенных по частоте ЛО [3], в

данном случае их число может достигать 8-9. Тем самым можно заключить, что на данном месте поверхности Солнца в среднем через каждые 25-30 мин возникает новое ЛО, но с несколько смещенной частотой относительно предыдущего. Другое не менее важное свойство таких образований с 5 мин колебаниями состоит в том, что эти ЛО группируются в пространстве в размеры около  $40''$ , т.е. масштаба супергранулы. На рис.1а,б такие сгущения обведены кружками. Они хорошо видны и на нижних панелях рис.1в,г, на которых представлена интегральная величина СМ в трех частотных полосах: (2.8-4.2), (1.6-2.6) и (0.2-0.7) mHz снизу вверх соответственно, где расстояние между двумя наиболее высокими амплитудами суммарного СМ составляет  $2 \times 40.3''$  (стрелки на рис.1г).



**Рис. 1.**

Сравнение двумерных карт СМ рис.1а и рис.1б показывает хорошую повторяемость положения ЛО, однако в случае линии №2, образующейся в нижней фотосфере, наблюдается увеличение мелких образований как в полосе 5 мин колебаний, так и особенно при меньших частотах. Причем они усиливаются в тех местах, где наблюдается ослабление сгущения ЛО, т.е. прежде всего на границах сгущений 5 минутных ЛО размера масштаба супергранулы. Напротив, шумы сильно ослаблены или вовсе отсутствуют в местах, где амплитуда СМ ЛО очень высока. Это можно увидеть также на верхней панели рис.1г. Расстояние между двумя стрелками, отмечающими два максимума в шумовой дорожке, составляет  $3 \times 40''$ . Таким образом, наблюдаемый шум в полосе частот (0.2-0.7) mHz оказывается зависимым от структуры и мощности 5-мин колебаний.

На рис.2, подобном рис.1, представлен результат обработки 4-х часовой серии наблюдений для активной области с малым пятном. В области повышенного магнитного поля вне пятна мощность колебаний сосредоточена в основном в двух частотных полосах (2.8-4.4) mHz и (0.2-0.7) mHz. Что касается 5-мин колебаний, то по частоте и пространству их распреде-

ление тоже, что и в спокойной области Солнца. В области частот полосы (0.2-0.7) mHz на карте рис.2а наблюдаются отдельно стоящие ЛО размерами 3"-4".

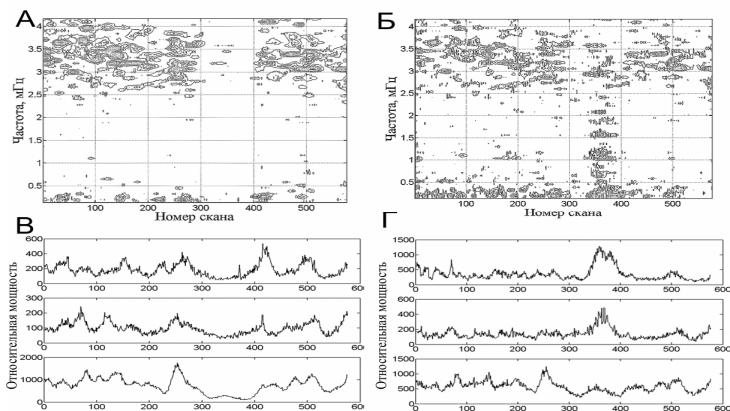


Рис. 2.

Пять из них образуют цепочку равноотстоящих друг от друга ЛО. Расстояние между ними составляет около 35", что соответствует масштабу супергранулы, на границах которой они расположены подобно тому, как было найдено и для спокойной фотосферы. В нижней фотосфере в линии №2 (рис.2б) вне пятна число ЛО увеличено за счет еще более мелких образований. Таким образом, суммарные СМ в полосах (2.8-4.5) mHz и (0.2-0.7) mHz (рис.2б, г) показывают, что, во-первых, в ЛО, где наблюдаются максимумы 5-мин колебаний, их мощность во второй полосе частот падает. Во-вторых, в ЛО, где колебания первого диапазона частот отсутствуют, их нет и во втором. В-третьих, колебания второй полосы частот усиливаются там, где ослабляются 5-мин колебания.

Как следует из рис.2, в пятне СМ 5-мин колебаний ослаблен относительно его окружения, особенно в верхней фотосфере. В линии №2 (рис.2б) на частотах меньших 2.8 mHz наблюдается ряд колебательных мод, периоды которых оказываются кратными и отличаются примерно на 7 мин (7-14-21-... -77). Большинство из них наблюдается с меньшей мощностью и вне пятна. Спектр Фурье, рассчитанный по отдельным сканам, показывает, что величина пиков СМ заметно меньше  $3\sigma$ , и тем самым указывает на их шумовой характер происхождения. Следует отметить, что Фурье спектр в диапазоне частот (0.2-0.7) mHz имеет  $3\sigma$  только у ЛО, входящих в цепочку на рис.2а, и при этом пики СМ 5-мин колебаний существенно ниже.

В заключение остановимся на ходе лучевых скоростей в фотосфере с высотой. Расчеты распределения дисперсии лучевых скоростей с высотой ( $V_{rms}$ ) в спокойных областях фотосферы (рис. 3а.в), показывают, что в мес-

тах локализации пиков СМ ЛО и в промежутках между ними ход и характер поведения колебаний различны. Так в случае 35 мин серии наблюдений (рис.3а) на разрезах в местах максимумов пиков СМ величины скоростей существенно выше, чем между ЛО. Причем, чем выше пик СМ, тем выше дисперсия скоростей.

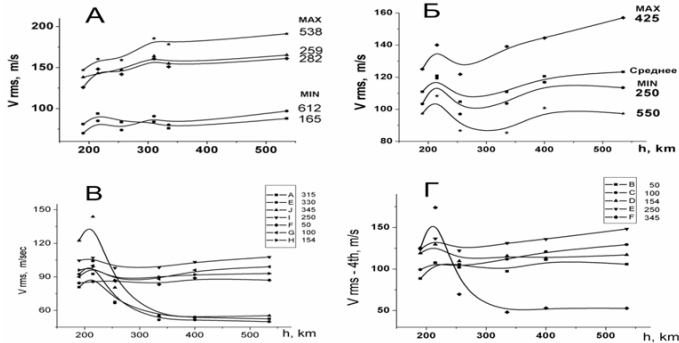


Рис. 3.

На высотах более 250 км скорость в ЛО слабо возрастает. В промежутках между ЛО скорость остается на уровне 90-100 м/сек почти постоянной. 4-х часовая серия наблюдений (рис.3б) показывает примерно такой же ход скоростей с высотой.

Существенно другая картина наблюдается в активной области (рис.3в) в четырехчасовой серии (рис.2). В области вне пятна как в ЛО, так и между ними, величина дисперсии скоростей одинакова и находится на уровне, соответствующем минимуму скоростей в спокойных областях. На рис.3г представлены ( $V_{rms}$ ) только для одного часа из нижней серии. Величины скоростей заметно повышены, особенно для скана 250п, хотя и остаются ниже, чем в спокойной фотосфере. Таким образом, длинные серии наблюдений (более часа) сильно сглаживают величину  $V_{rms}$  и не дают представления о реальных скоростях с высотой.

Что касается хода  $V_{rms}$  в пятне, то из рис.3в, г следует, что с ростом высоты скорость падает, а с 300 км остается на уровне шумов  $V_{rms}$ . Однако такой ход скоростей не совсем ясен в линии №2, т.к. на низких высотах, как было отмечено выше, присутствуют большие шумы. На это есть несколько причин, которые будут обсуждены в следующей статье.

### Литература

1. Wiehr E. and Kneer F., A&A, 1988, 195, 310.
2. Ефремов В.И., Ихсанов Р.Н., Парфиненко Л.Д., Труды X международной конференции по физике Солнца, СПб, 2006, 105.
3. Ефремов В.И., Ихсанов Р.Н., Парфиненко Л.Д., Труды IX Пулковской конференции по физике Солнца, СПб, 2005, 643.

## **ДИНАМИКА ВРАЩЕНИЯ ЗЕЛЁНОЙ КОРОНЫ НА РАЗНЫХ ФАЗАХ 11-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА. II**

**Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН*

## **DYNAMICS OF SOLAR CORONA ROTATION ON DIFFERENT PHASES OF 11-YEAR CYCLE. II**

**Ikhsanov R.N., Ivanov V.G.**

*Central astronomical observatory of RAS at Pulkovo*

### **Abstract**

*On the base of the combined series of Rybansky and Tlatov on intensities of the green corona (1939-2001) the differential rotation of the Sun is studied. It is shown that the differentiality of the corona rotation on the phase I, which includes the time range  $\pm 2$  years near maximums of the solar cycle, is essentially higher than in the rest of the cycle. On the phase I the differentiality in both series is found to be higher in even cycles than in odd ones. A dependence of the green corona rotation speed on the 11-year cycle intensity is found.*

К настоящему времени на основе различных наблюдательных данных установлено, что скорость вращения Солнца на разных фазах 11-летнего цикла неодинакова (см., например, работы [1-4] и ссылки в них). В этой связи представляется актуальным выявление особенностей вращения Солнца на разных гелиоширотах в зависимости от широтно-временной эволюции крупномасштабного магнитного поля (КМП) в течение 11-летнего цикла активности. Как было показано ранее [5], циклическая эволюция КМП может быть разделена на две фазы, существенно отличные друг от друга: фаза I, охватывающая отрезок времени  $\pm(2\pm 3)$  года от момента максимума 11-летнего цикла, и фаза II — остальная часть цикла.

Исходным материалом для исследования вращения Солнца в этой работе послужили данные об интенсивности зелёной короны (ЗК), приведённые в сводных каталогах Рыбанского и Тлатова, охватывающих период 1939-2001 гг. Сравнение этих рядов было проведено в работе [6], где было показано их заметное различие, особенно в 20-22-м циклах. Представляет интерес выяснить влияние этих различий на определение скорости вращения Солнца. С помощью преобразования Фурье для каждого цикла на фазах I и II с шагом по гелиошироте в 5 градусов были выделены все моды вращения ЗК в интервале периодов от 25 до 33-х суток. При этом, учитывая, что продолжительность 11-летних циклов в этот период составляла примерно 10 лет, длина фазы I была принята равной 6-ти, а фазы II — 4-м годам. В качестве примера на рис. 1 представлены результаты вычислений для 21-го цикла. При этом фаза I охватывает 1977-1982 гг.,

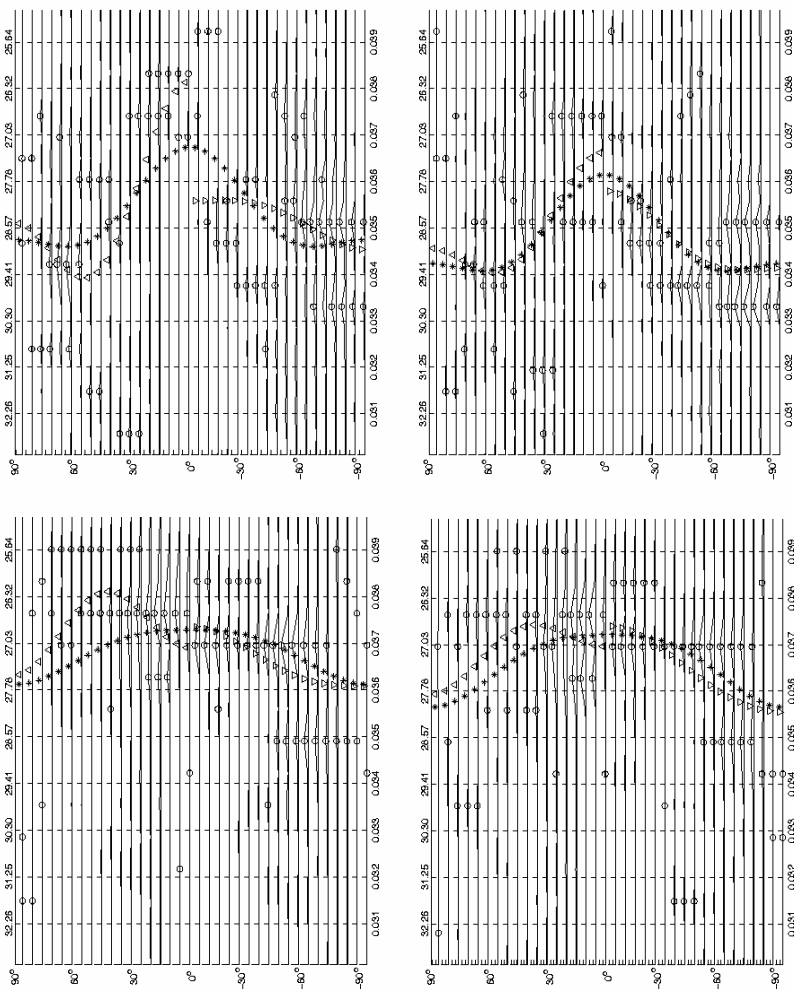


Рис 1. Спектры Фурье вращения ЗК по каталогам Рыбанского (слева) и Тлатова (справа) на фазах I (вверху) и II (внизу).

а фаза II — 1983-1986 гг. Во всех циклах обнаруживаются следующие общие свойства:

- В каждой 5-градусной широтной полосе, как правило, преобладают по амплитуде две моды. При этом одна из них заметно выше, т.е. проявляется доминирующая частота. При аппроксимации вращения в виде

$\omega = a + b \sin^2 \varphi + c \sin^4 \varphi$  фитирование проводилось по двум первым модам (на рис. 1 — звёздочки) с весами, равными их мощностям.

- Наличие одинаковых по частоте мод в соседних широтных интервалах (от 4 до 6) указывает на то, что выделяется в основном довольно крупномасштабная часть скорости вращения ЗК.
- Сравнение двух рядов ЗК показывает в среднем довольно хорошее согласие мод вращения, однако положения доминирующих пиков не всегда совпадают.
- В N- и S-полушариях наблюдается заметное различие в скоростях вращения (треугольники).
- дифференциальность вращения ЗК на фазе I на широтах  $0^\circ$ - $45^\circ$  значительно выше, чем на фазе II.
- На широтах выше  $45^\circ$ - $50^\circ$  на фазе I происходит существенное уменьшение дифференциальности. На фазе II этот перелом наступает заметно позднее.

Значения коэффициентов  $b$  для циклов 18-22 приведены в таблице 1, из которой также следует, что величина дифференциальности вращения на фазе I, как правило, значительно выше, чем на фазе II, и в среднем за 5 циклов равна  $-2.4(4)$  и  $-0.5(4)$  соответственно. Из таблицы 1 также следует, что на фазе I коэффициент  $b$  в чётных циклах выше, чем в нечётных. На фазе II такой закономерности не наблюдается.

**Таблица 1.** Параметр  $b$  дифференциального вращения ЗК по данным Рыбанского (Р) и Тлатова. (Т) на фазах цикла I и II.

	18	19	20	21	22	23
Р, I	-2.3(4)	-0.9(4)	-2.4(4)	-1.9(4)	-3.1(3)	
Т, I	-2.5(4)	-2.0(4)	-2.6(4)	-1.9(4)	-4.2(4)	-0.5(4)
Р, II	-1.2(3)	-1.1(3)	0.1(3)	-0.1(3)	0.2(3)	
Т, II	-1.2(3)	-1.1(4)	0.5(4)	-0.1(4)	-1.2(4)	

Несколько другой способ аппроксимации широтной зависимости — учёт только доминирующей моды скорости вращения ЗК. На рис. 2 приведён полученный таким способом средний за 5 циклов ход изменения скорости вращения с широтой. Разброс точек на фазе II заметно выше, чем на фазе I, в то время как на фазе I наблюдается небольшой систематический сдвиг скорости вращения в ряде Рыбанского относительно ряда Тлатова.

Однако скорость вращения ЗК от цикла к циклу заметно меняется (табл. 1). Особенно это различие заметно на гелиоширотах выше  $50^\circ$ , где вращение на фазе I приближается к твёрдотельному. На рис. 2 приводится сопоставление среднего значения периодов вращения ЗК на широтах  $50^\circ$ - $80^\circ$  в северном полушарии Солнца с числами Вольфа в максимуме цикла. Видно, что между периодом вращения ЗК и мощностью данного цикла наблюдается определённая связь. Причём, если на фазе I с ростом мощности

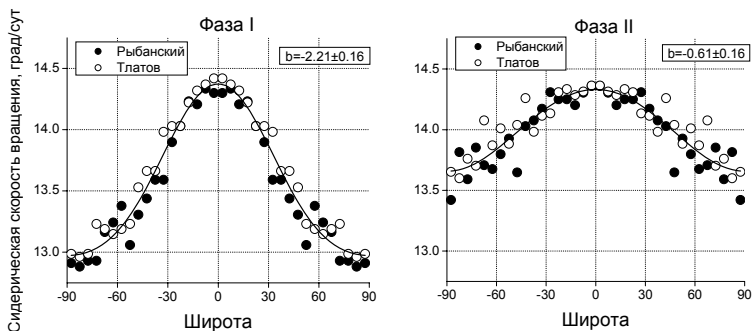


Рис. 2. Дифференциальное вращение ЗК на разных фазах цикла.

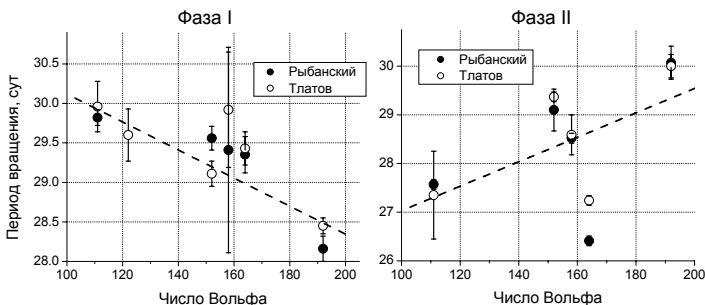


Рис. 3. Зависимость скорости вращения ЗК от мощности цикла на фазах I и II, высокие широты.

цикла период вращения ЗК уменьшается, то на фазе II, напротив, возрастает. Отметим, что в цикле 21 наблюдается значительное отклонение скорости вращения на фазе II, что, по-видимому, вызвало дополнительное уменьшение скорости на фазе I в 22-ом цикле. Таким образом, скорость вращения ЗК на фазе I растёт с ростом мощности цикла, а на фазе II — падает. Подобная связь скорости вращения Солнца с мощностью цикла была ранее найдена в работе [1] на основе исследования солнечных пятен.

### Литература

1. Иханов Р.Н., Витинский Ю.И. // ДАН, 1980, т.245, № 3, с.577.
2. Иханов Р.Н., Витинский Ю.И. // Изв. ГАО, 1982, № 199, с.78.
3. Бадалян О.Г., Обридко В.Н., Сикора Ю. // АЖ, 2006, т.83, с.352.
4. Тлатов А.Г. // АЖ, 2006, т.83, № 4, с.368.
5. Иханов Р.Н., Иванов В.Г. // Изв. ГАО, 2002, т.216, с.531.
6. Иханов Р.Н., Иванов В.Г. // Труды 6-й пулковской международной конференции по физике Солнца, ГАО РАН, Пулково, 2002, с.203.



**ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ  
ВСПЫШЕЧНОЙ КОНФИГУРАЦИИ МАГНИТНОЙ ПОЛЯ  
В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ NOAA 7978 1996 ГОДА**

**Ихсанов Р.Н., Кушнир М.В., Марушин Ю.В.**

*Главная астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург, РОССИЯ*

**ON THE DEVELOPMENTAL FEATURES  
OF FLARING MAGNETIC CONFIGURATION  
IN ACTIVE REGION NOAA 7978 / 1996**

**Ikhсанov R.N., Kushnir M.V., Marushin Yu.V.**

*Central astronomical observatory at Pulkovo,*

**Abstract**

*Being founded on the array of reliable observational data on the photosphere, chromosphere and corona the consideration of the most appreciable developmental features manifested by solar active region NOAA 7978 of July 1996 is carried out. Taking into account all available facts the authors have reasonable grounds for supposing AR's evolutionary history to be the natural result of spacial interaction of three different bipolar complexes of magnetic flux ropes. By altering flux geometry in the course of AR's evolution the specified interaction has finally resulted in the formation of flaring magnetic configuration that the topology corresponded to the «mixed» class II+III in terms of distribution [2]. Having closely examined the situation the authors assume the specified configuration to be responsible for a valuable contribution to the local magnetic conditions within the bounds of which the large X2.6/1B flare has been registered later. The authors discuss probable physical reasons resulted in flare event and attempt a possibility to offer the uniform interpretation for a number of secondary phenomena, including delta-structure observed as the most impressive element of AR's morphology at the photospheric level,  $H_{\alpha}$  brightness distribution and, especially, the CME events whose the occurrence was signed in [1] as a statement of fact.*

Активная область NOAA 7978 (SD 29) возникла в южном полушарии ( $\varphi \sim -10^{\circ}$ ) видимой полусферы Солнца 5 июля 1996 года в эпоху глубокого минимума 11-летнего цикла. Главной особенностью АО следует считать тот факт, что 9 июля 1996 года здесь была зарегистрирована достаточно мощная вспышка балла X 2.6/1B, приведшая к значительным послевспышечным явлениям в короне, в частности, к выбросу корональной материи (CME), обсуждавшемуся авторами работы [1].

Предпринятое исследование вспышечной конфигурации магнитного поля NOAA 7978 носит комплексный характер и основано на совокупности фотосферных, хромосферных и корональных данных, включая анализ собственных движений пятен. В работе использованы наблюдательные материалы наземных гелиофизических обсерваторий ГАС ГАО РАН, Big Bear и Debrecen, орбитальных обсерваторий SOHO (MDI, EIT), GOES-8 и Yohkoh, а также данные бюллетеня Solar Geophysical Data.

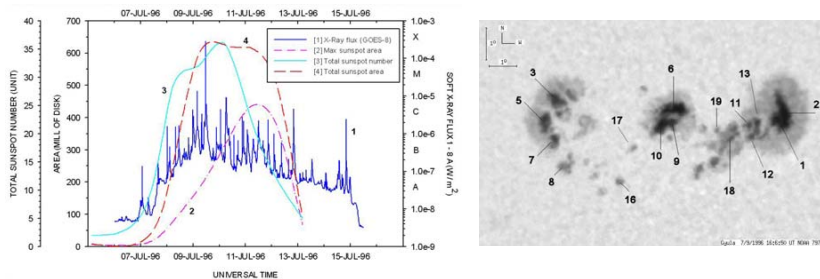


Рис. 1.

Для исследования обсуждаемой конфигурации авторами применен простой и эффективный эмпирический метод, впервые разработанный в [2] и позже неоднократно апробированный в ходе исследований различных вспышечных АО (см., например, [3-7]). Будучи выполнен по указанной методике, анализ хода развития NOAA 7978 позволяет сделать вывод, что основными элементами, определяющими геометрию ВМК, явились три различных биполярных комплекса магнитных жутов – **A**, **B** и **C** (Рис. 3а).

Начало фазы стремительного развития NOAA 7978 приходится на 7 июля; в этот период на занятой АО фотосферной площадке становятся четко отождествимы два главных биполярных комплекса, формирующих «каркас» будущей магнитной конфигурации (Рис. 1, 2).

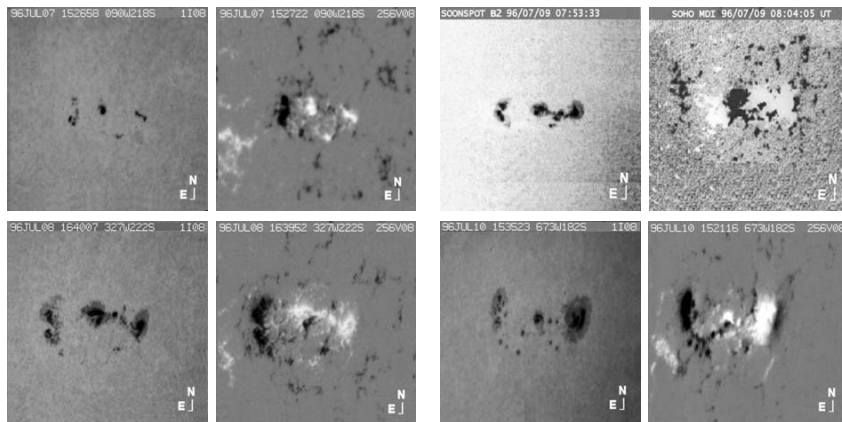
Более мощный комплекс **A** в проекции на фотосферу представлен ведущими пятнами №№ 1 и 2 и хвостовыми №№ 3 и 5; меньший по мощности комплекс **B** – пятнами № 6 и № 7 соответственно. В течение 9 июля в АО дополнительно возникает магнитный комплекс **C**. В то время как ведущая область комплекса **C**, представленная пятнами №№ 11 и 13, расположена южнее пятен №№ 1 и 2 комплекса **A**, его хвостовая область с пятнами №№ 9 и 10 смещена к юго-западу относительно ведущей области комплекса **B**, приводя к формированию  $\delta$ -конфигурации.

Анализ собственных движений пятен показывает, что интенсивность взаимодействия комплексов **B** и **C** достигла абсолютного максимума в период между 8 и 9 июля. Именно на этот период пришелся момент регистрации вспышки X2.6 / 1В и двух событий СМЕ (Рис. 1).

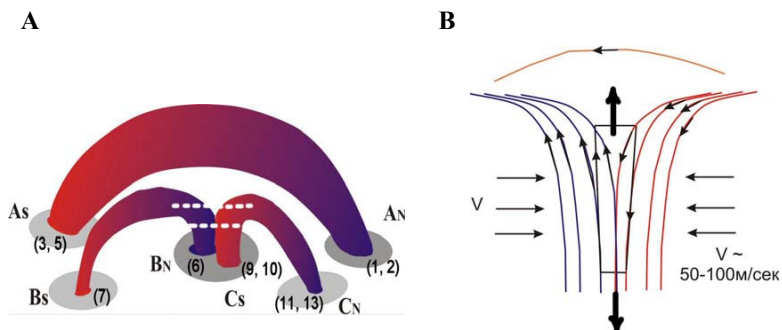
Тесное сближение ведущей и хвостовой областей комплексов **B** и **C** привело к интенсивному взаимодействию разноименных магнитных потоков пятен **B<sub>N</sub>** и **C<sub>S</sub>**. На морфологическом уровне это повлекло развитие у пятен **B<sub>N</sub>** и **C<sub>S</sub>** общей полулунной с образованием феномена  $\delta$ -структуры, на уровне физическом – к образованию в пространстве над фотосферой ВМК «смешанного» динамического класса (**II+III**) по системе [2].

На рис. 3а схематично представлен фрагмент области в нижней короне, соответствующий месту «встречи» силовых линий пятен **B<sub>N</sub>** и **C<sub>S</sub>**. В ус-

ловиях сильного сжатия поля, вызванного сближением трубок  $B_N$  и  $C_S$ , взаимодействие разноименных магнитных потоков может приводить к формированию вертикально ориентированного токового слоя (Рис. 3б).



**Рис. 2.**

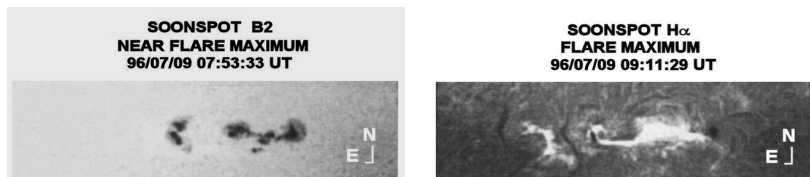


**Рис. 3.**

Наблюдаемое распределение областей  $H_\alpha$ -эмиссии (Рис. 4) также находится в хорошем согласии с предложенным сценарием. В силу особенностей магнитной конфигурации NOAA 7978 пятна верхнего магнитного комплекса **A** не участвуют во взаимодействии магнитных потоков пятен  $B_N$  и  $C_S$ , что приводит к изоляции хромосферных участков над пятнами  $A_N$  и  $A_S$  от областей вспышечной «заливки» в линии  $H_\alpha$ .

Наконец, послевспышечная эволюция пятенной компоненты NOAA 7978 также согласуется с рассмотренным сценарием. После вспышки 9 июля разнополярные пятна  $B_N$  и  $C_S$  взаимодействующих комплексов **B** и **C**

существенно уменьшились в размере, что свидетельствует о частичной диссипации соответствующей пары магнитных потоков в результате вспышечного пересоединения. В то же время размеры пятен  $A_N$  и  $A_S$ , ассоциируемых с областями выхода магнитных потоков изолированного комплекса  $A$ , практически не изменились (Рис. 2).



**Рис. 4.**

Таким образом, в NOAA 7978 наблюдался редко встречающийся простой случай возникновения вспышечной магнитной конфигурации, когда:

во-первых, вблизи отсутствовали другие АО с сильными магнитными полями, как правило, существенно осложняющие картину взаимодействия группы с окружением;

во-вторых, четко локализовано место взаимодействия магнитных комплексов;

в-третьих, в АО отсутствовало развитое волокно, с которым часто связывают причину возникновения вспышки и выбросов корональной материи.

В обсуждаемом случае, свободном от необходимости учета сторонних влияний, сценарий, предложенный в качестве одного из возможных путей возникновения вспышки, представляется наиболее вероятным.

### **Литература**

1. *Dryer M., Andrews M. D., Auras H. et al.* – Solar Physics, 1998, **181**, 159.
2. *Ихсанов Р.Н.* – Известия ГАО, 1982, **200**, 15.
3. *Ихсанов Р.Н.* – Известия ГАО, 1985, **201**, 84.
4. *Ихсанов Р.Н., Перегуд Н.Л.* – Солнечные данные, 1988, **2**, 67.
5. *Ихсанов Р.Н., Марушин Ю.В.* – Известия ГАО, 1998, **212**, 81.
6. *Ихсанов Р.Н., Марушин Ю.В.* – Известия ГАО, 1998, **212**, 91.
7. *Ихсанов Р.Н., Марушин Ю.В.* – Известия ГАО, 2004, **217**, 69.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ЦИКЛИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ КРУПНЫХ СОЛНЕЧНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР. I**

**Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН*

## **INVESTIGATION OF THE CYCLIC EVOLUTION OF BIG SOLAR CORONAL HOLES. I**

**Ikhsanov R.N., Tavastsherna K.S.**

*Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo*

### **Abstract**

*The investigation of the latitudinal and longitudinal cyclic evolution of the coronal holes (CH) was developed on the base of catalogue of the coronal holes and filament cavities /1/. The authors of this catalogue have used observations of the Sun in line 10830 Å at Kitt Peak Observatory in the period 1975-2003. Three latitude zones were selected: +/- (0°-40°), (41°-60°) and (61°-80°). Special attention was spared the obtained longitudinal non-homogeneity in the distribution of coronal holes in these zones during 11-years cycle.*

На основе каталога, составленного Тавастшерна и Тлатовым [1] по наблюдениям обсерватории Китт-Пик в линии HeI 10830 Å за период 1975-2003 гг., приводится исследование широтной и долготной эволюции корональных дыр (КД). Рассмотрены КД с площадями большими 5000 мдп. Время их жизни исчисляется несколькими оборотами Солнца, т.е. КД представляют участки солнечной поверхности с наиболее устойчивыми открытыми магнитными полями (МН). Свойства КД рассматривались отдельно для МП со знаком плюс и минус с подразделением их на широтные зоны  $\pm(0^\circ - 40^\circ)$ ,  $(41^\circ - 60^\circ)$  и  $(61^\circ - 80^\circ)$ . Диапазон исследуемых площадей составлял  $S_1 - 5000 - 9000$  мдп,  $S_2 - 10000 - 14990$  мдп и  $S_3 - 15000$  мдп и выше.

Широтно-долготные распределения КД с площадями  $S_1$ , построенные отдельно для 21-23 циклов в областях широт  $\pm(0^\circ - 40^\circ)$ , показывают небольшие различия по долготе. Поэтому представляется возможным их объединить в одну синоптическую карту (рис. 1.). Из рис.1 следует, что в широтной полосе  $\pm(10^\circ - 35^\circ)$  в области пятенной активности наблюдаются в основном две широкие долготные полосы КД с центрами вблизи  $0^\circ$  и  $180^\circ$ . Согласно Витинскому [2], а также Мордвинову и Плюсониной [3], наиболее устойчивые активные долготы пятен в 21-23 циклах приходились соответственно на  $90^\circ$  и  $270^\circ$ , т.е. на те долготы, которые не заняты большими КД, что, естественно, объясняет их взаимное исключение. На широтах  $\pm(0^\circ - 10^\circ)$  и выше  $\pm 35^\circ$  КД распределяются по долготе более равномерно.

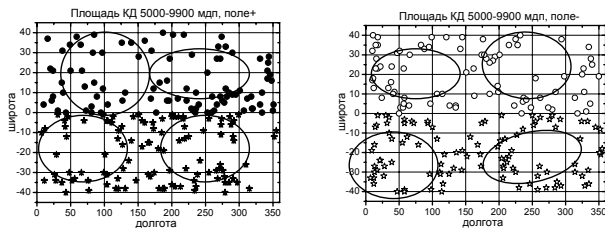


Рис. 1. Широтно-долготное распределение КД за период 1975-2003 гг.

Такая же картина наблюдается для КД с площадями  $S_2$ .

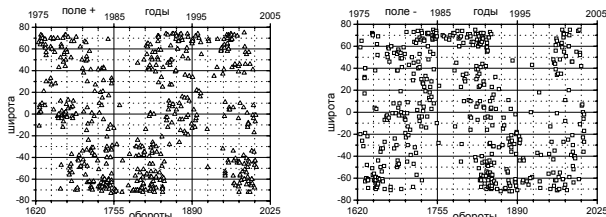


Рис. 2. Широтно-временное распределение КД площадью 5000-9900 мдп.

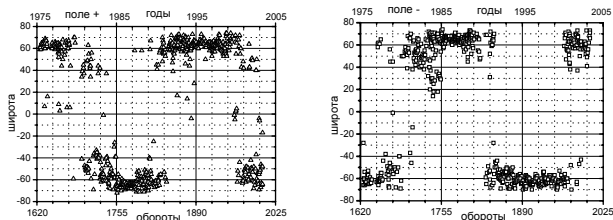
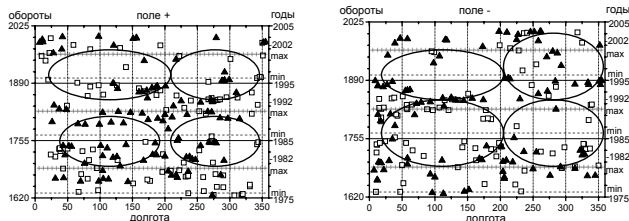


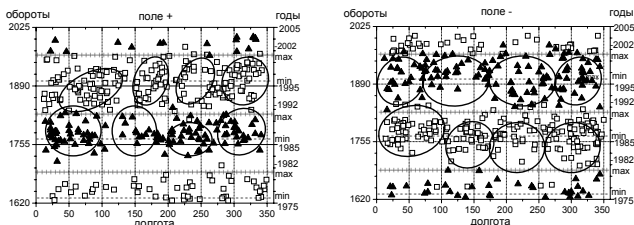
Рис. 3. Широтно-временное распределение КД площадью от 15000 мдп.

На рисунках 2 и 3 представлен ход широтно-временного распределения КД от  $-80^\circ$  до  $+80^\circ$ . Полосы КД с  $H^+$  и  $H^-$  образуют синусоиды, находящиеся в противофазе (рис.2). В области широт  $\pm(0^\circ - 40^\circ)$  ширина этих полос составляет 6-7 лет, сближаясь к полюсам и соединяясь на широтах  $\pm(60^\circ - 70^\circ)$ . На фазах минимума и подъема цикла на низких широтах КД отсутствуют в течение 3-4 лет, в соответствии с [4], полученным на основании каталога [5]. Центры полос  $H^+$  пересекают экватор в 1983, 1993 и 2002 гг., а для  $H^-$  в 1982, 1991 и 2001 гг., т.е. на год раньше. Это соответствует моменту перехода крупномасштабного МП от фазы I к фазе II [6]. КД с площадями  $S_2$  демонстрируют примерно подобную же картину. КД с самыми большими площадями  $S_3$  наблюдаются в основном в полосе широт  $\varphi$

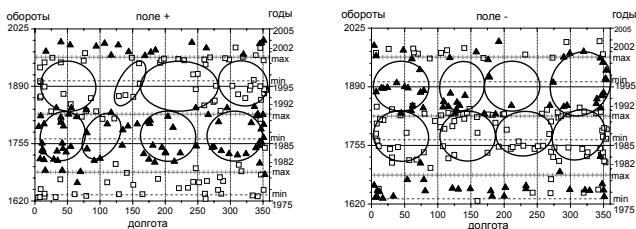
$> \pm 40^\circ$ , причем в годы минимума цикла все они располагаются выше  $60^\circ$  (рис.3). Центр полярного ряда приходится на конец перехода КД данной полярности МП через экватор, а начало полосы на время смены знака МП, т.е. на максимум солнечной активности.



**Рис. 4.** Долготно-временное распределение КД площадью 5000-9900 мдп до широты  $\pm 40^\circ$ , квадрат - N широта.



**Рис. 5.** Долготно-временное распределение КД площадью от 15000 мдп, широта  $\pm 60^\circ - 80^\circ$ , квадрат – N широта.



**Рис. 6.** Долготно-временное распределение КД площадью 5000-9900 мдп,  $\pm 60^\circ - 80^\circ$ , квадрат – N широта.

Долготно-временное распределение КД с площадями  $S_1$  в пределах  $\pm(0^\circ - 40^\circ)$  представлено на рис. 4. В период максимума цикла наблюдается наибольшее число КД, и они занимают почти все долготы. С переходом к минимуму их число падает, на определенных долготах. В минимуме цикла КД отсутствуют (ср. с рис.2), но уже через год они вновь появляются на упомянутых выше долготах. Эта закономерность более заметно выражена

в КД с отрицательным МП. Так в Н наблюдаются КД на долготах  $325^{\circ}$ - $0^{\circ}$ - $25^{\circ}$  и  $150^{\circ}$ - $225^{\circ}$ , т.е. подобно тому, как на рис.1. В некоторых циклах появляются вторичные слабые активные долготы КД, смещенные относительно основных, примерно на  $90^{\circ}$ . В области широт  $\pm(40^{\circ}$ -  $60^{\circ})$  эти вторичные активные долготы усиливаются, вместо двух активных долгот иногда появляются три-четыре.

Совсем иная картина наблюдается в полярных областях ( $\varphi > 60^{\circ}$ , рис.5). Здесь в распределении КД с  $S_3 > 15000$  мдп в отличие от широт меньших  $60^{\circ}$ , где скопления КД располагаются на границе и вне кружков, приведенных на предыдущих рисунках, а сгущения находятся внутри них. Таких сгущений КД по долготе насчитывается четыре. В среднем они отстоят друг от друга на  $90^{\circ}$ . При этом КД с меньшими площадями окружают эти сгущения (рис.6). Как следует из рис.5, максимумы этих сгущений КД приходятся на момент минимума цикла, а в максимуме цикла происходит смена знака полярности МП, что следовало из рис.3.

Таким образом, проводимое исследование широтного и долготного циклического распределения больших КД показывает, что на низких широтах Солнца преобладают 2 активные долготы, а на высоких - 4. То есть КД организуют на низких гелиоширотах преимущественно двухсекторную, а на высоких четырехсекторную структуру МП с открытыми силовыми линиями, которые, как известно, являются источниками высокоширотного солнечного ветра. При этом двухсекторная структура открытых МП достигает своего максимума в максимуме активности, а четырехсекторная преобладает в годы минимума.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ N 05-02-16229.

### **Литература**

1. *Тавастшерна К.С., Глатов А.Г.* Каталог и атлас синоптических карт КД и полостей волокон в линии  $\text{HeI } 10830\text{\AA}$ , СПб, 2006, 565 с.
2. *Витинский Ю.И.* Тр. конф. "Современные проблемы солнечной цикличности", С-Пб., 1997, с.33.
3. *Мордвинов А.В., Плюснина Л.А.* Тр. конф. "Солнце в эпоху смены знака магнитного поля", СПб., 2001, с.289.
4. *Ikhanov R.N. and Ivanov V.G.* Solar Phys. 1999, v.188, p.245.
5. *Sanches-Ibarra A. and Barraza-Paredes M.* 1992, Report UAG-102.
6. *Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.* Изв. ГАО 2002, т.216, с.531.



## **ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ ХРОМОСФЕРЫ – ФОТОСФЕРЫ НА ФАЗЕ РОСТА 22 ЦИКЛА СОЛНЦА И КРУТИЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ**

**Касинский В.В.**

*ИрГУПС, Иркутск, E-mail: vkasin @.iriit.irk.ru*

## **THE DIFFERENTIAL ROTATION OF CHROMOSPHERE – PHOTOSPHERE ON THE RISING PHASE OF 22 CYCLE AND TORSIONAL OSCILLATIONS**

**Kasinsky V.V.**

### **Abstract**

*On the base of heliographic coordinates of the chromospheric flares and sunspots (SG–Data) the angular velocity of chromosphere and photosphere where calculated for the rising phase of 11– year cycle (1987–1990). The mean equatorial rotation at the level of chromosphere ( $a = 13,62 \text{ deg /day}$ ) and photosphere ( $13,49 \text{ deg /day}$ ) are practically coincides. However, the differential coefficients in the chromosphere ( $b = 3,51 \text{ deg /day}$ ) are higher, than in the photosphere ( $3,08 \text{ deg /day}$ ). It was found that the differences “a” and “b” change with anty – phase. The idea of torsion oscillation of chromosphere and photosphere was verified.*

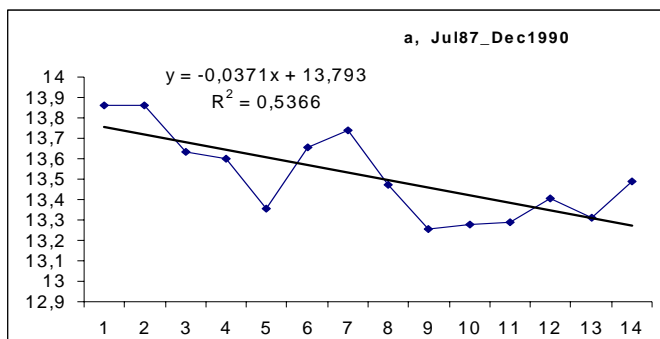
Аналізу дифференціального вращення Сонця посвячено багато публікацій. Як правило, визначаються два параметра в традиційній формулі Фая:  $\omega = a - b \sin^2 \varphi$ , де  $a$  - кутова швидкість вращення Сонця на екваторі;  $b$  - “дифференціальність”. Усреднення проводиться по найбільшим проміжкам (роки) [1]. В даній роботі для розрахування кулової швидкості використані як плями, так і нові об’єкти – вспішки, які були запропоновані автором, як хромосферні трасери [1]. Вспішки фактично відображають вращення хромосфери над плямами. В роботі досліджується вращення Сонця з розрешенням в один квартал за період 1987–1990 гг., який відповідає фазі росту 22 циклу сонячної активності. Використовано 447 груп плям, і 14 800 вспішек. Матеріалом для дослідження послужили таблиці плям (Sunspot Groups) і таблиці вспішек (H-alpha Solar Flares), SG-data. Використовувалися координати вспішек і груп плям як координати в системі центрального меридіана  $\lambda$ , час максимуму вспішки  $t_m$ , і час спостереження групи. Усредняючи  $\omega$  по групам (і вспішкам) всередині інтервалу широт  $\Delta \varphi \sim 5^\circ$ , одержимо середньважену кулову швидкість на даній широті. Результати середньваженої кулової швидкості в фотосфері і хромосфері наведені в Табл. 1 (параметри «а» і «б»). Як видно з Табл.1, синодичний закон вращення в фотосфері є  $\omega = 13,486 - 3,076 \sin^2 \varphi$ , а синодичне вращення в хромосфері

$\omega = 13,622 - 3,507 \sin^2 \varphi$ . Как экваториальная угловая скорость, так и коэффициент «b» оказались выше в хромосфере, чем в фотосфере.

**Таблица 1.**

Квартал 1987 1990	Фотосфера		N групп	Хромосфера		N выпшек
	a	B		a	B	
1	13,86	-4,849	21	14,02	-5,682	403
2	13,860	-3,706	19	13,868	-4,587	441
3	13,633	-4,403	23	13,022	-1,325	545
4	13,599	-4,117	20	13,619	-3,917	1015
5	13,356	-1,515	34	13,792	-4,485	917
6	13,657	-3,886	35	13,482	-2,325	1192
7	13,738	-4,627	36	13,645	-3,356	1459
8	13,471	-2,688	54	13,613	-3,401	1778
9	13,255	-1,589	54	13,582	-2,951	1453
10	13,279	-1,044	27	13,728	-5,218	1028
11	13,287	-2,622	19	13,785	-3,31	1172
12	13,408	-3,74	41	13,558	-3,934	1127
13	13,311	-2,499	39	13,48	-2,429	1077
14	13,491	-3,658	25	13,649	-3,8	1235
Среднее	13,486	-3,076	447	13,622	-3,511	14842

Ход параметров «a, b» с течением времени для фазы роста 22 цикла (1987-1990) в фотосфере показан на рис. 1 и 2. Как видно, Рис.1, ход угловой скорости на экваторе имеет тренд – вращение замедляется от минимума к максимуму цикла. Наоборот степень дифференциальности имеет противоположный тренд – растет к максимуму цикла, Рис.2. Таким образом, на фазе роста цикла происходит замедление вращения на экваторе.



**Рис. 1.**

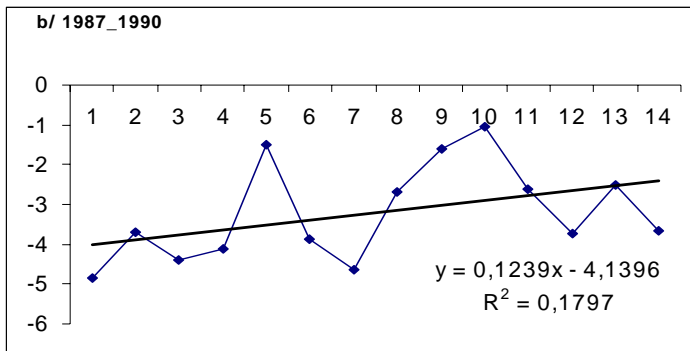


Рис.2.

Ход параметра «а» на фазе роста 22 цикла (1987-1990) в хромосфере показан на рис. 3. Как видно, Рис.3, тренд экваториальной скорости практически отсутствует. Такое же отсутствие тренда наблюдается и в параметре «b», который практически постоянен. Таким образом эволюция магнитных полей на хромосферном уровне не подчиняется закономерностям эволюции магнитных полей пятен в фотосфере.

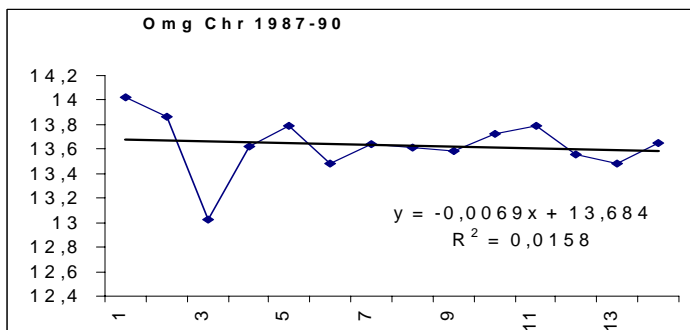


Рис.3.

Отдельный интерес представляет временной ход разности экваториальной скорости и дифференциальности «хромосфера – фотосфера». Видно, что флуктуации «а» происходят в антифазе – усиление экваториального вращения в фотосфере сопровождается уменьшением его в хромосфере и наоборот, Рис.4. Если предположить, что «антифазность» хода угловой скорости есть проявление крутильных колебаний по высоте, то эти колебания имеют место только на начальной фазе цикла.

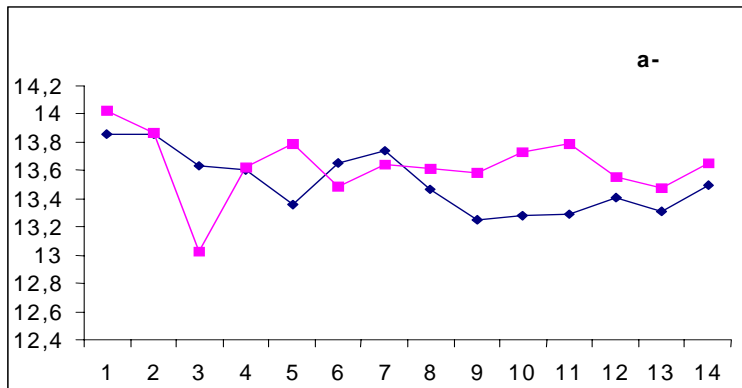


Рис. 4.

Полученные результаты сравнения дифференциального вращения в фотосфере и хромосфере за период 1987–1990 гг. с разрешением в один квартал согласуются с ранее полученными данными по вращению [2]. Величина «а» имеет максимум именно в минимуме цикла.

1. Впервые с высоким временным разрешением получен четкий тренд закона вращения с фазой 11-летнего цикла – рост дифференциальности от минимума к максимуму цикла и уменьшение экваториальной скорости на фазе роста цикла N22.

2. Короткоживущие активные трассеры – вспышки имеют более высокую угловую скорость на экваторе (по сравнению с пятнами) и более высокую дифференциальность в хромосфере.

3. Обнаружен новый факт – усиление экваториального вращения в фотосфере сопровождается уменьшением его в хромосфере и наоборот. Антифазный характер флуктуаций «а» и «б» исчезает за год до максимума 22-го цикла (1990). Если принять, что «антифазность» хода «а» и «б» в фотосфере и хромосфере есть проявление крутильных колебаний по высоте, то эти колебания имеют место на восходящей фазе 11-летнего цикла Солнца.

### Литература

1. Касинский В.В. К методике определения угловой скорости вращения Солнца по вспышкам как трассерам // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. М.: Наука, 1991. Вып.95. С.113-121.
2. Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д. Дифференциальное вращение Солнца // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физ. Солнца. М.: Наука, 1988. Вып.83. С.3-24.

## **КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК В ГРУППАХ ПЯТЕН И ПРОБЛЕМА ВНЕШНЕГО ТРИГГЕРНОГО МЕХАНИЗМА ВСПЫШЕК В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ**

**Касинский В. В.**

*ИрГУПС, Иркутск, E-mail: vkasin@iriit.irk.ru*

## **THE KINEMATIC ELEMENTS OF CHROMOSPHERIC FLARES IN THE SUNSPOTS AND THE PROBLEM OF EXTERNAL TRIGGERING MECHANISM OF FLARES IN THE ACTIVE REGIONS**

**Kasinsky V.V.**

### **Abstract**

*The problem of flare kinematics in the active regions (AR) is investigated. For several sunspot groups (28), about 2800 flares, the kinematic elements are calculated. They includes: the displacements  $\Delta r$ , the velocities  $\Delta r / \Delta t$  and accelerations. We assume that all flares are sympathetic in one AR. In the "sympathetic" model the mean velocities of flare's trigger agent are calculated to be  $\sim 5-10$  km / s. This corresponds to the sound-like velocity disturbances in the photosphere - chromosphere.. In the model of gravity wave trigger in the chromosphere we have  $C = \sqrt{g} \lambda / 2 \pi$ ,  $\lambda = C T$ ,  $T$  - period of wave. In the approximation adopted, that  $\lambda \cong \Delta r$  and the period  $T \cong \tau$  - the life-time of flare we estimate the gravity acceleration on the Sun,  $g$ . The calculation gives  $g = 0.265 \pm 0.051$  km / s<sup>2</sup>, which in the limit of error equals to  $g = 0,274$  km/s<sup>2</sup>.*

*Thus the kinematics of flares are strongly related to the gravity wave trigger of the flares.*

Имеется ряд работ, прямо или косвенно указывающих на связь вспышечных явлений с волновыми процессами в хромосфере. Квазипериодические колебания «наклона спектра» радиоизлучения перед сильными вспышками с периодами 30-60 мин наблюдались в [1]. На возможность связи звукового поля скоростей с триггером вспышки указывалось в работе [2]. Попытка выявить низкочастотные колебания в параметрах вспышек в диапазоне 3-100 мин была предпринята в работе [3]. Анализ 50-ти активных областей показал, что в параметрах вспышек (длительность, площади) усилены периодические компоненты в области 20-30 минут. В работе [4] было показано, что нижняя хромосфера и внутренняя корона являются неустойчивыми в отношении внутренних гравитационных волн.

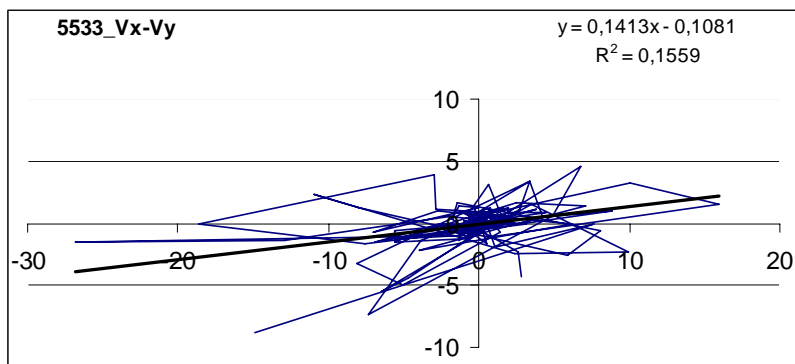
Мы будем принимать следующий «сценарий». Гравитационные колебания хромосферы взаимодействуют с магнитной структурой пятен. В случае достаточной амплитуды волны (эффект нелинейности) это приводит к триггеру вспышки. В работе принята «симпатическая модель» вспышечного процесса. Принимается, что все вспышки в данной активной области (АО) являются «симпатическими», то есть вызванными некоторым

«агентом». Таким агентом могут быть низкочастотные колебания хромосферы. Задача данной работы является проиллюстрировать тот факт, что кинематические элементы вспышек подтверждают роль волновых процессов в простейшем сценарии вспышек в соответствии с работами [1–4].

В работе [5] был предложен координатный метод точной привязки вспышек к центру групп пятен с привлечением данных координат вспышек мировой сети (SGD) [6]. Для этого долготы вспышек  $\lambda$  (сmp) приводились к системе координат центра группы при заданной угловой скорости вращения группы пятен –  $\omega$  ( $\varphi$ ). При этом долготное и широтное положения вспышки –  $i$  в системе координат центра группы пятен находятся по формулам:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_i &= \varphi_i - \varphi_{SP} \\ \Delta\lambda_i &= \lambda_i (\text{сmp}) - \omega(\varphi, t_j)(t_j - t_{\text{сmp}}) \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\lambda_i$  (сmp) – долгота вспышки от центрального меридиана,  $\omega(\varphi, t_j)$  – угловая скорость группы в момент  $t_j$ ,  $t_{\text{сmp}}$  – момент прохождения группой центрального меридиана,  $r_i$  – модуль радиус-вектора вспышки от центра группы пятен. По (1) можно рассчитать другие кинематические элементы.  $\Delta\varphi_i / \Delta t$  – скорость «агента» по широте,  $\Delta\lambda_i / \Delta t$  – скорость агента по долготе,  $\Delta r_i / \Delta t$  – абсолютная скорость по радиус-вектору, где  $\Delta t$  – разность моментов двух соседних вспышек (максимумов).



**Рис. 1.**

На рис.1 приведено распределение кинематического элемента «скорость вспышечного агента» (км/с) по долготе ( $V_x$ ) и по широте ( $V_y$ ) в группе N 5533, широта  $S19^0$ . Показано уравнение регрессии (вверху).

Рис.1 выявляет анизотропию скоростей вспышечного агента. В долготном направлении скорости систематически выше, чем в широтном. Это легко объясняется анизотропией магнитного поля группы пятен. По долго-

те ( $V_L$ ) скорость направлена вдоль магнитной оси группы пятен, в то время как скорость по широте,  $V_\varphi$ , носит «поперечный» характер.

**Таблица 1.**

Номер АО	Широта	№ вспышек	$\langle \Delta t \rangle$ доли сут.	V km / s	G, km / s <sup>2</sup>
4990	22	87	0,145	2,78 ± 0.30	0,222 ± 0,046
5027	-25	153	0.088	3.12 ± 0.22	0.305 ± 0,040
5047	-17	96	0.121	2.68 ± 0.31	0.245 ± 0.050
5060	-19	124	0.097	3.55 ± 0.44	0.297 ± 0.041
5062	13	96	0.122	1.49 ± 0.13	0.277 ± 0.050
5075	-22	78	0.155	2.17 ± 0.19	0.278 ± 0.055
5131 Spt88	-20	69	0.18	1.80 ± 0.15	0.286 ± 0.048
5200	+21	100	0.13	3.49 ± 0.46	0.293 ± 0.035
5229	+33	100	0.12	4.41 ± 0.53	0.280 ± 0.050
5218	13	76	0.15	1.37 ± 0.15	0.250 ± 0.056
5292Dec88	-19	69	0.16	1,84 ± 0.34	0,207 ± 0.049
5312	-32	106	0,12	4,01 ± 0.42	0,240 ± 0.042
5239	17	113	1,10	3,77 ± 0.36	0,270 ± 0.047
5354	30	101	0,11	3,92 ± 0.37	0,260 ± 0.038
5368	-12	83	0,13	1,68 ± 0.15	0,180 ± 0.049
5395	+31	199	0,07	4,57 ± 0.30	0,280 ± 0.046
5521Jun89	-19	88	0.124	2.19 ± 0.19	0.218 ± 0.040
5629	-17	125	0.101	3.33 ± 0.24	0.286 ± 0.043
5333	-19	123	0.093	4.34 ± 0.50	0.283 ± 0.041
5528	+21	135	0.099	4.01 ± 0.38	0.290 ± 0.034
5555	+26	86	0.12	1.54 ± 0.14	0.227 ± 0.050
5669Spt89	-17	163	0.086	7.97 ± 0.62	0.291 ± 0.032
5698	-25	92	0.127	4.17 ± 0.54	0.281 ± 0.043
5747	-27	108	0.107	2.42 ± 0.23	0.270 ± 0.048
5783	18	101	0.105	2.34 ± 0.22	0.296 ± 0.074
5852 Jun90	-26	54	0.235	1.23 ± 0.12	0.239 ± 0.068
5854	24	61	0.204	1.89 ± 0.23	0.319 ± 0.089
5852	-26	54	0.235	1.23 ± 0.12	0.239 ± 0.068
Среднее		Сумма – 2840		2,97 ± 0.34	0,265 ± 0.051

Другой важный факт – средние модуль скорости не превышают скоростей магнитного звука в хромосфере –10 км/с и звука в фотосфере (7 км/с). Это говорит о том, что возможный волновой агент вспышек мало чем отличается от фазовых скоростей  $p - g$  мод колебаний хромосферы.

Результаты расчетов кинематических элементов для 28 активных областей (АО) по SGD [6] приведены в Таблице 1. По столбцам даны: 1– номер АО, 2 – широта группы, 3 – число вспышек, 4– средний интервал меж-

ду вспышками (доли суток), 5 – скорость вспышечного агента (модуль) 6 – расчетное ускорение свободного падения на Солнце по модели.

Примем волновую модель, конкретно – модель хромосферы-океана. Скорость распространения гравитационных волн как известно  $c = \sqrt{g \lambda / 2\pi}$ , откуда раскрывая, получим оценку ускорения свободного падения на Солнце  $g$ . Подставлялись следующие кинематические элементы  $\lambda \approx |\Delta r|$  – модуль радиус – вектора вспышки и  $T = \tau$  – длительность вспышки. Результаты расчетов ускорения  $g$  на Солнце по каждой группе пятен приведены в последнем столбце Табл.1. Среднее ускорение в пределах точности хорошо совпадает с ускорением свободного падения на Солнце  $g = 0,274 \text{ км} / \text{с}^2$ .

Такое хорошее совпадение при относительно простой модели (гравитационные волны в океане) говорит большой вероятности рассматриваемого сценария вспышки. Таким образом, модель гравитационных волн хромосферы предложенная в [4], а также модель волн-цунами, предложенная в [7] получают свое количественное подтверждение в модели симпатических вспышек и расчетов их кинематических элементов.

### Литература

1. *Кобрин М.М., Кориунов А.И. Снегирев С.Д. и др.* Солнечные данные. 1973. №10. С.79-85.
2. *Касинский В.В.* О возможной квази-звуковой природе механизма глобального возбуждения вспышек в 11-летних циклах Солнца // Солнечные данные. 1986. № 8. С.99-104.
3. *Кравчук П.Ф., Касинский В.В.* Колебания параметров вспышек в активных областях в диапазоне 3-100 мин и диагностика вспышек // Исслед. по геомаг. Аэроном. и физ. Солнца. Вып.94. Новосибирск, 1992. С.80–89.
4. *Касинский В.В., Редкобородый Ю.Н.* К вопросу о ВГВ неустойчивости солнечной атмосферы...// Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. Вып.91. М: Наука, 1990. С.46-54.
5. *Касинский В.В.* К методике определения угловой скорости вращения Солнца по вспышкам как хромосферным трассерам // Исследования. по геомаг., аэронауке и физ. Солнца. Вып.95. М: Наука, 1991. С.113-121.
6. *Solar Geophys. Data*, NGDC. Boulder. Colorado. 1989. N 544–PII.
7. *Kasinsky V.V., Krat V.A.* On the solar tsunamy // Solar Physics, 1973. V.31. P.219-228.



## ГЕЛЬДЕРОВСКАЯ РЕГУЛЯРНОСТЬ MDI МАГНИТОГРАММ

Князева И.С.<sup>1</sup>, Круглун О.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

<sup>2</sup>Институт Математики, Алматы, Казахстан

## HOLDER REGULARITY OF MDI MAGNETOGRAMS

Knyazeva I.S.<sup>1</sup>, Kruglun O.A.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Central astronomical observatory of RAS at Pulkovo

<sup>2</sup>Institute of Mathematics, Alma-Ata, Kazakhstan

### Abstract

*The method of multifractal segmentation of high-resolution MDI-magnetograms of the Solar disc is suggested. The method is based on assessment of Holder exponent. Estimation of Holder regularity is based on version of microcanonical multifractal formalism which is based on Choquet capacities.*

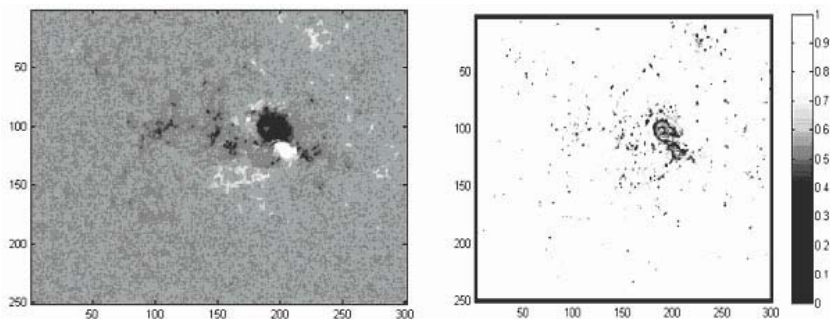
Целью мультифрактальной обработки потока цифровых данных – MDI магнитограмм возникает задача сегментации высококонтрастного изображения, с целью выделения предикторов солнечных вспышек, таких как всплытие магнитного потока из конвективной зоны под солнечным пятном [1,2], которое может привести к изменению статистики скейлинговых показателей. MDI магнитограммы имеют высокую вариабельность, поэтому применение канонического мультифрактального формализма приводит к неустойчивым оценкам скейлинга [3]. Альтернативой является микроканонический формализм [3,4]. Он сводится к "экспоненциальному" преобразованию исходных градаций изображений в степенные показатели.

Пусть  $s(t)$ ,  $x \in R^2$  – некоторый измеренный сигнал и  $T_r$  - оператор, который, действуя на  $s$ , позволяет выделить в каждой точке  $x$  экспоненту сингулярности  $h(x)$  [4]. В простейшем варианте:

$$T_r s(x) = |s(x+r) - s(x)| \approx r^{h(x)}. \quad (1)$$

При мультифрактальном анализе изображений «сигналом» являются значения «уровней серого», т.е. фотометрическая мера пиксела  $I(\mathbf{x})$ , либо контраст:  $s(\mathbf{x}) = I(\mathbf{x}) - \langle I(\mathbf{x}) \rangle$ . К сожалению, для изображений с значительной вариабельностью  $I(p)$  не всегда удается хорошо определить градиент (1), а следовательно получить корректные значения экспонент  $h(\mathbf{x})$ . Поэтому в этой работе мы используем в качестве меры так называемые *емкости Шоке* [3,5], которые являются обобщением меры с ослабленным условием аддитивности [6]. На рисунке 1 приведены в качестве примера, ре-

зультаты оценки гельдеровских экспонент для активной области одной из магнитограмм.



**Рис. 1.** Исходная активная область (слева) и карта гельдеровских экспонент области (справа) MDI магнитограммы за 2006.12.13.

Использование карт гельдеровских экспонент вместо исходного изображения позволяет сохранить все детали изображения и упрощает анализ изменения геометрии структуры различных областей магнитограмм в динамике, что делает данный подход перспективным в задаче выделения предикторов солнечных вспышек. Мы собираемся развить описанный подход в наших дальнейших исследованиях.

### **Литература**

1. *Meunier N.* // *Astrophys. J.* 1999. **515**. P.801-811.
2. *Stark B., Adams M., et al.* // *Solar Phys.* 1997. **174**. P.297-309.
3. Макаренко Н.Г., Круглун О.А., Каримова Л.М. //Тр. X Пулковской конф. по физике Солнца. 2006. С.31-39.
4. *Pont O., Turiel A., et al.* // *Phys. Rev.E.* 2006. **74**. P.061110(1)-(13)
5. *Levy Vehel J., Berroir J-P.* // *Rapport de recherche, INRIA.* No 1942. 1993
6. *Levy Vehel J., Vojak R.* // *Rapport de recherche, INRIA.* Rapports de recherch e No 2576. 1995.

## **О РАСПРОСТРАНЕНИИ АЛЬВЕНОВСКИХ МОД ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ТРУБОК В АТМОСФЕРАХ СОЛНЦА И ЗВЁЗД**

**Копылова Ю.Г.<sup>1</sup>, Цап Ю.Т.<sup>2</sup>, Степанов А.В.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>ГАО РАН, Россия, [yul@gao.spb.ru](mailto:yul@gao.spb.ru)

<sup>2</sup>НИИ КрАО, Украина, [yur@crao.crimea.ua](mailto:yur@crao.crimea.ua)

## **ON THE PROPAGATION OF THE ALFVÉN MODES OF THE THIN MAGNETIC TUBES IN SOLAR AND STAR ATMOSPHERES**

**Kopylova Yu.G.<sup>1</sup>, Tsap Yu.T.<sup>2</sup>, and Stepanov A.V.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Central Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences at Pulkovo

<sup>2</sup>SRI CrAO, Ukraine, [yur@crao.crimea.ua](mailto:yur@crao.crimea.ua)

### **Abstract**

*Propagation properties of the Alfvén modes of the thin magnetic tubes in solar and star atmospheres are considered. The dispersion equation for the transversal oscillations of the vertical tube embedded in a stratified magnetic fluid is derived. The generalized expression for the cut-off frequency is found. It was shown that torsional waves generated in the convection zone are capable penetrated in a corona more effective than the transversal modes.*

Проблема нагрева верхних атмосфер Солнца и звёзд остается одной из наиболее актуальных проблем современной астрофизики. Корреляция между скоростью вращения звезды и температурой её короны указывает на магнитную природу нагрева [1]. Источником нагрева считаются подфотосферные движения вещества в конвективной зоне. В зависимости от величин их характерных скоростей по сравнению с альвеновской скоростью  $V_A$ , механизмы нагрева делятся на два основных типа. В случае достаточно медленных движений ( $V < V_A$ ) говорят о DC-механизмах, нагрев при этом связан с топологической диссипацией токов (микро и нано вспышки), если же  $V \geq V_A$  привлекается AC-группа механизмов, в которых нагрев осуществляют волны посредством своего переноса и диссипации. Согласно результатам [2], число слабых вспышек недостаточно для обеспечения нагрева короны. Кроме того, численное моделирование возбуждения крутильных альвеновских волн в магнитных арках показало, что отклик атмосферы в виде генерируемого излучения на диссипацию энергии образующихся магнитозвуковых волн неотличим от импульсных всплесков, ранее однозначно интерпретируемых в пользу DC модели слабых вспышек [3].

Так как атмосфера Солнца структурирована огромным числом магнитных петель, то при рассмотрении AC-механизмов особо важны исследования по распространению и диссипации энергии волн в магнитных трубках. В тонких магнитных трубках могут существовать три основных типа волновых мод: продольные, поперечные и крутильные — два последних являются модами альвеновского типа. Возбуждение ударных волн по-

зволяет продольным звуковым и магнитозвуковым волнам преобразовывать энергию в тепло, но поток энергии звуковых волн слишком мал для объяснения высоких корональных температур, магнитозвуковые волны в свою очередь подвержены сильной рефракции и отражению от переходной области. Альвеновские волны не сжимают плазму и способны переносить большой поток энергии в корону, но несжимаемость также приводит к трудностям, связанным с диссипацией энергии волн и отождествлением их возбуждения по наблюдениям. На данный момент разработано несколько надежных механизмов диссипации энергии: фазовое перемешивание, резонансное поглощение и нелинейное взаимодействие. Обнаружить альвеновские моды удалось по наблюдениям в радиодиапазоне, чувствительном даже к малым изменениям направления магнитного поля [4]. Однако существуют проблемы, связанные с самим процессом распространения волн в корону. Так в [5] показано, что альвеновские моды с периодом  $< 10$  с подвержены сильной диссипации из-за взаимодействия электронов с нейтральными атомами. Данный результат согласуется с выводом, сделанным в [4], об отсутствии в спектре альвеновских мод с периодом менее 10 секунд. С другой стороны, долгопериодические колебания с периодом  $> 10$  с начиная с высоты 1500 км не распространяются [6]. Заметим, что при оценках частоты обрезания, сделанных в [6], магнитные трубки считались изолированными, т.е. находящимися в плазме без магнитного поля. Этот подход оправдан на небольших высотах  $< 500-1000$  км, когда магнитный поток сконцентрирован в мелкомасштабных образованиях. Выше, трубки расширяются из-за стратификации, так, что могут собой заполнить все пространство (см. модель «магнитного покрывала» [7]), т.е. они становятся неизолированными (см. Рис. 1а).

На основе работы [8], в которой исследовалось распространение волн в изолированной магнитной трубке, рассмотрим поперечные колебания в неизолированной трубке. Пусть вертикальная тонкая магнитная трубка находится в стратифицированной атмосфере ( $Z \parallel \mathbf{B}$ ), где  $p(z) = p(0)e^{-z/H_p}$ ,  $H_p = kT/Mg$  — характерная шкала высот с внешним магнитным полем  $B_e$ .

Условие равенства полных давлений на границе:  $p_i(z) + \frac{B_i^2(z)}{8\pi} = p_e(z) + \frac{B_e^2(z)}{8\pi}$

при  $T_i(z) = T_e(z)$  сводится к  $\frac{p_i(z)}{p_i(0)} = \frac{B_i^2(z) - B_e^2(z)}{B_i^2(0) - B_e^2(0)}$ , которое в случае  $B_i(z) \propto B_e(z)$

или  $B_e(z) = 0$  предполагает постоянство альвеновской скорости  $V_{\Lambda i}(z) = B_i / \sqrt{4\pi\rho(z)}$  в расширяющейся с высотой трубке. Линеаризованное МГД уравнение движения в системе координат, изображенной на Рис. 1б, запишется в виде [8]

$$\rho \frac{\partial \delta \mathbf{V}_\perp}{\partial t} = -\frac{B_i^2}{4\pi} \mathbf{k} + (\rho_i - \rho_e)(\mathbf{l} \times \mathbf{g}) \times \mathbf{l}. \quad (1)$$

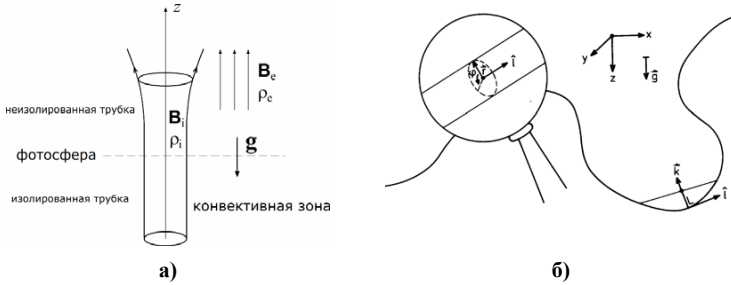


Рис. 1.

Учет внешнего магнитного поля произведен через силу реакции внешней среды в виде  $\mathbf{f}_\perp = -\rho_e \frac{\partial \delta \mathbf{V}_\perp}{\partial t} + \frac{B_e^2}{4\pi} \mathbf{k}$ . В декартовой СК, полагая  $\delta \mathbf{V}_\perp = (\delta V_x, 0, 0)$ , из (1) находим уравнение, описывающее поперечные моды неизолированной тонкой магнитной трубки в стратифицированной атмосфере

$$(\rho_i + \rho_e) \frac{\partial^2 \delta V_x}{\partial t^2} - \frac{B_i^2 + B_e^2}{4\pi} \frac{\partial^2 \delta V_x}{\partial z^2} - (\rho_i - \rho_e) g \frac{\partial \delta V_x}{\partial z} = 0. \quad (2)$$

Второе и третье слагаемые в (2) описывают действие сил магнитного натяжения и плавучести, соответственно. Перепишем уравнение (2), введя новые обозначения

$$(\Delta_B + 2V_{ke}^2(z)) \frac{\partial^2 \delta V_x}{\partial z^2} - \frac{\Delta_B}{2H_p} \frac{\partial \delta V_x}{\partial z} + \omega^2 \delta V_x = 0, \quad V_{ke}^2 = \frac{B_e^2}{4\pi(\rho_i + \rho_e)}, \quad \Delta_B = \frac{B_i^2 - B_e^2}{4\pi(\rho_i + \rho_e)}. \quad (3)$$

Решение в случае  $B_i(z) \propto B_e(z)$  или  $B_e(z) = 0$  (изолированная трубка) ввиду постоянства  $V_{ke}$  существенно упрощается и принимает вид

$$\delta V_x = e^{(\Delta_B / 4V_{ke}^2 H_p)z} (C_1 e^{i\kappa z} + C_2 e^{-i\kappa z}), \quad V_k^2 = \frac{B_i^2 + B_e^2}{4\pi(\rho_i + \rho_e)}, \quad \kappa = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_k}\right)^2 - \left(\frac{\Delta_B}{2V_k^2 H_p}\right)^2}. \quad (4)$$

Как видно из (4), решение становится нераспространяющимся при  $\omega < \Omega_\lambda$ , где  $\Omega_\lambda = \Delta_B / (4V_k H_p)$  — обобщенная частота отсечки. При  $B_i \approx B_e$  явление частотной отсечки пропадает т.к.  $\Omega_\lambda \approx 0$  и, несмотря на уменьшение плотности плазмы с высотой, амплитуда поперечных волн  $\delta V_x = \text{const}$ . При  $B_e(z) = 0$  решение уравнения (3)

$$\delta V_x = e^{z/4H_p} (C_1 e^{i\kappa_1 z} + C_2 e^{-i\kappa_1 z}), \quad \kappa_1^2 = (\omega/V_k)^2 - (1/4H_p)^2, \quad (5)$$

откуда получаем известное [8] выражение для частоты отсечки Спруита  $\Omega_{AS} = V_k / (4H_p)$ . В отличие от случая  $B_i \approx B_e$  амплитуда  $\delta V_x$  с высотой может заметно возрасти. Если же  $\beta = p / (B^2 / 8\pi) \ll 1$  и  $B_e(z) \propto \exp(-z/H_B)$  уравнение (4) примет вид  $\frac{\partial^2 \delta V_x}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{2V_{ke}^2(0)} e^{z/H} \delta V_x = 0$  (оно также описывает крутильные моды при любом  $\beta$ ), решение которого  $\delta V_x = C_1 H_0^{(1)}(\xi) + C_2 H_0^{(2)}(\xi)$ ,

$\xi = \sqrt{2}\omega H / V_{\text{ке}}$ , где  $H = H_p H_B / (2H_p - H_B)$ . Откуда следует, что поперечные моды распространяются при любых  $\omega$ .

Рассмотрим влияние стратификации атмосферы на амплитуду альвеновских мод. Согласно (5), между амплитудами поперечных волн на уровне фотосферы  $z=0$  ( $\delta V_p$ ) и на заданной высоте  $h$  ( $\delta V_h$ ):  $\delta V_h / \delta V_p = (n_p / n_h)^{1/4}$ . Исходя из модели VAC примем значение концентрации плазмы на фотосфере  $n_p \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , на высоте  $h=1000 \text{ км}$  —  $n_h \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , тогда  $\delta V_h / \delta V_p \approx 10$ , т.е. волны в изолированных трубках нелинейны. В свою очередь, амплитуда крутильных мод в расширяющихся изолированных трубках до уровня нижней хромосферы постоянна, поэтому их проникновение в корону выглядит менее проблематичным при условии формирования «магнитного покрывала» ( $B_i \approx B_e$ ) на высотах  $h \approx 1000 \text{ км}$ . Амплитуды крутильных колебаний на различных высотах ( $h_0$  и  $h_1$ ) соотносятся между собой как  $\frac{\delta V_{h1}}{\delta V_{h0}} = \sqrt{\frac{J_0^2(\xi_{h1}) + N_0^2(\xi_{h1})}{J_0^2(\xi_{h0}) + N_0^2(\xi_{h0})}} \approx 1 + 10^{-3} z [\text{км}]$ , где мы приняли  $\xi \ll 1$ ,  $V_{A0} = 3 \times 10^7 \text{ см/с}$ ,  $H/2 \approx H_p = 3 \times 10^7 \text{ см}$  и  $\omega = 0.1 \text{ с}^{-1}$ . После прохождения в хромосфере расстояния 1000 км амплитуда волны увеличится всего в 2 раза, т.е. линейность крутильных волн в области неизолерованности трубок сохраняется.

Итак, в настоящей работе получено волновое уравнение для поперечных мод неизолерованной магнитной трубки. Найдено обобщенное выражение для частоты отсечки Спруита  $\Omega_\lambda$  и определены условия, при которых частотой отсечки можно пренебречь ( $B_i \approx B_e$  или  $\beta \ll 1$ ). Показано, что вследствие эффектов стратификации крутильные волны, сохраняющие свою линейность, эффективнее поперечных переносят энергию конвективных движений плазмы в короны Солнца и звезд.

Работа поддержана РФФИ (гранты №06-02-16859, 06-02-16838), программами Президиума РАН «Происхождение и эволюция звезд и галактик», «Активность Солнца» и программой ОФН-16. Ю.Г. Копылова благодарит Администрацию Санкт-Петербурга за оказанную поддержку (грант PD07-1.9-3).

### Литература

1. *Strassmeier, K.G. et al.* // A&A. 1994. V.281. P.855.
2. *Aschwanden, M.J. et al.* // ApJ. 2000. V.535. P.1047.
3. *Moriyasu, S. et al.* // ApJ. 2004. V.601, P.L107.
4. *Гельфрейх Г.Б. и др.* // ПАЖ. 2004. Т.30. С.540.
5. *De Pontieu, B.* // ApJ. 2001. V.558. P.859.
6. *Noble, M.W. et al.* // A&A. 2003. V.409. P.1085.
7. *Gabriel, A.H.* // Phil. Trans. R. Soc. London. Ser. A. 1976. V.281. P.339.
8. *Spruit, H.C.* // A&A. 1981. V.98. P.155.

## **О ТОНКОЙ СТРУКТУРЕ ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ЦИКЛОТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ**

**Коржавин А.Н.<sup>1</sup>, Опейкина Л.В.<sup>2</sup>, Петерова Н.Г.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>СПБФ САО РАН; E-Mail: kor@saoran.spb.su,

<sup>2</sup>САО РАН; E-Mail: lvo@sao.ru

## **ON THE FINE STRUCTURE OF A TRANSITION REGION AS OBSERVED SOURCES OF CYCLOTRON EMISSION**

**Korzhavin A.N.<sup>1</sup>, Opeikina L.V.<sup>2</sup>, Peterova N.G.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>St. Petersburg Branch of the Special Astrophysical Observatory, St. Petersburg;

<sup>2</sup>The Special Astrophysical Observatory, Nizhnij Arkhyz;

### **Abstract**

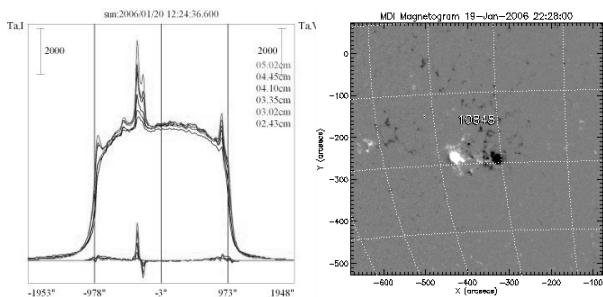
*The results of the active region NOAA 10848 observations with the radio telescope RATAN-600 are presented. The observations are performed using the new spectral-polarization complex of receiving and registering apparatus in the range of 2-5 cm with frequency resolution of 1%. The two cyclotron (sunspots associated) details are isolated from the structure of the radio emission region. In both cases the brightness temperature is a monotone increasing function of height above the photosphere in the range of 1000-6000 km. By this is meant that transition region is rather thick.*

Представления о дефиците вещества в переходном слое атмосферы над пятнами возникли на основании наблюдений в различных диапазонах спектра. Ранние наблюдения в сантиметровом диапазоне длин волн позволили говорить о малой, менее 1000 км, толщине переходной области и «опускании» короны над тенями пятен до 2000 км [4]. Однако эти наблюдения проводились с грубым частотным разрешением, ~5 точек в диапазоне 2-10 см. Сейчас имеется возможность уточнить структуру переходной области, используя наблюдения с на порядок более высоким разрешением по частоте. В частности, на радиотелескопе РАТАН-600 в настоящее время частотное разрешение солнечных наблюдений доведено до 1% в диапазоне 2-5 см. В данной работе, которая представляет начало такого исследования, использованы результаты наблюдений активной области NOAA 10848 в тот день (20.01.06), когда ее морфологическая структура на уровне фотосферы была простой и достаточно стабильной.

Согласно данным «Solar-Geophysical Data» активная область NOAA 10848 появилась на диске 18.01.06 и пересекла центральный меридиан в момент 21.8. В рассматриваемый период времени 20.01.06 она представляла собой симметричную биполярную область (рис.1), состоящую, в основном, из двух примерно одинаковых пятен разной полярности. Эволюционный класс группы определялся как Da<sub>0</sub>, магнитный - β, площадь группы ~ 140 м.д.п. Головное пятно имело южную полярность, а хвостовое – север-

ную. По данным SOHO MDI напряженность поля в пятнах составляла примерно 1400-1450 Гс.

На РАТАН-600 Солнце наблюдалось в стандартном пассажном режиме «Юг с плоским» вблизи местного полдня в 9:24 UT. Для наблюдений использовался новый приемный комплекс высокого спектрального разрешения, регистрирующий 56 частотных каналов в диапазоне 6-18 ГГц с расстоянием между каналами порядка 200 МГц [1]. Комплекс имеет высокую чувствительность и позволяет выделять источники с плотностью потока порядка сотых долей с.е.п.



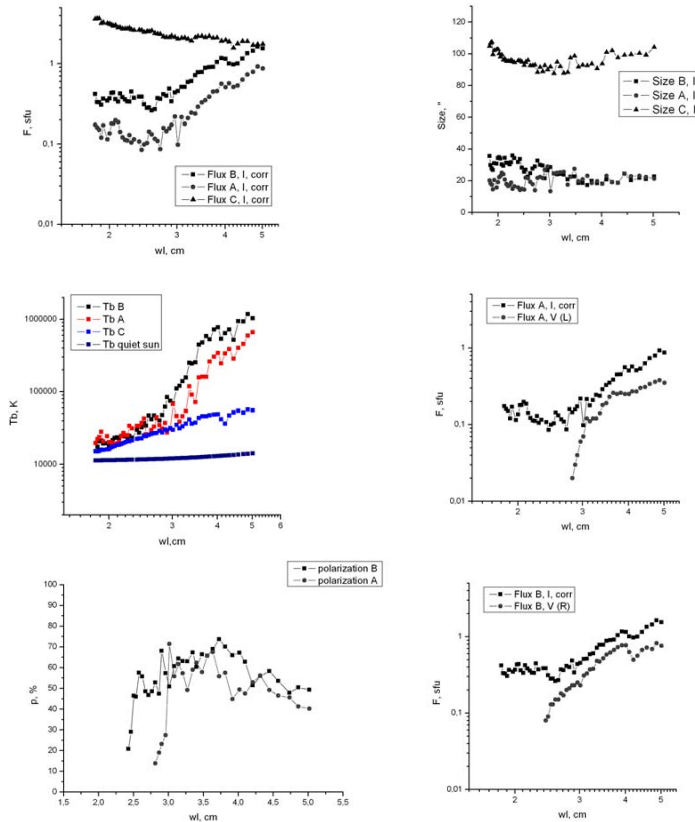
**Рис.1.** Радиосканы, полученные на РАТАН-600, и магнитограмма активной области NOAA 10848 (<http://www.solarmonitor.org>).

Исходным материалом для обработки служили одномерные сканы в интенсивности (I) и круговой поляризации (V) (рис.1). Локальный источник, связанный с активной областью NOAA 10848, был выделен над уровнем спокойного Солнца и над окружающем группу пятен флоккульным полем. Он был разбит на три детали: пятенные источники А и В, связанные соответственно с головным и хвостовым пятнами группы, и источник С - излучение типа гало, охватывающее всю АО. Разделение на компоненты проводилось с помощью процедуры гаусс-анализа. Поскольку могут существовать различные варианты разбиения одного и того же ЛИ на гауссианы, то при выделении деталей мы придерживались критерия плавного изменения их характеристик от волны к волне. Разбиение начиналось с коротких длин волн, где ЛИ состоял, в основном, из теплового тормозного излучения гало с плотностью потока  $\sim 1$ с.е.п. и небольшими повышениями яркости над пятнами. Радиохарактеристики источников - плотность потока, размер, яркостная температура и степень поляризации показаны на рис.2. Благодаря частому следованию точек общий ход кривых прописывается достаточно отчетливо, ошибки составляют  $\sim 10\%$ .

Для источников А и В в рамках магнитотормозной модели излучения [2] построены зависимости кинетической температуры от магнитного поля в атмосфере над пятном (рис.3). Температуру необыкновенной ( $T_x$ ) и обыкновенной ( $T_0$ ) мод можно выразить через яркостную температуру в



интенсивности  $T_b$  и степень поляризации  $p$ :  $T_x = T_b(1+p)$ ,  $T_o = T_b(1-p)$ . Магнитное поле ставится в соответствие температуре исходя из предположения, что излучение необыкновенно волны определяется температурой в области третьего, а обыкновенной – второго гирорезонансных уровней.

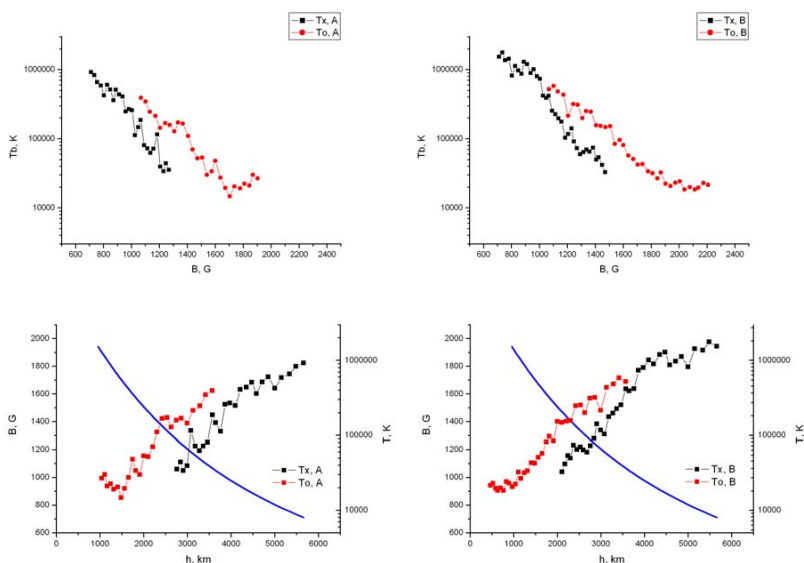


**Рис.2.** Спектры плотности потока в интенсивности, размеры и яркостные температуры для источников А, В и С, а также спектры плотности потока в I и V и степень поляризации для источников А и В (wl - длина волны).

Для перехода от величины магнитного поля к высоте в атмосфере над пятном была использована модель кольца с током, погруженного под фотосферу глубину  $h_{\text{deep}}$  [3, с.96]. Для вычислений  $h_{\text{deep}}$  было взято равным 10875 км (радиус полутени пятен), а  $B_0$  (величина поля в центре пятна на фотосфере) равной 2500 Гс, так как радиоданные показывают, что, по-видимому, величина поля в пятнах была выше, чем дали оптические изме-

рения пятна. Убывание магнитного поля с высотой для этой модели показано гладкой линией на нижних графиках рисунка 3.

В результате получены кривые зависимости  $T_e$  от магнитного поля и от высоты, основанные на более чем 50 независимых измерений для каждого пятна (рис.3). Используемый диапазон радиоволн позволил охватить диапазон магнитного поля от 700 до 2200 Гс и  $T_e$  от 20КК до 1-2МК. Соответствующие переходной области температуры 20-500КК наблюдаются в диапазоне высот от 1000 км до 5000 км, что не согласуется с представлениями о тонкой переходной области над пятнами.



**Рис.3.** Зависимость температуры от величины магнитного поля (верхняя часть рисунка) и от высоты (нижняя) в атмосфере над пятнами. Гладкой линией показана модельная зависимость магнитного поля от высоты.

### Литература

1. *Богод В.М., Алесин А.М., Балдин С.В., Гараимов В.И., Перваков А.А.* О технических характеристиках нового спектрально-поляризационного комплекса высокого разрешения СПКВР для микроволновых исследований Солнца на РАТАН-600 // Труды IX Пулковской международной конференции, 2006, с.627-632.
2. *Железняков В.В.* Радиоизлучение Солнца и планет, М., Наука, 1964.
3. *Кальтман Т.И.* Моделирование радиоизлучения магнитосфер активных областей на Солнце // Дис. ...к.ф.-м.н., Н. Архыз - СПб, 2000.
4. *Коржавин А.Н.* Нетепловые источники микроволнового излучения активных областей на Солнце // Автореферат дис. ...д.ф.-м.н., Н. Архыз-СПб, 1994.

## **О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ СПЕКТРА ВАРИАЦИЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Крамынин А.П.**

*Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН, kramynin@utl.ru*

## **ABOUT SOME FEATURES OF A SPECTRUM OF VARIATIONS OF SOLAR ACTIVITY**

**Kramynin A.P.**

### **Abstract**

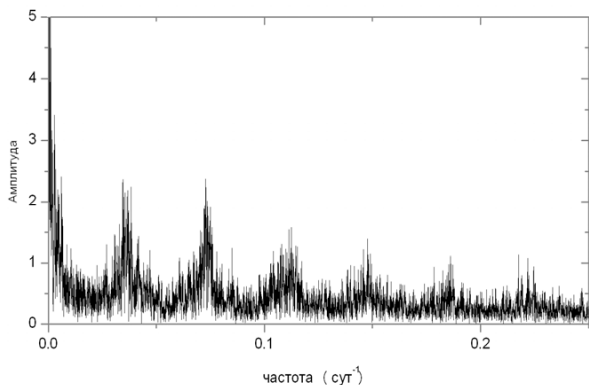
*Changes of a spectrum of the daily areas of plages for 1949-1954 are investigated.*

*A few rotational components have been received. Components of 27 and 28 days are the steadiest. The amplitude and value of these components change from a phase of a cycle with 11-years and from a hemisphere of the Sun. For northern hemisphere modes of 27 days, and for southern - 28 days are characteristic. The amplitude a component is modulated by a 11-years solar cycle.*

В первых спектральных исследованиях вариаций индексов солнечной активности обнаружено, что в спектрах присутствует целый набор периодичностей, которые можно связать с жестким вращением устойчивых, долгоживущих, обширных структур, образованных активными областями. Дальнейшие исследования [1-4] показали, что в изменениях индексов активности Солнца присутствует не только основные гармоники, связанные с вращением структур, но и кратные им, такие как 13.5 и 9 суток и т. д., а амплитуды этих гармоник модулируется циклом солнечной активности.

Настоящая статья посвящена анализу временных изменений спектра вариаций ежедневных значений суммарной площади фотосферных факелов в диапазоне периодов основных вращательных мод  $\approx 27$  и 28 суток. Для анализа использовался ряд наблюдений Уссурийской астрофизической обсерватории и Кисловодска за интервал времени 1949-2004 гг. Частотное разрешение для всего ряда в сутках в диапазоне периодов 27 суток будет равно 0.03 сут. Результат расчета спектра вариаций ежедневных значений суммарной площади фотосферных факелов для всего ряда представлен на рис.1.

Как видим на рис.1, из-за неравномерного долготного распределения активных образований на Солнце в спектре вариаций ежедневных значений индексов солнечной активности появляются пики, соответствующие вращению долгоживущих крупномасштабных структур, образованных преимущественным появлением факелов в некоторых долготных интервалах. Видим основную гармонику период 27 сут. (первый пик) и ее субгармоники вплоть до шестой.



**Рис.1.**

Проанализированный нами, спектр для всего ряда (1949-2005 гг.) ежедневных значений суммарной площади фотосферных факелов для Солнца в целом и по полушариям не позволяет судить о временных изменениях спектра на исследуемом отрезке времени.

Для исследования динамики спектральных составляющих мы использовали спектры, рассчитанные по семилетним выборкам, скользящим по исходной реализации 1949-2005 гг. со сдвигом один год. Выбор длины ряда семь лет для расчета спектров определялся требованием получить необходимое частотное и временное разрешение. В нашем случае частотное разрешение в диапазоне периодов 27 суток составит  $\approx 0.0004 \text{ сут}^{-1}$ , а временное усреднение в семь лет плавно изменяется от года к году. В результате такой процедуры обработки исходных данных мы получили 50 спектров, которые представлены в виде карты изолиний равных значений квадрата амплитуды  $A^2$  в координатах период-время на рис.2. Итоговый спектр получался результате усреднения 4 спектров. Кроме того, для исключения влияния модуляционного эффекта 11-летним циклом на амплитуду мод, каждый спектр был нормирован на максимальное значение.

Анализируя динамические спектры, видим, что выделяются несколько мод вращения. Амплитуды мод максимальны в максимуме и на ветви спада 11-летнего цикла. Набор мод рис.4 несколько изменяется от цикла к циклу. Получены моды 26.9-27.0, 28.1, 28.6, 29.2 и 30.3 суток. Во всех циклах, кроме №19, мода 27 суток по амплитуде значительно превосходит остальные.

Наличие мод 29 и 30 суток согласуется с результатами работ [5,6], полученных для крупномасштабных магнитных полей.

Сравнивая динамические спектры для северного рис.3 и южного полушарий рис.4 видим, что набор мод несколько различается. Для северного полушария, в большей степени, характерна мода 27 сут., а для южного 28

сут. Итоговые спектры получены в результате усреднения двух спектров для восточного и западного лимбов в соответствующих полушариях.

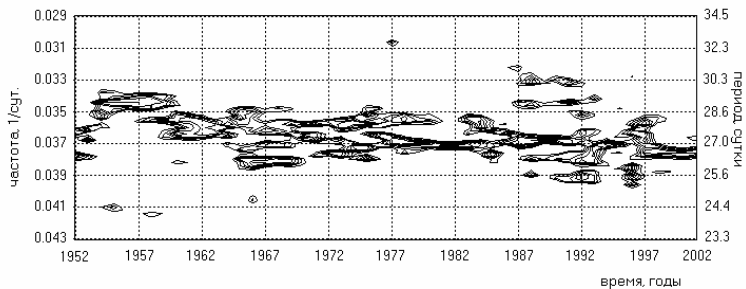


Рис.2.

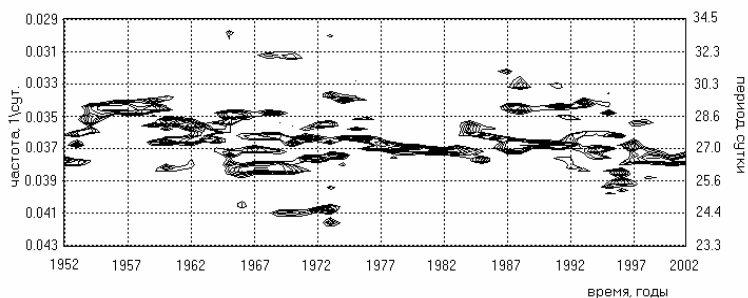


Рис.3.

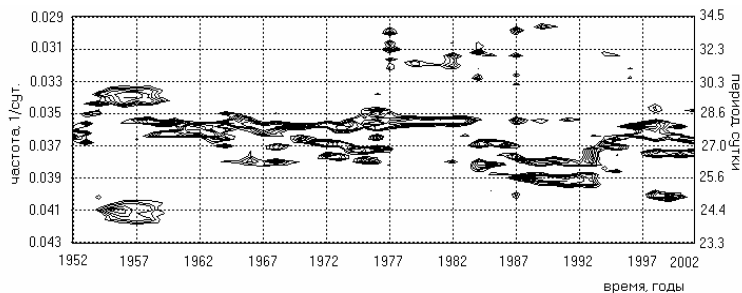


Рис.4.

Итак, на большом материале подтверждено наличие нескольких вращательных мод, амплитуда которых максимальна в максимум 11-летнего

цикла и на его спаде. Набор мод несколько изменяется от фазы 11-летнего цикла и от полушария Солнца.

Наиболее устойчивые моды 27 и 28 суток. Амплитуды вращательных мод долгого распределения суммарной площади фотосферных факелов модулирована 11-летним циклом. Для северного полушария характерна мода 27 суток, а для южного - 28 суток.

### **Литература**

1. *Ерофеев Д.В., Крамынин А.П.* Исследование долгой неоднородности солнечной активности по радиоизлучению Солнца на волне 10,7 см. // Солнечные данные. 1984. №5. С.83-87.
2. *Naskidashvili B.D., Shatashvili L.K., Tsereteli G.A.* The quasiperiodic modulation of the recurrent changes of intensity and the anomalous diurnal and semidiurnal variations of cosmic rays // 20th Int. Cosm. Ray Conf., Moscow, Aug. 2-15, Conf. Pap. SH. Sess. Moscow. 1987. V.4. P.180-183.
3. *Крамынин А.П.* Жестковращающиеся моды крупномасштабных структур кальциевых флоккулов 1963-1984 годов // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 2002. Вып.6. С.81-85.
4. *Крамынин А.П.* Спектр вариаций суммарной площади кальциевых флоккулов// Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. Издательство сибирского отделения РАН, 2001. Вып.113. С.75-79.
5. *Крамынин А.П.* Динамика спектра среднего магнитного поля Солнца по данным Станфорда за 1975-2000 годы // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 2002. Вып.6. С.86-91.
6. *Erofeev, D.V.* The Relationship between Kinematics and Spatial Structure of the Large-Scale Solar Magnetic Field. // Solar Phys. 1997. V.175. P.45-58.

## **ГАЛАКТИЧЕСКИЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ И АНОМАЛИИ ОБЛАЧНОСТИ НА РАЗЛИЧНЫХ ВЫСОТАХ**

**Кудрявцев И.В.**<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

*E-mail: Igor.Koudriavtsev@mail.ioffe.ru*

<sup>2</sup>*ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

## **GALACTIC COSMIC RAYS AND CLOUDINESS ANOMALIES AT VARIOUS ALTITUDES**

**Koudriavtsev I.V.**<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*A.F. Ioffe Physico-Technical Institute RAS, St. Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*The mechanism of cosmic rays influence on the water drops and ice crystals formation at various altitudes in the Earth's atmosphere is considered. This mechanism takes into account the possible cosmic rays influence on transparency of Earth's atmosphere. This mechanism allows to explain the correlation between galactic cosmic rays and cloudiness anomalies at low altitudes and the absence this correlation at middle and high altitudes.*

В настоящее время широко обсуждается вопрос о возможности влияния космических лучей (КЛ) на формирование облачного покрова Земли. О возможности такого влияния говорит обнаруженная [1,2] корреляция между интенсивностью галактических космических лучей (ГКЛ) и аномалиями облачного покрова Земли на высотах до 3,2 км. Амплитуда этих аномалий составляет 1,5%. Очень важным и интересным представляется то, что корреляция между ГКЛ и аномалиями облачности на высотах более 3,2 км отсутствует. Следовательно, модель, описывающая влияние КЛ на формирование облачности должна описывать эту особенность. В [3,4,5] предложен возможный механизм влияния КЛ на формирование нижней облачности, состоящих их капель воды. В основе данного механизма лежит возможность влияния ионизации атмосферы под действием КЛ на её оптическую и инфракрасную прозрачность [6-9]. Вариации прозрачности на несколько процентов приводят к вариациям высотного распределения температуры и скорости роста капель [3-5], что позволяет объяснить наличие корреляции между ГКЛ и нижней облачностью. Однако, как показано ниже, на средних и больших высотах корреляция может отсутствовать. Как известно, на средних высотах вода может находиться в жидком и кристаллическом состояниях, а на больших высотах – в кристаллическом состоянии. Рассмотрим влияние вариаций прозрачности атмосферы под действием КЛ на количество активных ядер конденсации и кристаллизации на различных высотах. На рис.1 показаны изменения температуры в атмосфере-

ре при увеличении её оптической толщины для инфракрасного излучения на 0,025; 0,05 и 0,1 (кривые 1,2,3) относительно среднего значения 3,78 [10], т.е. рассматриваемое увеличение не превышает 3%. При этом предполагается, что максимум увеличения оптической толщины расположен на высоте ~8 км [5]. Температура будет увеличиваться на высотах до 8 - 8,5 км, а на больших высотах будет уменьшаться.

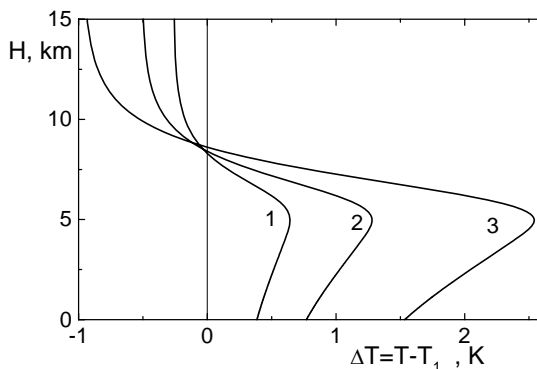


Рис. 1.

Минимальный размер ядра конденсации, при котором возможно образование и рост капли зависит от температуры [11] (см. также [5]) и может быть описан формулой

$$R > 2\sigma / (\rho R_v T \delta) \quad (1)$$

где  $R$  - радиус капли,  $\rho$  - плотность воды;  $R_v$  - газовая постоянная пара;  $\delta$  - коэффициент пересыщения пара;  $\sigma$  - коэффициент поверхностного натяжения.

Распределения ядер конденсации по радиусу в атмосфере может быть описано степенным законом  $n \sim R^{-\gamma}$  [11]. При увеличении температуры минимальный размер ядра конденсации, на котором возможно образование капли уменьшается и, следовательно, растет общее количество ядер конденсации, на которых возможно образование капли (рис.2). Это вместе с увеличением скорости роста капли [3-5] приводит к появлению корреляции между нижней облачностью и ГКЛ.

На средних высотах вода находится также и в кристаллическом состоянии. Поэтому необходимо рассмотреть, как изменение температуры будет влиять на формирование ледяных кристаллов. Минимальный размер ледяного зародыша, при котором возможно образование устойчивого кристалла, зависит от температуры [12]: чем ниже температура, тем на более мелких частицах возможно образование и рост ледяных кристаллов. На рис.3 приведены результаты расчетов изменения концентрации ледяных



зародышей, на которых возможно образование и рост кристаллов воды в предположении об их степенном распределения по радиусу ( $n \sim R^{-\gamma}$ ). Здесь необходимо отметить, что данное предположение носит сугубо модельный характер и реальные распределения могут быть другими.

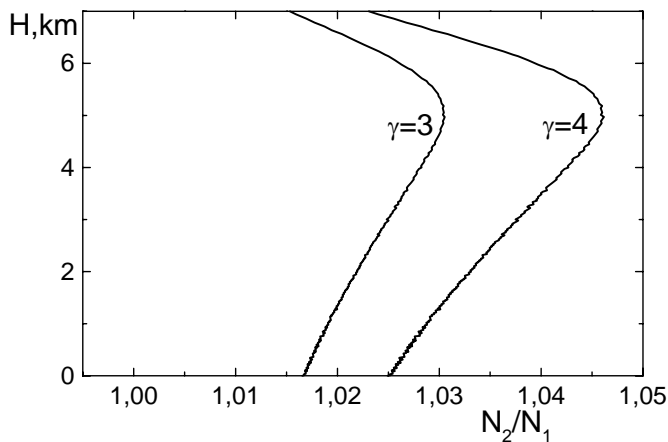


Рис. 2.

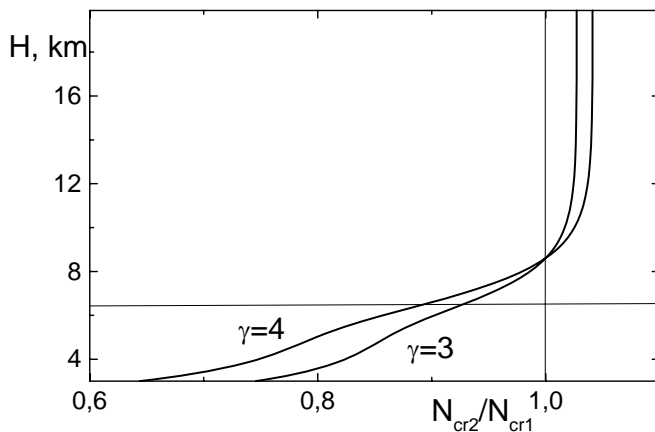


Рис. 3.

Из рисунка видно, что на средних высотах, где происходит увеличение температуры, количество ледяных кристаллов будет уменьшаться, в то время как количество капель будет увеличиваться. Будет увеличиваться на несколько процентов и скорость роста капель [5]. Это ведет к ослаблению влияния ГКЛ на формирование облачности на этих высотах, что и может

обуславливать отсутствие корреляции между ГКЛ и аномалиями облачности на высотах от 3,2 км до 6,5 км.

Для более высокой облачности ( $h > 6,5$  км) можно выделить два диапазона высот: при  $h < 8,5$  км количество кристаллов будет уменьшаться, а для высот  $h > 8,5$  км количество кристаллов растет. Таким образом, отсутствие корреляции между ГКЛ и аномалиями облачного покрова на этих высотах может быть вызвано тем, что на одних высотах облачность ослабевает, но на других – усиливается.

Работа выполнена в рамках Научной Программы СПбНЦ на 2007, поддержана грантами РФФИ №06-02-16268, 07-02-00379 и Программой Президиума РАН №16.

### **Литература**

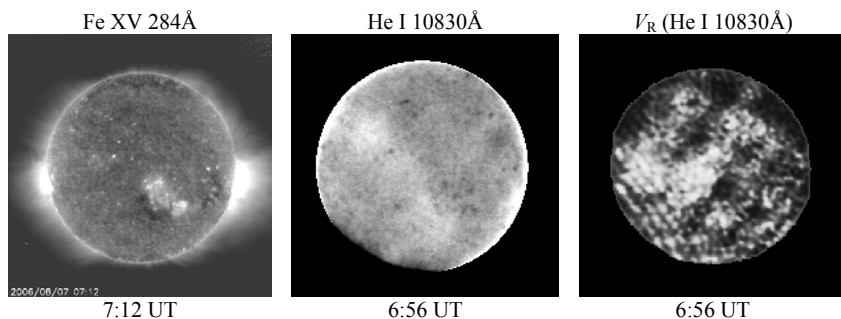
1. Marsh N., Svensmark H. // Space Sci. Rev., 2000, V.94, №1, p.215.
2. Marsh N., Svensmark H. // Space Sci. Rev., 2003, V.107, №1, p.317.
3. Koudriavtsev I.V., Jungner H. // Proc. Of IAU Symposium 223 “Multi-wavelength investigations of solar activity”, St- Petersburg, Russia, June 14-19, 2004, (A.V. Stepanov, E.E. Benevolenskaya & A.G., Kosovichev, eds), 2004, Cambridge University Press, p. 525.
4. Кудрявцев И.В., Юнгнер Х. // Известия РАН, Серия Физическая, 2005, т.69, № 6, с. 908.
5. Кудрявцев И.В., Юнгнер Х. // Геомагнетизм и Аэронамия, 2005. Т.45. №5, с.682.
6. McPheat R.A. <http://sstd.rl.ac.uk/sg/projects/MCI.htm>, 2004.
7. Aplin K.L., McPheat R.A. // J. Atmos. Solar-Terr. Phys., 2005, V.67, p.775.
8. Старков Г.В., Ролдугин В.К. // Геомагнетизм и аэронамия, 1994, т.34, №4, с.156.
9. Пудовкин М.И., Виноградова Н.Я., Веретенко С.В. // Геомагнетизм и аэронамия, 1997, т.37, №2, с.124.
10. Хргиан А.Х. Физика атмосферы. Л: Гидрометеиздат, 1969, 648 с.
11. Седунов Ю.С. Физика образования жидкокапельной фазы в атмосфере. Л: Гидрометеиздат, 1972, 208 с.
12. Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Л. Гидрометеиздат, 1976, 640 с.

## **КРУПНОМАСШТАБНЫЕ АБСОРБИЦИОННЫЕ СТРУКТУРЫ И ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ ПО ЛИНИИ He I 10830Å В РАЙОНАХ ЯРКИХ КОРОНАЛЬНЫХ ТОЧЕК**

**Кулагин Е.С., Куприянов В.В.**

*ГАО РАН, kulagin@gao.spb.ru*

В Пулковке на Горизонтальном солнечном телескопе 7 августа 2006 года с помощью Узкополосного перестраиваемого фильтра [1] в ядре линии He I 10830Å обнаружены крупномасштабные абсорбционные кольцевые структуры вокруг ярких (в линиях крайнего ультрафиолета) корональных точек. В линии гелия эти точки выглядят темными. Полуширина полосы пропускания фильтра в районе линии гелия 0.3Å. Диаметры кольцевых структур, в центре которых располагались точки, достигали 4'. В это время на Солнце не было ни пятен, ни пор. Кольцевые структуры обнаружены при одновременном наблюдении всего диска Солнца с низким пространственным разрешением. Регистрация фильтрограмм производилась с помощью ПЗС-камеры SBIG ST-6. Угловое разрешение, после усреднения 3×3 пиксела, составляло около 45".



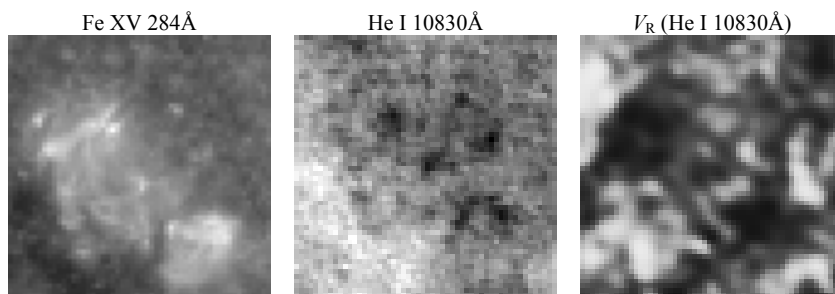
**Рис. 1.**

На Рис. 1 показаны три изображения диска Солнца за 7 августа 2006 года. Здесь север вверху, а восток слева. В центре рисунка — изображение диска в ядре линии He I 10830Å с кольцевыми структурами в юго-западной части диска. В кольцевых структурах поглощение в линии гелия примерно на 1% больше, чем в окружающем фоне. В центральных частях, отождествляемых с яркими корональными точками, поглощение больше на 2-3%.

Слева приведено практически одновременное изображение диска в линии Fe XV 284Å с космической обсерватории SOHO. Здесь, в месте расположения кольцевых структур в гелии, видны активные процессы в коро-

не в виде эмиссионных точек и арок. Кольцевые структуры практически не видны, даже учитывая большое различие в пространственном разрешении.

Справа приведена карта крупномасштабных лучевых скоростей в верхней хромосфере на диске Солнца. Она получена методом двумерной спектроскопии в линии гелия. Для получения карты использовались несколько фильтрограмм в различных частях линии He I 10830Å, и специально разработанное программное обеспечение обработки данных. Отрицательные скорости (к наблюдателю) изображены темным цветом, положительные — белым.



**Рис. 2.**

На Рис. 2 показаны соответствующие участки солнечной поверхности размером  $10' \times 10'$ , вырезанные из трех изображений диска Солнца на Рис. 1, с кольцевыми структурами в линии гелия в центре. Здесь легко отождествляются корональные точки, яркие в линии крайнего ультрафиолета и темные в гелии. На карте лучевых скоростей корональным точкам соответствуют отрицательные лучевые скорости 1-2 км/с. Кольцевые структуры расположены, в основном, на границах внутренних зон подъема и окружающей их опускающейся хромосферы.

На основании полученных данных мы делаем предположение, что кольцевые структуры, наблюдаемые в гелии, есть следствие выброса сравнительно холодной плазмы из корональных точек по всем направлениям. Возникающие при этом многочисленные мелкие абсорбционные точки с опусканием вещества не разрешаются и образуют кольцевые структуры. Если это предположение верно, то изображение в линии Fe XV 284Å можно интерпретировать как выброс высокотемпературной плазмы уже только в виде нескольких арок, идущих от яркой корональной точки (на Рис. 2 вверху слева) только в южных направлениях. Кольцевая структура при этом не образуется.

### **Литература**

[1] *Kulagin, E.S.*, 1999, *Solar Phys.* 188, 81.

## **ВНУТРЕННИЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ НАД СОЛНЕЧНЫМ ПЯТНОМ**

**Кшевещкий С.П.<sup>1</sup>, Соловьев А.А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Российский государственный университет им. И.Канта, Калининград

<sup>2</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

### **Abstract**

*The inner gravitational waves exited in the atmosphere over the sunspot by the vertical oscillation of the sunspot as a whole are studied. In the model proposed here, the oscillations of the sunspot are given as the boundary conditions: the variations of vertical velocity of the gas into some horizontal circle located at initial level. The radius of the oscillating circle is chosen to be equal to the sunspot one and the frequency - to the frequency of eigen long-term oscillations observed in the real sunspots. The results of numerical calculations are presented. The inner gravitational waves over the sunspot are shown to have quasi horizontal propagation. Therefore, the energy of the waves over the sunspot drops exponentially. As the radial distance from the axes of sunspot grows, the high of the level of temperature and wave energy maximum increases slowly.*

### **Введение**

Для солнечных пятен характерны колебания с периодом 40-200 минут [1-5]. Пятно колеблется как целое, сохраняя геометрическую структуру, но меняя размеры. Рассмотрим волны, на которые магнитное поле и токи влияют слабо. Расчеты оценочные, магнитное поле и токи не учитываются, только гидродинамика. Поскольку период колебаний не меньше 40 минут, то в гидродинамической модели колеблющееся пятно может генерировать только внутренние гравитационные волны. Задача сводится к расчету этих волн. Для упрощения будем возбуждать колебания источником импульса на нижней границе. Горизонтальный размер источника, амплитуда и период колебаний равны параметрам колеблющегося пятна. В реальных условиях видим установившуюся волновую картину, вычислить которую сложно. Сравнительно простой выход - взять расчетную область большой. На больших временах, но пока границы не сказываются существенно, волновые колебания на небольшом удалении похожи на колебания в установившемся режиме.

### **Система уравнений и постановка задачи**

Поведение солнечного газа описывается уравнениями:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \bar{v} = 0, \quad \rho \frac{d\bar{v}}{dt} = -\nabla P - \rho \bar{g} + \Delta \xi \bar{v}, \quad \frac{c_v}{\mu} \rho \frac{dT}{dt} = -P \nabla \bar{v} + \nabla (k \nabla T). \quad (1)$$

Обозначения традиционны. Радиальную координату обозначаем  $r$ . Предполагается

$$\rho_0(z) = \rho_{00} \exp\left(-\frac{z}{H}\right), \quad P = \rho g H \frac{T}{T_0}$$

Будем полагать  $T_0 = 5800\text{K}$ . Условия в центре цилиндрической системы координат:

$$u(r=0, z, t) = 0, \quad \left. \frac{\partial \rho}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial w}{\partial r} \right|_{r=0} = 0.$$

Условия на другой горизонтальной границе не принципиальны - лишь бы однородные, а задача корректная. Условия сверху:

$$w(r, z = h, t) = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=h} = 0, \quad \left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{z=h} = 0.$$

$h$  - высота расчетной области, равная 9000 км. Нижние условия задают режим возбуждения колебаний:

$$w(r, z = 0, t) = A * \sin\left(\frac{2\pi}{\tau} t\right) * \exp\left(-\left(\frac{r}{l}\right)^2\right) * \left(1 - \exp\left(-\frac{\pi}{2\tau} t\right)\right).$$

Амплитуда  $A$  определяется условием, что смещение достигает в максимуме 20 км. Период  $\tau = 40$  мин. Характерный размер  $l = 3000$  км. Множитель  $\left(1 - \exp\left(-\frac{\pi}{2\tau} t\right)\right)$  введен, чтобы источник включался постепенно. Если гармонический источник включается медленно, то колебания возникают только на частоте источника. Остальные нижние условия не принципиальны и связаны с диссипативностью задачи.

### Результаты расчетов

Предложить естественные условия на всех границах интересующей области затруднительно. Поэтому расчеты производились в большой области, чтобы исключить влияние границ. Радиус области 30000 км, диапазон высот - 9000 км.

Выше 3 тыс. километров диссипация существенна, и вертикальные производные скорости и температуры близки к нулю. Поэтому если условия выше 3000 км, то решение слабо зависит от высоты и задачу можно упростить, опуская верхние условия на 4000 км. Пока такое упрощение не использовано потому, что задача решается впервые, и важно получить информацию о возможных упрощениях.

Внутренние гравитационные волны распространяются от источника почти горизонтально, и непосредственно над источником волновые колебания слабые. Это хорошо согласуется с фактом, что внутренние гравитационные волны с частотами значительно меньшими частоты Вейсля-

Брендта  $\omega_G = \sqrt{\frac{(\gamma-1)g}{H}} \approx 1/30 \text{ s}^{-1}$  распространяются почти горизонтально.

Поле температур имеет максимум на высотах 3000-4000 км, где применение гидродинамических уравнений сомнительно, и максимум не име-

ет физического смысла. Вывод: энергия беспрепятственно выносится из интересующей области вблизи источника.

Как видно из рис. 1-3, волны распространяются почти горизонтально. Характерный вертикальный размер полуволны - 200-300 км и зависит от частоты источника, теория дает обратно-пропорциональную зависимость. Если бы период был равен 200 мин, то вертикальный размер полуволны был бы 40-60 км. Амплитуда горизонтальной скорости примерно на порядок превосходит амплитуду вертикальной скорости; это согласуется с теорией.

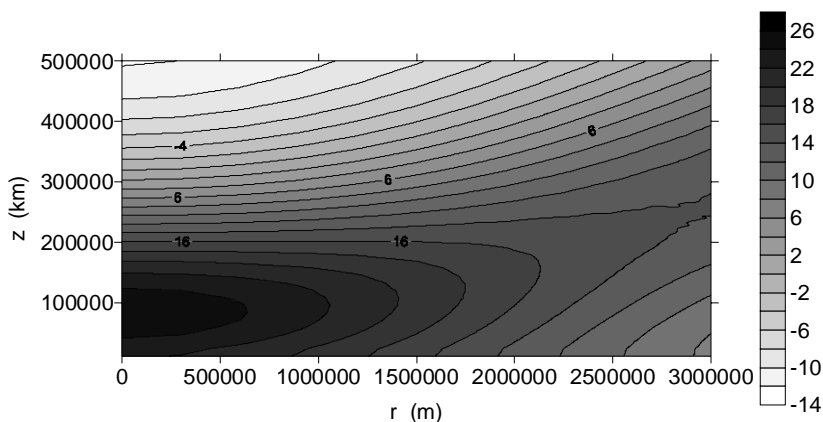


Рис. 1. Вертикальная скорость при  $t = 3000$  с над источником.

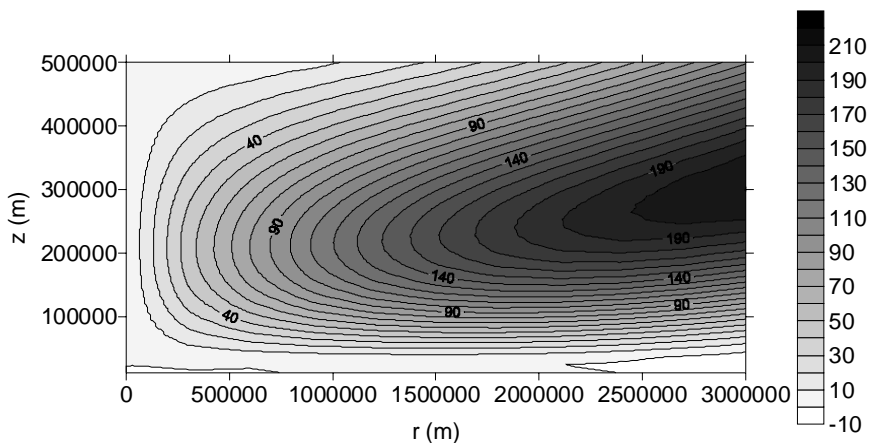


Рис. 2. Горизонтальная скорость при  $t = 3000$  с над источником.

Над источником на различных высотах амплитуда в положительной фазе совпадает с амплитудой в отрицательной фазе. Поскольку энергия - произведение плотности на квадрат амплитуды - то энергия источником затухает с высотой как плотность, экспоненциально. Основная энергия распространяется от источника под небольшим углом к горизонтали. При удалении от источника уровень слоя с пиком энергии постепенно повышается с высотой, пока не достигнет максимума на высотах более 3000 км.

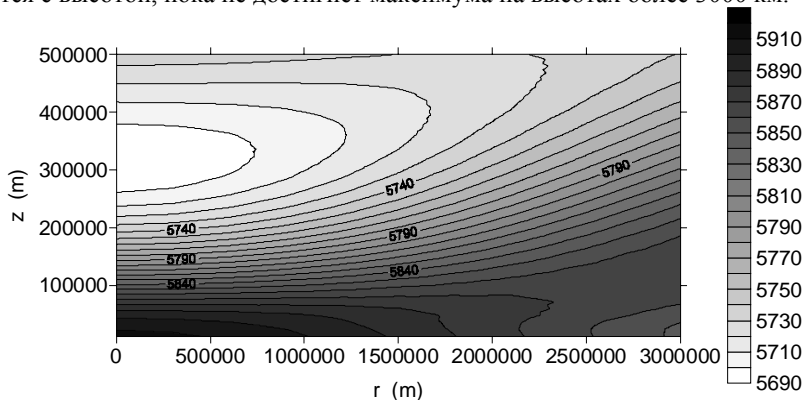


Рис. 3. Поле температур при  $t = 3000$  с над источником.

### Основные выводы

Решена гидродинамическая задача о распространении внутренних гравитационных волн от источника, моделирующего генерацию волн колеблющимся солнечным пятном: радиус колеблющейся мембраны равен 3000 км, а период колебаний - 40 мин. Такие размеры и период характерны для колеблющегося пятна. Расчеты показали, что волны от источника распространяются почти горизонтально, под малым углом к горизонтали. Непосредственно над источником энергия колебаний затухает как плотность, экспоненциально. По мере удаления от источника максимум колебаний перемещается все выше.

### Литература

1. Borzov V.V., Vyalshin G.F., Nagovitsyn Yu.A. // Contrib. Astr. Obs. Scalnate Pleso. V.15, p.75-85. (1986).
2. Nagovitsyn Yu.A., Vyalshin G.F. // Астрон. Циркуляр. 1533. p. 1-2 (1992)
3. Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю. // Труды X Пулковской конференции по физике Солнца. Пулково, ГАО РАН. с.73-104 (2006).
4. Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А. // Астрон. журнал. Т. 84, №5, с.450-460. (2007).
5. Gelfreikh G.B., Nagovitsyn Yu.A., Nagovitsyna E.Yu. // Publ. Astr. Soc. Japan. V.58. №1, p. 29-35 (2006).



## THE EVIDENCE OF STRONG MAGNETIC FIELDS IN SOLAR FLARES AND THE PROBLEM OF THEIR THEORETICAL INTERPRETATION

**Lozitsky V.G.<sup>1</sup>, Soloviev A.A.<sup>2</sup>**

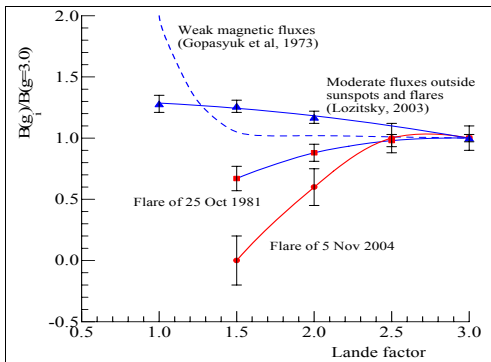
<sup>1</sup>Kiev National University, Ukraine

<sup>2</sup>Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS

Echelle spectra obtained in Crimea and Kiev University observatories allow to study many spectral lines simultaneously which is important for investigation such complicate processes as solar flares.

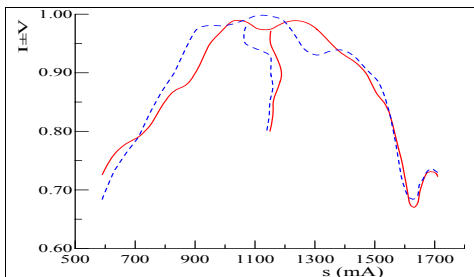
### Small-scale magnetic field diagnostics

The simplest test of the presence of unresolved magnetic fields consists in a comparison of the longitudinal magnetic fields  $B_{\parallel}$  measured in several spectral lines with different Lande factors but formed practically at the same depths and having similar temperature sensitivities. FeI 5247.1, CrI 5247.6, FeI 5250.2 and FeI 5250.6 lines are suitable to this case.



**Fig.1.** Comparison of the relative observed magnetic field values  $B(g)/B(g=3.0)$  for weak measured fields ( $\leq 100$ - $200$  G) from magnetographic measurements (Gopasyuk et al., 1973), for moderate field values ( $\leq 500$  G) measured in active regions outside flares (Lozitsky, 2003), and for bright knot of the flares.

The conclusion: so long as the ratio  $B(g)/B(g=3.0) \neq 1$ , strong (kG range) small-scale fields are possible both in flares and non-flare regions.

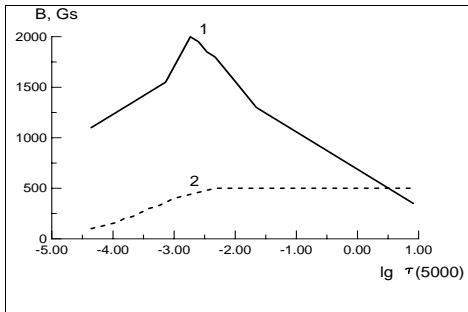


**Fig.2.** Kilogauss magnetic fields in low solar corona (Lozitsky, Statsenko, 2007)

X1.2 limb solar flare of July 14, 2005. An example of the observed Stokes  $I \pm V$  profiles of Ha line in the flare. One can see that splitting of bisectors increases from wings to core of flare emission.

### Main conclusions

- Magnetic fields in area of solar flares have multi-component and mixed-polarity structure;
- Magnetic field distribution vs. high in atmosphere is non-monotonous, with narrow peaks close to temperature minimum zone or upper photosphere;



**Fig.3.** For M4.1/1B solar flare on 5 November, 2004 we found considerable magnetic field decreasing during ten minutes of flare (from flare peak to post-peak phase), and also turbulent velocity increasing for the same time.

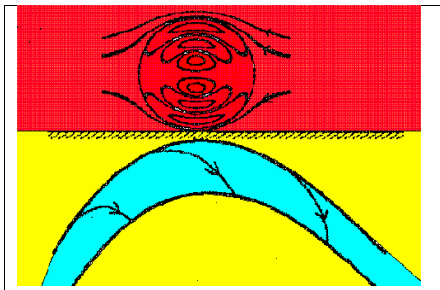
On the Figure: magnetic field  $B$  vs. optical depth  $\tau$  for peak of flare (1) and also peak + 10 min (2).

Курочка Е., Лозицкий В. Осика О. *Вісник Київ. ун-ту, Астрономія, 2006, Вип. 43.*

- Maximum magnetic field strength is here at least 10 kG and perhaps 100 kG ;
- New observational data confirm the idea about magnetic field strength 'quantization' in small-scale structures;
- Kilogauss magnetic fields ( $B = 2\text{--}2.5$  kG) were found also in low solar corona ( $h = 15\text{--}20$  Mm );
- There are strong thermodynamical effects in area of such strong small-scale fields. In particular, very low temperature and turbulent velocity was observed here.

### The problem of Interpretation

It is very difficult to understand how so strong magnetic field could be confined during the minutes in rarefied plasma of solar corona. The twisting of magnetic flux tube is not the reason, because the average balance of pressure through the cross-section of the rope has the same form as for untwisted tube. Therefore the rope model of flare can not be applied here.



**Fig.4.** The spherical magnetic vortex model is a very suitable configuration to explain the basic features of the phenomena, presented above (A.A. Solov'ev. *The spherical magnetic vortex as an element of solar activity*// *Astronomy Reports, V. 42, № 5, 1998, pp.694-701*). In this model the force-free parameter  $\alpha$  has the discrete values. The force-free states are separated one from another by singular states with infinite values of the field strength in the center of vortex.

Hence, the dissipative evolution of the confined system (the inevitable dissipation of electric currents, i.e. the decreasing of  $\alpha$  results in topological catastrophe - solar flare - near the one of singular states.

## **О СВЯЗИ МЕЖДУ ЛОКАЛЬНЫМИ ФОТОСФЕРНЫМИ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ И СТРУКТУРОЙ ХРОМОСФЕРЫ**

**Лукичева М.А.<sup>1</sup>, Solanki S.K.<sup>2</sup>, White S.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>ИИАИ им. В.В.Соболева СПбГУ, marija@peterlink.ru  
<sup>2</sup>Max-Planck-Institut fuer Sonnensystemforschung, Germany  
<sup>3</sup>Astronomy Department, University of Maryland, USA

### **Abstract**

*To study the role of magnetic field in structuring of the quiet and active solar chromosphere, we analyze together observational data, obtained simultaneously with 4 instruments, including the millimeter images at 3.5 mm from Berkeley-Illinois-Maryland Array (BIMA), CaII K-line filtergrams from the Big Bear Solar Observatory (BBSO), UV images at 1600 Å from the Transition Region and Coronal Explorer (TRACE) and photospheric magnetograms from the Michelson Doppler Imager (MDI) on board of the Solar and Heliospheric Observatory (SOHO). For the first time interferometric millimeter observational data are included in such analysis. We found a power law to be a good representation of the relationship between the photospheric magnetic field and emissions from chromospheric heights. The dependence of chromospheric brightness on magnetic field is revealed to be different for the network and internetwork regions. In the network we found the same dependence on magnetic field as in active regions with the power-law exponent close to 0.6. In the internetwork regions almost no dependence of the CaII K-line, UV at 1600 Å and 3.5 mm intensity on the magnetogram signal is seen. This result supports the idea that different heating mechanisms are acting in the internetwork (acoustic) and network (magnetic) in the quiet Sun. Clear spatial correlations found on spatial scales of the network between photospheric magnetograms, CaII K-line, UV at 1600 Å and 3.5 mm emissions indicate that heating in the quiet-Sun lower and middle chromosphere maps out the underlying photospheric magnetic field very well.*

### **Введение**

В солнечной хромосфере можно выделить множество спокойных и активных структур на различных пространственных масштабах (флокулы, яркая хромосферная сетка, мелкомасштабные образования в центрах хромосферной сетки и др.). Принято считать, что даже вдали от комплексов активности ответственным за структурирование в хромосфере является магнитное поле. Для излучения из областей спокойного Солнца в центрах резонансных линий H и K кальция, служащих основной диагностикой состояния хромосферы, была обнаружена прямая связь с наличием и величиной магнитного потока (Leighton 1959). Как следствие, данные линии используют как индикаторы изменений в структуре хромосферы, связанных с глобальной магнитной активностью и нагревом внешней атмосферы как Солнца, так и других звезд поздних спектральных классов (Rutten & Uitenbroek 1991). В работах Skumanich et al. (1975) и Nindos & Zirin (1998) было обнаружено существование линейной зависимости между интенсивностью излучения в линии кальция и абсолютными значениями интенсивности магнитного поля для хромосферы спокойных областей Солнца. Од-

нако в работе Schrijver et al. (1989) для активных областей была выявлена нелинейность связи между магнитным полем и интенсивностью хромосферы в линии кальция, и для описания данной взаимосвязи предложен степенной закон с показателем степени близким к 0.6 (после вычитания интенсивности немагнитной базальной компоненты).

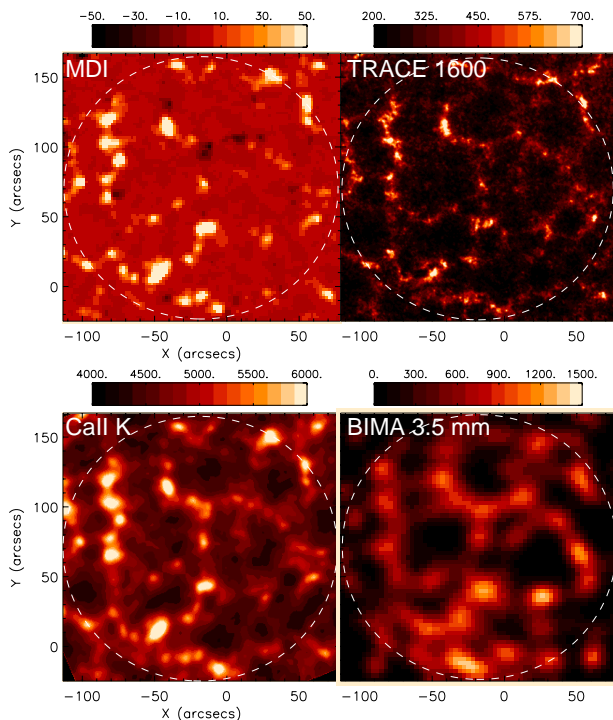
### **Наблюдательные данные и результаты**

В данной работе для исследования взаимосвязи между фотосферой и хромосферой и исследования роли магнитного поля в определении структуры хромосферы спокойного Солнца и активных областей был выполнен совместный анализ наблюдательных данных, полученных на 4х инструментах, включая УФ изображения космического аппарата TRACE на волне 1600 А, фильтрограммы обсерватории BBSO в линии Ca II K, радио изображения на волне 3.5 мм по данным интерферометра VIMA и магнитограммы продольного компонента фотосферного магнитного поля по данным MDI/SOHO, полученные 18 мая 2004. При этом интерферометрические наблюдения мм диапазона были включены в подобное исследование впервые. Общее время наблюдений составило 3.5 часа, объектом была область спокойного Солнца вблизи центра диска размером порядка 200x200 угл.сек.

Для уменьшения уровня шума 1-минутных магнитограмм (20 Г) после тщательного пространственного выравнивания изображений перед дальнейшим анализом было проведено усреднение изображений во времени за весь период наблюдений (3.5 ч), а также за 30 мин, что привело к снижению уровня шума на магнитограммах до 1.7 Г и 4 Г, соответственно. На Рис. 1 представлены изображение фотосферного магнитного поля и карты хромосферы на трех различных высотах от области температурного минимума (TRACE 1600 А) до высот нижней (BBSO CaII K) и средней (VIMA 3.5 мм) хромосферы. Высокая степень пространственного подобия хромосферных структур, а также фотосферного поля, наиболее отчетливо проявляется на масштабах элементов хромосферной сетки, которым соответствуют значительные локальные усиления яркости на всех 4-х картах.

Для исследования взаимосвязи между интенсивностями хромосферного излучения и соответствующих магнитных элементов, была построена кросскорреляционная статистика. В поисках количественного описания полученной зависимости мы рассматривали 2 основных типа аппроксимирующих функций – линейную зависимость и степенную зависимость с включенным базальным компонентом. Аппроксимации оценивались по критерию хи-квадрат, который показал, что для всех рассмотренных случаев связь между магнитным полем и хромосферным излучением наилучшим образом описывается степенным законом. Однако, значения показателей степени отличны от полученных в работе Schrijver et al. (1989), что может быть связано как с более узким диапазоном рассматриваемых зна-

чений поля в областях спокойного Солнца, так и с тем фактом, что зависимость в спокойном Солнце может носить другой характер, чем в активных областях.



**Рис.1.**

На основании гистограммы интенсивности излучения в линии кальция было выполнено разделение поля зрения на области, относящиеся к границам хромосферной сетки (NW) и внутренние области (IN), и выполнен отдельно кросскорреляционный анализ для тех и других областей. В целом, мы обнаружили различные зависимости для IN и NW. При этом показатели степени на границах хромосферной сетки оказались близкими к значению 0.6, полученному другими авторами для АО, что позволяет сделать вывод о подобии механизмов нагрева в АО и хромосферной сетке спокойного Солнца. Нелинейность связи между фотосферным магнитным полем и хромосферным излучением определяется в основном областью слабого хромосферного излучения, где была выявлена сильная зависимость от магнитного поля. Для мм данных также обнаружен степенной характер связи с фотосферным полем, однако значительный разброс значений около сред-

него тренда не позволяет провести детальный анализ и получить точные значения показателя степени. Во внутренних областях хромосферной сетки для хромосферного излучения не удалось обнаружить количественную связь с нижележащим магнитным полем, данный результат может быть артефактом использования временного усреднения для получения изображений, что, в свою очередь, могло привести к замытию хромосферных структур, для которых характерно непродолжительное время жизни и наличие собственных движений, а также вызван низкой чувствительностью анализируемых фотосферных магнитограмм.

### **Выводы**

В работе получен вывод о нелинейности связи между фотосферным магнитным полем и хромосферным излучением на высотах от зоны температурного минимума (длина волны 1600 Å) до высот нижней (центр линии CaII K) и средней (длина волны 3.5 мкм) хромосферы. При этом обнаружен разный характер данной связи для хромосферной сетки (NW) и ее внутренних областей (IN), что свидетельствует о действии в этих областях разных механизмов нагрева, например магнитный и акустический нагрев. Для излучения в линии CaII K и на волне 1600Å для границ хромосферной сетки показатель степени близок к значению 0.6, полученному также в работе Schrijver et al. (1989) для активных областей. Для детального исследования связи внутренних областей хромосферной сетки и нижележащего магнитного поля требуется более высокая чувствительность фотосферных магнитограмм.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации для молодых российских ученых МК-1853.2007.2.

### **Литература**

- Leighton, R.B.* 1959, *ApJ*, 130, 366.  
*Nindos, A., & Zirin, H.* 1998, *Solar Physics*, 179, 253.  
*Rutten, R.J., & Uitenbroek, H.* 1991, *Solar Physics*, 134, 15.  
*Schrijver, C.J., Cote, J., Zwaan, C., & Saar, S.H.* 1989, *ApJ*, 337, 964.  
*Skumanich, A., Smythe, C., & Frazier, E.N.* 1975, *ApJ*, 200, 747.

## МУЛЬТИФРАКТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ MDI - МАГНИТОГРАММ

**Макаренко Н.Г.<sup>1,2</sup>, Круглун О.А.<sup>2</sup>, Мухамеджанова С.А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

<sup>2</sup>Институт Математики, Алматы, Казахстан

## MULTIFRACTAL MODELING OF MDI-MAGNETOGRAMS

**Makarenko N.G.<sup>1,2</sup>, Kruglun O.A.<sup>2</sup>, Mukhamejanova S.A.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Central astronomical observatory of RAS at Pulkovo

<sup>2</sup>Institute of Mathematics, Alma-Ata, Kazakhstan

### Abstract

*In the paper we investigate the problem of existence of multifractal characteristics in the magnetic Solar structure, based on high-resolution MDI-magnetograms with the triad cascade model which is implemented with the Markov Iterated Function System (IFS). Solution of the IFS inverse problem gives a theoretical measure which is compared to empirical one, obtained from the magnetograms.*

В недавней работе [1] мы предложили новый способ оценки мультифрактальных спектров, основанный на емкостях Шоке. Целью настоящей статьи является проверка существования мультифрактальной меры в MDI – магнитограммах. Мы используем для этого модель случайной динамической системы (СДС) [2], которой управляет символическая последовательность, полученная из MDI - магнитограмм. СДС реализуется случайным (Марковским) выбором отображений, образующих Систему Итерированных Функций (IFS) [3,4]. Динамика СДС определяется переходными вероятностями, которые, под действием итераций IFS продуцируют единственную инвариантную мультифрактальную меру на аттракторе. Если аттрактор и мера на нем заданы, обратная задача заключается в нахождении вероятностей, которые являются свободными параметрами модели. Мы показываем, что такую модель действительно можно предъявить для объяснения мультифрактальных MDI спектров [1].

**Введение в теорию IFS.** Набор аффинных отображений  $\{w_i\}_{i=1}^N : w_i = c_i x + a_i$ , таких, что  $|w_i(x) - w_i(y)| \leq c|x - y|$ ,  $c < 1$  в полном метрическом пространстве  $(R, d)$ , называется *системой итерированных функций* – IFS. Оператор Хатчинсона  $\mathbf{w} = \bigcup_{i=1}^N w_i$  является сжатием  $d_H(\mathbf{w}(A), \mathbf{w}(B)) \leq c d_H(A, B)$ , с коэффициентом  $c = \max\{c_i\}$  в пространстве компактов  $(\mathcal{H}, d_H)$ , с метрикой Хаусдорфа  $d_H$  [2,3]. Следовательно, он имеет единственный аттрактор  $A \in \mathcal{H}(X)$ , такой что  $A = \mathbf{w}(A)$  и

$\forall B \in \mathcal{H}(X)$ ,  $\lim_{n \rightarrow \infty} \mathbf{w}^n(B) \rightarrow \mathcal{A}$  [3]. Пусть  $w_1(x) = (1/2)x$  и  $w_2(x) = (1/2)x + (1/2)$  - IFS с аттрактором  $I = [0, 1]$ , который несет единичную Борелеву меру  $\mu(I) = 1$ . Если при каждой итерации  $\mathbf{w}^n$ ,  $n \geq 1$  выбирать  $w_i, i = 1, 2$  с вероятностями  $p_1, p_2 = 1 - p_1$ , соответственно, то:

$$\mu(I) = p_1 \mu(w_1^{-1}(I_1)) + p_2 \mu(w_2^{-1}(I_2)) = p_1 \mu(I) + p_2 \mu(I) \quad (1)$$

т.к. первоначальная мера должна сохраняться. Уравнение (1) выражает свойства *самоподобия* и *инвариантности* меры. Следующая итерация  $\mathbf{w}$  «перевзвешивает»  $\mu$ :  $\mu(I) = p_1(p_1 \mu(I) + p_2 \mu(I)) + p_2(p_1 \mu(I) + p_2 \mu(I))$ , так что в пределе, мы получим *биномиальную меру* [2,3], которая порождается *каскадом*:  $(p_1; p_2) \rightarrow (p_1 p_1; p_2 p_1; p_2 p_1; p_2 p_2) \rightarrow \dots$ . Если  $f: X \rightarrow R, f \in C^1$ , то условие инвариантности (1) принимает вид:

$$\int_X f(x) d\mu(x) = \sum_{i=1}^N p_i \int_X f(w_i(x)) d\mu(x) \quad (2)$$

Для начальной точки  $x_0 \in I$ , IFS с вероятностями является СДС [2], которая генерирует случайную орбиту

$$\{x_k\}_{k=0}^{\infty} : x_k = w_{\sigma_k} \circ w_{\sigma_{k-1}} \circ \dots \circ w_{\sigma_1}(x_0). \quad (3)$$

Здесь номер каждого преобразования  $\sigma_i \in 1, 2$  выбирается, в соответствии с заданными вероятностями; в *Марковском* случае вероятность выбора текущего номера в (3) зависит от предыдущего, т.е.  $P(\sigma_i = i | \sigma_{i-1} = j) = p_{ij}$ . Инвариантная мера любого интервала  $I_k \subset I$  определяется для почти каждой орбиты длины  $l$ , пределом [2-4]:

$$\mu(I_k) = \lim_{l \rightarrow \infty} (I_k \cap x_1, x_2, \dots, x_l) / l \quad (4)$$

Рассмотрим некоторую символическую последовательность  $s = s_1 s_2 \dots$ , где  $s_i \in \{0, 1\}$ . «Прочитаем» ее с помощью шаблона длины  $L$ , сдвигом шаблона на один символ. Индексируем полученное множество объемом  $2^L$  бинарных слов, поставив в соответствие каждому слову  $s_1 s_2 \dots s_L$  его двоичный «адрес»:  $x = s_1/2 + s_2/2^2 + \dots + s_L/2^L, x \in [0, 1]$ . Статистику слов можно исследовать с помощью гистограммы распределения адресов  $x$  по  $2^L$  бинам отрезка  $I$ .

**Игра в Хаос.** Алгоритм этой игры [5] состоит в следующем. Пометим вершины  $v_1, v_2, v_3$  прямоугольного треугольника в  $R^2$  с координатами  $(0, 0)$ ;  $(0, 1)$ ;  $(1, 0)$  числами  $(0, 1, 2)$  и выберем произвольно начальную точку внутри. Пусть  $s_i, s_k, s_l, \dots$  случайная символическая последовательность, где каждый символ  $s_i \in \{0, 1, 2\}$  соответствует одному из 3-х преобразований:  $s_i = 0 \Rightarrow x_{i+1} = (x_i + v_1)/2$ ;  $s_i = 1 \Rightarrow x_{i+1} = (x_i + v_2)/2$ ;  $s_i = 2 \Rightarrow x_{i+1} = (x_i + v_3)/2$  действующих на текущую точку. Так, при первой итерации, начальная точка смещается на половину расстояния к вершине, которой соответству-



ет символ  $s_i$  и т.д. Очевидно, что аттрактором  $IFS$ , является либо фрактал Серпинского (*равнораспределенные*)  $s_i$ , либо мультифрактал [3,5,6].

Численные эксперименты *Игры в Хаос* проводились на выборке фрагментов  $MDI$  - изображений диска Солнца размером  $256 \times 256$  пикселей: 3-х для фонового поля и 3-х для АО. Для этого, значения матрицы цифрового изображения преобразовывались в положительные нормированные значения. Затем каждая матрица построчной разверткой трансформировались в скалярный ряд длиной  $n^2 = 256^2 = 65536$ . По ним были построены частотные гистограммы для определения порогов, необходимых при преобразовании рядов  $\{y_i\}, i = 1, 2, \dots, n^2$  в символические последовательности.

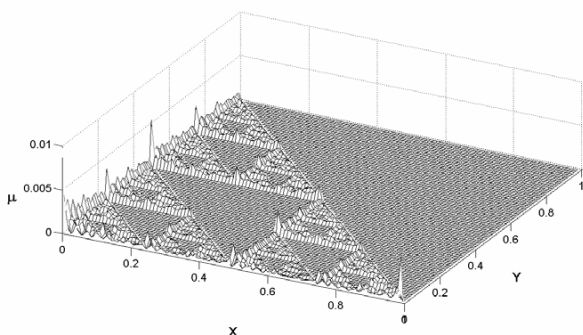


Рис. 1. Эмпирическая мера для фона

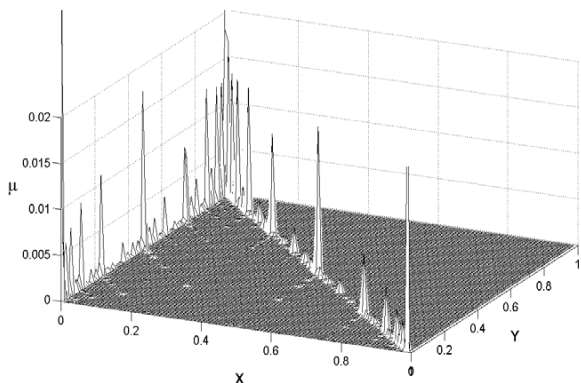
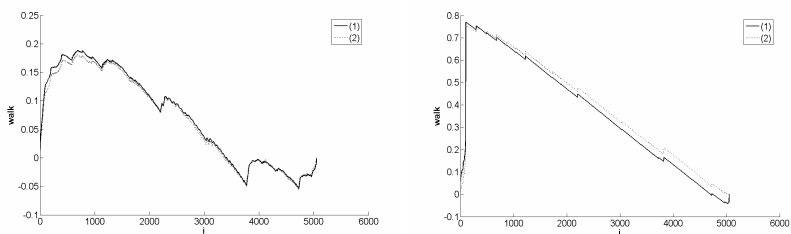


Рис. 2. Эмпирическая мера для АО

Мы выбрали два пороговых значения  $h_1$  и  $h_2$ , так чтобы последовательность символов  $\{s_i\}, i = 1, 2, \dots, n^2$  отслеживала низкие, средние и высокие значения контраста согласно правилу:

$$y_i < h_1 \Rightarrow s_i = 0; h_1 \leq y_i < h_2 \Rightarrow s_i = 1; y_i \geq h_2 \Rightarrow s_i = 2 .$$

Для получения эмпирической оценки меры (4), продуцируемой игрой в хаос, исходный треугольник был разделен на боксы, в каждом из которых подсчитывалось относительное количество попавших в него точек. На Рисунках 1 и 2 приведены 3D графики эмпирических мер, соответствующих символическим последовательностям фона и АО. Полученные меры были использованы для решения обратной задачи *IFS*, основанной на выражении (2). Методы решения подробно описаны в [2,6]. Сравнения теоретической и эмпирической мер проводились по кумулятивной гистограмме  $walk = \sum (\mu_i - \bar{\mu})$ , где суммирование происходит по всем боксам эмпирической меры и  $\bar{\mu}$  – среднее значение меры. На Рис.3 приведены графики



**Рис. 3.** Сравнение кумулятивных гистограмм: реальной (1) и модельной (2) мер для фона (слева) и АО (справа).

кумулятивных гистограмм для мер моделей СДС в сравнении с мерами фона и АО, соответственно. Согласие моделей с экспериментальными данными является вполне удовлетворительным. Следовательно, полученные нами оценки скейлинга магнитограмм действительно могут являться следствием мультифрактальных свойств динамики солнечных магнитных полей.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 05-02-16229-а и РФФИ 07-02-00379-а.

### Литература

1. Макаренко Н.Г., Круглун О.А., Каримова Л.М. // Сб. тр. международного семинара «Квазипериодические процессы на Солнце и их геоэффективные проявления» Пулково, ГАО, 2006. С.31-39.
2. Макаренко Н.Г., Каримова Л.М., Мухамеджанова С.А., Князева И.С. // Прикладная нелинейная динамика. 2006. **14**. 3-20.
3. Barnsley M. Fractals everywhere. Academic Press, 1993. 531 p.
4. Falconer K. Techniques in fractal geometry. Wiley & Sons. 1997. 256 p.
5. Jeffrey J.H. // Nucleic Acids Research. 1990. **18**. 2163-2170.
6. Yu Z.G., Anh V.V., et al. // Chaos, Solitons and Fractals. 2007. **31**. 736-746.

## ГЕЛЬДЕРОВСКАЯ РЕГУЛЯРНОСТЬ ПАЛЕОДАНЫХ: СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ И КЛИМАТ ЗЕМЛИ

Макаренко Н.Г.<sup>1,3</sup>, Наговицын Ю.А.<sup>1</sup>, Огурцов М.Г.<sup>1,2</sup>, Круглун О.А.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

<sup>2</sup>Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

<sup>3</sup>Институт Математики, Алматы, Казахстан

## HOLDER REGULARITY OF PALEODATA: SOLAR ACTIVITY AND TERRESTRIAL CLIMATE

Makarenko N.G., Nagovitsyn Yu.A., Ogutsov M.G., Kruglun O.A.

### Abstract

*A method for estimation of quality of temperature paleoreconstructions is suggested. The method is based on assessment of Holder regularity of the reconstructed time series.*

Исследование земного климата в далеком прошлом опирается на реконструкции – временные ряды температуры, восстановленные на основе косвенных, чаще всего дендрохронологических, данных. На сегодняшний день для Северного Полушария известен ряд таких реконструкций: Jones et al. (1998), Mann et al. (1999), Crowley and Lowery (2000), Briffa (2000), Esper et al (2002), Moberg et al. (2005). Эти реконструкции не слишком хорошо коррелируют как друг с другом, так и с калибровочным инструментальным рядом. Все они, в принципе, НЕ ПРОВЕРЯЕМЫ. Возникает естественный вопрос: какую из реконструкций предпочесть для использования в наших попытках исследовать палеоклимат? Мы не знаем ответа на него; более того, мы не знаем даже, существует ли вообще этот ответ. Поэтому рассмотрим более простой вопрос: **чем отличаются имитации палеоклимата от реального инструментального фрагмента?**

Предположим, ради простоты, что все реконструкции являются «честными» и независимыми по использованным первичным материалам, а инструментальный ряд – *типичная* реализация одного из вариантов климатической динамики. В этой работе, мы используем в качестве меры сравнения оригинала с имитациями гельдеровскую регулярность графиков временных рядов  $\{x_i(t)\}$ . Она выражается поточечной Гельдеровской экспонентой  $x_i(t) \rightarrow \alpha_p(t_0)$  ряда в точке  $t_0$  (Riedi, 2002). Заметим, что функция  $x(t)$  является гельдеровской с экспонентой  $\alpha_t \in [0, 1]$  в точке  $t$ , если для ее окрестности  $\varepsilon > 0$  существует постоянная  $c$ , такая, что  $osc_\varepsilon(t) \leq c\varepsilon^\alpha$ , где

$$osc_\varepsilon(t) = \sup_{|t-t'|\leq\varepsilon} f(t') - \inf_{|t-t'|\leq\varepsilon} f(t') = \sup_{t',t''\in[t-\varepsilon,t+\varepsilon]} |f(t') - f(t'')|.$$

Этот факт лежит в основе численного алгоритма для оценки  $\alpha_i$ . На рисунке приведены мультифрактальные спектры больших отклонений (Riedi, Scheuring, 1997) для инструментального ряда и 2-х случайно выбранных фрагментов (А и Б) реконструкций, равных по продолжительности длине инструментального ряда.

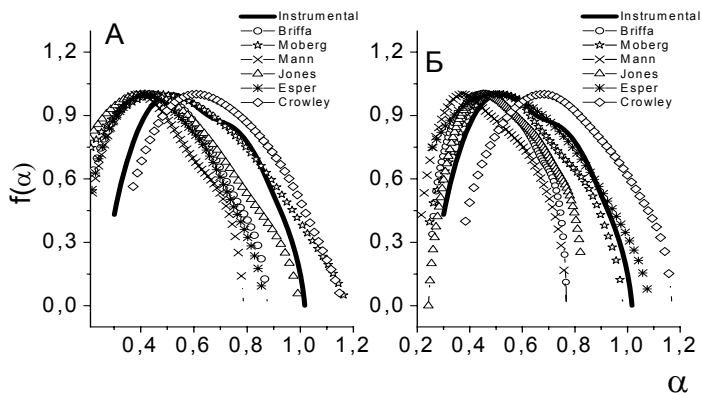


Рисунок. Мультифрактальные спектры для 2-х временных фрагментов А и Б.

Особенностью всех спектров, за исключением ряда Crowley and Lowery (2000), является сдвиг в сторону меньших показателей регулярности относительно инструментального ряда. Таким образом, **реконструкции имеют меньшую гладкость по сравнению с реальной динамикой температуры**. Мы собираемся развить описанный подход в наших дальнейших исследованиях.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 06-02-16268, 07-02-00379, 05-02-16229 и программ Президиума РАН "Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце - Земля" и СПбНЦ.

### Литература

- Briffa K.R. (2000) Quat. Sci. Rev. 19: 87-105.  
 Crowley T.J., Lowery T.S. (2000) Ambio 29(1): 51-54.  
 Esper J., Cook E.R., Schweingruber F.H. (2002). Science 295: 2250-2253.  
 Jones P.D., Briffa K.R., Barnett T.P., Telt S.F.B. (1998). The Holocene 8.4: 455-471.  
 Mann M.E., Bradley R.S., Hughes M.K. (1999). Geophys Res Lett 26: 759-762.  
 Moberg A., Sonechkin D.M., Holmgren K. et al. (2005). Nature 33(7026): 613-617.  
 Riedi R.H., (2002). [http://www.stat.rice.edu/~riedi/Publ/PDF/summ\\_mp.pdf](http://www.stat.rice.edu/~riedi/Publ/PDF/summ_mp.pdf).  
 Riedi R., Scheuring I. (1997). Fractals 5:153-168.

## **ТИПЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ РАДИОЯРКОСТИ ВДОЛЬ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ**

**Мартынова О.В., Мельников В.Ф., Резникова В.Э.**

*ФГНУ «НИРФИ», E-mail: meln@nirfi.sci-nnov.ru*

## **TYPES OF RADIO BRIGHTNESS DISTRIBUTIONS ALONG SOLAR FLARING LOOPS**

**Martynova O.V., Melnikov V.F., Reznikova V.E.**

*Radiophysical Research Institute*

### **Abstract**

*We present results of the analysis of radio images of all flares registered by the Nobeyama Radioheliograph (NoRH) during 2002-2007 and which microwave structure resembles a single loop. The number of such loops is 30. It is found, that all events are divided into three groups: with the brightness maximum in the top, in one footpoint, or in both footpoints of a loop. The distribution of brightness with a maximum at the top of a loop dominates over all phases of a flare (in the rising, maximum and decay phases) at frequency 34 GHz where the source is onmuchескy thin. At the same time, there is a considerable number of cases in which the maximum of brightness is only in one of the footpoints. Cases when both footpoints approximately equal brightness are rare.*

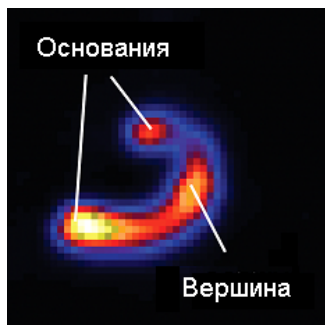
### **Введение**

Магнитные арки или петли являются типичным структурным элементом солнечной короны. Знание пространственной структуры микроволнового излучения одиночных вспышечных петель является принципиально важным для получения новых сведений о характеристиках ускорения/инжекции и кинетики электронов во вспышечной петле.

В последние годы на радиогелиографе в Нобееме (NoRH) получены хорошо разрешенные радиоизображения крупных по площади солнечных вспышек одновременно на двух частотах - 17 ГГц и 34 ГГц с высоким угловым (10" и 5") и временным (0.1 с) разрешением. Обработка данных по четырем вспышкам показала, что максимумы яркости находятся в вершине соответствующих вспышечных петель, причем радиоисточники являлись оптически тонкими [1]. Этот факт явно не согласуется с модельными расчетами гиротронного излучения вдоль петель с неоднородным магнитным полем [2, 3]. Авторы [1] показали, что значительное относительное увеличение концентрации ускоренных электронов вблизи вершины петли может снять противоречия между наблюдениями и модельными предсказаниями. Целью настоящей работы было обобщить знание о пространственном распределении радиояркости путем проведения анализа для большого числа вспышек.

### **Данные наблюдений**

В данной работе использовались микроволновые данные, полученные на радиогелиографе Нобеяма (NoRH) с разрешением  $10''$  на  $17$  ГГц и  $5''$  на  $34$  ГГц. Для лучшей идентификации локализации оснований вспыхивающих петель строились распределения магнитного поля на основе данных SOHO/MDI. Из всех событий, происшедших за 2002-2007 гг., были выбраны наиболее «простые» вспышки, в которых хотя бы на одной из частот, в некоторый промежуток времени была различима одиночная петля. Чаще всего петля отчетливо наблюдалась на частоте  $34$  ГГц, на которой источник был всегда разрешен, т.е., его угловые размеры заметно превосходили  $5''$ . Таким образом было отобрано 30 событий.



Условно все время существования вспышки было разделено на три периода: фаза роста, фаза максимума и фаза спада. К фазе роста относится интервал времени, на котором интенсивность всплеска возрастает до половины ее максимального значения. К фазе максимума – интервал роста интенсивности от  $0.5I_{\max}$  до максимума и затем спада от максимума до  $0.5I_{\max}$ . К фазе спада – от  $0.5I_{\max}$  до окончания вспышки. Фазы всплеска определялись по интегральной интенсивности, измеряемой на радиополяриметре Нобеяма (NoRP). Вспыхивающая петля была разделена на три участка: два основания и вершина. Если яркостная температура в одном из них была более чем в два раза выше, чем в других участках, то принималось, что максимум яркости находится в этом участке. Таким образом были проанализированы все события. Кроме этого, все события были разделены по таким параметрам, как гелиодолгота, и размер вспыхивающей петли. Размер петли определялся как наибольшее расстояние между двумя точками, находящимися на линии контура с уровнем  $0.1$  от максимальной радиояркости на  $34$  ГГц.

### **Результаты анализа**

На рис. 1 и 2 представлены результаты анализа на частотах  $17$  и  $34$  ГГц, соответственно. Столбец «нет информации» означает, что либо на данной фазе события информация о радиояркости отсутствовала, либо, как иногда происходило на частоте  $34$  ГГц, сигнал был слишком слаб. К «неразрешённым» относились те события, в которых на  $17$  ГГц на всех трех фазах не были различимы петля или её основания. В целом, события распределились на три типа: с пиком яркости в вершине, в одном из оснований и в двух основаниях одновременно.

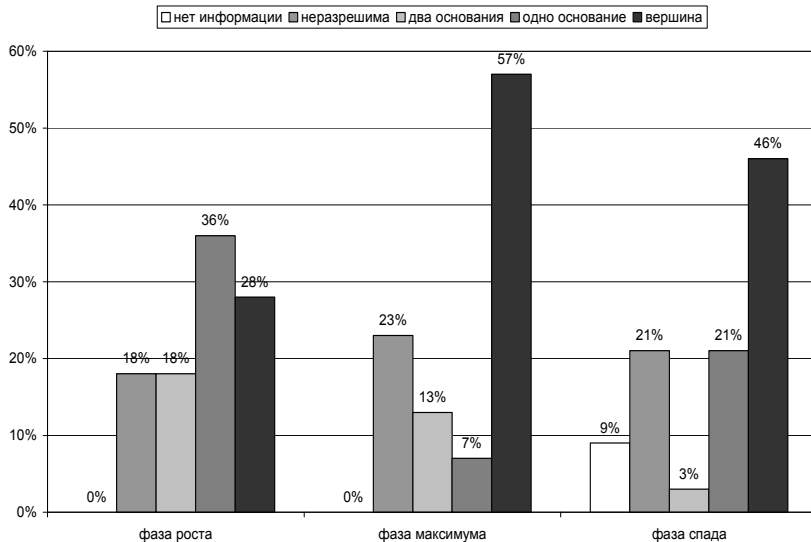


Рис. 1.

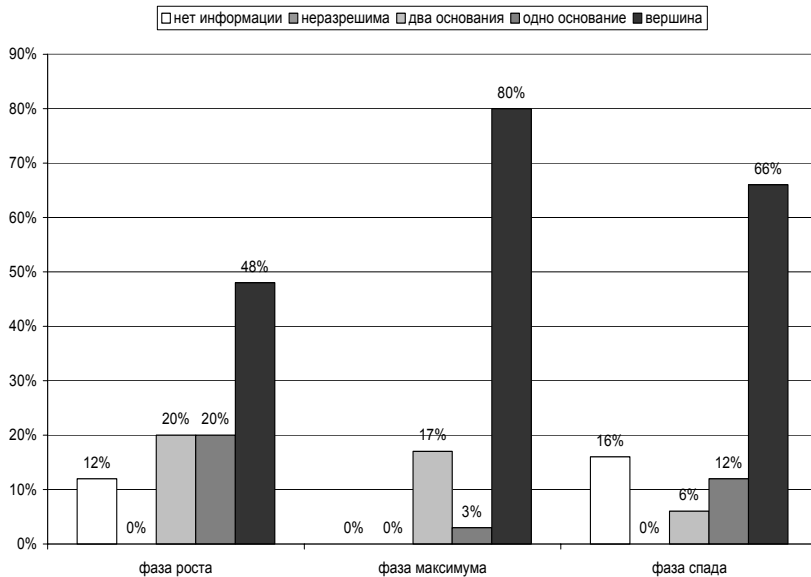


Рис. 2.

Главный результат анализа заключается в том, что распределение яркости с максимумом излучения в вершине петли наблюдается чаще других типов распределений на фазах максимума и спада на частоте 17 ГГц и на всех трёх фазах на частоте 34 ГГц, на которой источник является оптически тонким. Реже случаются события, в которых максимум яркости приходится на одно из оснований. Еще более редкими являются события с максимумами яркости одновременно в двух основаниях, из чего можно сделать вывод о несимметричности петли. Самой нестабильной фазой является фаза роста, на которой максимальная яркость достаточно часто наблюдается в одном или двух основаниях, а затем меняет свое положение.

Теоретически, распределение радиояркости по петле должно зависеть от угла между лучом зрения и магнитным полем. В Таблице 1 показано как положение вспышки на диске Солнца влияет на характеристики распределения радиояркости. Неожиданным является то, что вблизи лимба, где угол зрения близок к 90° для любого участка петли и, следовательно, его влиянием на распределение яркости вдоль петли можно пренебречь, в подавляющем большинстве случаев на обеих частотах максимум яркости приходится на вершину. И наоборот, ближе к центральным долготам, максимумы яркости чаще приходятся на основания, хотя теоретически должно было быть наоборот.

**Таблица 1.**

Локализация максимума яркости	Долгота	Фаза роста		Фаза максимума		фаза спада	
		17	34	17	34	17	34
нет информации	<30	0%	0%	0%	0%	0%	0%
неразрешима		0%	0%	0%	0%	0%	0%
два основания		15%	17%	0%	22%	0%	9%
одно основание		54%	33%	11%	0%	36%	18%
вершина		31%	50%	89%	78%	64%	73%
нет информации	30-70	0%	17%	0%	0%	28%	50%
неразрешима		7%	0%	10%	0%	9%	0%
два основания		29%	41%	30%	30%	9%	10%
одно основание		35%	17%	0%	10%	18%	10%
вершина		29%	25%	60%	60%	36%	30%
нет информации	>70	0%	18%	0%	0%	0%	0%
неразрешима		50%	0%	55%	0%	55%	0%
два основания		8%	0%	9%	0%	0%	0%
одно основание		17%	9%	9%	0%	9%	9%
вершина		25%	73%	27%	100%	36%	91%

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ NoNo.06-02-39029, 06-02-16295, 07-02-01066.

### Литература

1. *Melnikov V.F., Shibasaki K., Reznikova V.E.* // ApJ. 2002. V.580. P.L185
2. *Alissandrakis C.E. and Preka-Papadema P.* // A.&A. 1984, V.139. P.507.
3. *Bastian T.S., Benz A.O. and Gary D.* // ARA&A. 1998. V.36. P.131.



## **ДИАГНОСТИКА ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ ПО СПЕКТРАЛЬНОЙ ЭВОЛЮЦИИ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ**

**Мельников В.Ф., Кузнецов С.А.**

*ФГНУ «Научно-исследовательский радиофизический институт»  
meln@nirfi.sci-nnov.ru, s\_kuznetsov@mail.ru*

## **DIAGNOSTICS OF HIGH DENSITY PLASMA THROUGH THE SPECTRAL EVOLUTION OF MICROWAVE EMISSION OF SOLAR FLARING LOOPS**

**Melnikov V.F., Kuznetsov S.A.**

*Radiophysical Research Institute*

### **Abstract**

*A search for the observational signatures of high density plasma in solar flaring loops has been carried out for 11 solar flares observed with the Nobeyama Radioheliograph at 17 and 34 GHz. In order to achieve this goal we simulated and analyzed the spectral evolution of microwave emission. Our model simulation have predicted the increase of the spectral index on the decay phase of a microwave burst in case of high ratio of plasma density and magnetic field in the radio source. As the result of data analysis, we found 6 events from 11 which spectral behavior corresponds to the foreseen spectral evolution of microwave emission.*

Общеизвестно, что см-мм-излучение солнечных вспышек генерируется гиросинхротронным (ГС) механизмом нетепловыми электронами, находящимися в магнитной петле. Частотный спектр такого излучения с пиком на частоте спектрального максимума  $f_{peak}$  имеет характерные особенности: завалы спектра на  $f < f_{peak}$  и на  $f > f_{peak}$ . Высокочастотный завал определяется, прежде всего, степенным распределением электронов по энергиям. Низкочастотный (НЧ) завал ( $f < f_{peak}$ ) может быть обусловлен самопоглощением или эффектом Разина [1]. Эффект Разина является главной причиной завала спектра на низких частотах, если они порядка или ниже частоты Разина:

$$f_R = \frac{2f_p^2}{3f_B} \approx 20 \frac{n_0}{B}, \quad (1)$$

где  $f_p$  – плазменная частота,  $f_B$  – гирочастота,  $n_0$  – концентрация плазмы,  $B$  – индукция магнитного поля. Идентификация причины НЧ-завала позволит получить дополнительную информацию о плотности плазмы и магнитном поле во вспышечной петле. С целью такой идентификации в настоящей работе анализируется спектральная эволюция широкополосного частотного спектра микроволнового излучения из различных участков солнечных вспышечных петель.

Модельные расчеты показывают [2], что в случае значимого эффекта Разина спектральный индекс  $\gamma$  гиротропного излучения  $F_f = F_0 f^\gamma$  на высоких частотах  $f > f_{peak}$  увеличивается в течение всего всплеска, а на фазе спада может приобретать большие положительные значения, что свидетельствует об увеличении  $f_{peak}$ . Такое увеличение может происходить по двум причинам: из-за уплощения энергетического спектра излучающих электронов и из-за роста плотности плазмы во вспышечной петле вследствие испарения хромосферной плазмы. В случае же преобладания эффекта самопоглощения, на фазе спада всплеска оптическая толщина источника уменьшается и приводит к прямо противоположному поведению спектрального индекса, а именно, к его уменьшению.

Для проверки теоретических предсказаний были использованы данные наблюдений радиогелиографа Нобеяма с высоким угловым разрешением ( $10''$ – $5''$  на 17 и 34 ГГц, соответственно), данные о мягком рентгеновском излучении со спутника GOES в двух каналах интенсивности ( $1$ – $8\text{\AA}$  и  $0,5$ – $4\text{\AA}$ ) и данные прибора SOHO/MDI о распределении магнитного поля на уровне фотосферы. Всего проанализировано 11 событий за 2002–2005 гг.

Для количественного анализа наклона спектра микроволнового излучения был введен параметр  $\alpha$ , рассчитанный по данным о потоках  $F_{17}$  и  $F_{34}$  на 17 и 34 ГГц:

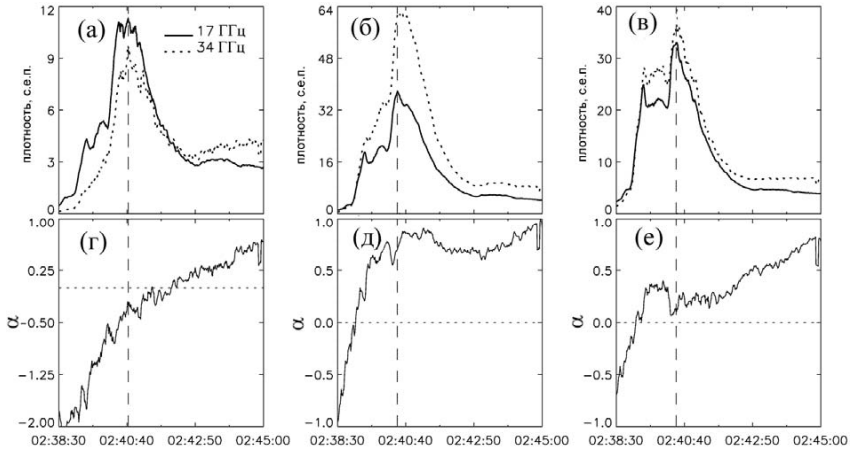
$$\alpha = \frac{\ln(F_{34} / F_{17})}{\ln(34 / 17)}. \quad (2)$$

Параметр  $\alpha$  является приближением спектрального индекса.

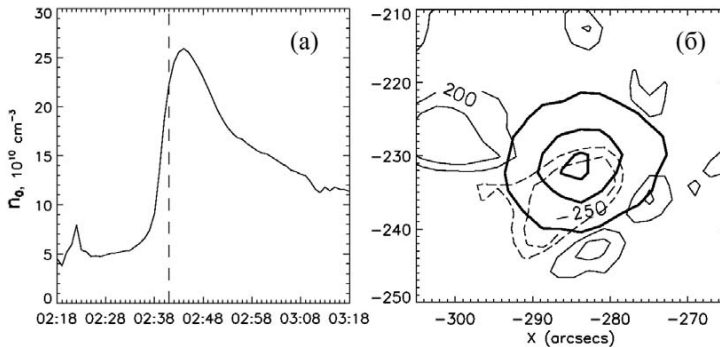
Пример анализа спектральной эволюции показан на рис.1 для события 16 мая 2005 года. Для построения временных профилей потоков микроволнового излучения из различных участков вспышечной петли брались боксы размером  $10'' \times 10''$ , расположенные в вершине и основаниях петли. Хорошо видно, что во всех этих участках величина  $\alpha$  растет на фазе роста и продолжает расти на фазе спада. Отметим, что на фазе спада  $\alpha$  достигает больших положительных значений:  $0,5$ – $1$ . Этот факт невозможно объяснить эффектом самопоглощения, так как в этом случае на фазе спада величина  $\alpha$ , наоборот, должна уменьшаться. Между тем, такое поведение  $\alpha$  характерно в случае значимого подавления Разина, когда отношение  $n_0/V$  достаточно велико. Большое значение отношения  $n_0/V$  в данном событии подтверждают результаты диагностики плотности плазмы по данным GOES и магнитного поля по данным MDI (рис.2).

Диагностика плазмы по данным GOES о тепловом рентгеновском излучении показала, что концентрация плазмы внутри вспышечной петли на фазе максимума всплеска достигала  $n_0 \approx 2 \cdot 10^{11}$  эл/см<sup>3</sup>. Кроме того, по картам распределения магнитного поля установлено, что магнитное поле внутри вспышечной петли достигало значений 200–250 Гс. Таким образом, частота Разина в данном событии порядка  $f_R \approx 10$  ГГц. Этого вполне доста-

точно, чтобы обеспечить сильное подавление Разина на частотах порядка 17 ГГц.



**Рис. 1.** Верхняя панель: Временные профили потоков микроволнового излучения солнечной вспышки 16 мая 2005 г. в левом основании (а), в вершине петли (б) и в правом основании (в). Вертикальная штриховая линия соответствует фазе максимума потока радиоизлучения. Нижняя панель: Эволюция спектрального индекса в левом основании (г), в вершине петли (д) и в правом основании (е). Горизонтальная пунктирная линия показывает значение  $\alpha=0$ .



**Рис. 2.** (а) Временной профиль концентрации плазмы внутри петли. Штриховая линия показывает фазу максимума всплеска. (б) Карта распределения магнитного поля по данным MDI и распределение интенсивности радиоизлучения на 34 ГГц на уровне  $(0,1;0,5;0,9)T_{\max}$  в максимуме всплеска (положительные значения поля показаны тонкими сплошными линиями, отрицательные значения – тонкими штриховыми линиями, интенсивность радиоизлучения – толстыми сплошными линиями).

Обобщение результатов анализа спектральной эволюции микроволнового излучения для всех 11 событий представлено на рис.3. Выявлено 6

вспышек, в которых низкочастотный завал спектра формируется эффектом Разина.

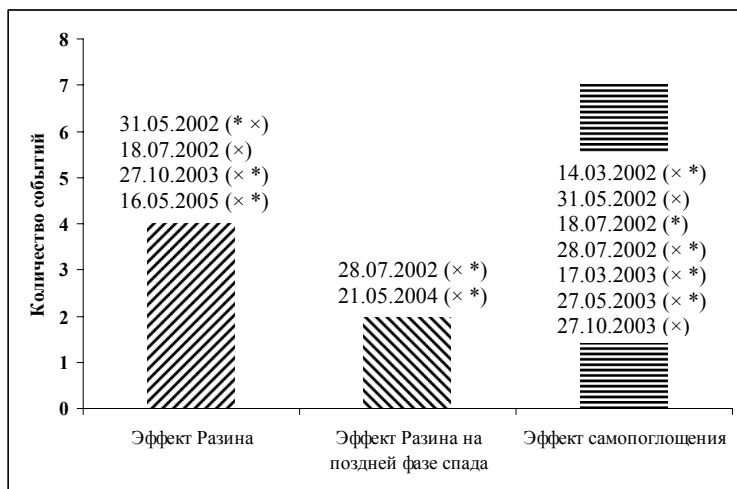


Рис. 3. Причины НЧ-завала спектра ГС-излучения электронов в различных участках вспышечной петли. (x) – основание, (\*) – вершина петли.

Отметим, что в различных участках петли могут быть разные причины НЧ-завала спектра излучения. Например, в событии 18 июля 2002 года в одном основании преобладает подавление Разина, а в другом основании и в вершине петли – эффект самопоглощения. Это говорит о том, что вдоль петли распределение электронов, плотности плазмы и магнитного поля, отвечающих за формирование частотного спектра, является неоднородным.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №№ 06-02-39029, 06-02-16295, 07-02-01066.

### Литература

1. *Разин В.А.* // Известия ВУЗов. Радиофизика. 1960, Т.3, С.584.
2. *Melnikov V.F., Gary D.E., Nita G.M.* "Peak Frequency Dynamics in Solar Microwave Bursts" – *Astrophysical Journal*, 2006 (submitted).

## **МЕТОД ГЕОМАГНИТНЫХ ПРЕДВЕСТНИКОВ И ПРОГНОЗ АМПЛИТУДЫ 24 ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Милецкий Е.В.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН*

## **METHOD OF GEOMAGNETIC PRECURSORS AND PREDICTION AMPLITUDE FOR 24 SOLAR ACTIVITY CYCLE**

**Miletsky E.V.**

*Central astronomical observatory of RAS at Pulkovo*

### **Abstract**

*The method of geomagnetic precursor is presented, which first was proposed by A.I. Ohl for prediction of the Wolf numbers maximal amplitudes in 11-year cycles of solar activity. It is demonstrated that the forecasts of the 24th cycle amplitude calculated by several known variants of the method proved to be essentially different.*

*A new variant of the method is proposed, which provides very accurate forecasts and high stability for cycles that were not used in construction of the predicting model. On the base of the proposed approach the forecasts of the 24th cycles are obtained, according to which this cycle will be 15-20% higher than the previous one.*

Более 40 лет назад Александр Иванович Оль предложил [1] способ прогноза максимального среднегодового числа Вольфа в следующем 11-летнем цикле по характеристикам геомагнитной активности, полученным на фазе спада предыдущего цикла. В дальнейшем как самим А.И. Олем [2–6], так и другими исследователями были разработаны различные варианты этого подхода, которые в настоящее время часто называют методами «геомагнитных предвестников».

Рассмотрим основной метод, который был применен А.И. Олем в 1976 году [3] и послужил основой для его успешных прогнозов величин максимумов 11-летних циклов. В качестве индекса геомагнитной активности выбирается суммарный индекс  $K_p$  ( $SK_p$ ). Ежедневные значения представляют собой сумму восьми трехчасовых значений индекса геомагнитной возмущенности  $K_p$ . Источниками данных служили Интернет-ресурсы [ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/GEOMAGNETIC\\_DATA/INDICES/KP\\_AP](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/GEOMAGNETIC_DATA/INDICES/KP_AP), и <ftp://ftp.gfz-potsdam.de/pub/home/obs/kp-ap/wdc/>. Далее, согласно [3], вычислялись ежедневные и среднегодовые значения индекса  $M=8.6*(SK_p-10)$  за 139 лет (1868 – 2006 гг.), а также среднегодовые значения индекса  $MW = M-W$  за эти же годы ( $W$  – среднегодовые значения числа Вольфа). Все последующие действия выполняются со среднегодовыми значениями рассматриваемых индексов. Вычитание производится, чтобы исключить спорадическую составляющую геомагнитных возмущений, связанную, в основном, с солнечными транзиентами (вспышками, корональными выбро-

сами и эрупцией волокон). Таким образом, предполагается, что индекс MW служит индикатором рекуррентной геомагнитной активности, связанной с потоками солнечного ветра от корональных дыр. Следует отметить, что с тех пор были предложены и другие способы выделения «нонтранзиентной» составляющей в геомагнитной активности [7].

Был использован вариант метода А.И. Оля, когда в каждом 11-летнем цикле на фазе спада вычисляется сумма значений индекса MW за 3 года до минимума чисел Вольфа

$$MW123 = \sum_{i=m-1}^{i=m-3} (M_i - W_i),$$

и при этом год самого минимума (m) не учитывается. Для 11-летних циклов 12–23 была получена линейная модель ( $W_{max} = 44.9 + 1.101 * (MW123)$ ,  $R=0.920$ ), связывающая для каждого из этих циклов значения MW123 с максимальными среднегодовыми числами Вольфа в каждом следующем цикле (треугольники на рис. 1).

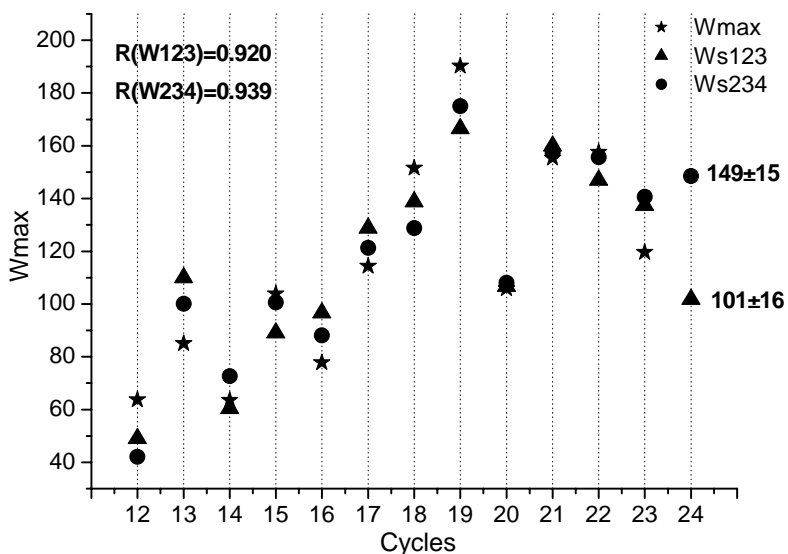


Рис. 1.

Для максимума 24 цикла (считая 2007 г. минимумом 23-го цикла) прогнозируемое среднегодовое значение по этой модели получается  $W_{max}(24)=101\pm 16$ . Однако если вычислить сумму индекса MW за 2-й, 3-й, и 4-й год до минимума, то модель ( $W_{max} = 30.0 + 1.589 * (MW234)$ ), получается точнее ( $R=0.939$ ), а прогноз максимума 24 цикла получается совершенно другим ( $W_{max}(24)=149\pm 15$ ) (кружки на рис. 1).

Как более объективный был использован подход на основе индуктивного моделирования [8], позволяющий получить оптимальную модель. Для этого в качестве переменных-кандидатов были взяты значения индекса MW за 1-й, 2-й, 3-й, 4-й и 5-й год до минимума, и с помощью известной методики [9] выбрана их оптимальная линейная комбинация. В состав оптимальной модели ( $W_{\max}=0.57*MW(m-2)+0.35*MW(m-3)+0.46*MW(m-4)$ ) были отобраны только 2-й, 3-й и 4-й годы до минимума, причем с близкими весами. Точность модели ( $R=0.945$ ) получилась несколько выше, чем у предыдущей. Прогноз максимума 24-го цикла  $W_{\max}(24)=153\pm 14$ .

К сожалению, после удачных прогнозов 20–22 циклов, прогноз 23 цикла по вышеприведенным моделям оказался завышенным, а с прогнозом максимума 24-го цикла сложилась и вовсе беспрецедентная ситуация. Для него прогнозные значения по двум моделям W123 и W234 сильно различаются. Очевидно, что это происходит из-за 2003 года, когда наблюдалась очень высокая геомагнитная активность. Этот год в одной из моделей (с W234) учитывается (год MW(m–4)), а в другой (с W123) нет. В этом случае (а лучше всегда) необходима проверка моделей на устойчивость. Для «цикловых» моделей об устойчивости можно судить, например, строя модель только по нечетным циклам, а проверяя ее (выполняя по ней прогнозы) для четных или наоборот. Выполненная нами проверка всех вышеприведенных моделей показала, что они являются весьма неустойчивыми. Ошибка при прогнозе на независимых циклах возрастает в 1.5–2 раза, что сильно снижает прогностическую ценность этих моделей.

Какие возможны варианты улучшения подхода, основанного на геомагнитных предвестниках? Можно попробовать использовать другие моменты в качестве точек отсчета. Например, годы предыдущего или последующего максимумов чисел Вольфа. К сожалению, модели, построенные нами на этих реперных точках, также оказались весьма неустойчивыми. Скорее всего, для геомагнитных индексов правильнее в качестве реперных выбирать моменты, относящиеся к характерным (скорее всего, экстремальным) точкам в вариациях самих этих индексов. Самое простое - это взять моменты максимумов рассмотренного здесь индекса MW, приходящиеся на фазу спада 11-летних циклов. Кстати, временные изменения индекса MW и моменты его максимумов хорошо согласуются с таковыми в «межпланетной» составляющей геомагнитной активности, определяемой по способу, предложенному в работе [7]. Получаемая модель имеет вид  $W_{\max}=36.5+0.972*W_{\max}$ , притом, что ее точность оказывается невелика ( $R=0.884$ ).

Следовательно, хотя индекс MW и позволяет определить моменты максимумов «нонтранзиентной» составляющей геомагнитной активности, одновременно он (так же, как его аналоги) приводит к искажению самих величин этой активности. Поэтому было решено моменты максимумов MW использовать только в качестве точек отсчета, а модели строить на

основе реальных значений геомагнитных индексов, наблюдаемых в эту эпоху.

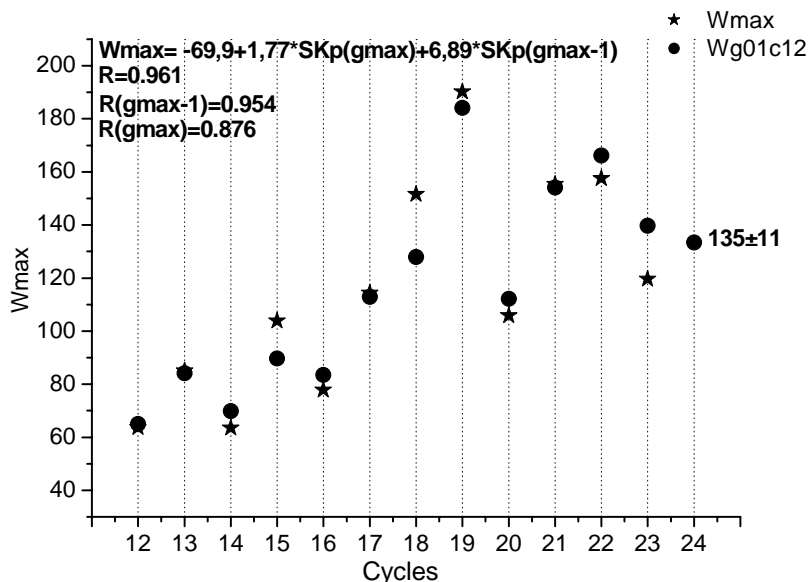


Рис. 2.

При применении индуктивного моделирования лучшей из «одноточечных» ( $R=0.954$ ) оказывается модель ( $W_{max} = -67.9 + 8.66 * SKp(g_{max}-1)$ ), использующая значение  $SKp$  за год до максимума  $MW$  в каждом цикле. Наиболее точной ( $R=0.961$ ) из всех линейных является «двухточечная» модель  $W_{max} = -69.9 + 1.77 * SKp(g_{max}) + 6.89 * SKp(g_{max}-1)$ . На рис. 2 кружками показаны прогнозные значения, а звездочками – реальные. Прогнозное значение для 24-го цикла по ней  $W_{max}(24) = 135 \pm 11$ .

Для модели с таким составом переменных произведена проверка на устойчивость. Так, модель  $W_{max} = -42.3 - 0.54 * SKp(g_{max}) + 8.22 * SKp(g_{max}-1)$  вначале получена для нечетных (13, 15, 17, 19, 21, 23) циклов ( $R=0.969$ ). При прогнозе в четных циклах (12, 14, 16, 18, 20, 22) ее точность понижается несильно ( $R=0.935$ ). При прогнозировании максимумов всех циклов (12–23) получается  $R=0.948$ . Прогноз 24-го цикла  $W_{max}(24) = 151 \pm 13$ . Таким образом, проверка на независимых циклах показывает, что полученная модель оказывается весьма устойчивой.



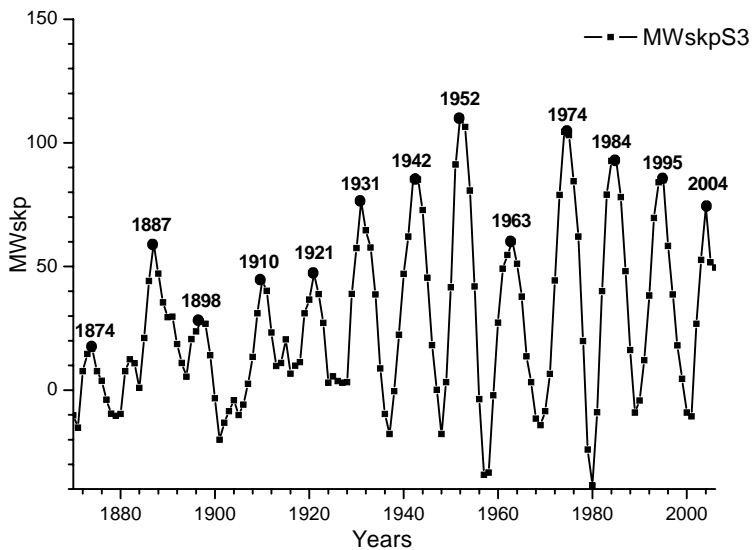


Рис. 3.

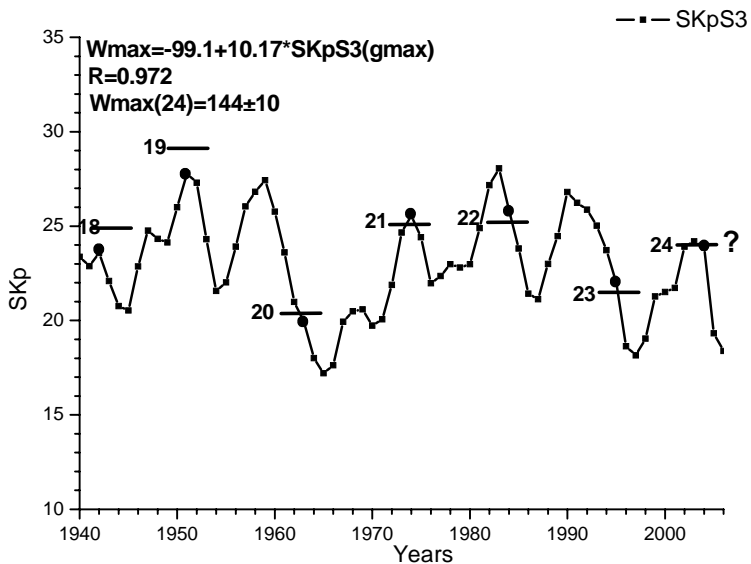


Рис. 4.

Наконец, вычислим трехлетние скользящие средние по всем значениям ряда MW и выделим максимумы. Построим модель для прогноза  $W_{\max}$ , использующую в каждом из циклов всего одну точку – трехгодичное среднее значение индекса SKp, берущееся в момент, приходящийся на трехгодичный циклический максимум индекса MW (кружки на рис. 3).

Полученная модель ( $W_{\max} = -99.1 + 10.17 * SKpS3(g_{\max})$ ) обладает хорошей точностью ( $R=0.972$ ) и высокой устойчивостью. На рис. 4 кружками показаны прогнозные значения, а черточками – реальные. Прогноз для максимума 24-го цикла  $W_{\max}(24) = 144 \pm 10$ . Из графика, приведенного на рис. 4, видно, что при таком подходе устраняется проблема 2003 года, поскольку значение для максимума 24-го цикла практически не меняется при выборе любой из трех соседних точек максимума 23-го цикла.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 05-07-90107, 06-02-16268, 07-02-00379) и программы Президиума РАН № 16.

#### **Литература**

1. *Оль А.И.* // Солн. данные. № 12. С.84-86. 1966.
2. *Оль А.И.* // Проблемы Арктики и Антарктики. Вып.28. С.137-139. 1968.
3. *Оль А.И.* // Солн. данные. № 9. С.73-75. 1976.
4. *Оль А.И.* // Солн. данные. № 12. С.87-89. 1977.
5. *Оль А.И., Оль Г.И.* // Изв. АН СССР. Сер. Физич. Т.44. № 12. С.2569-2573. 1980.
6. *Оль А.И.* // Солн. данные. № 2. С.58-59. 1987.
7. *Feuntau, J.* // J. Geophys. Res. V.87. P.6153-6162. 1982.
8. *Ивахненко А.Г., Юрачковский Ю.П.* // Моделирование сложных систем по экспериментальным данным. М. Радио и связь. 115 с. 1987.
9. *Милецкий Е.В., Иванов В.Г.* // Известия РАН, серия физ. Т.70. № 10. С.1443-1445. 2006.

## **ХАРАКТЕРИСТИКИ ШИРОТ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН И АМПЛИТУДЫ 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Милецкий Е.В., Иванов В.Г**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН*

## **CHARACTERISTICS OF SUNSPOT LATITUDES AND AMPLITUDES OF 11-YEAR CYCLES OF SOLAR ACTIVITY**

**Miletsky E.V., Ivanov V.G.**

*Central astronomical observatory of RAS at Pulkovo*

### **Abstract**

*On the base of the extended Greenwich catalogue of sunspot groups (1874–2006) yearly means of indices, which characterize latitude distribution of solar activity, are calculated. It is demonstrated that the value that describes the width of the sunspot zone is tightly related to the Wolf numbers.*

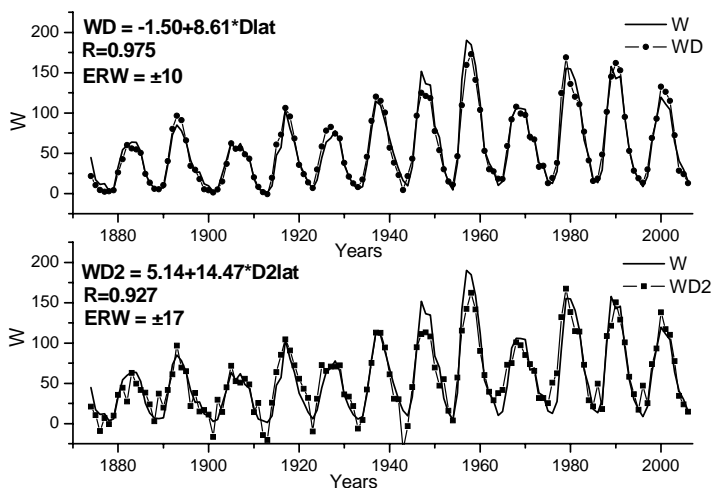
*An equation is found that relates ( $R=0.954$ ) the sunspot areas and their mean and maximal latitudes, taken in the 4th year after the maximum of the current cycle, to the Wolf number in the maximum of the next cycle. According to this equation the yearly mean value  $W_{max}(24) = 156 \pm 12$  is predicted for the 24th cycle maximum. It is shown that the 4th year after the maximum is characterized by extreme differences between speeds of drifts of the mean sunspot latitude and the upper border of the sunspot generating zone.*

Изучение закономерностей изменения широтного распределения солнечных пятен с ходом 11-летнего цикла солнечной активности представляется весьма важным для понимания его физической природы. Так, хорошо известно наблюдаемое в цикле уменьшение величины средней широты групп пятен (закон Шпёрера). Его наглядной иллюстрацией служит «диаграмма бабочек», впервые построенная Маундером в 1904 г. [1]. Выявлению других закономерностей на основе исследования различных широтных характеристик пятенной активности и посвящена данная работа.

Ряды ежедневных, среднеоборотных и среднегодовых значений широтных характеристик были составлены по данным о группах солнечных пятен Гринвичского каталога и его продолжения, взятых с ресурса <http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml> за период 1874–2006 гг. Для среднегодовых значений были вычислены разности максимальных (LAN) и минимальных (LAL) широт пятен (представляющих высокоширотную и низкоширотную границы зоны пятнообразования) и тем самым получена величина ( $Dlat = LAN - LAL$ ), характеризующая ширину этой зоны (размах крыльев бабочек Маундера). Аналогично, по разностям максимальной

(LAN) и средней (LA) широт пятен были получены значения величины  $(D2lat = LAN - LA)$  верхней полуширины зоны пятнообразования.

В 50-е годы Беккер [2] и Глайсберг [3] обнаружили, что ширина зоны пятнообразования меняется с фазой 11-летнего цикла и достигает наибольшего значения в эпоху его максимума. Мы определили зависимость ширины пятенной зоны от уровня солнечной активности. В результате по  $N=177$  среднегодовым значениям получено соотношение  $(WD = -1.50 + 8.61 * Dlat)$ , коэффициент корреляции  $R(W, WD) = 0.975$ , ошибка модели  $ERW = \pm 10$ , связывающее ширину этой зоны ( $Dlat$ ) с числом Вольфа ( $W$ ). Аналогичное соотношение  $(WD2 = 5.14 + 14.47 * D2lat)$ ,  $R(W, WD2) = 0.927$ ,  $ERW = \pm 17$ ,  $N=133$ , рассчитано и для описания связи  $W$  и  $D2lat$ .

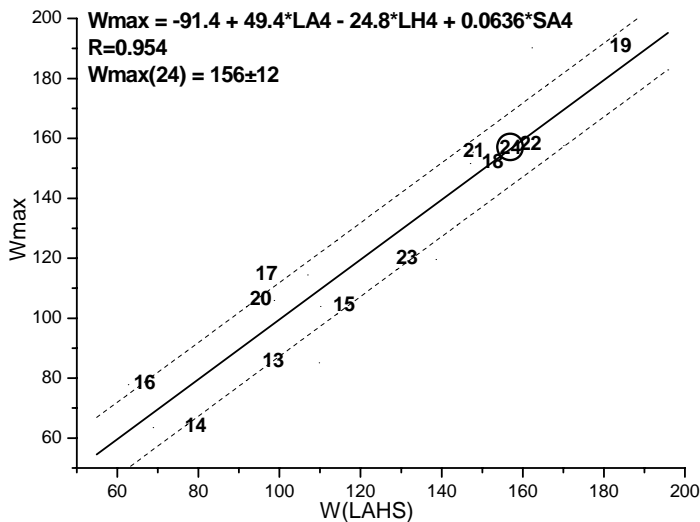


**Рис.1.**

На рис. 1 представлены графики среднегодовых значений (верхняя панель)  $W$  (сплошная линия) и  $WD$  (сплошная с кружками), а также (нижняя панель)  $W$  и  $WD2$  (сплошная с квадратами). Высокая обеспеченность полученных соотношений позволяет на годовом масштабе по информации о такой геометрической характеристике, как ширина зоны пятнообразования, весьма достоверно судить о величине солнечной активности. И наоборот — зная уровень солнечной активности, можно с хорошей точностью вычислять размах крыльев бабочек Маундера. Обнаруженную закономерность, по-видимому, следует учитывать в моделях, объясняющих механизмы солнечной цикличности.

Исследуем теперь, существуют ли взаимосвязи между широтными и мощностными характеристиками пятенной активности при их разнесении

во времени. Для среднегодовых значений нами получено линейное соотношение ( $W_{max} = -144.6 + 54.0 \cdot LA4 - 21.1 \cdot LH4$ ), связывающее ( $R=0.919$ ) средние ( $LA4$ ) и максимальные ( $LH4$ ) широты, взятые в 4-й год после максимума текущего цикла с числом Вольфа в максимуме ( $W_{max}$ ) следующего цикла. Согласно этому уравнению, прогноз среднегодового значения для максимума 24-го цикла  $W_{max}(24) = 153 \pm 16$ . При включении в число переменных, кроме широтных характеристик, еще и индекса площадей пятен ( $SA4$ ), взятого в тот же 4-й год после максимума, точность получаемого уравнения ( $W_{max} = -91.4 + 49.4 \cdot LA4 - 24.8 \cdot LH4 + 0.0636 \cdot SA4$ ) значительно возрастает ( $R=0.954$ ). В этом случае прогнозируемая величина максимума 24-го цикла  $W_{max}(24) = 156 \pm 12$  (рис. 2).



**Рис.2.**

Известно, что четвертый год после максимума чисел Вольфа в обычных пятенных индексах (числа Вольфа, площади пятен) ничем особенным не выделяется. Однако нами были найдены такие широтные характеристики, во временных изменениях которых вблизи четвертого года имеются явные особенности. Ими оказались среднегодовые значения скорости экваториального дрейфа средней ( $VLA$ ) и максимальной ( $VLH$ ) широт зоны пятнообразования, а также их разность ( $RV = VLA - VLH$ ), которая аналогична характеристике разности широт.

Как следует из рис. 3, четвертый год после максимума чисел Вольфа (вертикальные линии) оказывается в каждом цикле близким к моменту смены знака скорости средней широты ( $VLA$ ) зоны пятен (средняя па

нель). Иначе говоря, с этого момента происходит остановка экваториаль

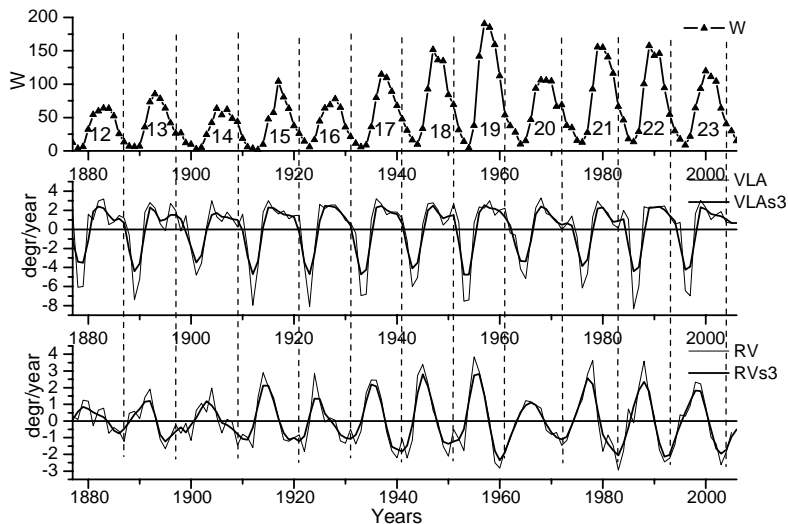


Рис. 3.

ного дрейфа средней широты и начало обратного. Кроме того, этот год приходится на момент вблизи (обычно сразу после) нижнего экстремума разности скоростей средней и верхней широт зоны пятен (нижняя панель). Это соответствует эпохе, когда скорость дрейфа верхней границы зоны (VLH) пятен максимальным образом превышает скорость дрейфа средней широты (VLA). Следует также отметить, что максимумы RV опережают в среднем на 2.2 года максимумы чисел Вольфа, а в самих этих максимумах RV оказывается уже близкой к нулю.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 05-07-90107, 06-02-16268, 07-02-00379) и программы Президиума РАН № 16.

### Литература

1. Maunder, E. W., MNRAS, Vol.64, p.747-761. 1904.
2. Becker, U., Zeitschrift für Astrophysik, Vol.35, p.137. 1954.
3. Gleissberg, W., Zeitschrift für Astrophysik, Vol.46, p.219. 1958.

## ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ КРОНАЛЬНЫХ ПЕТЕЛЬ

**Михаляев Б.Б.<sup>1</sup>, Соловьев А.А.<sup>2</sup>, Веселовский И.С.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Калмыцкий государственный университет, bbmikh@mail.ru,*

<sup>2</sup>*Главная астрономическая обсерватория РАН,*

<sup>3</sup>*Научно-исследовательский институт ядерной физики, МГУ*

## RADIATION INFLUENCE ON THE LINEAR OSCILLATIONS OF CORONAL LOOPS

**Mikhalyaev B.B.<sup>1</sup>, Solov'ev A.A.<sup>2</sup>, Veselovsky I.S.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Kalmyk State University, bbmikh@mail.ru*

<sup>2</sup>*Main Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences,*

<sup>3</sup>*Institute of Nuclear Researches, Moscow State University*

Одним из эффектов, ответственных за наблюдаемое быстрое затухание колебаний корональных петель, а также формирующего механизм поглощения энергии МГД-волн в солнечной короне, может служить радиационное излучение плазмы корональных петель. В настоящей работе рассматриваются линейные колебания цилиндрических магнитных трубок с учетом излучения, и ставится задача определения степени влияния излучения на затухание колебаний. Задача об излучении плазмы в магнитных трубках ставилась ранее для фотосферных трубок [1].

Запишем уравнения МГД в виде ([1])

$$\begin{aligned} \partial \rho / \partial t + \operatorname{div} \rho \mathbf{v} &= 0, \\ \partial \mathbf{v} / \partial t + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} &= -\nabla p / \rho + \operatorname{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B} / 4\pi \rho, \\ \partial \mathbf{B} / \partial t &= \operatorname{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \\ \partial p / \partial t + (\mathbf{v} \nabla) p &= (\partial \rho / \partial t + (\mathbf{v} \nabla) \rho) \gamma p / \rho - (\gamma - 1) \rho L(\rho, T), \quad p = \mu R T / \rho, \end{aligned}$$

учитывая излучение плазмы: величина  $L$  определяет потери тепла на единицу массы. Полагаем, что в равновесном состоянии  $\mathbf{v}_0=0$ ,  $\rho_0$ ,  $T_0$ ,  $\mathbf{B}_0$  излучения нет:  $L(\rho_0, T_0)=0$ . Линеаризованные уравнения получаются стандартным образом, и мы их не приводим. Будем рассматривать возмущения вида  $f(\mathbf{r}, t)=f(r)\exp[i(kz+m\varphi - \omega t)]$  в цилиндрических координатах, таких, что  $\mathbf{B}_0=B_0\mathbf{e}_z$ . Для возмущения полного давления  $P=p+\mathbf{B}_0\mathbf{B}/4\pi$  получаем уравнение Бесселя

$$\begin{aligned} d^2 P / dr^2 + (1/r) dP / dr + (k_r^2 - m^2 / r^2) P &= 0, \\ k_r^2 = \frac{(\omega^2 - C_s^2 \Omega k^2)(\omega^2 - V_A^2 k^2)}{\omega^2 (C_s^2 \Omega + V_A^2) - C_s^2 \Omega V_A^2 k^2}, \quad \Omega = \frac{1 - iK_\rho / \gamma \omega + iK_T / \gamma \omega}{1 + iK_T / \omega}, \end{aligned}$$

$$C_s^2 = \frac{\gamma P_0}{\rho_0}, \quad V_A^2 = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0}, \quad K_\rho = (\gamma - 1) \frac{\mu\rho_0}{RT_0} L_\rho, \quad K_T = (\gamma - 1) \frac{\mu}{R} L_T.$$

Рассмотрим цилиндрическую магнитную трубку радиуса  $a$ , внутри и вне которой параметры среды обозначены индексами  $i$  и  $e$ . Сшивание параметров на границе трубки с внешней средой приводит к дисперсионному уравнению

$$\frac{k_{ri}}{\rho_{0i}(\omega^2 - V_{Ai}^2 k^2)} \frac{R'(k_{ri}a)}{R(k_{ri}a)} = \frac{k_{re}}{\rho_{0e}(\omega^2 - V_{Ae}^2 k^2)} \frac{Q'(k_{re}a)}{Q(k_{re}a)},$$

где  $R$  есть решение уравнения Бесселя внутри, а  $Q$  - вне трубки. Сравнение с дисперсионным уравнением для трубки без учета излучения [2] показывает, что отличие заключается в комплексном множителе  $\Omega$  в выражении для радиального волнового числа  $k_r$ .

Для изгибных колебаний следует взять  $m = 1$ . В пределе тонкой трубки ( $ka \ll 1$  - малый параметр), применимого к корональным магнитным петлям, вещественная часть частоты  $\omega = \omega_0(1 - i\varepsilon)$  выражается известной формулой нулевого приближения [2]:  $\omega_0^2/k^2 = (\rho_{0i}V_{Ai}^2 + \rho_{0e}V_{Ae}^2)/(\rho_{0i} + \rho_{0e})$ , а мнимая часть, определяющая коэффициент затухания  $\gamma$  - формулой

$$\gamma = \omega_0^2 \varepsilon = -\frac{1}{16} k^2 a^2 B \frac{3\rho_{0e}(\omega^2 - V_{Ae}^2 k^2) + \rho_{0i}(\omega^2 - V_{Ai}^2 k^2)}{\rho_{0e} + \rho_{0i}}, \quad B = \text{Im}(k_{ri}^2/k^2).$$

Отсюда следует, что эффект радиационного излучения проявляется только в первом приближении. Таким образом, затухание изгибных колебаний корональных петель вследствие излучения в линейном приближении оказывается слабым. Аналогичный результат был получен для неоднородной трубки [3], что наводит на мысль о нелинейной природе явления быстрого затухания изгибных колебаний корональных петель, наблюдаемых TRACE.

### Литература

1. *Webb, A.R., Roberts, B.* Solar Phys. 1980. V. 68. P. 71.
2. *Edwin, P.M., Roberts, B.* Solar Phys. 1983. V. 88. P. 179.
3. *Mikhalyaev, B.B., Solov'ev, A.A.* Solar Phys. 2005. V. 227. P. 249.



## **ГЕОЭФФЕКТИВНОСТЬ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК, В КОТОРЫХ БЫЛО ЗАРЕГИСТРИРОВАНО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ (ПЕРИОД 2001-2005 ГГ.)**

**Мягкова И.Н., Кузнецов С.Н., Богомолов А.В.**  
*НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова*  
*abbbogg@nm.ru, irina@srd.sinp.msu.ru*

## **GEOEFFECTIVITY OF SOLAR GAMMA-RAY FLARES (2001-2005 YY)**

**Myagkova I.N., Kuznetsov S.N., Bogomolov A.V.**  
*Skobel'tsyn Institute of Nuclear Physics, MSU, Moscow, Russia*

### **Abstract**

*The connection of solar gamma-emission, coronal mass ejection, solar cosmic rays and geomagnetic activity caused by solar gamma-flares are investigated. We have analyzed 43 gamma-ray flares detected by SONG (CORONAS-F) from August, 2001 till September, 2005. The significant correlation of for maximal intensity of proton flux ( $>10$  MeV and  $>100$  MeV) with gamma-emission ( $>500$  keV) fluencies was obtained ( $R_{corr}=0.84$  and  $0.68$ ). The significant ( $>50\%$ ) correlation of geomagnetic activity with the flare gamma-emission fluencies was not found.*

В работе приводятся результаты поиска взаимосвязи гамма-излучения солнечных вспышек с потоками солнечных космических лучей и уровнем геомагнитной возмущенности, наблюдавшихся после данных вспышек. Для анализа использовался состоящий из 43 событий каталог вспышек, в которых было зарегистрировано гамма-излучение, созданный авторами на основании результатов эксперимента с прибором СОНГ (Солнечные Нейтроны и Гамма-кванты), проводившемся на ИСЗ КОРОНАС-Ф с августа 2001 по сентябрь 2005 г. Исследована корреляция флуенсов с потоками протонов СКЛ (данные ИСЗ GOES) и индексами Kp и Dst. Также исследовалось влияние параметров корональных выбросов массы (КВМ), сопровождавших рассматриваемые вспышки, на геоэффективность вспышек. Получено, что коэффициент корреляции максимальной интенсивности потоков солнечных протонов с энергией выше 10 и 100 МэВ с величиной флуенса гамма-излучения солнечных вспышек составляет 0.84 и 0.68, соответственно. Уровень корреляции флуенсов гамма-излучения с индексами геомагнитной активности в исследуемый период времени не превышал 50 процентов.

Исследование геоэффективности солнечных вспышек, в которых регистрировалось гамма-излучение, являющееся одним из прямых индикаторов эффективного ускорения заряженных частиц в данных вспышках, на сегодняшний день представляется актуальным в рамках проблем, связан-

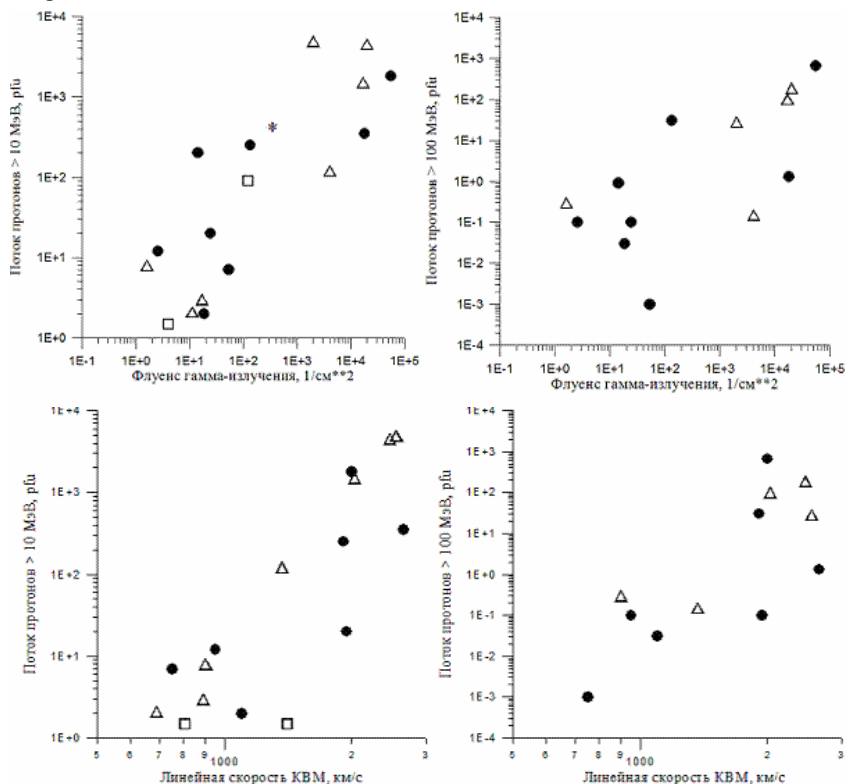
ных с космической погодой. В качестве индикаторов геоэффективности в данном конкретном случае мы использовали два основных фактора воздействия солнечных вспышек на околоземное космическое пространство (ОКП) – величину потока протонов солнечных космических лучей (СКЛ), наблюдавшихся в ОКП после вспышек и уровень геомагнитных возмущений, характеризующихся вариациями  $K_p$  и  $Dst$  индексов.

Целью данной работы является исследование возможности оценки потоков СКЛ и уровня геомагнитных возмущений на Земле, возникающих после солнечных вспышек, на основании характеристик гамма-излучения данных вспышек и параметров корональных выбросов массы (КВМ), сопровождавших данные вспышки.

Для этого авторами были проанализированы корреляционные зависимости максимальных значений потоков протонов СКЛ с энергиями выше 10 и 100 МэВ и индексов геомагнитной активности от флуенсов вспышечного гамма-излучения с энергией выше 500 кэВ и параметров КВМ (линейная скорость, масса, кинетическая энергия). В качестве основы статистического анализа использовались данные из расширенной версии каталога солнечных вспышек, в которых солнечное гамма-излучение регистрировалось прибором СОНГ (ИСЗ КОРОНАС-Ф) [1]. За время эксперимента - с августа 2001 г. по сентябрь 2005 г. гамма-излучение было зарегистрировано во время 43-х вспышек. Но так как условия наблюдения не всегда позволяли регистрировать гамма-излучение в течение всей вспышки, а начиная с июля 2005 года из-за телеметрических проблем мы могли лишь указать нижний предел интенсивности регистрируемого гамма-излучения, то флуенс гамма-излучения с энергией выше 500 кэВ удалось оценить только для 36 событий. Также для анализа использовались данные о параметрах КВМ, полученные при помощи прибора LASCO в эксперименте SOHO ([http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list](http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list)). Потоки протонов приводились на основании данных эксперимента на ИСЗ GOES ([sec.noaa.gov](http://sec.noaa.gov)), привязка протонных событий к рентгеновским вспышкам производилась в соответствии с [2].

Примеры исследовавшихся зависимостей для потоков протонов с энергиями выше 10 и 100 МэВ от флуенса гамма-излучения и линейной скорости КВМ приведены на рисунках 1 и 2. Вспышки, произошедшие в восточной части солнечного лимба (E90-E30) представлены на рисунках квадратами, центральные (E30-W30) – черными кружками, западные – пустыми треугольниками. Звездочкой отмечена вспышка, координаты которой не были установлены. Из рисунков видно, что для восточных вспышек протоны с энергией выше 10 МэВ наблюдались всего дважды, а выше 100 МэВ не наблюдались вовсе. Остальные 15 гамма-вспышек, координаты которых известны, делятся примерно поровну - 8 восточных и 7 западных. Всего протоны с энергиями выше 10 МэВ наблюдались после 18

вспышек с гамма-излучением, то есть в половине случаев, а протоны с энергией >100 МэВ – после 13 вспышек.



**Рис. 1.**

Интересным представляется тот факт, что из этих 18 вспышек без протонов только 9 произошли на восточной части лимба, то есть в том случае, когда вероятность прихода вспышечных частиц невелика. Из 9 оставшихся гамма-вспышек три произошли в центральной части солнечного лимба и 6 – в западной. При этом 3 из этих 6 вспышек имели координаты восточнее 40W. С другой стороны, из упомянутых 9 центральных и западных вспышек имели в мягком рентгеновском излучении класс не менее M6.0 и 3 из них относились к классу X (классификация GOES). Мы полагаем, что данные факты указывают на необходимость тщательного учета условий в солнечном ветре и в околоземном пространстве при разработке теоретических моделей ускорения и распространения СКЛ в межпланетном пространстве.

В тех же случаях, когда протоны СКЛ после гамма-вспышек были зарегистрированы, вычисленный коэффициент корреляции максимальной интенсивности потоков солнечных протонов с энергией выше 10 и 100 МэВ с величиной флуенса гамма-излучения солнечных вспышек достаточно высок и составляет 0.84 и 0.68, соответственно.

Корреляция максимальных значений Dst-вариации и Kp-индекса, наблюдавшихся после данных вспышек с флуенсом гамма-излучения значительно ниже, полученные коэффициенты составляют 0.49 и 0.48.

При вычислении коэффициентов корреляции потоков протонов в зависимости от линейной скорости КВМ было получено, что для протонов с энергией выше 10 МэВ данный коэффициент составляет 0.75 и для >100 МэВ – около 0.5. При использовании других параметров КВМ, таких как масса и энергия, коэффициент корреляции возрастает, но значительно уменьшается число рассматриваемых событий (поскольку значение этих параметров известно не для каждого КВМ), что приводит к снижению значимости вычисленных коэффициентов.

При использовании множественной регрессии, когда в качестве зависимого параметра выбирается величина потоков протонов, а независимых – флуенс гамма-излучения и линейная скорость КВМ, коэффициент корреляции достигает 0.92 для протонов с энергиями выше 10 МэВ и 0.78 для >100 МэВ. Но в последнем случае уровень значимости полученного коэффициента корреляции достаточно невысок из-за маленькой статистики. Коэффициенты корреляции максимальных значений Dst и Kp с параметрами КВМ также значительно ниже, чем для потоков протонов (~50%).

Тот факт, что между различными параметрами, характеризующими жесткое нейтральное излучение солнечных вспышек, КВМ, СКЛ и геомагнитную активность, наблюдаются как хорошие корреляции, так и их отсутствие, указывает на перспективность поиска закономерностей в геоэффективности солнечных вспышек методами факторного анализа.

Выполненные исследования показывают, что данные о флуенсах вспышечного  $\gamma$ -излучения > 500 кэВ и скорость КВМ при использовании множественной регрессии позволяют достаточно хорошо оценить потоки протонов СКЛ выше 10 МэВ, вызванные данными вспышками. Значимый уровень корреляции флуенсов  $\gamma$ -излучения с индексами геомагнитной активности в исследуемый период времени не наблюдался.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 05-02-17487-а).

### **Литература**

1. С.Н. Кузнецов, В.Г. Курт, И.Н. Мягкова и др. «Астрономический вестник», 2006, т.40, N2, с.120-126.
2. А. Белов, Г. Гарсия, В. Курт, Е. Мавромичалаки. «Космические исследования», 2005, т.43, N3, с. 165-178.

## **АКТИВНОСТЬ СОЛНЦА И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫЕ СВЯЗИ В ДОЛГОВРЕМЕННЫХ ТЕНДЕНЦИЯХ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ: ПРОБЛЕМА "КОСМИЧЕСКИЙ КЛИМАТ"**

**Наговицын Ю.А.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия,  
nag@gao.spb.ru*

## **ACTIVITY OF THE SUN AND SOLAR-TERRESTRIAL LINKS IN LONG-TERM TENDENCIES OF THE SPACE WEATHER: "THE SPACE CLIMATE PROBLEM"**

**Nagovitsyn Yu.A.**

*Central astronomical observatory at Pulkovo, nag@gao.spb.ru*

### **Abstract**

*Within the framework of the problem referred as "the Space Climate" we investigate: a) long-term tendencies of the Space Weather; b) combinations of external space factors influencing the climate of the Earth; c) variations of long-term solar-terrestrial links.*

*Earlier we constructed new long-term series of different indices, such as: a) the absolute total sunspot magnetic flux, b) the open magnetic flux, c) the dipole-octupole (A-) index of the solar large-scale magnetic field, d) the IDV index of geomagnetic activity, e) the aa-index of geomagnetic activity, f) the interplanetary magnetic field strength (the RSW-400 database). Thus, in addition to the prolonged time series of traditional solar activity indices presented in the ESAI database, we now place on open access the database of physical parameters of the Space Climate.*

*In this paper, besides a discussion on the available long-term data sets and their applications, the possible contribution of solar activity to the global climate changes is considered. It is shown that this contribution is small for typical time scales of 11-years cycle and strongly grows (up to 50 percent of the complete variation) for time scales about 100-200 years.*

Понятие «Космическая погода» (КП), под которым в самом общем смысле понимается весь комплекс космических факторов, воздействующих на Землю, уже прочно завоевало «место под Солнцем». В то же время термин «Космический климат» (КК) еще молод и не так часто употребляется (первая международная конференция по этой проблеме прошла в Оулу, Финляндия, в 2004 году). Поэтому имеет смысл еще раз уточнить это понятие рабочими определениями. Таким образом, КК это: а) Долгопериодические тенденции КП; б) Совокупность солнечно-земных связей, действующих на длительных временах; в) Совокупность внешних космических факторов, влияющих на земной климат.

В плане изучения КК наши стратегические цели следующие:

1. Получение физически информативных комплексных данных о динамике солнечного магнитного поля (СМП), геомагнитного поля (ГМП) и межпланетного магнитного поля (ММП) на больших временных масштабах.

2. Количественный и качественный анализ эволюции солнечной активности (СА) на основе реконструкций поведения различных компонент СМП на длительных временах.
3. Исследование прогностических сценариев вариаций СА на интервале десятков - сотен лет.
4. Получение надежных данных о временных вариациях климата Земли в прошлом.
5. Исследование связи солнечной активности и климата Земли (КЗ).

Исследованиям в рамках п. 3 посвящена, в частности, наша отдельная заметка в этом сборнике [1]. Возможному подходу к задачам, соответствующим п.4, – заметка Макаренко и др. также в этом сборнике [2]. Попытка продвижения в рамках цели п.5 содержится во второй части данной статьи. Сейчас же, в первой части, мы рассмотрим ряд результатов, полученных согласно объявленным целям 1 и 2.

### **1. Солнечная активность на различных длительных временных шкалах: проект «История Солнца»**

Основу **идеологии** нашего проекта, который мы условно называем «История Солнца» (слово «проект» здесь не должно удивить, мы его употребляем в продолжение исследований Дж. Шоува, названных им «Spectrum of Time» Project), – составляет рассмотрение СА и солнечно-земных связей в плане «временных шкал», выделяемых в соответствии с нашими возможностями использования для реконструкций тех или иных данных. В применении к СА могут быть выделены следующие шкалы:

- а) шкала 100-150 лет - прямые регулярные наблюдения СА (геомагнитной активности и климатических параметров);
- б) шкала 400 лет – нерегулярные прямые наблюдения СА;
- в) шкала 1000-2000 лет - набор косвенных данных о солнечной активности (полярные сияния, пятна, замеченные невооруженным глазом; радионуклиды в природных архивах; археомагнитные данные);
- г) шкала 10000 лет – данные о концентрации радиоуглерода и бериллия-10 в датированных образцах (кольцах деревьев, полярных льдах).

Особенности нашего **подхода** к задаче реконструкции параметров Космической погоды на длительной временной шкале следующие:

- Переход – там, где это возможно – от традиционных статистических индексов (числа Вольфа, числа групп пятен и т.п.) к физическим параметрам (магнитный поток, напряженность поля и т.п.).
- Учет дифференциального характера связей между параметрами КП на различных временных масштабах. Для это ранее нами были предложены математические методы MSR и DPS [3-4], основанные на вейвлет-преобразовании и разложении по псевдофазовому пространству Такенса соответственно.

– Стремление к максимально полному описанию процессов КП с использованием всего комплекса имеющихся данных, а не данных какого-либо одного типа. Такой подход взаимной верификации имеющихся данных назван нами ранее «принципом свидетелей» [3].

На первых этапах развития Проекта мы выполнили ряд исследований, посвященных продлению рядов традиционных индексов солнечной активности. Эти ряды были далее размещены в электронной базе ESAI <http://www.gao.spb.ru/database/esai>. Описанию этой базы посвящена статья [3]. Имеющиеся данные о глобальной солнечной цикличности были дополнены версиями нескольких продолжительных временных рядов индексов различных компонент солнечной активности, полученными с помощью реставрации ранних наблюдений разных авторов в XIX веке и компиляции их в базовые системы (в необходимых случаях серии были продлены на последние годы). Всего в разное время было получено 6 новых продленных рядов: а) ряд суммарных площадей солнечных пятен в гринвичской системе, 1821-1995 гг. (расширенный за счет обработки данных Швабе, Кэррингтона, Деларю, Шперера и Гневышевой); б) ряд средних широт пятен в N и S полушариях Солнца, 1854-1989 гг.; в) "синтетический" ряд чисел полярных факелов в системе Маунт-Вилсон, 1847-1992 гг. (привлекались данные обсерваторий Гринвич, Кодайканал, Лион, Токио, Кисловодск, Цюрих и затменные наблюдения полярных областей солнечной короны); г) ряды N-S асимметрии этих индексов а)-в). Таким образом, обычно используемые ряды были удлинены по времени на почти 50%.

Кроме того, в [5] нами также была предложена нелинейная математическая модель солнечной цикличности и на ее основе с использованием данных Д.Шоува по моментам экстремумов 11-летних циклов в прошлом произведена полуэмпирическая реконструкция среднегодовых чисел Вольфа в прошлом, начиная с XII века. Эта модель до сих пор остается единственной моделью SA со среднегодовой скважностью.

Недавно в [6] была предложена «синтетическая» реконструкция числа Вольфа за последние 2000 лет, основанная на концентрации радиоуглерода в датированных образцах, пятнах, замеченных невооруженным глазом, и полярных сияниях (принцип свидетелей).

В последние несколько лет мы поставили задачу перехода от рядов традиционных индексов SA к рядам физических параметров. На этом пути было сделано следующее.

1. Мы обратили внимание, что числа Вольфа  $W$  и относительные числа групп пятен  $GSN$  представляют собой физически различающиеся индексы солнечной активности, и их сравнение между собой, а тем более выбор одного из них для дальнейших исследований (как предлагают некоторые авторы), неправомерно. На основе подхода так называемых «первичных» индексов (М. Копецкий, Г.В. Куклин и др.) из наблюдательных рядов  $W(t)$  и  $GSN(t)$  нами были выведены ряды среднегодовых площадей солнечных

пятен  $S(t)$ , начиная с 1610 г., и среднемесячных площадей, начиная с 1749 [7]. Коэффициенты корреляции, подтверждающие успешность проведенных реконструкций составили 0.99 для среднегодовых величин и 0.95 – для среднемесячных. Далее, мы показали, что площади пятен могут быть естественным образом масштабированы в ряды *полного пятенного магнитного потока*:

$$\Phi_{\Sigma}(t)/[\text{Мкс}] \approx 2.49 \times 10^{19} \sum S_j(t) = 2.49 \times 10^{19} S(t)/[\text{мдп}].$$

Таким образом, был получен 400-летний ряд параметра СА с ясным физическим смыслом.

2. С помощью наших математических методов MSR и DPS [3-4] была произведена реконструкция поведения в прошлом среднегодовых значений *aa*-и *IDV*- индексов геомагнитной активности (как для временного интервала 400 лет, так и для 1000-летней временной шкалы) [4]. Было показано, что столь высокий уровень геомагнитной активности, какой наблюдался последние 50 лет, имел место также в начале XII и конце XIV веков.

3. Вслед за Свальгаардом и Клайвером (2005) произведена реконструкция поведения напряженности ММП на 400-летней шкале по *IDV*-индексу геомагнитной возмущенности. В отличие от подхода этих авторов учтен дифференциальный характер связи для разных временных шкал, что позволило произвести реконструкцию в более точном приближении. Показано, что наиболее возмущенные состояния ММП, наблюдавшиеся в середине XX-го века, встречаются по времени в 9% лет, наименее возмущенные, как во время Маундеровского минимума, – в 21% лет, остальные годы – их 70% – соответствуют нормальному уровню напряженности ММП.

4. Предложен удлиненный ряд так называемого диполь-октупольного *A*-индекса крупномасштабного фонового магнитного поля Солнца [4]. На 400-летнем интервале подтвержден опережающий характер развития магнитного потока крупномасштабного фонового поля по отношению к потоку в активных областях.

Эти результаты касались, главным образом, 400-летней шкалы и составили базу данных RSW-400.

## **2. Солнечная активность и ее влияние на климат Земли**

Вспомним о стратегических целях (см. начало статьи) получения нами данных о поведении СА на длительных временах: п.5 «Исследование связи солнечной активности и климата Земли». Мы полагаем, что именно проблема отсутствия надежных данных не позволяла до сих пор получить ответы на основные вопросы в рамках этой проблемы. Попытаемся оценить в первом приближении возможный вклад СА  $S(t)$  в изменения глобальной земной температуры (ЗТ)  $T(t)$ .

Вначале следует определиться, в рамках какой (математической) модели мы будем оценивать этот вклад. Безусловно, примитивные модели



вида  $T(t) = aS(t) + b$  или  $T(t) = aS(t - \Delta) + b$  – несмотря на то, что в большом числе работ, посвященных данному вопросу, или прямо или косвенно, такая связь предполагается, – не могут нас удовлетворить. Действительно, СА развивается на ряде типичных частот (имеет конечное число колебательных степеней свободы). Земным климатообразующим факторам: атмосфере, гидросфере, литосфере, криосфере и биосфере, – можно по аналогии с задачей баланса радиоуглерода (см. [8], формула (1)) сопоставить соответствующие «резервуары», обменивающиеся энергией, полученной от Солнца, между собой. Имея ввиду сказанное, мы предлагаем в качестве модели связи следующую.

$$T(t, \omega) = a(\omega)S(t, \omega) + b(\omega)\dot{S}(t, \omega) + c(\omega), \quad (*)$$

которая, несмотря на достаточную простоту, описывает широкий класс взаимодействий: различную зависимость от типичных времен (частот) квазипериодического воздействия, возможность запаздывания ответа на сигнал (из-за временной производной в правой части). Ограниченность модели определяется главным образом невозможностью учесть в ней обратные связи влияния поступившей в резервуар тепловой энергии  $E(t)$  на коэффициенты обмена (см. (1) в [8]): здесь задача отличается от аналогичной для баланса радиоуглерода, поскольку  $^{14}\text{C}$  может считаться малой примесью, а  $E(t)$  – нет. Однако применение модели (\*) в любом случае – прогресс по сравнению с примитивными моделями.

Собственно решение задачи об оценке вклада вариаций  $S(t)$  в  $T(t)$  следующее. Из имеющихся выбираем ряды реконструкций  $S(t)$  и  $T(t)$ . По методу MSR находим коэффициенты  $a(\omega), b(\omega), c(\omega)$  в (\*). С их помощью строим «модельную»  $T^*(t, \omega)$  по правой части (\*) для данной частоты. Находим вклад  $K(\omega)$  дисперсии модельных  $T^*(t, \omega)$  в дисперсию наблюдаемых вариаций  $T(t, \omega)$  для данных типичных времен (частот), а также суммарный по частотам вклад  $K_0$  как:

$$K(\omega) = \sigma^2 T^*(\omega) / \sigma^2 T(\omega), \quad K_0 = \sigma^2 T^* / \sigma^2 T \quad (**)$$

На рис.1 приведены значения  $K(\omega)$ , рассчитанные по модели СА [5] и шести известным температурным реконструкциям (сверху вниз): *Jones et al.* (1998), *Crowley and Lowery* (2000), *Esper et al* (2002), *Mann et al.* (1999), *Briffa* (2000), *Moberg et al.* (2005). Аналогичное исследование мы провели и для других реконструкций (как СА, так и ЗТ), охватывающих различные временные масштабы. На рис.2 приведен сводный график. На нем светлые квадраты: данные о СА из [6], ЗТ – 2000-летняя реконструкция температуры Китая; ромбы: средние значения по рис.1; темные квадраты: СА из [7], ЗТ – средняя по шести 1000-летним реконструкциям. Таким образом, мы использовали в разных вариациях три ряда индексов СА и 7 рядов ЗТ.

Несмотря на иногда кажущуюся взаимную противоречивость (главным образом, климатических) данных, картина у нас получилась доста-

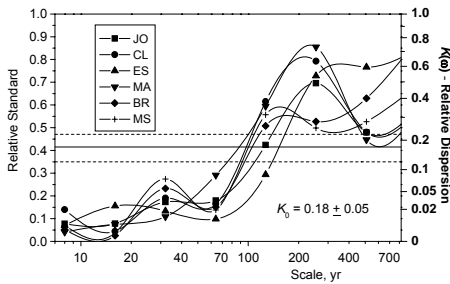


Рис. 1.

меньше 5% (для 11-летних – около 1%), то для времен порядка циклов Гляйсберга он начинает резко возрастать, достигая максимума (около 40-50%) для 200-летнего цикла Зюсса.

точно согласованной. Ее можно описать так. Общий вклад СА в изменения ЗТ невелик, но не пренебрежимо мал: порядка пятой части дисперсии вариаций ЗТ связано с СА. Вклад СА сильно зависит от временного масштаба: если для циклических вариаций с периодами < 40-50 лет он

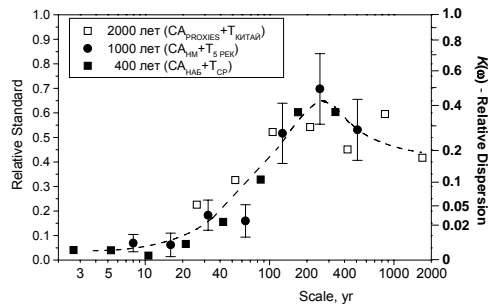


Рис. 2.

В конце хотелось бы еще раз отметить необходимость дальнейших исследований по проблеме Космический Климат в направлении получения надежных данных.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 06-02-16268, 07-02-00379 и программ Президиума РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля» и СПбНЦ.

### Литература

1. Наговицын Ю.А. Прогноз 24 цикла активности в контексте связи крупномасштабного и пятенного компонентов солнечного магнитного поля. // Этот сборник, с.275-276.
2. Макаренко Н.Г., Наговицын Ю.А., Озурцов М.Г., Круглун О.А. Гельдеровская регулярность палеоданных: солнечная активность и климат Земли. // Этот сборник, с.239-240.
3. Nagovitsyn Yu.A., Ivanov V.G., Miletsky E.V., Volobuev D.M. // *Solar Physics*, v.224, p.103, 2004.
4. Наговицын Ю.А. // *Письма в Астрон. журн.*, т.32, № 5, с. 382, 2006.
5. Наговицын Ю.А. // *Письма в Астрон. журн.*, т. 23, № 11-12, с. 851, 1997.
6. Наговицын Ю.А. Глобальная активность Солнца на длительных временах. // *Астрофиз. бюлл.*, в печати, 2007.
7. Наговицын Ю.А. // *Письма в Астрон. журн.*, т.31, № 8, с. 622, 2005.
8. Наговицын Ю.А. Об «обратной задаче» баланса радиоуглерода. // Этот сборник, с.271-274.

## ОБ «ОБРАТНОЙ ЗАДАЧЕ» БАЛАНСА РАДИОУГЛЕРОДА

**Наговицын Ю.А.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия,  
nag@gao.spb.ru*

## ON INVERSE PROBLEM OF RADIOCARBON BALANCE

**Nagovitsyn Yu.A.**

*Central astronomical observatory at Pulkovo, nag@gao.spb.ru*

### Abstract

*A solution of the inverse problem of radiocarbon balance based on author's wavelet-oriented Multi-Scale Regression method is proposed.*

В настоящее время (датированное) относительное содержание радиоуглерода  $^{14}\text{C}$  в кольцах деревьев стало новым астрофизическим и геофизическим индексом. На основе многокомпонентной модели обычно решают «прямую» задачу его баланса. Ниже мы приводим некоторые соображения, позволяющие обосновать постановку «обратной» задачи баланса радиоуглерода и провести ее решение без априорного выбора природных резервуаров и подгонки их параметров.

Рассмотрим  $m$  резервуаров, содержащих радиоуглерод и обменивающихся им. Пусть  $n_i$  – содержание  $^{14}\text{C}$  в  $i$ -м резервуаре,  $i = 0$  соответствует атмосфере;  $k$  – константа радиоактивного распада;  $S$  – источник производства радиокарбона (т.е. поток галактических космических лучей, модулируемый солнечной активностью);  $c_{ij}$  – коэффициент диффузии радиокарбона из резервуара  $i$  в резервуар  $j$ . Тогда, если мы принимаем, что времена обменных процессов меньше времени полураспада, и соответственно, радиоуглерод заполняет резервуары равномерно, система уравнений баланса записывается в виде:

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{n}_0 = -kn_0 - \left(\sum_{i \neq 0} c_{0i}\right)n_0 + \sum_{i \neq 0} c_{i0}n_i + S \\ \dot{n}_1 = -kn_1 - \left(\sum_{i \neq 1} c_{1i}\right)n_1 + \sum_{i \neq 1} c_{i1}n_i \\ \dots \\ \dot{n}_m = -kn_m - \left(\sum_{i \neq m} c_{mi}\right)n_m + \sum_{i \neq m} c_{im}n_i \end{array} \right. \quad (1)$$

Обозначим:  $N \equiv \sum_{i=0}^m n_i$  – полное содержание радиокарбона во всех резервуарах, вынесем в первом уравнении средневзвешенное  $c_N$  из-под знака суммы (полагая, что все условия на существование выполнены):

$$\sum_{i \neq 0} c_{i0} n_i = c_N \sum_{i \neq 0} n_i = c_N (N - n_0) \quad (2)$$

и, кроме того, суммируем уравнения (1) для  $i$  от 0 до  $m$

$$\begin{cases} \dot{n}_0 + (k + \sum_{i \neq 0} c_{0i}) n_0 = c_N (N - n_0) + S \\ \dot{N} + kN = S \end{cases} \quad (3)$$

Второе уравнение системы (3) – известное уравнение общего баланса радиоуглерода. Смысл члена  $(k + \sum_{i \neq 0} c_{0i}) n_0$  заключается в общих потерях радиоуглерода в атмосфере как за счет естественного радиоактивного распада, так и из-за диффузии в другие резервуары. Член  $c_N (N - n_0) + S$  – приток радиоуглерода в атмосферу из других резервуаров плюс его производство космическими лучами. Обозначим  $\lambda = k + \sum_{i \neq 0} c_{0i} + c_N$  в первом уравнении.

Тогда система (3) приобретает вид:

$$\begin{cases} \dot{n} + \lambda n = c_N N + S \\ \dot{N} + kN = S \end{cases} \quad (4)$$

Здесь и ниже индекс «0» у атмосферного резервуара  $n$  для удобства мы опустили. Решим второе уравнение в (4) относительно  $N$ . Его решение складывается из общего решения соответствующего однородного и частного – неоднородного  $N_p(t)$ :

$$N = N_0 e^{-k(t-t_0)} + N_p(t). \quad (5)$$

Для нахождения частного решения представим правую часть как

$$S(t) = \sum_i p_i \sin(\omega_i t + \varphi_i) = \sum_{\omega} S(t, \omega_i, \varphi_i) \quad (6)$$

и рассмотрим одну из (ортогональных) частотных составляющих

$$\dot{N} + kN = p_i \sin(\omega_i t + \varphi_i) \equiv p_i \cos \varphi_i \sin \omega_i t + p_i \sin \varphi_i \cos \omega_i t. \quad (7)$$

Решение линейного уравнения (7) находится в виде

$$N_i = m_i \sin(\omega_i t + \psi_i) \equiv m_i \cos \psi_i \sin \omega_i t + m_i \sin \psi_i \cos \omega_i t. \quad (8)$$

Подставляя (8) в (7), получаем

$$\begin{cases} -m_i \omega_i \sin \psi_i + k m_i \cos \psi_i = p_i \cos \varphi_i \\ m_i \omega_i \cos \psi_i + k m_i \sin \psi_i = p_i \sin \varphi_i \end{cases} \quad (9)$$

Возводя в квадрат каждое из уравнений (9) и складывая, получаем для амплитуд общего содержания радиоуглерода

$$m_i = p_i / \sqrt{\omega_i^2 + k^2}. \quad (10)$$

Знаменатель (10) характеризует коэффициент изменения амплитуды солнечного колебания в радиокарбоне в зависимости от частоты. С другой стороны, уравнение (9) означает смещение фазы колебания в радиокарбоне по сравнению с солнечным. Суммируя по частотным составляющим, получаем решение второго уравнения в (4):

$$N(t) = N_0 e^{-k(t-t_0)} + \sum_i p_i / \sqrt{\omega_i^2 + k^2} \sin(\omega_i t + \psi_i). \quad (11)$$

Подставим (6) и (11) в первое из уравнений (4):

$$\dot{n} + \lambda n = c_N N_0 e^{-k(t-t_0)} + c_N \sum_i p_i / \sqrt{\omega_i^2 + k^2} \sin(\omega_i t + \psi_i) + \sum_i p_i \sin(\omega_i t + \phi_i). \quad (12)$$

Приводя подобные члены, получаем следующий вид уравнения:

$$\dot{n} + \lambda n = c_N N_0 e^{-k(t-t_0)} + \sum_i P_i(\omega_i) \sin(\omega_i t + \Phi_i), \quad (13)$$

где произведены соответствующие замены переменных в последнем члене правой части. Введем новую переменную

$$\rho(t) = n(t) - \frac{c_N N_0}{k - \lambda} e^{-k(t-t_0)}, \quad (14)$$

характеризующую детрендрованное за радиоактивный распад изменение содержания радиокарбона в реальном древесном кольце. Тогда получаем для содержания радиокарбона, вызванного «солнечной» частотой  $\omega_i$ :

$$\dot{\rho}(t, \omega_i) + \lambda \rho(t, \omega_i) = P_i(\omega_i) \sin(\omega_i t + \hat{\Phi}_i). \quad (15)$$

Получаем из (13):

$$\dot{\rho} + \lambda \rho = \sum_i P_i(\omega_i) \sin(\omega_i t + \Phi_i) = c_N \sum_i p_i / \sqrt{\omega_i^2 + k^2} \sin(\omega_i t + \psi_i) + \sum_i p_i \sin(\omega_i t + \phi_i). \quad (16)$$

Далее мы можем рассмотреть форму решения (15) как

$$\rho(t, \omega_i) = M_i \sin(\omega_i t + \Omega_i) \quad (17)$$

и получить в конце концов

$$\begin{aligned} M_i \lambda &= c_N p_i / \sqrt{\omega_i^2 + k^2} \cos(\psi - \Omega_i)_i + p_i \cos(\phi_i - \Omega_i) \\ M_i \omega_i &= c_N p_i / \sqrt{\omega_i^2 + k^2} \sin(\psi - \Omega_i)_i + p_i \sin(\phi_i - \Omega_i)_i \end{aligned}, \quad (18)$$

что в принципе решает задачу в терминах фурье-преобразования, поскольку мы связываем амплитуды и фазы в содержании радиокарбона с амплитудами и фазами для солнечного колебания (при данной частоте).

Сделаем преобразование сдвига по времени для каждой частоты в (15)  
 $t = t + \frac{\Psi_i - \hat{O}_i}{\omega_i}$ . Тогда, сравнивая (15) и (17) с (6), имеем форму:

$$C_1(\omega_i)\dot{p}(t, \omega_i) + \lambda C_2(\omega_i)p(t, \omega_i) = C_3(\omega_i)S(t, \omega_i), \quad (19)$$

позволяющую для решения основной задачи применить наш метод кратномасштабных регрессий – MSR (*Nagovitsyn et al, Solar Physics, 2004*), основанный на применении вейвлет-преобразования. Схема решения такова.

1) Предполагается, что мы избавили ряд от трендов (14), а также от вариаций, обусловленных изменениями геомагнитного поля и содержания  $\text{CO}_2$  в атмосфере.

2) Проводится прямое вейвлет-преобразование рядов  $n(t)$ ,  $\dot{n}(t)$  и  $S(t)$ , заданных на общем временном промежутке.

3) Применяя к (19) вейвлет-преобразование и вынося средние значения за знак интеграла  $\widehat{W}[X(\omega)Y(t, \omega)] = \bar{X}(\omega)\widehat{W}[Y(t, \omega)]$ , получаем из него соотношение

$$\bar{C}_1(\omega)\widehat{W}[\dot{n}(t, \omega)] + \bar{C}_2(\omega)\widehat{W}[n(t, \omega)] = \bar{C}_3(\omega)\widehat{W}[S(t, \omega)], \quad (20)$$

т.е. серию уравнений регрессии для разных частот в вейвлет-пространстве. Применяя метод наименьших квадратов, находим неизвестные константы и с этими значениями строим модель на всем интервале, для которого известен ход  $n(t)$ .

4) Для полученной модели выполняем обратное вейвлет-преобразование, находя таким образом ход функции  $S(t)$  – искомой солнечной вариации.

5) Успешность модели проверяем по ее соответствию реальным значениям  $S(t)$  на известном промежутке.

Эта заметка была посвящена, главным образом, обоснованию нашего подхода к построению математической модели баланса радиоуглерода. Как представляется, он может быть применен и к другим процессам, в которых участвует ряд природных резервуаров с различными физическими свойствами, например, к процессу изменения климата в результате взаимодействия атмосферы, гидросферы, литосферы, криосферы и биосферы – с одной стороны, и воздействия на эту обменную систему солнечной активности – с другой.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 06-02-16268, 07-02-00379 и программы Президиума РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце – Земля».

## **ПРОГНОЗ 24 ЦИКЛА АКТИВНОСТИ В КОНТЕКСТЕ СВЯЗИ КРУПНОМАСШТАБНОГО И ПЯТЕННОГО КОМПОНЕНТОВ СОЛНЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ**

**Наговицын Ю.А.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия,  
nag@gao.spb.ru*

## **FORECAST OF ACTIVITY CYCLE NO 24 IN CONTEXT OF RELATION BETWEEN LARGE-SCALE AND SUNSPOT COMPONENTS OF SOLAR MAGNETIC FIELD**

**Nagovitsyn Yu.A.**

*Central astronomical observatory at Pulkovo, nag@gao.spb.ru*

### **Abstract**

*A forecast of the 24-th solar activity cycle based on two modifications of the precursor method is proposed. The values of maximal amplitude and maximum epoch are evaluated as  $W = 95 \pm 10$  and  $T_M = 2012.5$  correspondingly.*

В настоящее время в проблеме долгосрочного прогнозирования солнечной активности (СА) большую популярность приобрели так называемые «методы предвестников» МП, позволяющие по состоянию геомагнитной активности – ГА (или производных параметров) в минимуме 11-летнего цикла, т.е. с заблаговременностью 5-6 лет, оценить его будущую амплитуду. Исторически, первым, кто обратил внимание на соотношение  $SA(t) = F(GA(t-5.5))$ , был А.И. Оль. Поэтому иногда некоторые вариации метода предвестников называют методами Оля.

В [1] на основе нашей реконструкции геомагнитного *aa*-индекса мы показали, что метод Оля выполнялся для всех циклов за последние 400 лет. Полученные расширенные соотношения позволяют сделать прогноз максимума 24-го цикла в зависимости от эпохи его наступления: 2010.5 г. –  $130 \pm 10$  ( $100 \pm 15$ ); 2011.5 г. –  $130 \pm 10$  ( $100 \pm 15$ ); 2012.5 г. –  $95 \pm 10$  ( $100 \pm 15$ ).

Привлекательность МП в отличие от большинства методов прогноза заключается в возможности физического понимания закономерностей, лежащих в их основе. Действительно, ГА, измеряемая, например, *aa*-индексом, складывается гл. обр. из влияния событий, связанных с корональными выбросами массы КВМ, – с одной стороны, и рекуррентных высокоскоростных потоков солнечного ветра из крупномасштабных открытых конфигураций магнитного поля Солнца, корональных дыр – с другой. В максимуме СА основной вклад в величину *aa* дает первая компонента, в минимуме – вторая [2]. Это позволило нам в [1] «расщепить» полученный

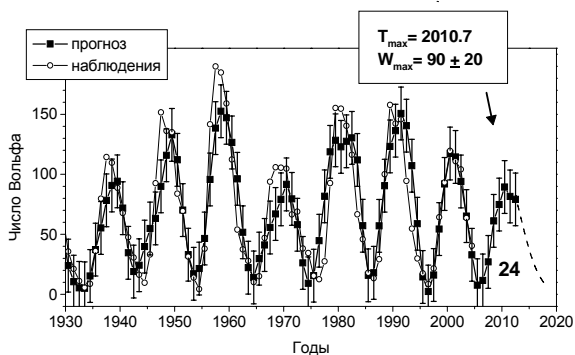


Рис.1.

индексу» [3]). В [1] вслед за [3], но уже для всего 400-летнего интервала, показано, что поведение индекса крупномасштабной компоненты солнечного магнитного поля  $A$  предвещает на половину 11-летнего цикла поведение низкоширотной  $SA$ , что обусловлено, по-видимому,  $\omega$ -эффектом, эксплуатируемым в теориях солнечного цикла. Это позволяет сделать другой вариант прогноза среднегодовых значений индексов  $SA$  – см. рис.1.

Объединяя результаты обоих вариантов прогноза по принципу наилучшего соответствия друг другу, мы получили следующий результат – см. рис.2. Таким образом, как представляется, максимум 24-го цикла наступит в 2012 году и составит  $95 \pm 10$  единиц чисел Вольфа. Последнее означает, что цикл будет «средним» по своей величине.

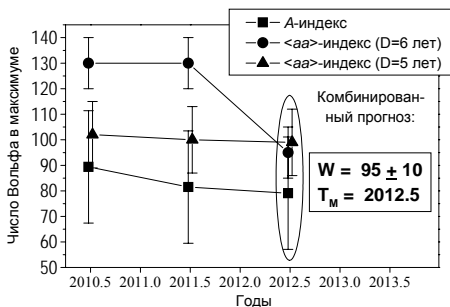


Рис.2.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 06-02-16268, 07-02-00379 и программ Президиума РАН "Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце - Земля" и СПбНЦ.

### Литература

1. Наговицын Ю.А. // Письма в Астрон. журн., 32, с. 382, 2006.
2. Richardson I.G., Cane H.V., and Cliver E.W. // J. Geophys. Res., 107, 2002.
3. Макаров В.И., Тлатов А.Г. // Известия ГАО, 217, с.107, 2004.



## **СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ СОЛНЦА**

**Никольская К.И.**

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн  
им. Н.В. Пушкова РАН, г. Троицк Московской обл., 142190, Russia;  
e-mail: knikol@izmiran.troitsk.ru*

## **SOLAR WIND AND MAGNETIC FIELDS OF THE SUN**

**Nikolskaya K.I.**

*N.V. Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and radio wave propagation of  
Russian Acad. Of Sciences, Troitsk of Moscow region, 142190, Russia;  
e-mail :knikol@izmiran.troitsk.ru*

### **Abstract**

*Data of the in situ measurements of the solar wind (SW) velocities by spacecraft Ulysses accumulated during its 2.5 orbits around the Sun are analyzed in context of solar magnetic field variations throughout the solar activity cycles Nos. 22-23. Observational evidences are presented that the SW streams flow in radial direction and are measured at the same latitudes from which they leave the Sun. It has been established that SW velocity is under strong control of solar magnetic fields: high speed SW with stable  $V = 700-800$  km/s comes from the solar regions where closed magnetic fields are either absent or very weak. Uniform fast SW flows with  $V = 700-800$  km/s are a specific phenomenon of the quiet Sun.*

В начале 1991 г. космический аппарат (КА) Ulysses, предназначенный для зондирования внеэклиптической гелиосферы, перешел на гелиоцентрическую квазиполярную орбиту (наклон к гелиоэкватору  $80^\circ.22$ ) и начал восхождение к южному полюсу Солнца, над которым пролетел в сентябре 1994 г. К настоящему времени Ulysses совершил 2.5 оборота вокруг Солнца – первый в минимуме, второй в максимуме активности и часть третьего – опять вблизи минимума, три раза пролетел над южным полюсом и два раза – над северным. Анализ огромного массива данных прямых измерений параметров СВ (проект SWOOPS – директор D. McComas) в совокупности с данными наблюдений Солнца, солнечной короны и солнечных магнитных полей несомненно должен пролить свет на тайну происхождения солнечных плазменных потоков. В настоящей работе обобщаются результаты исследования на основе данных Ulysses связи скоростей стационарных потоков СВ с магнитными полями Солнца в различных фазах солнечного цикла. На рис.1 представлены хорошо известные диаграммы скорость  $V_{СВ}$  – гелиоширота для двух оборотов Ulysses вокруг Солнца [1], демонстрирующие распределение скоростей стационарного СВ по гелиошироте на первом (минимум активности) и втором (максимум) оборотах КА по гелиоцентрической орбите (панели А и В). Направление движения КА обозначено стрелками. Панель «С»– солнечная активность в числах солнечных пятен.

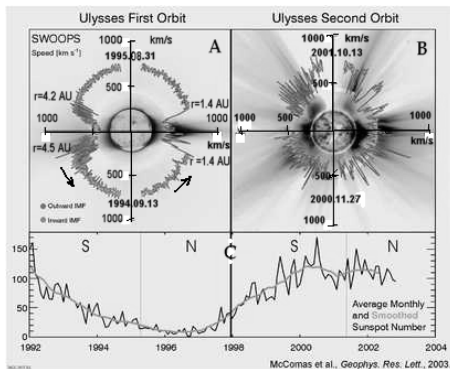


Рис. 1. Два оборота Ulysses вокруг Солнца по квази-полярной орбите. (McComas).

Картинки скоростей потоков стационарного СВ на панелях «А» и «В» Рис.1 совершенно различны. На первом обороте вокруг Солнца, в минимуме активности, на всех гелиоширотах вне пояса стримеров ( $\varphi > \pm 20^\circ$ ) регистрировался только высокоскоростной СВ со стабильными предельными скоростями 700 – 800 км/с, в то время как на втором обороте, в эпоху высокой активности в СВ преобладали медленные потоки. Наиболее интересным и важным для понимания природы стационарных солнечных плазменных истечений представляется тот факт, что СВ с  $V_T = 700 - 800$  км/с является феноменом спокойного (фоновое) Солнца.

Особое значение приобретает вопрос, какие области спокойного Солнца ответственны за потоки СВ со скоростями 700 – 800 км /с. Здесь имеются две точки зрения. Поскольку на треках  $V_{СВ}=700-800$  км/с спокойного Солнца на гелиоширотах  $> 25^\circ$  не видна граница между полярной КД и фоновой короной, некоторые исследователи полагают [2], что высокоскоростные потоки СВ 700-800 км/с приходят на низкие широты из полярных корональных дыр (ПКД), двигаясь по экстрарадиальным траекториям. Согласно другой точке зрения, потоки СВ движутся радиально и наблюдаются на тех гелиоширотах, с которых они покидают Солнце [3]. Ниже приводятся два свидетельства в пользу радиальности потоков СВ, полученные из наблюдений.

1). По данным мониторинга скоростей СВ SWOOPS были рассчитаны углы отклонения вектора скорости высокоскоростных потоков от радиального направления в сторону гелиоэкватора или от него –  $\Delta\varphi$ . В проекте SWOOPS измеряются 3 компонента скорости СВ:  $V_R$ ,  $V_T = \omega \times V_R$ , где  $\omega$  - вектор угловой скорости вращения Солнца, и  $V_N = V_R \times V_T$ . Нас интересовало отклонение вектора скорости от радиуса в меридианальной плоскости, т.е.  $\Delta\varphi = V_N / V_R \times 57$ (град./рад.). Угол  $\Delta\varphi$  определялся отдельно для КД на южном и северном полюсах Солнца результаты представлены в Таблице 1. Как видно из Таблицы,  $\Delta\varphi$  не превышают  $\pm 2^\circ$ , что свидетельствует о ради-

альном направлении движения СВ. В Таблице 1 наиболее часто встречающиеся значения  $\Delta\phi$  выделены жирным шрифтом.

Таблица 1.

Широтный компонент скорости СВ $V_N$ (км/с)	Угол отклонения от солнечного радиуса $\Delta\phi^\circ = V_N / V_R \times 57^\circ$ ( $V_R = 700-800$ км/с)	Южный полюс Сент.1994г.; $r=2AE$ $\phi = -(75^\circ - 80^\circ)$ число случ.		Северный полюс Авг.1995г.; $r=2AE$ $\phi = +(75^\circ - 80^\circ.22)$ число случ.	
		$n_i$	$n_i / \Sigma n_i (\%)$	$n_i$	$n_i / \Sigma n_i (\%)$
		$\pm (0 - 10)$	$\pm (0.0 - 0.7)^\circ$	936	47%
$\pm (10 - 20)$	$\pm (0.7 - 1.5)$	332	39	320	39
$\pm (20 - 30)$	$\pm (1.5 - 2.2)$	113	13	128	13
$\pm (30 - 40)$	$\pm (2.2 - 3.0)$	4	<1	20	2

2). Второе свидетельство в пользу радиальности потоков было получено в результате сопоставления границ одной и той же полярной КД на картах  $\lambda 1083$  нм Китт Пик, и мониторинге SWOOPS / Ulysses во время прохождения КА над северным полюсом Солнца. На Рис.2. карты одной и той же КД в разных Кэррингтоновских оборотах расположены в верхнем ряду, под ними фрагмент мониторинга скорости и плотности протонов СВ периода июль 2001 – июль 2002 г. В левой части регистрограммы скорости СВ (верхний график) видны два всплеска скорости СВ, вызванные прохождением через поле зрения SWOOPS низкоширотного выступа ПКД на гелиоширотах  $\sim 50^\circ$  и  $65^\circ$ . Затем на гелиошироте  $\sim 70^\circ$

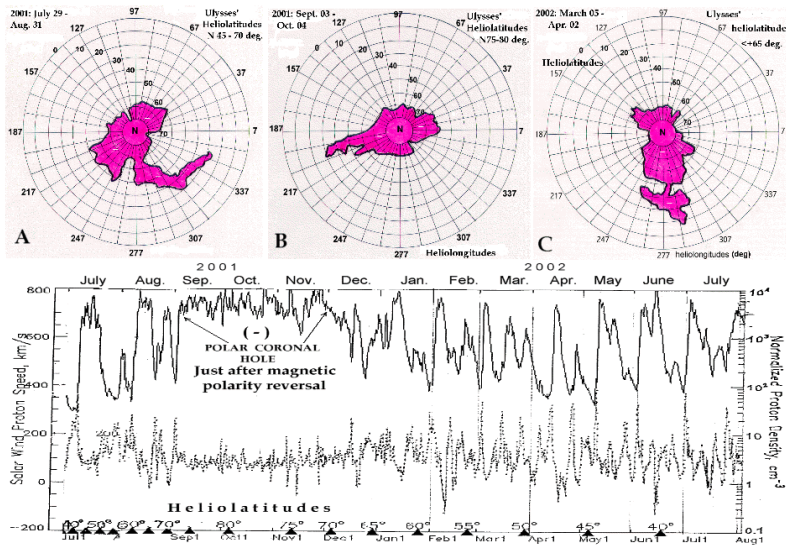


Рис.2.

происходит резкий рост скорости СВ -Ulysses вошел в ПКД- до 750 км/с, которая в течение 3-х месяцев оставалась в пределах 700-800 км/с, после чего на гелиошироте  $\sim 70^\circ$  резко упала до 400 км/с – Ulysses вышел из корональной дыры. Прохождению КА над северным полюсом Солнца соответствует средняя карта «В», на которой средняя граница ПКД также проходит по гелиошироте  $\sim 70^\circ$ . Такое совпадение границ КД на карте, соответствующей высоте над уровнем фотосферы  $\sim 5000 - 10000$  км, и на регистрограмме, полученной на расстоянии  $\sim 2$  АЕ от Солнца, - весьма убедительное свидетельство в пользу радиальности потоков СВ в гелиосфере. Радиальное распространение СВ позволяет установить однозначную связь скоростей СВ с магнитными полями Солнца в разных фазах солнечной активности (Таблица 2).

**Таблица 2.**

<b>СВ Скорость</b>	<b>Области на Солнце, ассоциирующиеся с потоками СВ</b>	<b>Магнитные поля Солнца, с которыми ассоциируются различные скорости СВ</b>
Быстрый СВ 700 – 800 км/с	Только ПКД и области между ПКД и поясом стримеров <u>спокойного Солнца</u> :	Открытые МП на полюсах спокойного Солнца и слабые (<100 Гс) замкнутые фоновые МП фотосферы.
<i>Быстрый СВ 500 – 750 км/с</i>	<i>Средне- и низкоширотные изолированные рекуррентные и одноразовые КД эпохи высокой активности между АО или их скоплениями; низкоширотные одиночные КД эпохи спада активности</i>	<i>Открытые магнитные конфигурации на стыках двух или большего числа активных АО</i>
Медленный СВ < 500 км/с	Активные области;  Пояс стримеров – в любой фазе активности	Сильные (>500 Гс) замкнутые магнитные поля АО; Высокие петли над нейтральной линией глобал. МП Солнца.

Таким образом, магнитные поля Солнца не только являются главным коронообразующим фактором. Они также ответственны за скорости потоков СВ, с которыми последние покидают Солнце.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №05-02-16090.

### **Литература**

1. *McComas et al.*, 2003, Geophys. Res. Lett., V.30, No.10, p.1517.
2. *Zirker, J.B.*, Coronal Holes – An overview. 1997, in “*Coronal holes and high speed wind streams*”, A monograph from Skylab Solar Workshop I, J.B. Zirker ed., Colorado Associated University Press, p.1.
3. *Woo, R. and S. R. Habbal*, Extension of coronal structures into interplanetary space, 1997, GRL, V.24, No.10, p.1159.

## **ГЛОБАЛЬНОЕ ПОТЕПЛЕНИЕ – ВОПРОСЫ БЕЗ ОТВЕТОВ**

**Огурцов М.Г.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия,  
maxim.ogurtsov@mail.ioffe.ru*

<sup>2</sup>*Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория, С.-Петербург, Россия*

## **GLOBAL WARMING - QUESTIONS, NO ANSWERS**

**Ogurtsov M.G.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*A.F. Ioffe Physico-Technical Institute of Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia, maxim.ogurtsov@mail.ioffe.ru*

<sup>2</sup>*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*Character and possible sources of a rise of global temperature over the last century are investigated using both direct data and proxies.*

### **Глобальное потепление и данные инструментальных измерений**

За последние 100 лет среднеглобальная температура Земли, по данным инструментальных измерений, выросла на  $0.8 \pm 0.20\text{C}$ . Утверждается, что это потепление беспрецедентно за последнюю тысячу лет и вызвано парниковым эффектом. Можно, однако, отметить, что имеющаяся сеть метеостанций даже на сегодняшний день охватывает не более 90% суши, т.е. чуть больше четверти земной поверхности. А в начале прошлого века охват не превышал 50% суши. И даже для последних десятилетий, наиболее обеспеченных климатической информацией, имеется заметная разница в трендах потепления - по различным, часто меняющимся, оценкам: средний рост приземной температуры у поверхности Земли –  $0.18\text{ }^{\circ}\text{C}/10$  лет, средний рост температуры в нижней тропосфере по данным спутниковых измерений RSS [1]-  $(0.14-0.18)\text{ }^{\circ}\text{C}/10$  лет, а по данным UAH [1]-  $(0.05-0.12)\text{ }^{\circ}\text{C}/10$  лет), средний рост температуры в нижней тропосфере по данным баллонных измерений - около  $0.13\text{ }^{\circ}\text{C}/10$  лет.

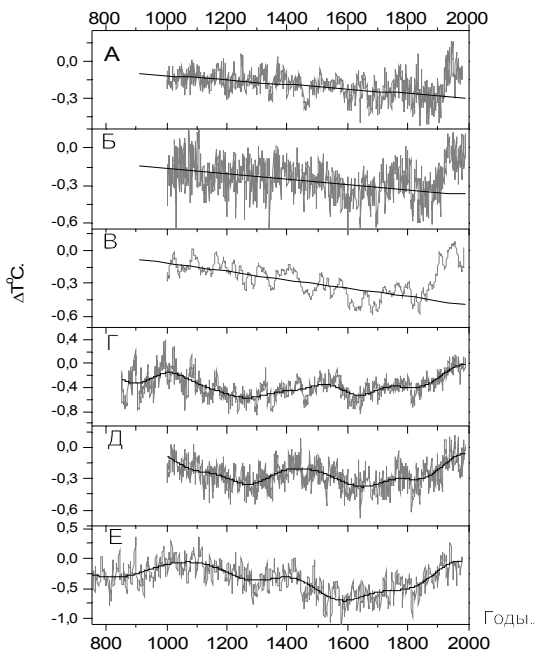
Очевидно, что убедительных подтверждений усиления потепления в нижней тропосфере – необходимого следствия парникового эффекта (воздух греет поверхность) – не наблюдается.

### **Глобальное потепление и палеоданные**

Реконструкции температуры, производимые с помощью различных косвенных данных (ширины древесных колец, содержание стабильных изотопов в природных архивах) охватывают значительно более длинные временные интервалы (до тысяч лет и более).

Более того, используемые природные архивы, как правило, значительно удалены от центров антропогенной активности – деревья берутся с

северной границы леса (граница лес-тундра) либо с верхней границы леса в горах, стабильные изотопы – в основном из ядер добытых на крупных ледниках и т.д. Поэтому палеоданные представляют собой ценный источник информации. Имеющиеся на сегодня дендрорекострукции не подтверждают значительного скачка температуры в последние 30 лет ([2]).



**Рис. 1.** Дендрорекострукции температуры Северного Полушария Земли: **А** – Mann et al., 1999 [6] (**NHM**); **Б** – Jones et al., 1998 [3] (**NHJ**); **В** – Crowley and Lowery, 2000 [7] (**NHC**); **Г** – Esper et al., 2002 [4] (**NHE**); **Д** – Briffa, 2000 [5] (**NHB**); **Е** – Moberg et al., 2005 [8] (**NHM**);

Помимо этого они описывают три различные версии истории глобальной температуры Северного Полушария, не лучшим образом согласующиеся друг с другом (см. Рис.1). Как видно из рисунка имеются три версии 1000 летней истории глобальной температуры:

- 1) «Хоккейная клюшка» - ХК (**NHM**, **NHJ**, **NHC**), 20-й век беспрецедентно тёплый;
- 2) Многовековая вариабельность - **МВВ** (**NHE**, **NHB**), 20-й век тёплый, но в естественных пределах;
- 3) Синусоида Лэма - СЛ (**NHM**), 20-й век тёплый, но в естественных пределах.

Разницу обычно объясняют различиями в методах стандартизации, полагая, что в ХК-палеорядах сильно подавлена низкочастотная составляющая. Однако Ogurtsov and Lindholm [2] показали, что это объяснение недостаточно. Помимо этого Мак-Интайр и Мак-Китрик [9-10] использовали набор исходных данных, выложенный Манном и его коллегами в Интернете, и, при помощи методов статистической обработки, также подробно описанным в работах группы Манна, получили свою реконструкцию температуры Северного Полушария, сильно отличающуюся от знаменитого ряда [6].

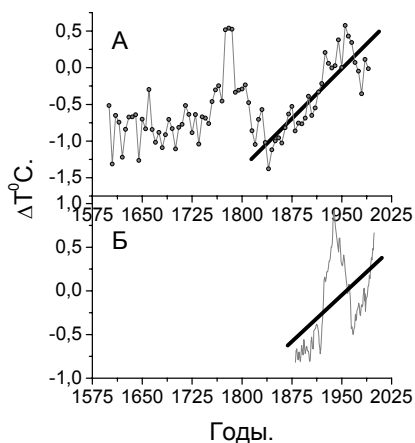
Существенные различия между глобальными дендрорекострукциями, полученными различными авторами при помощи одинаковых исходных данных указывают на то, что, несмотря на значительные успехи, методы и подходы дендрохронологии пока ещё далеки от совершенства и оставляют значительный простор субъективизму. Данные измерений температуры в буровых скважинах [11-15] подтверждают, что 20-й век был самым тёплым за последние 500 лет, но не лучшим образом согласуются с данными по концентрации CO<sub>2</sub> – у CO<sub>2</sub> с 16 века до середины 17 века спад, рост только с середины 18 века, а у температуры – постоянный рост все пять веков.

### **Потепление в Арктике**

Согласно докладу АСИА (2004) в последние годы температура в Арктике беспрецедентно высока – на 0.6<sup>0</sup>С выше, чем в 30-е годы [17]. Границей Арктики авторы доклада [17], однако, считают 60-ю широту, полагая арктическими метеостанции восточной Сибири – района с резко континентальным климатом очень мало подверженным влиянию Северного Ледовитого океана. Polyakov et al. (2003) ([16]) определили среднегодовую температуру в Арктике по данным 75 метеостанций, расположенных к северу от 62<sup>0</sup> с.ш. в районах, климат которых реально контролируется Северным ледовитым океаном. Получилось, что в 30-е – 40-е годы в Арктике было теплее, чем сейчас. Сходный результат получил и Przybylak (2000) [18] оценивший средне-арктическую температуру по данным 44 метеостанций. Реконструкция, произведённая в работе Overpeck et al. (1997) [19] с использованием региональных палеоиндикаторов (кольца деревьев, стабильные изотопы, толщина подтаявшего слоя льда), добытых в районах с арктическим и субарктическим климатом, указывает на то, что в середине 20-го столетия средняя температура в Арктике была выше, чем в конце, причём в историческом контексте это потепление не уникально.

За последнее столетие тренд потепления в Арктике составляет 0.92<sup>0</sup>С/столетие по данным [19] и 0.72<sup>0</sup>С/столетие по данным [20] (сами авторы [20] дают величину 0.94<sup>0</sup>С/столетие). Согласно Парижскому докладу IS90a [23] вековой тренд роста среднеглобальной температуры Земли равен

0.74<sup>0</sup>С/столетие. Очевидно, что говорить о существенном полярном усилении ГП в Арктике пока сложно.



**Рис. 2.** А. Реконструкция средней температуры в Арктике Overpeck et al. (1997) [19]. Тренд последнего столетия – 0.91<sup>0</sup>С./100 лет; Б. Средняя температура в Арктике по данным инструментальных измерений . (Polyakov et al., 2003) [16]. Тренд последнего столетия 0.71<sup>0</sup>С./100 лет

Площадь ледового покрова в Арктике за последние десятилетия сокращается. Однако уменьшается, главным образом, площадь летних льдов, хотя потепление в Арктике наиболее выражено в зимний период. Возможное объяснение – уменьшение площади льдов связано, главным образом, с изменениями атмосферной циркуляции – в летнее время ветры стали более интенсивно выносить льдины в южные районы с более высокой температурой. Сведения об изменениях толщины ледового покрова в Арктике противоречивы ([2]). Очевидно, что говорить о существенном полярном усилении ГП в Арктике пока сложно.

### Возможные причины потепления климата Земли

Среди факторов, ответственных за глобальное потепление чаще всего называют парниковый эффект, рост солнечной активности, региональное антропогенное воздействие.

Можно отметить, что само по себе удвоение концентрации CO<sub>2</sub> может обеспечить не слишком большое увеличение средне-глобальной температуры Земли – вероятно не более 0.7<sup>0</sup>С. Рост температуры на 1.5-4.0<sup>0</sup>С заявленный в докладах ИРСС, возникает при учёте положительной обратной связи по водяному пару (главный парниковый газ):

↑T<sup>0</sup>С → рост концентрации H<sub>2</sub>O в атмосфере → ↑T<sup>0</sup>С.

Однако, возможны и другие обратные связи, например:



$\uparrow T^{\circ}C \rightarrow$  концентрации  $H_2O$  в атмосфере  $\rightarrow$  увеличение облачности  
 $\rightarrow \uparrow T^{\circ}C$ .

Эту связь учли Lindzen et al. (2001) [32]. Они получили, что удвоение концентрации  $CO_2$  увеличивает глобальную температуру на  $0.64-1.60^{\circ}C$ .

Т.о. увеличение концентрации  $CO_2$  на 30% в последнее столетие могло дать рост среднеглобальной температуры на  $0.2-1.2^{\circ}C$ . Соответственно, вклад парникового эффекта в глобальное потепление также может быть как определяющим так и незначительным.

Следует отметить, что результаты, полученные недавно палеоклиматологами, свидетельствуют о том, что за последние 9-420 тыс. лет, вариации концентрации  $CO_2$  отставали от соответствующих колебаний температуры на 400-1000 лет и более, а не опережали их. Эти открытия снижают правдоподобие гипотезы о существенном влиянии изменений концентрации парниковых газов на климат Земли и нуждаются в серьёзных комментариях со стороны сторонников сугубо парниковой природы ГП. Можно также указать, что предыдущие прогнозы потепления, произведенные энтузиастами парникового эффекта, трудно назвать полностью подтвердившимися. Согласно этим прогнозам, индустриальная эмиссия  $CO_2$  должна была к 2000 году дать рост глобальной температуры, по сравнению с началом века на: 1.2 градуса [20], 1.2 градуса [21], 1.0-2.0 градуса [22], 1.3 градуса [23].

Реальный рост – примерно 0.8 градуса, а, возможно, и меньше.

Как показано в [2] оценить вклад активности Солнца и локального антропогенного воздействия (урбанизации и изменений ландшафта) в подъём температуры последних 100 лет пока также не представляется возможным. Таким образом, анализ имеющейся информации о глобальной температуре Земли, включающей как данные инструментальных измерений, так и косвенные палеоиндикаторы температуры (проху-data) позволяет сделать только следующие выводы:

- 1) Среднеглобальная температура Земли в 20-м веке росла;
- 2) 20-й век был тёплым, в том смысле, что средняя температура Земли в 20-м веке была выше температуры средней за тысячелетие.

Что касается физических факторов, вызвавших подъём среднеглобальной температуры в течение последних более 100 лет, то, по сегодняшним представлениям, наиболее вероятными кандидатами являются: рост активности Солнца, антропогенная эмиссия парниковых газов, антропогенные изменения поверхности Земли, естественные климатические циклы. Однако, оценить вклад какого-либо из указанных факторов хотя бы приблизительно пока не представляется возможным. Тем более невозможно предсказать изменения глобального климата в 21 в. Можно лишь отметить, что если ГП вызвано, в основном, естественными природными причинами, то средняя температура Земли в 21 в. скорее всего, расти не будет.

Работа была выполнена в рамках программы обмена между Российской и Финской Академиями наук (проект №16), программы президиума РАН “Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля” и поддержана грантами РФФИ №№ 04-02-17560, 06-02-16268, 06-04-48792, 06-05-64200, а, также программой Санкт-Петербургского Научного центра РАН на 2007 г.

### Литература

1. <http://www.ncdc.noaa.gov/oa/climate/research/msu.html>
2. *Ogurtsov M.G., Lindholm M.*: 2006, *Energy Environm.*, 17 (5), pp. 685-706.
3. *Jones P.D. et al.*: 1998, *The Holocene* 8.4, pp. 455-471.
4. *Esper J.*: 2002, *Science* 295, pp. 2250-2253.
5. *Briffa K.R.*: 2000, *Quat. Sci. Rev* 19, pp. 87-105.
6. *Mann M.E. et al.*: 1999, *G. Res. Lett.* 26: 759–762.
7. *Crowley T.J., Lowery T.S.*: 2000, *Ambio* 29(1): 51-54.
8. *Moberg A. et al.*: 2005, *Nature* 433: 613-617.
9. *Mc Intyre S., Mc Kittrick R.*: 2003, *Energy Environm.* 14(6), pp. 751-772.
10. *Mc Intyre S., Mc Kittrick R.*: 2005, *G. Res. Lett.* 32(3): doi:2004GL012750.
11. *Rutherford R., Mann M.E.*: 2004, *J. Geoph. Res.* 109, D11107, doi:10.1029/2003JD004290, 2004.
12. *Briffa K.R., Osborn T.J.*: 2002, *Science* 295: 2227-2228.
13. *Beltrami H.*: 2002, *G. Res. Lett.* 29(23), 2111, doi:10.1029/2002GL015702.
14. *Robertson A. et al.*: 2001, *J. Geophys Res* 106(D14): 14783-14803.
15. *Mann M.E. et al.*: 2003, *J. Geophys. Res.* 108(D7), 4203, doi:10.1029/2002JD002532
16. *Polyakov I. et al.*: 2003, *J. Clim.* 16(12), pp. 2067-2077.
17. ACIA (2004) Arctic Climate Impact Assessment, Cambridge Univ. Press.
18. *Przybylak R.*: 2000, *Intern. J. Climatol.* 20, pp. 587-614.
19. *Overpeck J.*: 1997, *Science* 278: 1251-1256.
20. *Будыко М.И.*: 1972, *Влияние человека на климат*. Л.: Гидрометеоздат. 47 с.
21. *Kellogg W.*: 1978, In: *Multidisciplinary research related to the atmospheric sciences*. Boulder. 64-81.
22. *Влияние увеличения количества углекислого газа в атмосфере на климат: 1982.*, Л.: Гидрометеоздат, 50 с.
23. *Антропогенные изменения климата: 1987*, Под ред. Будыко М.И., Израэль Ю.А. Л.: Гидрометеоздат. 407 с.

## **ПРОГНОЗ 24-ГО СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДАННЫХ СОЛНЕЧНОЙ ПАЛЕОАСТРОФИЗИКИ**

**Огурцов М.Г.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия,  
maxim.ogurtsov@mail.ioffe.ru*

<sup>2</sup>*Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория, С.-Петербург, Россия.*

## **FORECAST OF THE SOLAR CYCLE 24 USING DATA OF SOLAR PALEOASTROPHYSICS**

**Ogurtsov M.G.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*A.F. Ioffe Physico-Technical Institute of Russian Academy of Sciences,  
St. Petersburg, Russia, maxim.ogurtsov@mail.ioffe.ru*

<sup>2</sup>*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*Forecast of the mean and maximum number of sunspot groups (GSN) in the forthcoming solar cycle 24 was made by means of analysis of paleoastrophysical information on solar activity over the last 10 000 years. Both linear and non-linear prediction approaches were used. It was shown that from the point of view of solar paleoastrophysics the next cycle most likely will be moderate – GSN at maximum will reach 68-101.*

### **Введение**

Предсказание изменений солнечной активности (СА) давно привлекает внимание многих исследователей. Достигнутая на сегодня точность прогноза, однако, невелика. Значительны и различия в прогнозах на 24-й цикл.

Предсказание изменений солнечной активности (СА) давно привлекает внимание многих исследователей. Достигнутая на сегодня точность прогноза, однако, невелика). Значительны и различия в прогнозах на 24-й цикл: разброс от  $W_{\max}(24)=60$  (Наговицын и Огурцов, 2000) до  $W_{\max}(24)=150-180$  (Dikpati et al., 2006). Одна из возможных причин - недостаток информации о временном ходе солнечной активности на длительных временных шкалах. Почти все указанные выше авторы пользовались инструментально измеренными индексами СА. Но самый длинный из таких рядов - число групп пятен (Hoyt and Schatten, 1998) - охватывает лишь около 400 лет - менее 40 циклов активности. Причём до середины 18 века данные не слишком надёжны.

Методы солнечной палеоастрофизики позволяют заметно расширить знания о прошлом нашего светила. Поэтому была произведена попытка предсказания СА в будущем цикле с использованием палеоастрофизической информации.

### **Прогноз максимума наступающего цикла**

В качестве источника сведений о временном ходе активности Солнца в прошлом были использованы реконструкции чисел групп солнечных пятен произведённые в работах (Solanki et al., 2004; Ogurtsov, 2005) при помощи данных по концентрации радиоуглерода  $^{14}\text{C}$  в древесных кольцах. Оба палеоряда (они будут обозначаться как  $R_{\text{sol}}$  и  $R_{\text{OG}}$ ) имеют временной шаг 10 лет и представляют собой среднее за десятилетие число групп пятен. Они охватывают промежутки времени длиной свыше десяти тысяч лет, т.е. являются наиболее длинными, среди солнечных реконструкций имеющихся на сегодня. Прогноз осуществлялся с использованием методов: (а) линейного предсказания, (б) нелинейного предсказания.

Линейное предсказание производилось при помощи авторегрессии, параметры которой оценивались методом Юла-Уокера. Нелинейное предсказание производилось при помощи аналогового метода основывающегося на реконструкции траектории динамической системы прогнозируемого ряда в псевдо-фазовом пространстве и поиске в прошлом участков, сходных с прогнозируемым.

Результаты прогноза (два метода, два палеоряда) – мощность наступающего солнечного цикла, скорее всего, будет средней:

$$GSN_{max}(24) = (68-101) \pm 30.$$

Работа была выполнена в рамках программы обмена между Российской и Финской Академиями наук (проект №16), программы президиума РАН “Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля” и поддержана грантами РФФИ №№ 04-02-17560, 06-02-16268, 06-04-48792, 06-05-64200, а, также программой Санкт-Петербургского Научного центра РАН на 2007 г.

### **Литература**

- Dikpati M, Gilman P.A.* Astrophys. J., **649**, 498 (2006).  
*D.V. Hoyt and K.H. Schatten,* Solar Phys. **179**, 189 (1998).  
*S. Solanki, I.G. Usoskin, B. Kromer et al.,* Nature **436**, doi:10.1038/nature04046, E4-E5 (2004)  
*Ogurtsov M.G.,* Solar Phys. **231**, 167 (2005).  
*Наговицын Ю.А., Огурцов М.Г.* Известия ГАО, **215**, 271 (2000).

## **ICE-CORE EVIDENCE FOR INCREASES OF STRATOSPHERIC AEROSOL CONTENT AFTER SOLAR PROTON EVENTS**

**Ogurtsov M.G.<sup>1,2</sup>, Dreschhoff G.A.M.<sup>3</sup>, Oinonen M.<sup>4</sup>, Helama S.<sup>4</sup>,  
Lindholm M.<sup>5</sup>, Jungner H.<sup>4</sup>, Eronen M.<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>*A.F. Ioffe Physico-Technical Institute of Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia, maxim.ogurtsov@mail.ioffe.ru*

<sup>2</sup>*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia*

<sup>3</sup>*University of Kansas, Lawrence, USA*

<sup>4</sup>*University of Helsinki, Finland*

<sup>5</sup>*Finnish Forest Research Institute, Vantaa, Finland*

### **Abstract**

*Analysis of nitrate and conductivity records, obtained from the Central Greenland ice cores, gives evidence that increases of aerosol content in stratosphere after jumps of its ionization occurred over few last centuries. These simultaneous rises in nitrate concentration and ice acidity likely reflect the effect of stratospheric aerosol enhancement after strong solar proton events, established by lidar observation over the last 25 years. The obtained results allow to substantially expand time interval of the phenomenon continuation and testify its fundamental character.*

### **Introduction**

Evidence linking solar activity and climate have recently been presented by many researchers. However, the physical mechanism of solar influence on the Earth's climate still remains unsolved. The more up-to-date approaches are connected to a possible role of atmospheric ionization caused by high-energy particles modulated by solar activity. Shumilov et al. (1996) reported 40-80% increase in aerosol concentration at 15-25 km after ground level enhancement (GLE) 14.02.1984. Bychkov et al. (2006) detected new aerosol layers at about 45 km after few strong magnetic storms in 03.1988 and 03.1989. Eichkorn et al. (2002) observed ultra-fine aerosol formation by cosmic ray in upper troposphere. Svensmark et al (2006) have firstly observed ion-induced aerosol nucleation in experiment. However, interval of experimental observation is very short (<30 years). And even within this period results are controversial: i.e. Shumilov, et. al, (2003) did not observe aerosol enhancement after GLE 2.05.98 and 15.04.2001. We need more information to draw more decisive conclusion about the suggested mechanism of solar-climatic link. Analysis of paleoproxies might provide us the necessary information. Nitrate ( $\text{NO}_3^-$ ) ion concentration in polar ice of Antarctica and Greenland could serve as this paleoproxy. Nitrate precursors  $\text{NO}_x$  ( $\text{N}$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{NO}_2$ ) molecules may originate in the atmosphere at different altitudes:

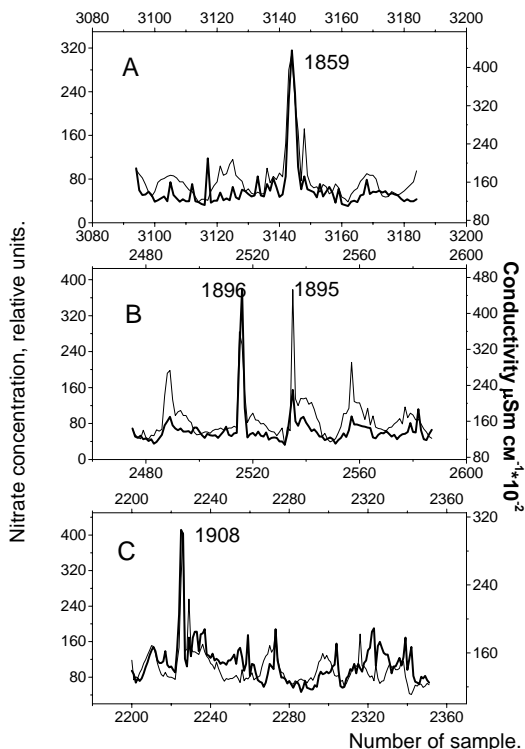
1) in troposphere (due to industrial activity, biomass burning, soil exhalation, lightning and galactic cosmic rays).

2) in stratosphere and higher (due to biogenic  $N_2O$  oxidation, galactic cosmic rays, solar cosmic rays, solar UV radiation and relativistic electron precipitation).

Zeller and Parker (1981), Zeller et al. (1986), Dreschhoff and Zeller (1990, 1994, 1998), reported the existence of unequivocal link between solar proton events (SPE) and short but prominent peaks in nitrate concentration both in Antarctic and Greenland ice.

### Nitrate record of the Kansas University

Record was obtained from the Central Greenland core and spans 1576-1991 AD and contains 7716 samples (1.5 cm.) – time resolution of few weeks. Nitrate ( $NO_3^-$ ) concentration and electric conductivity were measured simultaneously. Conductivity – measure of acidity, mainly  $H_2SO_4$  but minor contribution from  $HNO_3$ .



**Figure 1.**  $NO_3^-$  concentration (thin line) and conductivity profiles (thick line): **A** - around 1859 (Carrington white flare); **B** - at the end of 19th century; **C** - around 1908 (Tunguska event).

It was obtained a good peace of evidence (see e.g. McCracken et al. (2001)) that  $\text{NO}_3^-$  peaks reflect SPE connected with strong solar flares. Peaks of conductivity (sharp rises of  $\text{SO}_4^-$ ) reflect strong volcanic eruptions which caused intensive  $\text{SO}_2$  input into a stratosphere. These peaks were successfully used for dating of records. Some prominent peaks in  $\text{NO}_3^-$  coincide with the corresponding conductivity spikes. It was found by Dreschhoff and Zeller, (1994) and attributed to indirect influence of ionization on polar stratospheric clouds (PSC) formation. See some simultaneous nitrate and acidity peaks in figure below.

### Stratoispheric arerosol and ionization

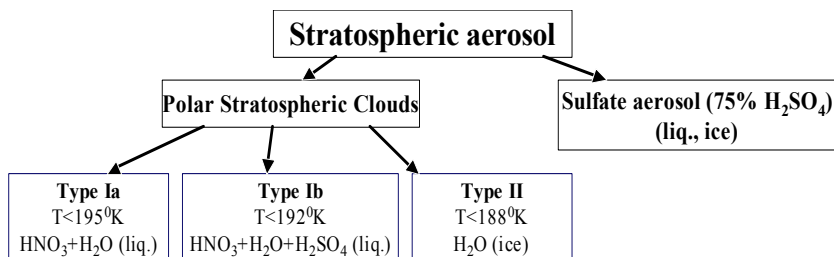
Actually, PSC of type I consist mainly from  $\text{HNO}_3$ - droplets (see figure 2). Thus strong increase of  $\text{NO}_x$  concentration in stratosphere, caused by SPE, might appreciably facilitate generation of PSC I, including PSC Ib containing sulfuric acid. PSC of type II are generated at very low temperatures which occur only in Antarctica. Hence, sedimentation of substantially enhanced PSC aerosol over the ice sheet surface might increase concentration of both nitrate and sulfate in ice.

It should be noted, however, that:

(a) temperature below  $192^0\text{K}$  ( $-81^0\text{C}$ ), which are necessary for PSC Ib generation, is a rather seldom phenomenon in Norther Hemisphere polar stratosphere.

(b) Under so low temperature ternary solution  $\text{HNO}_3\text{-H}_2\text{O-H}_2\text{SO}_4$  contains only a minor amount of sulfuric acid - e.g. 40%  $\text{HNO}_3$ , 56%  $\text{H}_2\text{O}$ , 4%  $\text{H}_2\text{SO}_4$  at  $190^0\text{K}$  according to Tolbert (1994).

Another possible mechanism – direct influence of ionization, caused by SPE, on stratospheric sulfate aerosol. Enhancement of stratospheric aerosol simultaneously with increase of  $\text{NO}_x$  concentration should also lead to rise of both sulfate and nitrate abundance in ice.



**Figure 2.** Scheme of stratospheric aerosol content.

$$J \approx \frac{Q}{\left(1 + \frac{\sqrt{\alpha Q}}{K \cdot [H_2SO_4]}\right)^{N_c}}$$

Rate of ion-induced generation of supercritical ( $r > 3$  nm) particles ( $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ) is described by formula:

where  $Q$  – ionization rate ( $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ )

$\alpha$  ( $\gg 10^{-7} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ) – coefficient of ion recombination,

$K$  ( $\gg 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ) – coefficient of association of  $H_2SO_4$  molecules,

$[H_2SO_4]$  – concentration of sulfuric acid vapor ( $\text{cm}^{-3}$ ).

$N_c$  – minimum number of  $H_2SO_4$  molecules in critical cluster.

$[H_2SO_4]$  and  $N_c$  depends appreciably on stratospheric conditions.  $[H_2SO_4]$  usually is  $10^5$ - $10^6 \text{ cm}^{-3}$  but after volcanic eruptions it could reach  $10^7 \text{ cm}^{-3}$ .  $N_c < 5$ -6 only under low temperature ( $< 220^0\text{K}$ ). Rise of relative humidity (RH) decrease  $N_c$ .

It shows that solar-climatic link, if really exist, is complicated, non-linear, and mediated by a number of terrestrial processes.

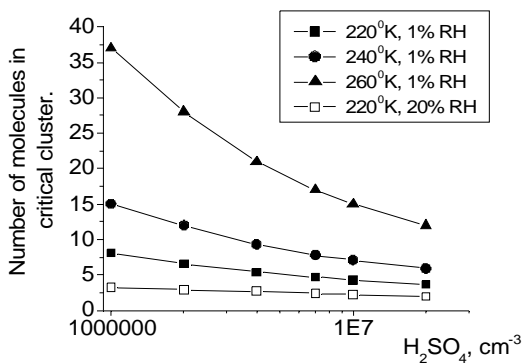


Figure 3. Number of sulfuric acid molecules in a critical cluster as a function of stratospheric conditions.

### Conclusion

It was shown that charged molecular clusters condensing around natural air ions can grow significantly faster than corresponding neutral clusters, and thus preferentially achieve stable sizes. Moreover, growth of condensation nuclei (CN) depends on its charge. Thus increase of ionization in stratosphere might



facilitate both new CN formation and they further conversion to observable submicron and micron aerosol particles.

Therefore, analysis of nitrate and conductivity records, obtained from the Central Greenland ice cores, gives evidence that increases of aerosol content in stratosphere after jumps of its ionization occurred over few last centuries. These simultaneous rises in nitrate concentration and ice acidity likely reflect the effect of stratospheric aerosol enhancement after strong solar proton events, established by lidar observation over the last 25 years. The obtained results allow to substantially expand time interval of the phenomenon continuation and testify its fundamental character. Ion-induced generation of sulfate aerosol and formation of polar stratospheric clouds both depends significantly on stratospheric conditions – sulfuric acid concentration, temperature, relative humidity etc. Thus influence of ionizing cosmic rays (both solar and galactic) on atmosphere probably is very indirect. That means, that solar-climatic link, even if exists actually, most likely is very complex and non linear. Its effectiveness could depends on a number of terrestrial processes (volcanic activity, weather cycles) and substantially vary with time.

### **Acknowledgements**

This research was done in the frame of an exchange between the Russian and Finnish Academies (project № 16) and was supported by European Commission (project CAMBIFORRUS), the program “Solar activity and physical processes in the Sun-Earth system” of the Presidium of Russian Academy of Sciences, by RFBR grants №№ 04-02-17560, 06-02-16268, 06-04-48792, 06-05-64200, and by the program of the Saint-Petersburg Scientific Center of RAS for 2007.

### **References**

- Bychkov, V.V.; Marichev, V.N.; Shevtsov, B.M.; Zhivetiev, I.V.*: 2006, The influence of magnetic activity on the formation of the aerosol layers in the stratosphere. 36th COSPAR Scientific Assembly. Held 16 - 23 July 2006, Beijing, China, p.1854.
- Dreschhoff, G.A.M., and E.J. Zeller*: 1990. Evidence of individual solar proton events in Antarctic snow, *Sol. Phys.*, **127**, 333-346.
- Dreschhoff, G.A.M., Zeller, E.J.*, 1994. 415-year Greenland ice core record of solar proton events dated by volcanic eruptive episodes. In: D.Wakefield (ed.), *TER-QUA Symposium Series 2*, Nebraska Academy Sciences, 1-24.
- Dreschhoff, G.A.M., Zeller, E.J.*: 1998, Ultra-high resolution nitrate in polar ice as indicator of past solar activity, *Sol. Phys.*, **177**, 365-374.
- Eichkorn, S.; Wilhelm, S.; Aufmhoff, H.; Wohlfrom, K. H., Arnold, F.*: 2002, Cosmic ray-induced aerosol-formation: First observational evidence from aircraft-based ion mass spectrometer measurements in the upper troposphere, *Geophys. Res. Lett.*, **29**(14), 43-1.

- McCracken K.G., Dreschhoff G.A.M., Zeller E.J., Smart D.F., Shea M.A.*: 2001, Solar cosmic ray events for the period 1561-1994. 1. Identification in polar ice, 1561-1950, *Geophys. Res. Lett.*, **106** (A10), 21585-21598.
- Shumilov O.I., Kasatkina E.A., Henriksen K., Vashenyuk E.V.*: 1996, Enhancement of stratospheric aerosol after solar proton event, *Ann. Geophys.*, **4** (11). P.1119-1123.
- Shumilov, O.I.; Kasatkina, E.A.; Turyansky, V.A.; Kyro, E.; Kivi, R.*: 2003, Solar cosmic ray effects in atmospheric chemistry evidenced from ground-based measurements, *Advances in Space Res.*, **31**(9), p.2157-2162.
- Tolbert M.P.*: 1994, Sulfate aerosols and polar stratosphere clouds, *Science*, **2648**, 527.
- Svensmark H., Pedersen J.O.P., Marsh N., Eenghoff M.B., Uggerhoj U.I.*, Experimental evidence for the role of ions in particle nucleation under atmospheric conditions, *Proc. Roy. Soc. A*, **463**(2078), p.385-396, 2007.

## **CURRENT SHEETS CREATION ABOVE THE ACTIVE REGION AR 0365 IN PREFLARE STATE**

**Podgorny A.I.<sup>1</sup>, Podgorny I.M.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia podgorny@fian.flandns.mipt.ru,*

<sup>2</sup>*Institute for Astronomy RAS, Moscow, Russia, podgorny@inasan.ru.*

### **Abstract**

*MHD simulations in the solar corona above the active region AR 0365 for a large size of the computational domain ( $4 \times 10^{10}$  cm) show that emergency of the new magnetic flux from-under the photosphere is accompanied by several current sheets creation near already existing singular lines. New X-type singularities also appear and new current sheets are created in their vicinities. Energy accumulated in each of these current sheets can produce an elementary flare. The sheets appeared near the emerged X-points are almost vertical. The flares in these sheets can produce CME, because of the  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  force, which accelerates plasma away from the Sun.*

### **Introduction**

The primordial energy release takes place in the solar corona on the height of  $3 \times 10^9 - 10^{10}$  cm [1-2]. The flare energy accumulation takes place above an active region in the magnetic field of a current sheet (CS). According to GOES ([http://www.lmsal.com/SXT/show\\_gev.html](http://www.lmsal.com/SXT/show_gev.html)) measurements the typical big event consists of a set of elementary flares with duration of hard X-ray emission order of several minutes. Each elementary flare can be produced by one of CS that appears in a preflare state.

Numerical simulations show, that CS is created in X-type singular line vicinity above the active region due to focusing of disturbances arriving from the photosphere [3]. After the quasi-stationary evolution the current sheet transfers into an unstable state. The CS decay causes explosive energy release with all observational manifestations, as CME appearance, flare emission, and particle acceleration up to energies exceeding 10 GeV. All these effects are explained by the electrodynamic model of the solar flare [3].

The problem is to perform MHD simulation of CS creation in the corona for a real active region. Observations make possibility to find only the magnetic field distribution on the photosphere which can be used as conditions for MHD simulations. It is necessary to initiate simulations above the active region in several days before the flare, when strong disturbances are absent, and currents in the corona can be neglected. So the potential magnetic field calculated for the observed photospheric magnetic field can be used for setting the initial condition.

This work is directed to prove the solar flare mechanism, which is based on CS creation. But it should be emphasized, that in such simulations it is not assumed any solar flare mechanism. In [4] the simulations are performed for ac-

tive region AR 0365 with the size  $\sim 10^{10}$  cm, which have produced flares 26 and 27 May, 2003. These simulations have been performed in the region with the size  $1.2 \times 10^{10}$  cm. It reveals the CS creation, but does not permit to demonstrate other singularities, and it does not completely avoid influence the instability that appears on the boundary. The first results of simulation in the big region ( $4 \times 10^{10}$  cm) are presented in this work.

### **Conditions for simulation**

The system of 3D MHD equations [5] is solved in the corona above the active region. According to [6] the flare appears in one or two days after the magnetic flux emergences from-under the photosphere. The numerical solving of MHD equations is initiated in three days before the flare, when there are no strong disturbances, and the magnetic field in an active region of the solar corona can be considered as potential one. The potential magnetic field is found by solving of Laplace equation for the magnetic potential  $\varphi_B$  ( $\mathbf{B} = -\nabla\varphi_B$ ) with inclined derivative along the line of sight as a boundary condition on the photospheric boundary. The distribution of the line-of-sight magnetic field component  $B_{\text{lsight}}$  on the photosphere is taken from magnetic maps observed by SOHO MDI (<http://soi.stanford.edu/magnetic/index5.html>).

To solve the system of MHD equations it is need to set two magnetic field components parallel to the boundary on the boundary of a computational domain in every moment of time. SOHO MDI observes on the photosphere only the distribution of the line-of-sight magnetic field component. For setting boundary conditions, two parallel to the photosphere magnetic field components are taken from the calculated potential magnetic field. Such method is valid because the magnetic field on the photosphere is defined mainly by currents under the photosphere, but not by currents in the corona.

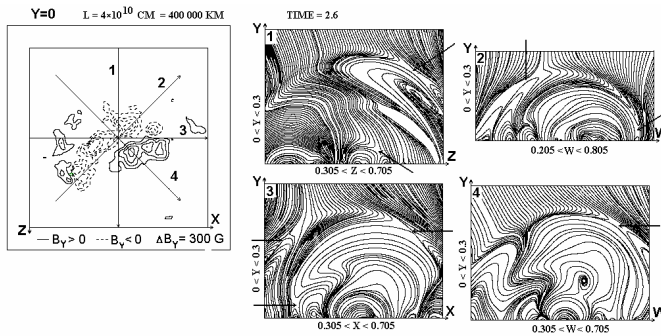
The system of MHD equations is solved numerically using an absolutely implicit finite-difference scheme conservative relative to the magnetic flux, which is realized in the PERESVET code. To accelerate calculations the multi-level time-step reduction in places of the strong gradients is used. The greed  $135 \times 39 \times 135$  of the finite-difference scheme is non-uniform, so that the minimal space step in the place of large field is 0.005 in dimensionless units.

### **Results of simulation**

The magnetic field configurations in the corona above the active region obtained by MHD simulation are presented in Fig. 1 and 2. Magnetic field lines in the planes perpendicular to the photosphere are shown in Fig. 1. The magnetic field is deformed into a configuration, which possessed several CS in the vicinity of X-points. The evolution in time of the magnetic configuration in the central plane ( $z = 0.5$ ) is shown in Fig. 2. The new magnetic flux emerges from the photosphere. Under the action of these disturbances, the magnetic field near the X-type points (arrows 1 and 2) is deformed into configuration of CS. The mag-

netic lines of CS 2 and 3 are shown in the extended scale in Fig. 2 below ( $t = 2.2$ ).

It should be emphasized, that emergency of the new magnetic flux from- under the photosphere is accompanied by CS creation near the already existing singular lines (1 and 2). The flux emergency causes also new X-type singularities (3 - 8), and new CSs are created in their vicinities. Several such X-points with CS sequentially emerge from-under the photosphere (3 - 8) and move upward. Then all these X-point disappears except the last one. The last emerged X-point continues to exist all remained time of calculation. The dynamic of magnetic field with such motion of the CS is seen in big domain, but it has not been observed in simulations in the small computational domain ( $1.2 \times 10^{10}$  cm) [4]. Probably, the reason of this effect in [4] is constant magnetic field setting on the adjoining to the photosphere nonphotospheric boundaries, which are situated not very far from the region of the strong field. It does not permit to change the magnetic field inside the region in a very free manner.



**Figure 1.**

The flares can occur due to instability of CSs that appear in each of such X-type points. But the CS magnetic field near the X-points emerged from-under the photosphere is much stronger, than for CS near the already existing X-points situated higher. So, more energy accumulates in the CS appeared near the emerged X-points, and these CSs must produce more powerful flares. CS appeared near the emerged X-points are almost vertical ones (see Fig. 2, arrow 3). Flares in these CS can produce CME, because of the  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  force, which accelerates plasma inside CS, is directed away from the Sun.

### Conclusion

The results of 3D MHD simulation demonstrate sequential creation of several CS as a result of new magnetic flux emergence in the active region AR 0365. Decay of every CS can produce the energy release and creation of an elementary flare above this active region, as it is observed in the event of 26–27 May 2003 by GOES in hard X-ray measurements.

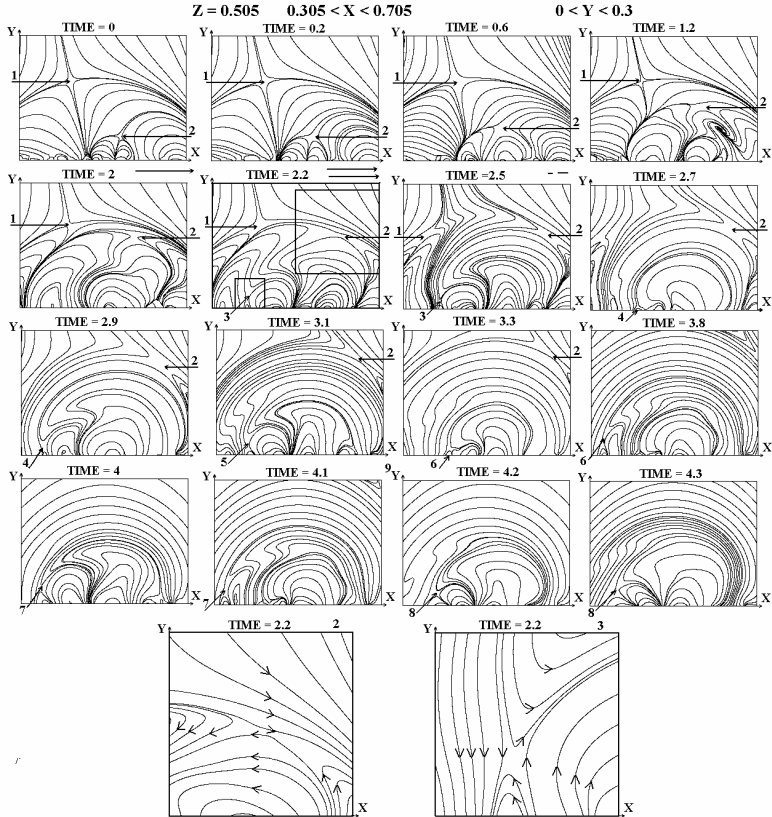


Figure 2.

### Acknowledgments

Authors acknowledge fruitful cooperation with N.S. Meshalkina. The work is supported by RFBR 06-02-16006.

### References

1. Masuda S. et al., Nature. **371**, 495 (1994).
2. Holman G.D. et al., Astrophys. J. **595**, L97 (2003).
3. Podgorny, A.I. and Podgorny I.M., Astronomy Report. **50**, 842 (2006).
4. Podgorny A.I., Podgorny I.M., Meshalkina N.S., Solar System Res. **41**, 322 (2007).
5. Podgorny A.I. and Podgorny I.M., Comput. Mathematics and Mathemat. Physics. **44**, 1784 (2004).
6. Ishkov V.N., Astron. Astroph. Trans. **20**, 563 (2001).

## **МЕХАНИЗМ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ, ОСНОВАННЫЙ НА ЧИСЛЕННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ И НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ**

**Подгорный И.М.<sup>1</sup>, Подгорный А.И.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт Астрономии РАН, Москва, Россия, podgorny@inasan.rssi.ru,*

<sup>2</sup>*Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия.*

## **THE SOLAR FLARE MECHANISM BASED ON NUMERICAL MHD SIMULATION AND OBSERVATION**

**Podgorny I.M.<sup>1</sup> and Podgorny A.I.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Institute for Astronomy RAS, Moscow, Russia, podgorny@inasan.ru*

<sup>2</sup>*Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia*

### **Abstract**

*New data obtained in X-ray the spacecraft measurements demonstrate the explosive energy release above a magnetic arch in the place, where numerical MHD simulations have shown a current sheet creation. 3D MHD simulations have been carried out using the observed magnetic field distribution on the photosphere in the preflare state. The current sheet magnetic energy dissipation supplies plasma heating in the coronal X-ray source. Independent evidence of hot dense plasma appearance during a flare is obtained from the high frequency continuum measurements. Other two sources of hard x-ray are observed on the solar surface. They appear due to electron precipitation that accelerated in field-aligned currents by the Hall electric field. The similar mechanism is responsible for electron acceleration in aurora. All observed results confirm the flare electrodynamic model prediction.*

### **Введение**

Измерения, выполненные на аппаратах *Yohkoh* и *RHESSI* [1, 2], показали, что главным проявлением вспышки является неожиданное выделение тепловой энергии в короне над активной областью. Если ситуация сложится так, что над активной областью имеются магнитные потоки противоположного направления, разделенные токовым слоем (ТС), то такая конфигурация может при определенных условиях быстро распасться, и энергия магнитного поля  $TC \ B^2/8\pi$  перейдет в тепловую и кинетическую энергию плазмы. В литературе рассматриваются три возможности происхождения горячего плазменного образования в короне.

1. При всплывании нового поля в окрестности особой линии магнитного поля образуется токовый слой (ТС), который распадается при переходе в неустойчивое состояние с выделением энергии, запасенной в его магнитном поле. Эта идея, высказанная С.И. Сыроватским, легла в основу трехмерного МГД моделирования и построения электродинамической модели вспышки.

2. Горячее облако плазмы удерживается в арочном магнитном поле на вершине арки. В этом случае возникает проблема – каким образом образовалось плотное плазменное облако с концентрацией на 4-5 порядков превышающей концентрацию короны, какова причина выделения энергии и почему облако не расширяется вдоль линий поля арки. Локальный нагрев плазмы обычно приписывается магнитному пересоединению двух мощных магнитных трубок с противоположно направленными полями.

3. Выброс коронального вещества в виде петли с током вызывает вытягивание арочного магнитного поля и образование ТС [3].

Наблюдательные данные позволяют оценить эти возможности.

### **Магнитные трубки**

Яркие петли в видимом, ультрафиолетовом и рентгеновском излучениях располагаются вдоль линий магнитного поля и позволяют судить о конфигурации поля. Возникает искушение отождествить петлю с изолированной магнитной трубкой, наполненной светящейся плазмой. Предполагается столкновение двух таких магнитных трубок с полями противоположного направления. При этом, пересоединение магнитных потоков приводит к образованию новой конфигурации с меньшей магнитной энергией  $\int B^2 dv$ , и происходит вспышечное выделение энергии. Однако такое представление ошибочно. Дело в том, что для равновесного существования магнитной трубки необходимо, чтобы градиент магнитного давления  $\nabla B_i^2/8\pi$  уравнивался магнитным натяжением  $B_i^2/8\pi R$ . Здесь  $B_i$  магнитное поле внутри трубки и  $R$  – радиус кривизны линии поля. Это условие не может быть выполнено в отдельной магнитной трубке, где магнитное давление явно превосходит натяжение линий (рис. 1а). Равновесие может осуществиться, если на границе петли имеется сильный градиент магнитного поля  $\nabla B_e^2/8\pi$ , направленный везде к оси трубки.  $B_e$  – магнитное поле вне трубки. При достаточно большом радиусе петли  $R$  баланс давлений на границе имеет вид  $B_i^2/8\pi + nkT = B_e^2/8\pi$ . Таким образом, необходимым условием существования светящейся петли является неравенство  $B_i < B_e$ , т.е. трубка должна быть диамагнитной (рис. 1б). Она должна быть погружена в сильное арочное поле и не может прийти в соприкосновение с другой трубкой, содержащей магнитный поток противоположного направления.

Трубка с большим продольным полем может существовать только в присутствии сильного тока,  $I$ , текущего вдоль ее оси (рис. 1с), когда удержание плазменной трубки обеспечивается сильным полем тока, а баланс давлений имеет вид  $I^2 = (B_i^2 - B_e^2)r_0^2 c^2/4\pi + 2c^2 NkT$ .  $N$  – число частиц на единицу длины трубки.  $T$  – температура,  $r_0$  – радиус трубки.



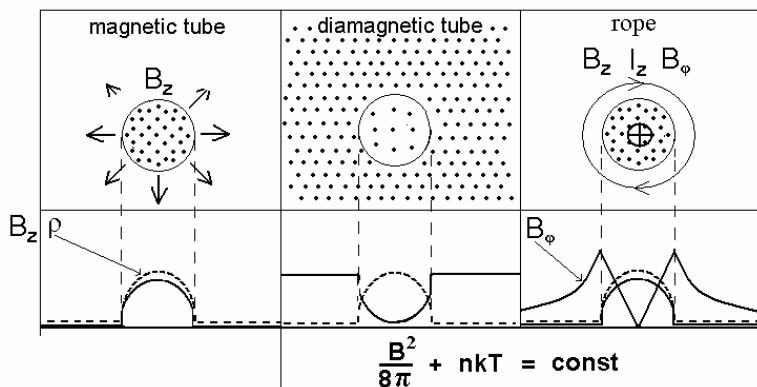


Рисунок 1.

### Выброс магнитного жгута

Если магнитный жгут возник над фотосферой, на него действует выталкивающая сила тока отображения. Такая идея чрезвычайно популярна для объяснения корональных выбросов и вспышек. При выбросе жгута линии поля магнитной арки вытягиваются, образуя конфигурацию ТС. Однако невозможно образовать устойчивое равновесие в процессе рождения жгута. Поэтому для осуществления взрывного процесса необходимо увеличить ток жгута до  $10^{12}$  А за время меньше 10 сек [4]. Такой большой ток вызовет перед вспышкой колоссальное возмущение магнитного поля на фотосфере. Однако такое возмущение перед вспышкой не наблюдается, а механизм внезапного появления тока  $\sim 10^{12}$  А остается неразрешенной проблемой.

### Электродинамическая модель вспышки

Электродинамическая модель [4, 5] основана на результатах численного моделирования, показывающего медленное образование ТС в короне в предвспышечном состоянии при всплывании нового магнитного потока (Рис. 2а). Накопление энергии в магнитном поле ТС было показано в численных трехмерных МГД экспериментах для наблюдаемой динамики активной области в предвспышечном состоянии. Плазма со скоростью  $V_{in}$  втекает в ТС с обеих его сторон вместе с вмороженными линиями магнитного поля и после пересоединения линий поля растекается вдоль ТС вверх и вниз. При этом сила  $j \times V/c$  ускоряет плазму, и поток плазмы вверх приводит к эжекции солнечного вещества в межпланетное пространство - возникает корональный выброс. Плазма, ускоренная вниз, образует вместе с сжимающимися линиями магнитного поля послевспышечные петли.

Нагревание плазмы при пересоединении обеспечивает высокую температуру над петлями и возникновение там рентгеновского излучения.

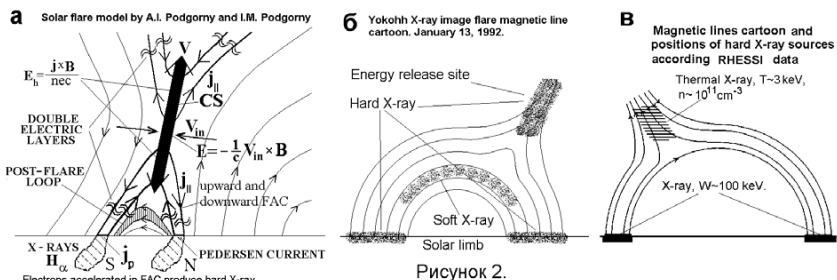


Рисунок 2.

Возникновение жесткого рентгеновского излучения из горячей плазмы над активной областью во вспышке было показано на аппаратах Yokoh и RHESSI (Рис. 2) [1, 2]. Этот источник излучения имеет температуру несколько кэВ и концентрацию  $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Он расположен там, где конфигурация линий магнитного поля соответствует ТС.

Важной особенностью корональных ТС является генерация электрического поля Холла  $\mathbf{j} \times \mathbf{B} / nec$ , направленного вдоль ТС и генерирующего электрические токи вдоль линий магнитного поля. Электроны, ускоренные в направленном вверх продольном токе, высыпаются в хромосферу. Они вызывают свечение вспышечных лент и жесткое рентгеновское излучение. В типичном случае энергия может достигать сотни кэВ. Рентгеновское излучение ускоренных электронов ( $> 100 \text{ кэВ}$ ) было зарегистрировано аппаратами Yokoh и RHESSI в подножьях вспышечной петли (Рис. 2б и 2в) [1, 2].

Условия для генерации частиц сверхвысоких энергий создаются в окрестности особой линии магнитного поля перпендикулярной плоскости Рис. 2. Электрическое поле  $-\mathbf{V} \times \mathbf{B} / c$  возникает при втекании плазмы в ТС.

Т.о., энергия, освобождающаяся при распаде ТС, расходуется на вспышку, корональный выброс массы и генерацию солнечных космических лучей. Исследования на аппарате RHESSI [1], нейтронных мониторах, радиотелескопе ССРТ и численные эксперименты [4, 5] позволили получить новые доказательства правильности электродинамической модели вспышки.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 06-02-16006.

### Литература

- Hollman G. D., et al. *Astrophys. J.* **595**, L1.97 (2002).
- Tsuneta S., S. Masuda T. Kosugi, et al. *Astrophys. J.* **478**, 787 (1997).
- Lin J. *Solar Phys.* **219**, 469 (2004).
- Podgorny A. I. and A. I. Podgorny. *Астрон Ж.* **86**, 940 (2006).
- Podgorny A. I., Podgorny I. M. *Solar Phys.* **139**, 125-145 (1992).

## **УЧЕТ МЕРИДИОНАЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В МОДЕЛИ ДИНАМО ПАРКЕРА**

**Попова Е.П.<sup>1,2</sup>, Решетняк М.Ю.<sup>1,2</sup>, Соколов Д.Д.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Московский государственный университет*

<sup>2</sup>*Институт физики Земли РАН*

popovaelp@phys.msu.ru, rm@uipe.srcc.msu.ru, sokoloff@dds.srcc.msu.ru

## **MERIDIONAL CIRCULATION IN PARKER'S DYNAMO MODEL**

**Popova E.P.<sup>1,2</sup>, Reshetnyak M.Yu.<sup>1,2</sup>, Sokoloff D.D.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Moscow State University*

<sup>2</sup>*Institute of the Physics of the Earth RAS*

### **Abstract**

*We consider the role of the meridional circulation in the simple kinematic Parker's type dynamo model with the use of a WKB method. We show that the meridional circulation can extend a cycle essentially, however within the framework of approach considered it can not turn direction of dynamo-wave propagation. If circulation velocity is too large the wave concentrates in polar regions.*

Принято считать, что магнитное поле Солнца и звезд создается механизмом динамо. Схема работы динамо была предложена в фундаментальной работе Паркера (1955).

Простейшие модели солнечного динамо предсказывают слишком короткий цикл активности. Одно из возможных разрешений этой трудности является введение меридиональной циркуляции. Циркуляция, направленная против распространения динамо-волны, может существенно затормозить ее распространение и приблизить период активности к наблюдаемому.

В настоящее время влияние меридиональной циркуляции в основном изучают методами прямого численного моделирования уравнений среднего поля. До настоящего времени не вполне ясно, насколько меридиональная циркуляция совместима со схемой Паркера. Проблема состоит в том, что схема Паркера в своем классическом виде не требует полного описания эволюции магнитного поля во всей конвективной зоне, а позволяет ограничиться описанием средних широт конвективной зоны и провести усреднение по толщине этой зоны. В результате упрощения уравнения динамо становятся доступными аналитическому анализу.

В данной работе мы рассмотрим вопрос о влиянии меридиональной циркуляции на эволюцию магнитного поля, генерируемого механизмом динамо, в рамках простейшего обобщения уравнений динамо Паркера.

Напомним, что уравнения динамо Паркера получаются из полной системы уравнений электродинамики средних полей в предположении, что

динамо-волна распространяется в тонкой сферической оболочке (например, в инверсном слое). При выводе этих уравнений производится усреднение магнитного поля по радиусу в пределах некоторой сферической оболочки, где и происходит работа динамо, и отбрасываются члены, описывающие эффекты кривизны вблизи полюса. С включением меридиональной циркуляции уравнения динамо приобретают вид

$$\begin{aligned} \gamma A + \nabla A' &= \alpha B + A'', \\ \gamma B + \nabla B' &= D \cos \theta A' + B''. \end{aligned}$$

Здесь  $B$  - тороидальное магнитное поле,  $A$  пропорционально тороидальной компоненте векторного потенциала, которая определяет полоидальное магнитное поле,  $\theta$  - широта, которая отсчитывается от экватора,  $D$  - безразмерное динамо-число,  $V$  - меридиональная циркуляция ( $V = \text{const}$  в северном полушарии и имеет противоположный знак в южном полушарии). Меридиональная циркуляция оказывается существенной, когда  $V$  порядка  $|D|^{1/3}$ , т. е.  $V = |D|^{1/3} v$ , где  $v$  порядка 1.

При построении асимптотического решения мы опираемся на асимптотический анализ исходных уравнений Паркера проведенный Кузаныяном и Соколовым (1995). Будем искать решение в виде

$$(A|D|^{2/3}, B) = \exp(\Gamma|D|^{2/3}t + i|D|^{1/3}S)(\mu, v),$$

где  $S$ ,  $\mu$  и  $v$  - гладкие функции и  $|D| \gg 1$ . Такой подход подобен известному методу ВКБ в квантовой механике, так что  $S$  – аналог действия, а его производная по  $\theta$  соответствует импульсу, или волновому вектору  $k$ , который в данном случае является комплексным. Комплексное  $\Gamma$  определяет собственное значение, его действительная часть дает скорость роста, а мнимая дает длительность цикла активности.

Подставляя выбранный вид искомого решения в уравнения Паркера, получаем алгебраическую систему уравнений для  $\mu$  и  $v$ . Условие разрешимости для этой системы представляет собой дисперсионное соотношение для частоты динамо-волны и ее волнового вектора, т.е. уравнение Гамильтона-Якоби

$$[\Gamma + i k v + k^2]^2 - i \acute{\alpha} k = 0,$$

где  $\acute{\alpha} = \cos \theta$ , меридиональной циркуляции соответствует слагаемое  $ikv$ . Это уравнение при известном  $\Gamma$  представляет собой алгебраическое уравнение четвертого порядка относительно  $k$ , которое может быть решено в явной форме или численно. Проблема состоит в том, что мы должны еще найти  $\Gamma$ . Для этого заметим, что уравнение Гамильтона-Якоби не содержит пространственной координаты явно, так что мы можем рассмотреть  $\acute{\alpha}$  как параметр. Тогда при заданных  $\acute{\alpha}$  и  $\Gamma$  четыре решения уравнения Гамильтона-Якоби могут быть представлены как точки на комплексной плоскости

импульса  $k$ . При изменении параметра  $\alpha$  эти точки образуют четыре ветви на плоскости  $k$ .

Граничные условия для нашей задачи состоят в том, что мнимая часть импульса отрицательна вблизи полюса и положительна на экваторе, так что амплитуда волны затухает и вблизи полюса, и вблизи экватора. Концы четырех рассматриваемых ветвей можно найти из уравнения  $\Gamma + ikv + k^2 = 0$ . Для растущих решений ( $\text{Re } \Gamma > 0$ ) один корень этого уравнения принадлежит верхней, а другой – нижней полуплоскости. Как и для обычного динамо Паркера, не существует одной ветви  $k$ , гладко соединяющей точки, отвечающие полюсу и экватору. Поэтому мы подбираем  $\Gamma$  так, чтобы гладкое решение сшивлось из каких-нибудь двух ветвей - это и есть условие для определения собственного значения. Как и в обычном динамо Паркера, мы считаем, что сшивка ветвей происходит в точке  $\theta = \theta^*$ , где  $\alpha$  становится максимальным ( $\alpha = \alpha^*$ ). Условие, что две ветви  $k$  имеют общую точку состоит в том, что обращается в ноль производная левой части уравнения Гамильтона-Якоби по  $k$ , что дает условие  $4k(2k+iv)^2 = i\alpha^*$ . Подставляя полученное из этого условия значение импульса в точку сшивки обратно в уравнение Гамильтона-Якоби, мы находим собственное число и искомое асимптотическое решение. Интерес представляет гладкое решение. Оно является таким при значениях  $v$  меньше некоторого критического  $v_{кр} = 1.5\alpha^*$ .

Мы дополнили аналитическое изучение динамо-волны численным. Используя стандартную аппроксимацию второго порядка для наших уравнений с помощью конечных разностей, мы решили полученную спектральную задачу методом конечных разностей. При этом в качестве граничных условий на экваторе использовали условие дипольной симметрии ( $A'(0)=0, B(0)=0$ ), а на полюсе считали, что решение обращается в ноль ( $A(0)=0, B(0)=0$ ). При решении нашей краевой задачи мы использовали QR-алгоритм.

Полученные численные результаты в целом воспроизводят выводы асимптотической теории. Меридиональная циркуляция, направленная против движения динамо-волны, увеличивает период цикла и при небольших  $v$  несколько увеличивает эффективность работы динамо, т.е. скорости роста  $\text{Re } \Gamma$ . При достижении некоторой критической скорости динамо волна практически останавливается ( $\text{Im } \Gamma$  обращается в нуль), а динамо-волна концентрируется вблизи полюса. При этом численный расчет, так же как и аналитический, дает значение критической скорости равное  $1.5\alpha^*$ .

Итак, мы выяснили, что описание меридиональной циркуляции, пусть и в ограниченном объеме оказывается совместимой с приближением Паркера. Она действительно может существенно увеличить период солнечного цикла и при определенных условиях удлинить его на порядок. Это происходит в том случае, когда циркуляция направлена против движения волны, т.е. от экватора к полюсу. Наша задача обнаруживает целый интервал зна-

чений циркуляции, в котором волна практически останавливается, а цикл радикально удлиняется.

Отметим, что в рамках рассмотренного приближения меридиональная циркуляция не позволяет повернуть направление распространения динамоволны. При увеличении циркуляции волна может остановиться, а потом решение становится неосциллирующим и далее затухающим.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ, гранты 06-05-64619 и 07-02-00127) и фонда INTAS (грант N03-51-5807).

### **Литература**

1. *E.N. Parker*, *Astrophys. J.*, 122, 293 (1955).
2. *K.M. Kuzanyan, D.D. Sokoloff*, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* 81, 113 (1995).

## **ХАРАКТЕРИСТИКИ СОЛНЕЧНЫХ ПОЛЯРНЫХ ЛУЧЕЙ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА SOHO**

**Порфирьева Г.А., Якунина Г.В., Делоне А.Б.**

*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, ГАИШ МГУ,  
Москва, e-mail: yakunina@sai.msu.ru*

## **CHARACTERISTICS OF SOLAR POLAR PLUMES BY OBSERVATIONS ON SOHO**

**Porfir'eva G.A., Yakunina G.V., and Delone A.B.**

*Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia,  
e-mail: yakunina@sai.msu.ru*

### **Abstract**

*A brief review of results of observations of coronal polar plumes obtained on UVCS, SUMER и EIT SOHO during the minimum of the solar activity is presented. Temperature, electron density and dynamics of the solar plasma inside polar plumes (PP) and in interplume (IP) corona differ. Comparison of calculated line profiles with observed ones helps us to investigate turbulent and outflow velocities in solar polar plumes. Published data has been used.*

### **Введение**

Полярные щеточки *PP* это корональные образования, отчетливо наблюдающиеся в корональных дырах (*CH*) вблизи полярных лимбов Солнца в годы минимума солнечной активности. Они прослеживают открытые силовые линии магнитного поля (*MF*) на разные расстояния в зависимости от того, наблюдаются ли они в далеком УФ (*EUV*), видимой области спектра или белом свете, как это видно, например, на рис. 2 [1], где приведены изображения, полученные в различных областях спектра на трех инструментах с борта SOHO. Они видны также в SXR и радио.

В настоящее время динамика плазмы внутри полярных щеток в зависимости от высоты не окончательно ясна. В данной работе представлен краткий обзор результатов наблюдений из космоса на инструментах SOHO: UVCS (профили линий OVI 1032Å, 1037Å, MgX 610Å, H $\gamma$  Ly  $\alpha$  1216Å), SUMER, EIT (FeIX/X 171Å, FeXII 195Å T $\sim$  1.6 MK). Используются данные публикаций в научных журналах.

### **Данные наблюдений о полярных лучах**

EUV *PP* выглядят как короткие выступы на лимбе Солнца неизменной формы и с внезапными изменениями яркости. Время жизни варьирует от нескольких часов до десяти дней. Возможно, большинство *PP*, наблюдаемых в белом свете, связано с *PP*, видимыми в EUV, и их основаниями в нижней короне [1]. *PP* более яркие и, вероятно, более плотные по сравне-

нию с окружающей короной. С высотой эта разница уменьшается и PP все более и более сливаются с фоном.

Вклад PP в быстрый солнечный ветер до конца не изучен. Считается, что основной вклад над солнечным лимбом вносится от областей между PP в корональных дырах [2-7]. Профили линий в PP уже на 10-15 процентов, чем в промежутках между ними. Возможно степень турбулизации в PP меньше по сравнению с окружающей средой.

Согласно одним данным геометрия PP отличается от радиальной. На расстояниях до (2-3) Rs от поверхности Солнца PP искривляются аналогично магнитным силовым линиям окружающей короны [1, 7, 8]. Однако, как обсуждается в [9, 10], анализ данных наблюдений на обсерватории Мауна LOA, на КА Yohkoh и Ulysses показывает, что во внутренней короне лучи стримеров имеют приблизительно радиальное направление.

PP связаны с концентрациями магнитного поля, в полярных областях, размером около 4" ( $2-4 \times 10^3$  км). В основании солнечной короны их ширина  $(20-28) \times 10^3$  км. Вкрапление полей полярности, противоположной доминантной, приводит к возникновению полярных лучей в результате пересоединения магнитных силовых линий [3, 11, 12].

Сопоставление наблюдений фотосферного MF на магнитографе IVM обсерватории Mees Solar Observatory с изображениями PP, полученными на EIT SOHO в марте 1996 г., показали, что основания PP расположены в местах наиболее сильного MF. Общая напряженность MF порядка 300 Гс. С учетом фактора заполнения напряженность MF внутри полярных корональных лучей может быть между 1,5 кГс и 10 кГс [13]. Изображения в рентгене позволяют определить положения оснований PP, часто совпадающих с яркими рентгеновскими точками.

Характеристики PP представлены нами в таблице. Электронная плотность в PP на расстояниях 1,2 – 1,3 Rs в несколько раз (иногда на порядок) выше по сравнению с окружающей средой и на несколько порядков уменьшается с высотой, сравниваясь с окружающей короной на расстояниях 4-5 Rs. Скорость вытекания плазмы внутри PP меньше, чем в окружающей среде, хотя существуют и противоположные данные.

### **Сравнение расчетных и наблюдаемых профилей линий**

Как видно из таблицы, изменение с высотой параметров внутри PP и окружающей среде плохо изучено и сведения часто противоречивы. Расчет теоретических профилей в рамках разных моделей и сравнение их с наблюдаемыми на UVCS SOHO позволяет точнее определить динамические свойства плазмы внутри полярных лучей PP.

Наблюдаемые профили (+ + +) можно представить обычно или суммой двух гауссиан или одной гауссианой. На рис. 1 приведены профили линии O VI 1032, полученные на спектрометре UVCS SOHO 19 (слева) и 23 (в центре и справа) сентября 1997 г. (по рис.1 из [25]). Оси координат



оцифрованы в произвольных единицах. Считается, что более узкая компонента (···) объясняется излучением от РР, а широкая (- - -) – излучением от окружающей среды (IP). Суммарный профиль представлен сплошной линией. Профили слегка асимметричны.

Таблица

Свойства	Полярные лучи	Среда	Расстояние Rs	Инструмент	Ссылка
$N_e \text{ см}^{-3}$	(5-6) $10^8$	$10^8$	1.2-1.3	SOHO SUMER	[14]
	(2.8-5.6) $10^9$				[15]
ход с высотой	$10^9$ - $10^4$	$10^8$ - $10^4$	1-5		[16] [17]
	0-65	100-150	1.7	SOHO UVCS	[18]
скорость вытекания, V км/с	18	34	< 1.2		[19]
	>			SOHO SUMER	[20, 21]
$\Delta\lambda_D$	<			SOHO UVCS	[22]
	<		1,34 - 2	SOHO UVCS	[23]
T, K ход с высотой	<			SOHO EIT	[1, 15]
	не растет	растет			[19, 15]
геометрия	не радиальная		20-30 Мм		[1, 24]
	радиальная				[9, 10]
магнитное поле (MF)	концентрация MF				[1]
	пересоединение				[2, 11, 12]

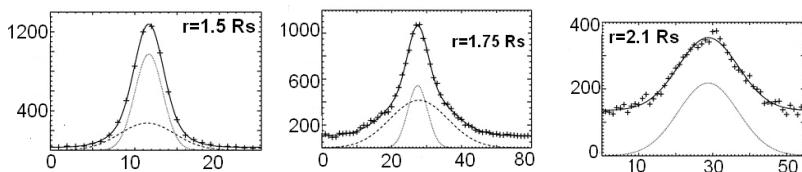


Рис. 1. Наблюдаемые профили линии OVI  $\lambda 1032$  (по рис. 1 [25]).

Вклад от РР преобладает на низких высотах  $< 2 R_s$  и не заметен на высотах  $> 2,5 R_s$ . Доплеровские смещения профилей РР малы, т. е. скорости вытекания плазмы вдоль РР на этих высотах малы. Величина  $\Delta\lambda_D$  мало изменяется с высотой. Если основание РР расположено от полюса Солнца далеко ( $20^\circ$ ), то наблюдаемый профиль хорошо удовлетворяется одной гауссианой и на малых высотах, что демонстрируется на рис. 2 [25].

В [25] рассчитаны теоретические профили линий OVI и H $\alpha$  Ly  $\alpha$  путем интегрирования по лучу зрения (LOS) с учетом вклада от полярного луча

PP. При расчетах используются данные наблюдений о плотности, температуре и геометрии корональных структур и различные возможные варианты изменения скорости вытекания  $V$  и турбулентности  $\alpha$  с высотой в PP по сравнению с окружающей средой.

На рис. 2 (по рис. 3 [25]) представлена модель геометрии PP в плоскости луча зрения (LOS), используемая при вычислении профилей корональных линий. PP заштрихованы и отстоят от полюса Солнца на углы:  $-15^\circ$ ,  $-5^\circ$ ,  $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $18^\circ$  (слева направо). Сплошными линиями представлены силовые линии MF. Для расчета профилей линий по-зигионный угол PP принимается равным  $15^\circ$ . Концентрация электронов  $N_e \text{ cm}^{-3}$  внутри PP бералась по данным наблюдений на SOHO (SUMER, UVCS, LASCO, [16, 17]). Над поверхностью Солнца:  $N_e(\text{PP}) \sim 9 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T \sim 1 \times 10^6 \text{ K}$ ;  $N_e(\text{IP}) \sim 1.5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T \sim 1.2 \times 10^6 \text{ K}$ .

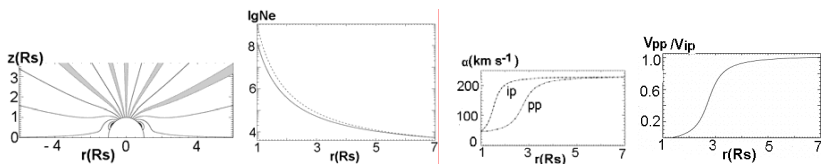


Рис. 2. Модели, используемые при расчетах теоретических профилей линий OVI 1032Å.

Примеры расчетных профилей приведены на рис. 3. В 1-м и 2-м случаях турбулентность в PP принималась постоянной с высотой (50 км/с), скорость вытекания плазмы в PP или пропорционально скорости вытекания в окружающей короне  $V_{\text{PP}} = C V_{\text{IP}}$ ,  $C = 0.25, 0.5, 1.0, 1.5$  (1-й случай) или линейно меняется с высотой, приближаясь к 1 на расстоянии около 6 Rs (2-й случай). Расчетные профили не согласуются с наблюдаемыми. Они асимметричны на расстоянии до 2 Rs, а на расстоянии порядка 3 Rs узкая составляющая от PP из-за больших доплеровских скоростей смещена в крыло линии (рис. 3 левый профиль). Таких деталей не наблюдается.

В 3-м случае принимается, что турбулентность в PP является функцией высоты (рис. 2),  $V_{\text{PP}}/V_{\text{IP}}$  линейно меняется с высотой аналогично 2-му случаю. При этом получается хорошее согласие с наблюдениями. Для расстояний от 1.5 Rs до 2.5 Rs расчетные профили представляются суммой двух гауссиан, при больших высотах они почти гауссовские. Однако при малых высотах вклад от PP не доминирует в профиле, полученном интегрированием по лучу зрения (рис. 3 LOS-профиль в центре).

В 4-м случае предполагаются нелинейные зависимости турбулентности и скорости вытекания в PP с высотой (рис. 2) и получается лучшее согласие с наблюдениями (рис. 3 профиль справа). На расстояниях до 1.4 Rs доминирует вклад от PP. На высотах, больших 2.3 Rs, тоже хорошее согласие.

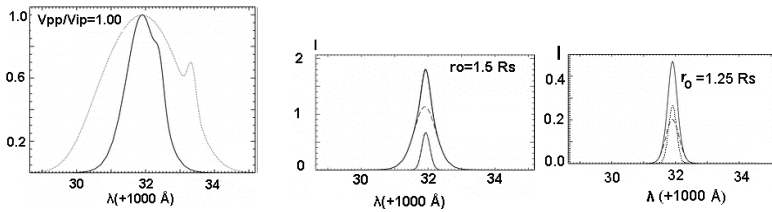


Рис. 3. Расчетные профили линии OVI  $\lambda 1032\text{\AA}$  (по рис. 5, 7, 8 [25]).

### Выводы

PP располагаются на некотором расстоянии от полюсов Солнца. Ниже высоты около 2 Rs вещество PP остается более холодным и медленно движущимся по сравнению с окружающей корональной плазмой. Выше по своим динамическим характеристикам вещество PP все более и более уподобляется веществу соседних областей короны. Изменение в свойствах вероятно связано взаимодействием с более горячей и быстро движущейся плазмой окружающей короны. Определены возможные зависимости с высотой скорости вытекания и турбулентности плазмы PP по сравнению с окружающей короной.

Профили линий, рассчитанные для случая, когда турбулентная скорость в PP не зависит от высоты, не согласуются с наблюдаемыми. Лучше всего согласуются с наблюдениями профили линий, вычисленные в предположении, что турбулентная скорость и скорость вытекания плазмы в PP и окружающей короне нелинейно зависят от высоты. Формы наблюдаемых профилей линий O VI и Ly  $\alpha$ , их ширины и интенсивности лучше согласуются с расчетными, если учесть вклад от PP.

### Литература

1. DeForest C.E., Lamy P.L., Llebaria A. // Ap.J. 2001, V.560, P.490.
2. Wang J.M. // Ap.J. 1994, V.435, L153.
3. Wang J.-M. et al. // Ap.J. 1997, V.484, L75.
4. Del Zonna L., Hood A.W., Longbottom A.W. // Astron. & Astroph. 1997, V.318, P.963.
5. Kohl J.L. et al. // Solar Phys., 1995, V.152, P.963.
6. Wilhelm K., Dammasch I.E., Marsch E., Hassler D.M. // Astron. & Astroph. 2000, V.353, P.479.
7. Teriaca L., Poletto G., Romoli M., Biesecker D.A. // Ap.J. 2003, V.588, P.566.
8. Banaszkiwicz M., Axford W.I., McKenzie J.F. // Astron. & Astrophys. 1998, V.337, P.940.
9. Woo R., Habbal S.R. // Ap.J. 1999, V.510, L69.
10. Woo R., Habbal S.R., Howard R.A., Korendyke C.M. // Ap.J. 1999, V.513, P.961.
11. Wang J.M. // Ap.J. 1998, V.501, L145.
12. Wang J.M., Sheeley N.R., Jr. // Ap.J. 1995, V.452, P.457.

13. *Wulser J. -P., Mickey D.L.* // Proc. Intern. Meet., France, 1998, P.355.
14. *Wilhelm K., Wang J.M.* // Astron. & Astroph. 2006, V.455, P.697.
15. *Young P.R., Klimchuk J.A., Mason H.E.* // Astron. & Astrophys. 1999, V.350, P.286.
16. *Doyle J.G., Keenan F.P., Ryans R.S.I., Aggarwal K.M., Fludra A.* // Solar Phys., 1999, V.188, P.73.
17. *Doyle J.G., Feriaca L., Banerjee D.* // Astron. & Astrophys. 1999, V.349, P.956.
18. *Giordano S., Antonucci E., Noci G., Romoli M., Kohl G.L.* // Ap.J. 2000, V.531, L 9.
19. *Wilhelm K., Marsh E., Dwivedi B.N., Hassler D.M., Lemaire P., Gabriel A.M., Huber M.C.E.* // Ap.J. 1998, V.500, P.1023.
20. *Gabriel A.M., Abbo L., Bely-Duban F., Leebaria A., Antonucci E.* // Ap.J. 2005, V. 35, L185.
21. *Gabriel A.M., Bely-Duban F., Lemaire P.* // Ap.J. 2003, V.589, P.623.
22. *Hassler D.M., Wilhelm K., Lemaire P., Schuehle U.* // Solar Phys., 1997, V.175, P.375.
23. *Kohl J.L., Esser R., Crammer S.R. et al.* // Ap.J. 1999, V.510, L59.
24. *DeForest C.E., Lamy P.L., Leebaria A.* // Ap.J. 2001, V.546, P.569.
25. *Raouafi N.-E., Harvey J.W., Solanki S.K.* // Ap.J. 2007, V.658, P.643.

## **СТРУКТУРА ВОЛНОВОГО ПОТОКА В КОРОНАЛЬНЫХ ДЫРАХ**

**Просовецкий Д.В., Кузнецова С.М., Обухов А.Г.**

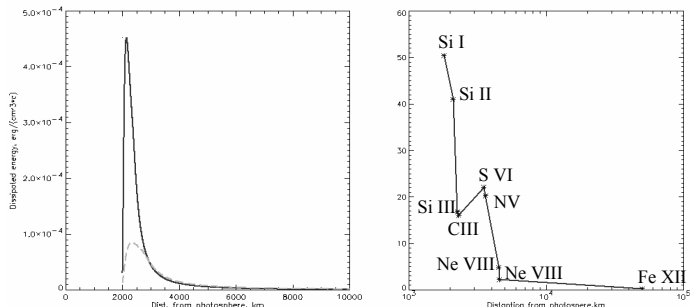
*Институт солнечно-земной физики СО РАН, [proso@iszf.irk.ru](mailto:proso@iszf.irk.ru)*

Для корональных дыр (КД) часто предполагаются однородные характеристики строения атмосферы и излучения различных ее слоев. Однако радионаблюдения Солнца показывают повышенный уровень микроволновой эмиссии КД на длинах волн, близких к 2 см. Подобные свойства излучения КД постоянно регистрируются при наблюдениях на длине волны 1,76 см (радиогелиограф в Нобееме) и отмечались на близких длинах волн. Такая особенность КД должна иметь объяснение в строении атмосферы и балансе энергии различных уровней КД. Повышенный уровень излучения в хромосфере требует дополнительного поступления энергии на эти высоты. Источником такой энергии могут служить волны, распространяющиеся из-под фотосферы. Аргументом в пользу этого служит пропорциональная зависимость между яркостными температурами на уровнях хромосферы и короны. В этом случае диссипация волнового потока на уровне хромосферы вызывает охлаждение корональных слоев. Радиальное расположение источников излучения в хромосфере и короне указывает, что наиболее предпочтительным агентом переноса энергии являются альфеновские волны.

Опираясь на результаты предыдущих исследований, мы уточнили модель атмосферы спокойного Солнца и КД в присутствии потока альфеновских волн и их диссипации за счет соударения ионов. Граничными условиями для модели являлись значения яркостных температур КД на длинах волн 1,76 и 5,2 см и величина волнового потока  $F_a = \rho \langle \Delta v^2 \rangle v_a$ , найденная из наблюдений SOHO/MDI. В результате численного решения системы уравнений модели в квазистационарном случае мы получили высотные зависимости для температуры  $T$ , концентрации частиц  $N$ , плотности волновой энергии  $W$ . Зависимость величины диссипированной энергии  $E_m = -\left(v_a + \frac{3v}{2}\right) \frac{\partial W}{\partial R} + \frac{Wv_a}{2N} \frac{\partial N}{\partial R} - \frac{3W}{2} \frac{\partial v}{\partial R}$  от высоты показана на рисунке. Количество поглощенной энергии волн имеет максимум на высотах верхней хромосферы при пониженной концентрации частиц  $N=10^7 \text{ см}^{-3}$ , характерной для КД. При концентрации частиц более  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  повышенное выделение волновой энергии отсутствует.

Радионаблюдения на двух длинах волн (1,76 и 5,2 см) несут информацию об атмосфере Солнца только на высотах хромосферы и нижней короны. Для определения волнового потока на промежуточных высотах мы использовали спектральные наблюдения ультрафиолетового спектрографа SUMER/CDS на борту КА SOHO. Для наблюдавшихся микроволновых КД

были отобраны наблюдения ультрафиолетового излучения 9 ионов с температурами формирования линий от  $6,76 \cdot 10^4$  до  $5,75 \cdot 10^5$  К. Определялись доплеровские скорости ионов и рассчитывались значения  $\langle \Delta v^2 \rangle$  вдоль щели спектрографа. Температура формирования линий привязывалась к значениям температуры в модели атмосферы над КД. Таким образом, мы получаем высотное распределение  $\langle \Delta v^2 \rangle$ . В целом, распределение этого параметра с высотой отвечает рассчитанному в модели. Однако на хромосферных высотах имеются повышенные значения  $\langle \Delta v^2 \rangle$ . Пользуясь высотным модельным распределением  $N$ , подставляя значения фотосферных магнитных полей, мы получили значения волнового потока и плотности энергии на различных высотах. Волновой поток  $F_a$  на высотах, выше температурного минимума и ниже уровня формирования излучения 1,76 см, близок к  $100 \text{ эрг/см}^2\text{с}$ . Это соответствует значениям, заложенным на этих высотах в модели.



Слева: зависимость количества диссипированной энергии волн от высоты для  $N = 10^7 \text{ см}^{-3}$  (сплошная линия) и  $N = 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$  (пунктирная линия).

Справа: зависимость  $\langle \Delta v^2 \rangle \sim F_a$  от высоты при ультрафиолетовых наблюдениях излучения ионов SUMER.

Таким образом, нагрев хромосферы в результате диссипации альфвеновских волн возможен, что подтверждается результатами наблюдений радиоизлучения, ультрафиолетового излучения, результатами моделирования атмосферы КД. Расчеты характеристик волнового потока по наблюдениям ультрафиолетовых линий дают значения волнового потока на разных высотах, соответствующие подобным значениям, заложенным в модель. На высотах хромосферы имеется более мощный волновой поток, чем можно было бы ожидать из модели. Возможно, высокие значения волнового потока на хромосферных высотах возникают в результате притока энергии из соседних спокойных областей.

Авторы благодарят за поддержку работы Программу РАН № 16 «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля» и грант РФФИ № 05-07-90209в.

## **ВОЗДЕЙСТВИЕ ДОЛГОВРЕМЕННОЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ВНУТРЕННИЕ КЛИМАТИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ В СИСТЕМЕ АТМОСФЕРА-ОКЕАН**

**Распопов О.М.<sup>1</sup>, Дергачев В.А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Санкт-Петербург, Россия,  
e-mail: oleg@or6074.spb.edu

<sup>2</sup>Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия,  
e-mail: v.dergachev@mail.ioffe.ru

## **EFFECT OF LONG-TERM SOLAR ACTIVITY ON INTERNAL CLIMATIC CHANGES IN THE ATMOSPHERE-OCEAN SYSTEM**

**Raspopov O.M.<sup>1</sup>, Dergachev V.A.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>SPbF IZMIRAN, St.-Petersburg, Russia, e-mail: oleg@or6074.spb.edu

<sup>2</sup>Ioffe Physico-Technical Institute, St.-Petersburg, Russia,  
e-mail: v.dergachev@mail.ioffe.ru

### **Abstract**

*The effect of long-term solar activity variations on climatic parameters has been analyzed for the time scales from 40,000 to 10,000 years ago (the Pleistocene) and from the modern times to 10,000 years ago (the Holocene). Comparative analysis of temperature oscillations and solar activity variations (variations in the concentration of cosmogenic <sup>10</sup>Be isotopes in Greenland ice and <sup>14</sup>C isotopes in tree rings) has revealed the solar forcing on climate changes of two kinds. On the one hand, deep solar activity minima create conditions for sharp climate changes that manifest themselves in the most pronounced way during the Holocene with the 2,400-2,300-year periodicity. On the other hand, a high solar activity and, hence, solar irradiance level can give rise to dynamic processes at the Earth's surface, such as ice-rafting events in the North Atlantic. Ice-rafting events sharply change the character of the North Atlantic overturning circulation (NAOC) by moving the northern edge of the Gulf Stream southwards, which leads to sharp climate changes of the global nature. Analysis of the experimental data has shown that a high solar activity level stimulated development of ice-rafting events during both the Pleistocene and Holocene. Thus, both a high solar activity level and deep solar activity minima can create conditions for development of sharp climate changes.*

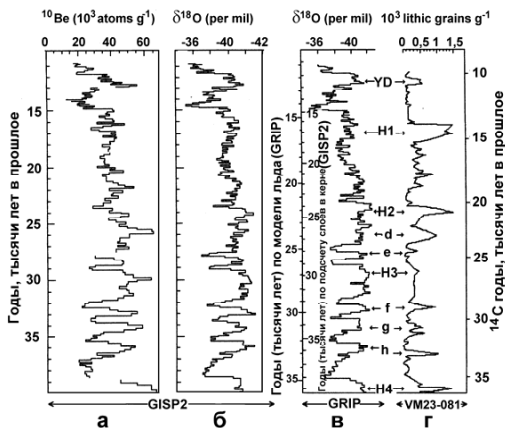
### **Введение**

Анализ климатических данных и эффектов долговременной солнечной активности, а именно 200-, так и 2300-2400-летних солнечных циклов, свидетельствует о воздействии солнечной вариабельности на резкие климатические изменения. При этом наблюдается тенденция к похолоданию или резким климатическим изменениям при глубоких минимумах солнечной активности. В этом плане, ярким примером является развитие Малого Ледникового Периода в 1600-1880-х годах, который начался с развития Маундеровского минимума солнечной активности (1638-1715 гг.). Однако

необходимо проанализировать не только результаты прямого воздействия солнечной активности и её вариабельности на атмосферные процессы, но и возможность стимуляции каких-либо определенных внутренних процессов в системе атмосфера-океан на земной поверхности. Рассмотрению этой проблемы и посвящена настоящая работа.

### **Долговременные вариации солнечной активности в плейстоцене и их связь с резкими климатическими изменениями**

Анализ изменений поверхностной температуры Атлантического океана, а также вариаций температуры в Гренландии за последний ледниковый период свидетельствует о наличии резких и глубоких изменений температуры, так называемых Dangaard-Oeschger (D-O) и Heinrich events с периодичностью около 1570 и 4800 лет соответственно [1, 2]. В дальнейшем, анализ донных осадков в Северной Атлантике показал, что эти температурные осцилляции связаны со сбросом большого объема ледниковых масс с ледников Гренландии и Северо-Американского континента, так называемых ice-rafting events [3, 4]. Естественно предположить, что временному интервалу, предшествующему сбросу ледяных масс, соответствовали периоды потепления. В этом плане целесообразно сопоставить развитие D-O events с периодичностью солнечной активности (СА). В качестве критерия вариаций СА длительностью в сотни и тысячи лет могут быть использованы данные о вариациях концентрации космогенного изотопа  $^{10}\text{Be}$  в датированных земных архивах.



**Рис. 1.**

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные позволяют по кернам из одной и той же скважины в Гренландии (GISP2) сопоставить вариации СА (вариации концентрации  $^{10}\text{Be}$ ) и вариации поверхностной



температуры ( $\delta^{18}\text{O}$ ) [5, 6] для последних 40000 лет. Эти данные представлены на Рис. 1 а, б. Как видно, эти графики имеют сходную структуру. При этом, интервалам резкого понижения температуры предшествуют интервалы повышенной солнечной активности. На Рис. 1в представлены также графики изменения температуры ( $\delta^{18}\text{O}$ ) для другой Гренландской скважины (GRIP) [1] и график развития ice-rafting events (IRE) в Северную Атлантику по данным скважины VM23-081 со дна океана (Рис. 1г) [3, 4]. Из Рис. 1 видно, что графики вариаций поверхностной температуры для двух скважин имеют сходный характер. При этом каждому развитию D-O events соответствуют появление в данных скважины со дна океана слоев с повышенным содержанием гравия, что свидетельствует о развитии ice rafting events в данном временном интервале. Таким образом, приведенные на Рис. 1 данные свидетельствуют, что случаям IRE предшествует временной интервал высокой солнечной активности и, по-существу, большего нагрева поверхностной океанической температуры.

Полученный результат указывает на то, что в плейстоцене при развитии ледникового периода, высокий уровень СА и, по-видимому, солнечной радиации способствовал развитию таких поверхностных процессов, как массовых сбросов льда в Северную часть Атлантического океана и, тем самым, стимулировал развитие резких климатических изменений.

### **Долговременные вариации солнечной активности в голоцене и их связь с резкими климатическими изменениями**

Для периода голоцена имеются данные с высоким временным разрешением порядка 10-20 лет как для климатических изменений, так и вариаций солнечной активности. Это позволяет с большей, чем для временного интервала плейстоцена, точною провести сопоставление развития климатических процессов и солнечной активности. О вариациях солнечной активности в голоцене дают информацию результаты измерения концентрации радиоуглерода  $^{14}\text{C}$  ( $\Delta^{14}\text{C}$ ) в датированных кольцах деревьев. В настоящее время ряд измерений  $^{14}\text{C}$  построен для последних 11400 лет (Рис. 2а) [7]. На Рис. 2б приведены результаты вейвлет фильтрации (базис Морле) вариаций концентрации  $^{14}\text{C}$ , представленной на Рис.2а, в диапазоне периодов 2000-3000 лет. На графиках видно, что Рис.2а, в диапазоне периодов 2000-3000 лет. На графиках видно, что периодичность глубоких минимумов СА (максимумов плотности  $^{14}\text{C}$ ) имеет величину 2300-2400 лет. В верхней части рисунка (Рис. 2г) приведены осредненные по 200-летним интервалам данные о содержании калийных и натриевых аэрозолей во льду Гренландии за 11400 лет [8]. Эти данные содержат информацию о характере атмосферной циркуляции в Северо-Атлантическом регионе. На графике отчетливо видна 2300-2400-летняя периодичность атмосферной циркуляции. Видно, что минимумы солнечной активности, повторяющиеся с периодичностью 2300-2400 лет, совпадают с увеличением содержания

аэрозолей в гренландском льду, что указывает на интенсификацию

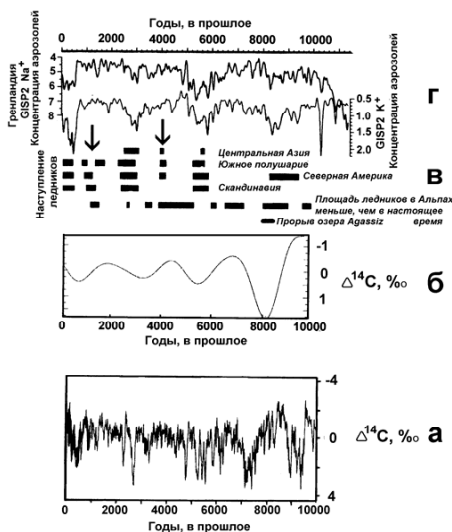


Рис. 2.

атмосферной циркуляции в эти временные интервалы. Вместе с тем, анализ резких климатических изменений в голоцене свидетельствует, что не только глубокие минимумы солнечной активности, но и другие процессы оказывали воздействие на похолодания и резкие изменения климата. Об этом свидетельствуют данные, приведенные на Рис. 2в. На этом рисунке приведены временные интервалы наступления ледников в Центральной Азии, Южном полушарии, Северной Америке и Скандинавии, а также временные интервалы отступления ледников в Швейцарии. На рисунке видно, что 2300-2400-летние вариации солнечной активности в годы минимумов сопровождаются наступлением ледников. Однако прослеживаются и временные интервалы похолодания (наступления ледников), которые развиваются при высоком уровне солнечной активности. Эти интервалы – около 1200-1400, 4000, – отмечены на рисунке стрелками.

Анализ палеоклиматических данных свидетельствует, что развитие климатических изменений около 4200-3800 и 1500-1300 лет назад носили глобальный характер [8]. Причину столь резких климатических изменений, не связанных с глубокими минимумами солнечной активности Маундеровского типа, следует, очевидно, искать в развитии внутренних процессов в системе атмосфера-океан.

Анализ донных отложений в Северной Атлантике свидетельствует, что в период голоцена, также как в плейстоцене, имели место массовые

сбросы массивов льда в Северную Атлантику, которые находят свое отражение в донных осадках в Северной Атлантике: повышения плотности гематитовых зерен и исландского шпата [4].

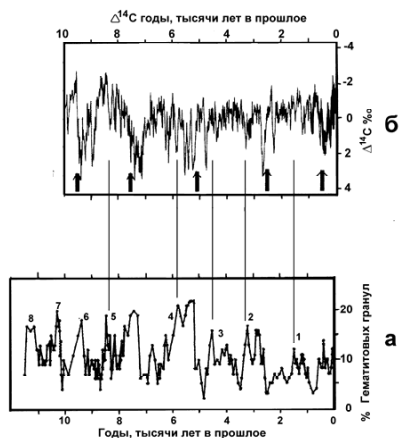


Рис. 3.

Сопоставление развития IRE (Рис.3а) и вариаций солнечной активности (Рис. 3б) во временном интервале голоцена свидетельствует, что начало развития IRE совпадает или следует за временными интервалами высокой солнечной активности. Это является логичным, ибо результаты моделирования показали, что развитию IRE способствует повышение поверхностной температуры океана [9], что и должно происходить в случае более высокой солнечной активности и, следовательно, более высокому уровню солнечной иррадиации. Из сопоставления времен развития ледников (Рис. 2в) и временных интервалов развития IRE (Рис. 3) видно, что временным интервалам 1500-1400 и 4200-3800 лет назад соответствует развитие IRE (№1 и3) и, следовательно, последние могли быть стимуляторами развития резких глобальных изменений климата в эти временные интервалы. Таким образом, не только низкий, но и высокий уровень солнечной активности служил, в прошлом, стимулятором резких климатических изменений.

### Заключение

Проведен анализ воздействия долговременных вариаций солнечной активности на климатические параметры на временных шкалах от 40000 до 10000 лет назад (плейстоцен) и от современной эпохи до 10000 лет назад (голоцен). Сравнительный анализ температурных изменений и вариаций солнечной активности (вариации содержания космогенных изотопов  $^{10}\text{Be}$  в

гренландском льду и  $^{14}\text{C}$  в кольцах деревьев) выявил двоякого рода солнечное воздействие на климатические изменения. С одной стороны, глубокие минимумы солнечной активности создают условия для резких климатических изменений, проявившихся особенно четко в голоцене с 2400-2300-летней периодичностью. С другой стороны, высокий уровень солнечной активности и, следовательно, солнечной иррадиации создают условия для развития процессов на земной поверхности, а именно, массового сброса ледниковых масс в Северную Атлантику (ice-rafting events). Ice-rafting events резко изменяют характер North Atlantic overturning circulation (NAOC), отодвигая северную оконечность Гольфстрима к югу, что приводит к резким климатическим изменениям глобального характера. Проанализированные экспериментальные данные свидетельствуют, что высокий уровень солнечной активности стимулировал развитие ice-rafting events как в плейстоцене, так и в голоцене. Таким образом, как глубокие минимумы солнечной активности, так и высокий уровень солнечной активности могут создавать условия для развития резких климатических изменений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 06-04-48792а, 06-02-16268а, 06-05-64200а), Европейской Комиссии (проект CAMBIFORRUS), Президиума РАН (программа «Изменения окружающей среды и климата»), и Президиума Петербургского научного центра РАН

### Литература

1. Dansgaard W., Johnsen S.J., Clausen H.B., Dahl-Jensen D., Gundestrup N.S., Hammer C.U., Hvidberg C.S., Steffensen J.P., Sveinbjörndóttir A.E., Jouzel J., Bond G. // *Nature*, Vol.364, 1993, pp.218-220.
2. Grootes P.M. Stuiver M. // *J. Geophys. Res.*, Vol.102, 1997, p.26.455-26.470.
3. Bond G.C., Lotti R. // *Science*, Vol.267, 1995, p.1005-1010.
4. Bond G., Kromer B., Beer J., Muscheler R., Evans M.N., Showers W., Hoffman S., Lotti-Bond R., Hajdas I., Bonani G. // *Science*, Vol.294, 2001, p.2130-2136.
5. Finkel R.C., Nishiizumi K. // *J. Geophys. Res.*, Vol.102, No C12, 1997, p.26.699-26.706.
6. Grootes P.M. Stuiver M., White J.W.C., Johnsen S., Jouzel J. // *Nature*, Vol.366, 1993, p.552-554.
7. Stuiver M., Raimer R.J., Brazionas T.F. // *Radiocarbon*, Vol.40, No 3, 1998, p.1127-1151.
8. Mayewsky P.A., Rohling E.E., Stager J.C. Karlen W., Maasch K.A., Meeker L.D. Meyerson E.A., Gasse F., van Kreveld S., Holgren K., Lee-Thorp J., Rosqvist G., Rack F., Staubwasser M., Schneider R.R., Steig E.J. // *Quaternary Research*, Vol.62, 2004, p.243-255.
9. Shaffer G., Olsen S.M., Bjerrum C.J. // *Geoph. Res. Lett.*, Vol.31, L24202. doi:10.1029/2004GL020968, 2004.

## **ДИНАМИКА СКРУЧЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПЕТЕЛЬ: ФИНИТНЫЕ ВЫБРОСЫ КОРОНАЛЬНОЙ МАССЫ**

**Соловьев А.А.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
solov@gao.spb.ru*

## **THE DYNAMICS OF TWISTED MAGNETIC LOOPS: CONFINED CORONAL MASS EJECTIONS**

**Soloviev A.A.**

*Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS*

### **Abstract**

*The equilibrium, stability and dynamics of the twisted magnetic flux tubes in coronal plasma of the Sun and basic model of confined coronal mass ejections (CME) are discussed. The conditions of arising (emergence) of magnetic fields on the Sun and the conditions of their propagation (enlargement, expansion) in the chromosphere and corona are strongly discrepant from the conditions in the air or vacuum: the external azimuthal magnetic field, distributed in the space as  $1/r$ , can not be formed in the high conducting plasma around the twisted flux tube, as it takes place in air around the constant current wire. Hence, all constant electric currents in the cosmical plasma are screened (confined): the total electric current through the cross-section of the flux rope along its axis is equal to zero. This property of magnetic ropes is well known (Parker, 1979; Kadomtsev, 1979). It affects strongly the equilibrium and stability of the twisted magnetic flux ropes. Unfortunately, up today all theoretical models of loop-form CME are based on the formulas for non-screening "laboratory" currents as would be the case of current wire in air, when the potential magnetic field (with the strength distribution  $\sim 1/r$ ) sets in around the wire with the rate of light velocity propagation, and this distribution of the field is maintained at every point of space when the current varies slowly enough (quasi statically). Taking into account the effect of the current screening in high conducting solar plasma we can calculate the dynamics of magnetic ropes accurately, and derive the regimes of their motions. The model of moving twisted magnetic loop, proposed by author (Soloviev, 1985) is shown to be corresponded well to the modern observational data (TRACE) for the case of short confined CME.*

### **1. Введение**

Корональный выброс массы (КВМ) - одно из наиболее геоэффективных проявлений солнечной активности - представляет собою сложный нестационарный процесс, обусловленный квазирадialным движением неравновесных магнитных трубок (магнитных жгутов) в солнечной атмосфере. Исследованиям КВМ посвящается в последнее время очень большое количество работ. Нас будет интересовать только теоретический аспект проблемы, т.е. теоретические модели, описывающие механизмы формирования и развития КВМ. Таких работ также довольно много, но общим местом всех их является признание того, что движущей силой выброса является магнитная сила - никакого другого движителя здесь придумать невоз-

можно. Известно, что не менее 1/3 всех выбросов имеют геометрическую форму раздувающейся петли, поэтому одним из основных направлений развития теоретических моделей КВМ является моделирование петельных выбросов, т.е. в качестве основного «драйвера» всего явления рассматривается скрученный магнитный жгут-петля. Такого рода петельные модели описаны еще в известной книге Э. Приста 1985 г. [1] (В обсуждаемых там петельных моделях транзиентов [2,3] магнитная сила рассчитывается очень грубо, по порядку величины, оценки эти проводятся как для неэкранированных токов и делается неверный вывод о том, что магнитная сила меняется с высотой, как и сила тяжести, по закону обратных квадратов). В книге «Магнитное пересоединение» 2005 г. [4] Э. Прист и Т. Форбс, рассматривая проблему КВМ с точки зрения магнитного пересоединения, подчеркивают (с. 408), что, судя по результатам наблюдений последних лет, имеет место пересоединение магнитных силовых линий под поднимающейся магнитной петлей, приводящее к нарастанию потока азимутального магнитного поля в ней, что и служит основой для ускорения всей петли. Таким образом, доминирующей в теории КВМ на сегодня остается все же концепция подъема скрученной магнитной петли, которая по тем или иным причинам оказывается неуравновешенной в солнечной атмосфере. Жгутовые модели КВМ активно развиваются в последние годы в работах Чена с коллегами: [5-8] и др. Список ссылок можно легко продолжить, но остается одна и главная проблема: во всех жгутовых моделях КВМ используются неправильные формулы для движущей магнитной силы, не учитывающие эффект экранировки токов, присущий магнитным жгутам в хорошо проводящей космической плазме, о котором пойдет речь ниже. При разработке теории КВМ важно с самого начала взять за основу достаточно простую базовую модель явления, в которой все элементы были бы прояснены и поняты с максимально возможной степенью полноты. В качестве такой базовой модели КВМ мы и предлагаем в настоящей работе модель скрученной магнитной петли во внешнем магнитном поле.

## **2. Экранированность магнитных жгутов в космической плазме**

Речь идет об учете фундаментального электродинамического эффекта, который до сих пор не осознан в должной мере. Дело в том, что магнитные поля, возникающие и исчезающие в фотосфере Солнца на очень малых временах (часы, сутки, десятки суток), являются сугубо локальными образованиями. Для каждого из них можно мысленно выбрать такой замкнутый контур, в точках которого магнитное поле изучаемого объекта (пятна, волокна, петли) заведомо отсутствует. Магнитное поле, вышедшее на поверхность Солнца, может распространяться в окружающее пространство только двумя способами: 1) механически расталкивая в стороны окружающую плазму за счет магнитного давления, без проникновения поля

внутри ее подвижных элементов и 2) проникая в окружающую среду за счет магнитной диффузии.

Второй способ не играет сколь-либо существенной роли, поскольку скорость диффузии, обусловленная омическими потерями электрических токов в космической плазме, обычно очень низка, и толщина скин-слоя оказывается поэтому ничтожно мала по сравнению с характерными размерами исследуемого активного образования. Согласно известной формуле,

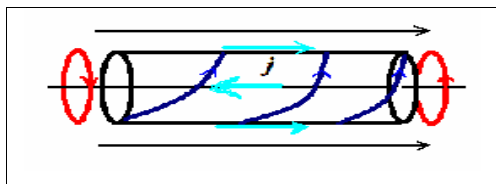
$\tau = 4\pi\sigma\delta^2 / \dot{n}^2$ , связывающей между собой толщину скин-слоя  $\delta$  и характерное время процесса  $\tau$ , в условиях солнечной фотосферы при проводимости (по Каулингу) плазмы  $\sigma = 10^{12}$  (в ед. CGS - обратных секундах, 1/с) и характерном времени  $10^5$  с (1 сутки) глубина слоя проникновения поля в окружающую плазму составит всего 30 км. В хромосфере и короне эта величина окажется на несколько порядков меньше за счет быстрого роста температуры и, соответственно, проводимости с высотой.

Таким образом, магнитные поля активных областей на Солнце, выходя в фотосферу и более высокие слои солнечной атмосферы, просто механически расталкивают окружающую плазму (вместе с вмороженным в нее внешним по отношению к всплывающему объекту магнитным полем), резко расширяясь и ослабляясь по мере своего подъема вверх. При этом всегда сохраняется достаточно резкая граница между образовавшейся новой магнитной структурой и ее внешним окружением. Плазма этого внешнего окружения, как правило, также имеет свое, прежде в ней существовавшее, магнитное поле, которое деформируется по мере «расталкивания» окружающей среды более сильным всплывающим и расширяющимся новым потоком, но это именно ВНЕШНЕЕ магнитное поле, которое не перемещивается с полем всплывающего элемента вследствие малости эффектов омической диффузии. Тонкая подвижная граница между всплывающим новым потоком и его окружением обычно находится на периферии объекта, в области довольно слабых полей и, как правило, никак не отслеживается наблюдательными средствами. Для этого необходима постановка особой наблюдательной задачи, что практически никогда не делается. Но сам факт существования такой границы несомненен.

Если внешнее магнитное поле достаточно слабое или отсутствует вообще, то, проводя произвольный замкнутый контур через точки этой внешней среды, мы получаем, согласно уравнению Ампера,

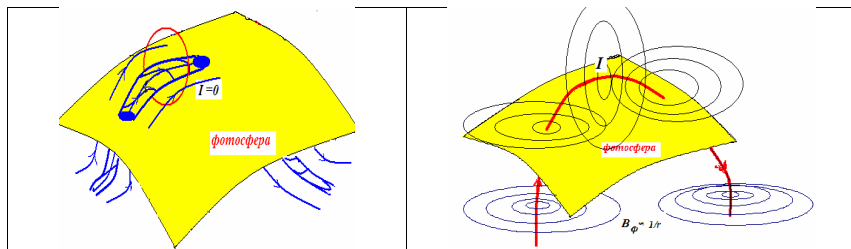
$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \Rightarrow \oint \mathbf{B} d\mathbf{l} = \frac{4\pi}{c} \int_s \mathbf{j} d\mathbf{s} = \frac{4\pi}{c} I.$$

связывающему между собой циркуляцию магнитного поля по любому замкнутому контуру с полным электрическим током, который охватывается этим контуром, что данный ток равен нулю:  $I = 0$  (см. ниже рис.1, 2 и 3).



**Рис. 1.** Магнитная трубка, скручиваемая на торцах локальными вихревыми движениями плазмы. Вне области скручивания азимутальное магнитное поле отсутствует (локальный вихрь не может скрутить все пространство вокруг жгута).

В этом и заключается эффект экранировки электрических токов в высокопроводящей космической плазме. Если, в частности, вдоль оси скрученной на торцах магнитной силовой трубки электрический ток течет в одну сторону, то на ее периферии, где азимутальное поле падает с расстоянием от оси быстрее, чем  $1/r$ , электрический ток будет иметь противоположное направление, так что полный ток через сечение магнитного жгута обратится в нуль (Рис. 1). Скрученные магнитные трубки, «плавающие в океане» высокопроводящей космической плазмы, и называют магнитными жгутами.

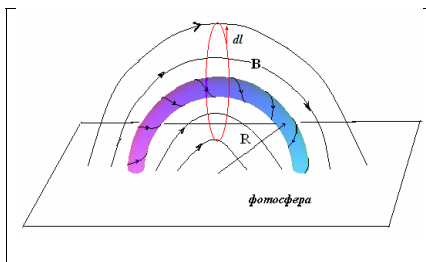


**Рис. 2.** Слева изображено всплытие скрученной магнитной силовой трубки в солнечной фотосфере, полный продольный ток равен нулю. Справа: так выглядела бы картина магнитных силовых линий в случае неэкранированного линейного тока. Магнитное поле такого тока было бы распределено не только над фотосферой, но и во всем теле Солнца, в плотных высокопроводящих слоях, самоиндукция такого тока была бы колоссальна, характерные времена его изменения составляли бы миллионы и миллиарды лет, а не часы или сутки, как это происходит в действительности.

Если внешнее магнитное поле не мало и определенным образом деформировано всплывшим магнитным элементом, то циркуляция магнитного поля вдоль некоторого произвольного замкнутого контура, имеющего относительно небольшие размеры, сравнимые с размерами области всплытия, вообще говоря, не обратится нуль, т.е. в области локальной деформации внешнего магнитного поля может наблюдаться некоторый интегральный электрический ток. Однако подчеркнем, это - именно локальный эффект: если выбрать замкнутый произвольный контур достаточно удаленным, проходящим по таким точкам, где вихревое магнитное поле отсутствует, или, по меньшей мере, убывает с расстоянием от области локальной деформации быстрее, чем по закону  $1/r$ , то мы снова приходим к условию  $I = 0$ . Этот факт сам по себе давно и хорошо осознан в космической элек-



тродинамике еще в 40-х годах, когда обсуждались проблемы, связанные с тем, что крупномасштабные электрические токи в космической плазме, не будь они экранированы, обладали бы огромной самоиндукцией, и характерные времена их изменения измерялись бы не часами и сутками, а миллионами и миллиардами лет. В более позднее время этот эффект, в частности, рассмотрен и явно учтен в известной книге Паркера Е. [9], его важное для космической электродинамики значение было особо подчеркнуто в обзоре Кадомцева Б. [10], где даже приведен соответствующий рисунок локального замыкания токов в неоднородно закрученной магнитной силовой трубке.



**Рис. 3.** Магнитный жгут в форме петли - полутора в окружении внешнего квазипродольного поля. Циркуляция внешнего магнитного поля по произвольному контуру, охватывающему поперечное сечение жгута, очевидно, равна нулю, поскольку элементы контура  $dl$  образуют прямой угол с силовыми линиями внешнего нескрученного магнитного поля.

К сожалению, даже авторитет Паркера и Кадомцева не повлиял на ситуацию. При описании динамики магнитных жгутов на Солнце до сих пор сохраняется инерция "лабораторного" подхода, при котором неявно подразумевается, что вокруг каждого квазистационарного тока в космической плазме со скоростью света автоматически устанавливается и каким-то образом поддерживается во всем окружающем пространстве внешнее потенциальное магнитное поле (т.е. имеется "дальнодействующая" магнитная «оплетка», в которой потенциальное азимутальное поле падает медленно, как  $1/r$ ). Этот процесс формирования вокруг провода с током внешней магнитной «оплетки», как известно из элементарной физики, действительно имеет место при протекании квазипостоянного тока по проводнику (тонкому проводу), находящемуся в вакууме (или в воздухе), где электромагнитное поле может беспрепятственно распространяться, но он совершенно исключен в плазме, где наибольшая скорость распространения относительно медленных (описываемых в рамках магнитной гидродинамики) возмущений ограничена скоростью «быстрой магнитозвуковой волны» (корень квадратный из суммы квадратов альвеновской и звуковой скоростей), а скорость проникновения самого магнитного поля в окружающую плазму - скоростью диффузии (см. выше).

Магнитные петли, находящиеся в солнечной атмосфере, могут взаимодействовать друг с другом только при непосредственном механическом контакте (это хорошо описано в широко известной работе Голда и Хойла [11], но, тем не менее, спустя почти полвека, продолжают появляться рабо-

ты, в которых рассматривается индукционное взаимодействие двух электрических токов в солнечной атмосфере, когда изменение одного из них наводит через внешнее магнитное поле тонкого провода э.д.с. в соседнем контуре, в точности так, как если бы шла речь о проводах с токами, находящимися в вакууме [12]. Такая "лабораторная" идеология приводит к тому, что имеющиеся на сегодня теоретические модели петельных корональных выбросов, рассматривающие в качестве движителя энергию скрученного магнитного поля, основаны на формулах, в которых в выражениях для магнитной энергии и коэффициентов самоиндукции присутствуют члены вида  $\ln(8R/a)$ , где  $R$  - радиус кривизны магнитной петли,  $a$  - радиус ее малого (поперечного) сечения ( $R/a \gg 1$ ). Это однозначно говорит о том, что авторы (иногда, возможно, и сами того не подозревая!) используют представления о наличии внешнего потенциального магнитного поля вокруг электрического тока, с напряженностью пропорциональной  $1/r$ .

### **3. Силы, действующие на магнитный жгут**

Эффект экранированности электрических токов радикально меняет условия равновесия и устойчивости жгутовых магнитных структур в космической плазме, в частности, на поверхности Солнца. В работах [17-20] нами были выведены формулы для сил, действующих на единичный элемент магнитного жгута, находящегося в плазме, свободной от поля. Эти формулы записаны для величин, усредненных по поперечному сечению жгута. Такая форма особенно удобна для астрофизических приложений, поскольку конкретное распределение магнитного поля внутри скрученной магнитной трубки нам, как правило, из наблюдений неизвестно. Позже на несколько лет часть этих формул была получена и Паркером Е. в его статьях и в монографии [9]. Ссылок на наши более ранние работы, в которых были выведены аналогичные формулы, в [9] нет, но это - обычная практика.

Ниже мы приведем основные формулы, необходимые для понимания динамики магнитных жгутов в солнечной атмосфере при тех или иных внешних условиях.

1. Поперечное равновесие жгута в среде без внешнего магнитного поля, выраженное через средние по сечению  $\pi a^2$  величины:

$$P_{ex} = \frac{\langle B_z^2 \rangle}{8\pi} + \langle P \rangle \quad (1)$$

Использована локальная цилиндрическая система координат, значком «ex» отмечены величины, относящиеся к внешней среде.

Магнитное поле жгута имеет две составляющих, продольную и азимутальную:

$$\mathbf{B} = (0, B_z(r), B_\phi(r))$$

Сила, действующая по радиусу изгиба жгута- петли  $R$ , равна:

$$F_R(1) = -\frac{1}{R} \left\{ 2 \frac{\langle B_z^2 \rangle}{8\pi} - \frac{\langle B_\phi^2 \rangle}{8\pi} \right\} = -\frac{1}{R} \frac{\langle B_z^2 \rangle}{8\pi} (2 - \kappa) \quad (2)$$

Здесь  $\kappa = \frac{\langle B_\phi^2 \rangle}{\langle B_z^2 \rangle}$  - интегральная скрученность магнитного поля в жгуте.

Имеется состояние устойчивого в среднем равновесия при  $k = 2$ .

**2.** Поперечное равновесие магнитного жгута в среде с внешним квазипродольным магнитным полем (рис.3).

$$P_{ex} + \frac{B_{ex}}{8\pi} = \frac{\langle B_z^2 \rangle}{8\pi} + \langle P \rangle \quad (3)$$

Сила, действующая по радиусу изгиба  $R$ , в этом случае равна:

$$F_R(2) = \frac{1}{R} \left\{ \frac{\langle B_\phi^2 \rangle}{8\pi} + 2(\langle P \rangle - P_{ex}) \right\} \quad (4)$$

Давление газа в корональной магнитной петле обычно выше, чем в окружающей короне, поэтому оба члена в фигурной скобке положительны, и равновесие в такой магнитной петле изначально отсутствует! Нет смысла исследовать его устойчивость, следует сразу рассматривать закон ее движения под действием силы  $F_R(2)$  и силы тяжести. Сила  $F_R(2)$  положительна, значит, петля вытягивается вверх и в стороны.

**3.** Равновесие жгута во внешнем магнитном поле с поперечной по отношению к оси жгута составляющей  $B_{ex,\perp} \neq 0$ .

$$F_R(3) = \frac{1}{R} \left\{ \frac{\langle B_\phi^2 \rangle}{8\pi} + 2(\langle P \rangle - P_{ex}) - \frac{R}{a} \frac{B_{ex,\perp}}{2\pi} B_\phi \Big|_{\varphi(r=a-0)} \right\} \quad (5)$$

В фигурной скобке в этом случае появляется отрицательное слагаемое  $\frac{R}{a} \frac{B_{ex,\perp}}{2\pi} B_\phi \Big|_{\varphi(r=a-0)}$ , причем обычно  $R/a \gg 1$ , поэтому удержание скрученной магнитной петли в короне Солнца внешним магнитным полем становится в принципе возможным! Но оно легко может быть нарушено даже при небольшом изменении взаимной ориентации магнитной петли и внешнего поля.

Результаты, приведенные в этом разделе, можно получить из формул Шафранова В. Д. [27] при учете свойства экранированности токов и/или прямым интегрированием уравнений движения магнитного жгута [19], а также методом, изложенным в [16].

#### **4. Динамика скрученных магнитных петель и финитные выбросы корональной массы**

Хотя основные формулы, описывающие силы, действующие на скрученный магнитный жгут, были получены нами давно, в начале 70-х [13-16] и даже были проанализированы основные динамические эффекты [17-22], последовательной разработки модели КВМ на основе этих результатов до сих пор не проводилось. Это было связано как с недостатком (до недавнего времени) надежного наблюдательного материала, так и с тем, что основное внимание авторского коллектива уделялось другим аспекта физики корональных магнитных петель [23-26]. В последние годы ситуация заметно изменилась, количество наблюдаемых явлений КВМ, благодаря успешной работе УФ телескопа TRACE и УФ коронографа LASCO, установленного на КА SOHO, резко возросло, изменилось и само понимание роли КВМ в геоэффективных проявлениях солнечной активности, в формировании космической погоды.

Нам представляется, что для успеха теоретического моделирования КВМ, как очень сложного, многостадийного и нелинейного процесса, необходимо начать с разработки простой базовой модели петельного выброса, который ограничен по высоте (так называемые финитные или ограниченные, *confined*, выбросы). В такой модели можно ограничиться учетом только двух сил: магнитной и гравитационной и получить простые аналитические формулы для основных режимов движения. В дальнейшем, можно будет, усложняя модель, учитывать все более тонкие и сложные эффекты, а также переходить к численному моделированию всего явления, имея в качестве контрольных примеров уже хорошо известные из аналитической модели некоторые простые частные ситуации.

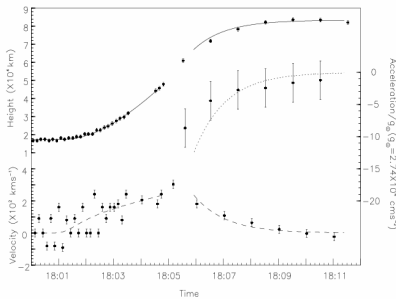
В работе [22] в 1985 г. нами рассматривалось движение слабоскрученной магнитной петли во внешнем квазипродольном поле (рис.3).

Выяснилось, что есть два основных режима движения скрученной магнитной петли:

1. Ускорение, пока скорость движения вершины петли  $V$  меньше альвеновской  $V_a$ , при этом вращательный момент  $M_T$  поддерживается в вершине постоянным за счет переноса момента альвеновскими волнами вдоль петли от ее оснований.

2. Торможение. Когда  $V$  достигает альвеновской скорости  $V_a$ , и длина петли значительно увеличивается, торсионные волны уже не успевают обеспечивать постоянство вращательного момента, и движение вершины петли начинает происходить с другим интегралом: сохранение потока азимутального поля в вершине петли (сохраняется количество кольцевых силовых линий в элементе объема петли). В численном примере, приведенном в работе [22], для  $V_a$  в петле принималось значение 300 км/с.

В данном случае мы имеем дело с успешным и весьма заблаговременным предсказанием теории: как раз такой режим выброса скрученной магнитной петли: вначале – ускорение до  $V_a$ , а затем - торможение до остановки, был описан в работе китайских коллег Haisheng Ji et al. [28], рис. 4, обработавших один из фильмов KBM, полученных на TRACE.



**Рис. 4.** Картинка взята из работы Haisheng Ji et al. [28]. Описывается динамика финитного выброса, наблюдавшегося на TRACE 27.05.2002.  $H(t)$  - высота вершины взлетающей петли,  $V(t)$  - ее скорость,  $A(t)$  - ускорение. По горизонтальной оси отложено время в минутах.

Совпадение теоретических и наблюдаемых зависимостей получается именно при  $V_a = 300$  км/с и при интегральной скрученности (отношение среднего по сечению квадрата энергии азимутального поля к такой же величине продольного поля) всего около 0.05-0.07!

Очень слабо скрученного магнитного поля оказывается достаточно для такого финитного выброса. При большей скрученности петля улетит дальше и будет подхвачена солнечным ветром...

Очевидно, в настоящее время следует вернуться к результатам наших прежних теоретических исследований, значительно расширить и углубить рассмотрение явления KBM с учетом современных достижений наблюдательной астрономии и разработать новый класс теоретических моделей, более адекватных по своей физической природе реальным солнечным объектам, чем те, что обсуждаются в литературе в настоящее время

Работа выполнена при поддержке Программы ОФН-16 и гранта СПбНЦ №23.

### Литература

1. Прист Э. Солнечная магнитная гидродинамика. М.: Мир. 1985.
2. Mouschovias T.C., & Poland A.J. Ap.J. V.220. P.675. 1978.
3. Anzer U. Solar Phys. V.57. P.111. 1978.
4. Прист Э., Форбс Т. Магнитное пересоединение. М. Физматлит. 2005.
5. Chen J. J. Geophys. Res. V.101. P.27499, 1996.
6. Chen J., Krall J. Bull. of American. Astr. Soc. V.35. P.852. 2003.
7. Krall J., Chen J., AGU Meeting, 2002 SH-21a-0478.

8. *Chen J. et al.* Ap. J. V.649. P.452. 2006.
9. *Parker E.* Cosmical Magnetic Fields. Part I, Clarendon Press. Oxford. 1979.
10. *Кадомицев Б.Б.* В кн. "Нелинейные волны", М.: Наука. С.131-169. 1979.
11. *Gold T., Hoyle F.* MNRAS, V.120. P.89.1960.
12. *Khodachenko M., Haerendel G., Rucker H.* A&A. V.401. P.721. 2003.
13. *Соловьев А.А.* О вспышки магнитных жгутов в конвективной зоне, I. II. III. Солнечные данные, №5, с.86-93, 1971; №10, с.93-98, 1971; №11, с.90-96, 1971.
14. *Соловьев А.А.* О структуре магнитного жгута над фотосферой. Солнечные данные, № 2, с.94-98, 1972.
15. *Соловьев А.А.* Устойчивость вертикального магнитного жгута. Солнечные данные, №9, с.78-83, 1972.
16. *Соловьев А.А.* Термодинамика магнитного жгута. М.: Наука, Письма в Астрономический журнал. Т.2, №1, с.39-44, 1976.
17. *Соловьев А.А.* К вопросу об устойчивости граничного слоя скринированного магнитного жгута. Письма в Астрон. журнал, т.3, №7, с.319-321, 1977.
18. *Соловьев А.А., Уралов А.М.* Равновесие и устойчивость жгутовых магнитных структур на Солнце. Письма в Астрон. журнал, т.5, №9, с.465-469, 1979.
19. *Соловьев А.А.* Уравнение движения и собственные колебания магнитного тороида. Солнечные данные, №11, с.93-98, 1981.
20. *Соловьев А.А.* Об устойчивости равновесных состояний магнитного жгута. Астрономический журнал, т.58, №3, с.597-603, 1981.
21. *Соловьев А.А.* Бессиловой магнитный жгут переменного сечения. Астрофизика, т.19, №2, с.539-550, 1983.
22. *Соловьев А.А.* Динамика скрученных магнитных петель. Астрофизика. Т.23, №2, с.393-408, 1985.
23. *Соловьев А.А., Михалев Б.Б., Киричек Е.А.* Радиационное затухание колебаний корональных петель. Физика плазмы, Т.28, №8, с.758-764, 2002.
24. *Соловьев А.А., Михалев Б.Б., Киричек Е.А.* Корональные осцилляции: внутренняя структура петли. Физика плазмы, т.29, №12, с.1130-1138, 2003.
25. *Михалев Б.Б., Соловьев А.А.* МГД-волны в корональных петлях с оболочкой. Письма в Астрономический журнал, т.30, №4, с.307-314, 2004.
26. *Mikhalyev B.B., Soloviev A.A.* The oscillations of coronal loops including the shell. Solar Physics. V.227, №2. P.249-263, 2005.
27. *Шафранов В.Д.* Равновесие плазмы в магнитном поле. Вопросы теории плазмы, М. Атомиздат, вып.2, с.92-132, 1962.
28. *Haisheng Ji et. al.* Observations of the failed eruptions of the filament. Ap. J. V.595, L135-L138, 2003.

## СОЛНЕЧНОЕ ПЯТНО КАК КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА

**Соловьев А.А., Киричек Е.А.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН  
solov@gao.spb.ru*

## THE SUNSPOT AS AN OSCILLATORY STRUCTURE

**Soloviev A.A., Kirichek E.A.**

*Central (Pulkovo) astronomical observatory RAS*

### Abstract

*The sunspot is a well localized, compact, long-life magnetic structure. In according with the definition, the sunspot, as a whole, has an equilibrium state, and this equilibrium is stable. The perturbations from the surrounding (photosphere and convective zone) are to excite the global oscillations of sunspot on eigen frequencies of the system. The radial-vertical oscillations of sunspot as a whole near the equilibrium have been observed by different method in Pulkovo observatory: using the Zeeman Effect (Nagovitsyn & Vyalsin) and Doppler Effect (Efremov & Parfinenko). The same oscillations can be revealed by radio heliographs (Nobeyama, 1.76 cm, SSRT. 5.2 cm) in radio emission of sources over the sunspots. The energetic model of "shallow" sunspot with the small lower magnetic boundary L is developed for theoretical description of phenomenon. The first variant of the model was proposed by Soloviev in 1984, on the base of the data about torsional oscillations of sunspots in a bipolar group. The estimation of lower magnetic boundary L (the depth of the level from which the magnetic flux tube expands down abruptly) was firstly derived from the model. It was found that L is equal to 3200 km only. The same value was obtained much later by methods of local helioseismology. On the base of model of "shallow" sunspot the eigen long-term oscillations of sunspot were predicted (Soloviev, 1992). The last variant of the model is more advanced, and gives not only the range of periods of vertical oscillations, but the dependence of its eigen frequency on magnetic field strength  $\omega(B)$ . The theoretical curve  $\omega(B)$  fits well the last observational data obtained at Pulkovo observatory.*

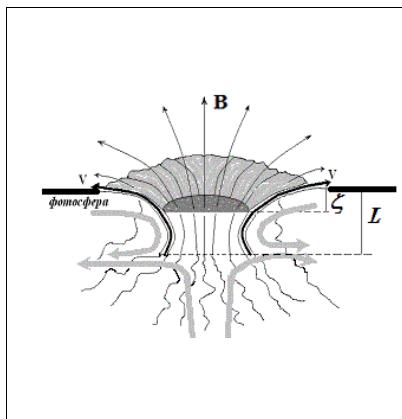
### 1. Введение

Солнечное пятно - четко локализованное, резко выделенное на фоне окружающей фотосферы, отчетливо структурированное (тень-полутень) и долгоживущее активное образование. Время жизни пятна (от нескольких дней до нескольких недель и даже месяцев,  $T \approx 10^5 \div 10^6 c$ ) значительно превышает характерное время установления магнитогидродинамического равновесия в системе ( $T \gg \tau = \frac{a}{\sqrt{V_A^2 + c^2}} \leq 10^2 c$ , где  $a$  - радиус тени пятна,  $V_A$  - альвеновская скорость,  $c$  - скорость звука в наблюдаемых слоях пятна). Из этого общего определения следует, что солнечное пятно, как обособленный объект, находится в состоянии равновесия с окружающей средой (фотосферой и конвективной зоной) и это равновесное состояние - устойчиво. Вследствие неизбежных возмущений со стороны турбулентной

внешней среды пятно, как механически устойчивая в среднем структура, должно постоянно совершать колебания около данного положения равновесия. Эти колебания должны происходить с характерной собственной частотой и носить глобальный характер: при них сохраняется общая структура пятна (тень-полутень), но меняются его геометрические размеры, в частности, радиус тени, и такой определяющий параметр как средняя по сечению напряженность магнитного поля в наблюдаемых слоях пятна.

## 2. Нижняя магнитная граница пятна

Важнейшей характеристикой общей структуры солнечного пятна является глубина его нижней магнитной границы  $L$  - того подфотосферного слоя, начиная с которого вертикальная магнитная силовая трубка, образующая пятно, начинает резко расширяться книзу и приобретает диффузную размытую форму. Ниже этого уровня плотность энергии магнитного поля становится пренебрежимо малой. Таким образом, солнечное пятно оказывается локальной магнитной структурой, четко ограниченной не только с боковых сторон, но и снизу (рис.1).



**Рис. 1.** Вертикальный разрез типичного солнечного пятна. Магнитное поле пятна имеет перетяжку на глубине нескольких тысяч км.

$\zeta$  - вильсоновская депрессия,

$L$  - глубина нижней магнитной границ пятна.

Толстые серые линии - течения вне пятна: сходящиеся при  $h < L$  и расходящиеся на глубинах  $h > L$ . Скорость этих течений много меньше звуковой, поэтому их вклад в энергетику пятна в целом очень мал, но велико их влияние на геометрическое распределение магнитного поля пятна: они поджимают магнитную силовую трубку пятна на малых глубинах и способствуют ее очень резкому расширению при  $h > L$ .

Впервые глубина нижней магнитной границы пятна была рассчитана в 1984 г. в [1] на основе анализа крутильных колебаний пятен в биполярной группе (было получено, что  $L = 3.2$  тысячи км). В том же году в работе [2] были рассмотрены уже не крутильные, а вертикально-радиальные колебания солнечного пятна как целого и показано, что если принять для  $L$  предельно малую величину в 1-1.5 тысячи км, то период таких глобальных колебаний составит всего несколько минут.

Если же выбирать  $L$  в пределах 3-4 тысяч км, как того требует механическая модель крутильных колебаний, то вследствие быстрого нарастания плотности с глубиной эффективная масса пятна быстро увеличивается, и период вертикально-радиальных колебаний возрастает до 30 - 200 минут



[3, табл. 2], что полностью соответствует интервалу реально наблюдаемых в настоящее время колебаний пятна.

Малая глубина нижней границы солнечного пятна, предсказанная и рассчитанная теоретически в [1-3], сегодня бесспорно подтверждена данными локальной гелиосейсмологии [4, 5 и др.], а теоретическая модель, описывающая колебания солнечного пятна как целого, получила свое дальнейшее развитие [6-10]. В частности, эта модель позволяет вывести зависимость собственной частоты вертикально-радиальных колебаний пятна от напряженности его магнитного поля (раздел 4).

### **3. Основная идея модели «мелкого» пятна**

Если магнитное поле пятна образует сильную перетяжку на небольших глубинах от 300-500 до 3000-4000 км (рис.1), то ясно, что магнитное поле в такой системе не может быть стабилизирующим фактором - искривление силовых линий поля таково, что становятся энергетически выгодными перестановочные возмущения системы. Это должно было бы привести к быстрому разрушению пятна за время порядка нескольких  $\tau$ . Очевидно, устойчивость пятна обеспечивается каким-то немагнитным фактором. Тепловой фактор (разница температур между пятном и окружающей средой) обеспечивает боковое равновесие пятна:  $8\pi P_{ex}(h) = 8\pi P_{in}(h) + B^2$ , но не дает вклада в устойчивость системы, поскольку перестановочная неустойчивость может развиваться и для трубок с различной внутренней температурой.

Следовательно, единственной энергией, стабилизирующей пятно на долгое время, является гравитационная энергия. Об этом говорит, прежде всего, сама морфология пятна: наличие вильсоновской депрессии - заметного понижения наблюдаемых слоев пятна по отношению к фотосфере. Область над пятном ( $0 < h < \xi$ ) оказывается сильно разреженной по сравнению с плотностью фотосферных слоев на той же геометрической глубине. Это означает, что в процессе образования пятна из всплывшей квазивертикальной трубки магнитного поля, за счет ее бокового поджатия, часть массы газа перераспределяется по вертикали, перемещаясь вниз, понижая гравитационную энергию системы. В том месте, где трубка поля начинает резко расширяться книзу, формируется тонкий слой повышенной плотности. Очевидно, полная масса газа, заключенного в столбе единичного сечения, должна быть одна и та же, что в пятне, что в среде, свободной от поля. В противном случае всё пятно в целом, в соответствии с законом Архимеда, будет всплывать или тонуть. Таким образом, мы приходим к модели пятна, механическим аналогом которой является модель поплавка и грузила, соединенных вертикальной пружиной. Роль «поплавка» играет магнитная воронка над пятном с пониженной плотностью плазмы, а роль «грузила» - тонкий слой повышенной плотности у нижней магнитной границы на глубине  $L$ . Роль соединяющей их пружины играет натяжение вертикального магнитного поля. Вариация гравитационной энергии системы,

обусловленная перераспределением газовых масс по вертикали составит:  $\delta E_g = -M_f g \delta(L - \xi)$ , где  $M_f$  - масса газа, удаленная из магнитной «воронки пятна». Условия вертикального равновесия сводятся к тому, что на двух уровнях:  $h = \xi$ ,  $h = L$  продольное натяжение магнитного поля пятна должно быть в среднем уравновешено магнитными натяжениями на краях. Оказывается [6,8], равновесие на нижней границе является безразличным, и вопрос об устойчивости равновесия системы в целом зависит только от баланса натяжений на верхней границе.

#### 4. Зависимость частоты собственных колебаний пятна от напряженности магнитного поля

В условиях сохранения массы ( $\dot{V} = const$ ) и магнитного потока ( $\Phi = B\pi a^2 = const$ ) в тени пятна относительные вариации напряженности магнитного поля, радиуса и глубины нижней магнитной границы пятна связаны между собой следующим образом:

$$\frac{\delta B}{B} = -2 \frac{\delta a}{a}, \quad \frac{\delta B}{B} = q(L) \frac{\delta L}{L}, \quad (1)$$

где  $q(L)$  определяется взятой из модели конвективной зоны зависимостью плотности от глубины. В предположении того, что смещения плазмы пятна в интервале глубин ( $\xi < h < L$ ) меняются по линейному закону, зависимость частоты колебаний пятна от величины магнитного поля имеет вид:

$$\omega(B) = \frac{10^3}{10^8 \sqrt{4\pi\rho(0)}} \frac{B}{Z} \sqrt{\frac{Z(2 + \frac{1}{q} - \frac{Z}{q} \frac{dq}{dL}) - 3B \frac{\partial \xi}{\partial B} - B^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial B^2}}{G(L)}}, \quad (2)$$

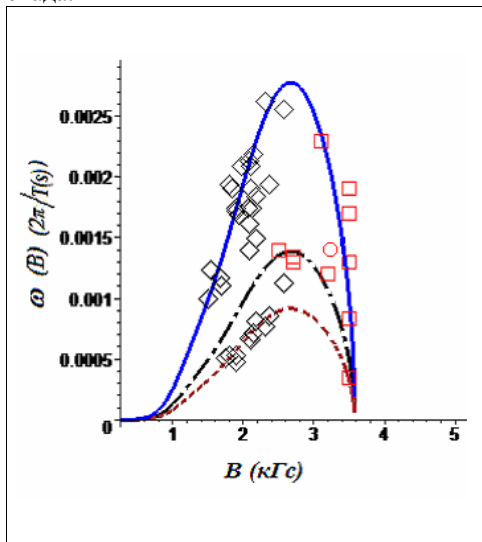
где  $Z(B)$ - функция, имеющая размерность длины:

$$Z(B) = \frac{\lambda_{m,0}}{2} \frac{B_0^2}{B^2} + B \frac{\partial \xi(B)}{\partial B}, \quad (3)$$

$\rho(0)$ - плотность фотосферной плазмы в слое единичной оптической толщины,  $\xi(L)$ ,  $G(L)$  - функции, вид которых определяется конкретной моделью фотосферы и конвективной зоны,  $\lambda_{m,0}$  - некоторая константа, имеющая смысл магнитной шкалы высоты в магнитной силовой трубке, из которой было сформировано пятно. Это - единственный свободный параметр модели.

Численные коэффициенты  $10^3$  и  $10^8$  показывают, что поле  $B$  в формуле (2) измеряется в килогауссах (кГс), а длины - в тысячах км (Мм), при этом частота выражается в обратных секундах. Отметим, что ускорение силы тяжести  $g$  не входит в явном виде в (2), но неявно эта величина, конечно, влияет на частоту колебаний пятна через модельные зависимости

$q(L)$ ,  $G(L)$  и  $\xi(B)$ . Как показывает рис. 2, построенная модель позволяет, прежде всего, правильно определить область устойчивости солнечных пятен и таким образом впервые получить ответ на фундаментальный вопрос физики солнечных пятен: почему наблюдаемые в пятнах магнитные поля располагаются в относительно узком диапазоне (только в интервале от 0.8-1 до 4-5 кГс)? Во-вторых, теоретические кривые соответствуют конкретным наблюдательным данным, полученным в Пулкове различными независимыми методами. Если учесть, что модель строится для правильных круглых пятен, а реальные пятна, по наблюдениям которых получены приведенные на рисунке точки, имеют, как правило, достаточно сложную и неправильную структуру, полученное согласие теоретических и наблюдаемых зависимостей следует признать хорошим. Замечательно то, что при относительно небольшом количестве экспериментальных точек удается проследить весь ход теоретической кривой, как ветвь ее роста, так и ветвь спада.



**Рис. 2.** Сплошная верхняя кривая - теоретическая зависимость  $\omega(B)$  для основной моды (колебания цилиндра радиуса  $a$  и высоты  $L$ ) при  $\lambda_{m,0} = 40\lambda$ . Нижние кривые - та же зависимость для второй и третьей субгармоник:  $\omega_2 = \omega/2$ ,  $\omega_3 = \omega/3$ . Ромбики - значения  $\omega(B)$ , полученные Наговицным Ю.А. по временным вариациям магнитного поля пятен. Кружком - одна точка, полученная Бакуниной И.А. и Наговицным Ю.А. при обработке данных радиогелиографов Нобеяма и ССРТ для радиоисточника над пятном вблизи центрального меридиана 15.03.2005. Квадраты - данные, полученные Парфиненко Л.Д. и Ефремовым В.И. по исследованию лучевых скоростей в пятнах в Пулкове.

### 5. Проблемы и перспективы

Перечислим ряд трудностей, которые еще предстоит преодолеть при дальнейшем уточнении и развитии модели «мелкого» пятна, а также укажем возможные направления этого развития.

1. Как следует из рис. 2, в пятне наблюдаются наряду с основной гармоникой нижние субгармоники с частотами в два и три раза более низкими. Происхождение этих гармоник до конца не ясно. Их можно интерпретировать, например, как следствие возбуждений колебаний не только в тени, но и в полутени пятна, а также в подлежащих слоях, расположенных ниже глубины  $L$ . Но эти же субгармоники могут быть и следствием взаи-

модействия двух осцилляторов-пятен в биполярной группе. Пока для удовлетворительного ответа на эти вопросы имеющихся наблюдательных данных недостаточно.

2. В пятнах обычно наблюдаются также и более высокие гармоники, которые, по-видимому, обусловлены чисто радиальными (без вертикальной составляющей) модами колебаний магнитной силовой трубки пятна. Этот вопрос также требует дальнейшего исследования.

3. Смещения плазмы пятна по вертикали могут быть в высокой степени неоднородными, это может заметно изменить форму кривой  $\omega(B)$ , а также послужить причиной появления дополнительных составляющих в спектре колебаний пятна. Проблема нуждается в детальной проработке и моделировании.

4. Особый интерес представляет вопрос о влиянии на колебания солнечного пятна как целого скрученности его магнитного поля относительно вертикальной оси, а также неоднородного распределения поля по сечению пятна. И тот, и другой эффект имеют место в реальных пятнах и вполне доступны для теоретического моделирования.

5. Отдельный интерес представляет задача об особенностях долгопериодических колебаний в биполярных и униполярных пятенных структурах.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Солнце-Земля», а также гранта СПбНЦ №23.

### **Литература**

1. *Соловьев А.А.* Солнечные данные, №1. С.73-78. 1984.
2. *Соловьев А.А.* *Астрономический журнал*, т. 61, вып.4, С.764-770.1984.
3. *Соловьев А.А.* Диссерт. на соискание уч. ст. доктора физ.-мат. наук «Теоретические исследования магнитной структуры солнечных пятен», ИЗМИРАН, март 1992 г.
4. *Zhao J., Kosovichev A.G., Duval T.L.* *Astrophys. J.* v.557, p.384-388. 2001.
5. *Zhao J., Kosovichev A.G.*, *Astrophys. J.* v.603. P. 776-784. 2004.
6. *Соловьев А.А., Киричек Е.А.* Труды X Пулковской конференции по физике Солнца, СПб, Пулково, 2006. С.49-72.
7. *Soloviev A.A., Kirichek E.A.* The stability and eigen oscillations of sunspots. Proceedings of IAU Symposium 233 “Solar Activity and its Magnetic Origin”, Cairo, Egypt, Marth 31-April 3. P. 456-457. 2006.
8. *Соловьев А.А., Киричек Е.А.* Солнечное пятно как уединенная магнитная структура// Бюллетень САО. 2008 (принята к печати).
9. *Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.* Исследование долгопериодических колебаний лучевых скоростей в пятне и вблизи солнечного пятна на разных уровнях фотосферы. *Астрономический журнал*. Том 83, № 5. С. 450-460. 2007.
10. *Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.* Метод прямого измерения доплеровских смещений и эффекта Зеемана по оптическим цифровым спектрограммам солнца и долгопериодические колебания солнечных пятен. *Оптический журнал*. 2008. т.75, №3 (принята к печати).

## **О ВОЗМОЖНОСТИ ПРОГНОЗА АМПЛИТУДЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ДВА 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛА**

**Тлатов А.Г.**

*Кисловодская Горная станция ГАО РАН, tlatov@mail.ru*

## **SOME NOTES CONCERNING THE PREDICTION OF THE AMPLITUDE TWO SOLAR ACTIVITY CYCLES**

**Tlatov A.G.**

*Kislovodsk solar station of the Pulkovo observatory*

### **Abstract**

*The parameter  $G$ , which is determined from the general number of sunspots groups  $N_g$  according to the daily observations  $G = (\Sigma I/N_g)^2$ , is offered. This parameter is calculated for the days when there is at least one sunspots group. It characterizes the minimum epoch solar activity. Parameter  $G$  mounts to the maximum during the epoch close to the minimal activity of sunspots.*

*According too the data of the sequence of sunspots group in Greenwich-USAF/NOAA observatory format, observation data of Kislovodsk solar station and also daily Wolf number the changes of parameter  $G$  during 100 years were reconstructed. It is demonstrated in the paper that parameter  $G$ 's amplitude in minimal solar activity  $n$  is linked with the sunspot cycle's amplitude  $W_{n+1}$ . The 24<sup>th</sup> activity cycle prediction is calculated, which makes  $W_{24}=135 (\pm 12)$ .*

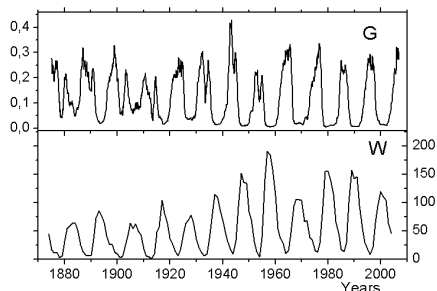
### **Введение**

Прогноз солнечной активности является актуальной задачей, касающейся прикладных аспектов солнечно-земных связей и фундаментальной природы магнитной цикличности. Среди различных методов прогноза амплитуды циклов солнечных пятен наиболее успешными являются методы, использующие предвестники солнечной активности [2]. В качестве данных при этом использоваться результаты наблюдений геомагнитной активности [3], крупномасштабных магнитных полей [4], полярного магнитного поля [5] и другие. Вместе с тем наиболее длительными рядами наблюдения солнечной активности являются солнечные пятна. На сегодняшний день обнаружены методы, позволяющие проводить оценку амплитуды циклов активности по данным солнечных пятен. Наиболее известны среди них правило Гневышева-Оля, амплитудно-периодный метод, метод максимума-минимума и другие [1]. Как правило, эти методы позволяют проводить оценку амплитуды следующего цикла активности по характеристикам текущего цикла или эпохи минимума.

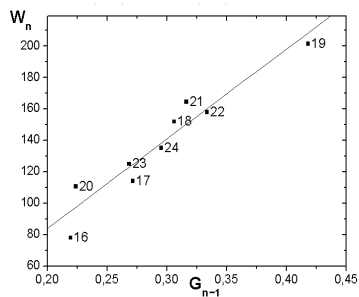
В данной работе предложен метод оценки амплитуды активности по количеству групп солнечных пятен и ежедневным числам Вольфа.

### Анализ наблюдательных данных групп солнечных пятен

В качестве данных одного из видов данных нами были взяты ряды групп солнечных пятен в формате наблюдений Гринвичской обсерватории, взятых с сайта <http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml> и данные групп солнечных пятен Кисловодской Горной астрономической станции. Введем параметр  $G$ , который определяется из общего числа групп  $N_g$  солнечных пятен по данным ежедневных наблюдений  $G = (\sum 1/N_g)^2$ . Этот параметр вычисляется для дней, когда присутствует как минимум одна группа пятен. Так для дней, когда количество групп пятен равно 0, 1, 2, 3 ... значения параметра  $G$  составляют 0, 1, 1/4, 1/9 ... соответственно. На рис. 1 представлено поведение параметра  $G$ , полученное по среднемесячным значениям и сглаженное методом скользящего среднего по 12 точкам.



**Рис. 1.** (Вверху) Поведение среднемесячных значений параметра  $G = \sum 1/N_g^2$ , сглаженных по 12 месяцам по данным ряда групп солнечных в формате Гринвичской обсерватории. (Внизу) среднегодовые числа Вольфа.



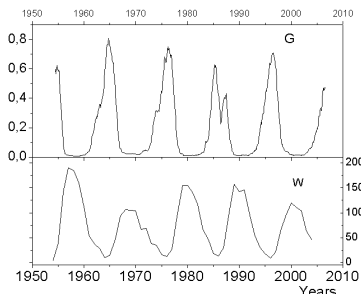
**Рис. 2.** Амплитуда циклов солнечных пятен  $W_n$  в функции от параметра  $G_{n-1}$ . Представлен также прогноз 24-го цикла активности.

Параметр  $G$  имеет максимум в эпоху минимума активности. Амплитуда параметра  $G_{n-1}$  предшествует амплитуде цикла солнечных пятен в цикле  $n$ . На рис. 2 представлена регрессионная зависимость между амплитудой параметром  $G_{n-1}$  и амплитудой циклов солнечных пятен в циклах  $n$   $W_n$ . Для циклов 16-23 это соотношение можно записать в виде:  $W_n = -30(\pm 21) + 570(\pm 71)G_{n-1}$ , доверительный интервал  $\sigma = 12,2$  и коэффициент корреляции  $R = 0,956$ . Прогноз 24-го цикла активности по индексу  $G$  составил  $W_{24} = 135(\pm 12)$ .

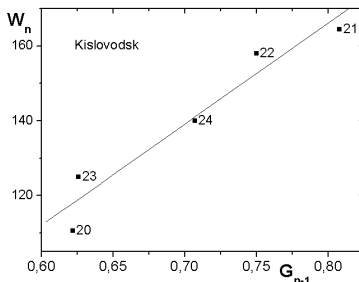
Ближкий результат получен и по ряду данных Кисловодской Горной астрономической станции. Наблюдения на ГАС ГАО ведутся с 1954 года. На рис. 3, 4 представлено изменение параметра  $G$  в период 1954-2006 гг. Несмотря на несколько различный уровень значений, обусловленный различными системами подсчета групп пятен наблюдается хорошее соответствие между Кисловодским рядом и рядом в формате гринвичской обсерватории.

### Анализ данных индекса солнечных пятен

Для описания солнечной активности широко используется индекс солнечных пятен  $R_z$ , введенных Р. Вольфом (Rudolf Wolf). Относительный индекс солнечных пятен связан с числом групп солнечных пятен  $N_g$  соотношением:  $R_z = k \cdot (10 \cdot N_g + n)$ , где  $k$  - корректирующий фактор для обсерватории,  $n$  - число пятен в группах.



**Рис. 3.** (Вверху) Вариации параметра  $G$  по данным ряда групп солнечных пятен Кисловодской Горной станции ГАО. (Внизу) среднегодовые числа Вольфа. Наблюдается соответствие амплитуд индексов  $W$  и  $G$ .

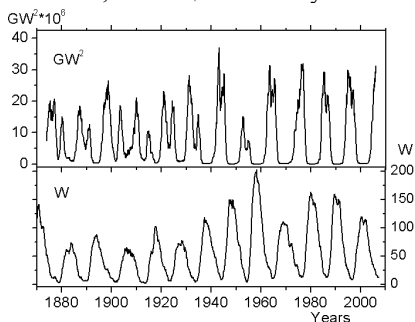


**Рис. 4.** Зависимость между индексами  $G$  и  $W$  по данным ГАС ГАО.

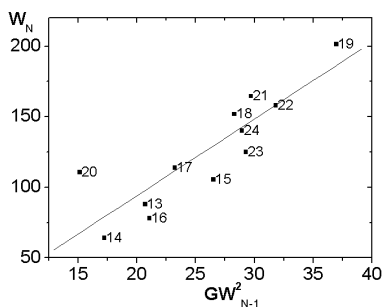
Рассмотрим следующую процедуру получения аналога индекса  $G$  по ежедневным данным индекса  $R_z$ . для значений  $R_z$  больше 7 введем фильтровую функцию равную:  $g = 50 \cdot (1.0 - \exp(-z + 1.0 \cdot \exp(-z))) + 7$ , где  $z = (R_z - 18)/20$ ; и положим  $g = 50$  для  $R_z < 8$ . Далее используем процедуру, аналогичную построению индекса  $G$ . Т.е. получим среднемесячные суммы, поделим на число дней в месяце и возведем их в четвертую степень. Таким образом, эта процедура определяет параметр  $GW$ , полученный из ежедневных чисел Вольфа. Заметим, что в период до 1976 года может использоваться и более простое преобразование. Для этого нужно взять целую часть от значения  $W/8$ . На рис. 5 представлено поведение полученного параметра  $GW$  сглаженного за 18 месяцев и числа Вольфа. На рис 6 представлена регрессия между амплитудой циклов солнечных пятен и параметра  $GW$ . Зависимость можно выразить формулой:  $W_n = -14.6(\pm 27) + 5.4(\pm 1)GW_{n-1}$ , при уровне корреляции  $R = 0,865$  и среднеквадратичной ошибке  $\sigma = 22$ . Прогноз 24-го цикла активности составил  $W_{24} = 140(\pm 22)$ , что близко к значению по индексу  $G$ . В случае использования преобразования  $GW' = (\text{int})W/8$ , зависимость можно представить формулой:  $W_n = 9.7(\pm 34) + 609(\pm 185)GW'_{n-1}$ .

### Обсуждение

Предложенный метод, позволяет построить индексы солнечной активности, имеющие максимум в эпоху минимума и амплитуда которых



**Рис. 5.** (Вверху) Индекс  $GW^2$ , полученный по ежедневным значениям чисел Вольфа и сглаженный по 18 месяцам. (Внизу) сглаженные числа Вольфа.



**Рис. 6.** Зависимость амплитуды циклов активности от параметра  $GW^2$ . Выполнен прогноз для 24-го цикла активности.

предшествует амплитуде цикла солнечных пятен. В отличие от индексов крупномасштабного магнитного поля, которые предшествуют солнечной активности на 5-6 лет [4], амплитуда новых индексов  $G$  и  $GW$  опережает амплитуду цикла пятен на полтора 11-летних цикла. Построение данных индексов связано с числом биполярных групп солнечных пятен. При этом если в минимуме активности существовало всегда одна биполярная группа, амплитуда индекса солнечных пятен была около 600 единиц чисел Вольфа. Природа связи между числом биполярных групп в минимуме активности и амплитудой цикла активности  $n+1$  до конца не понятна. Возможно, это определяется характерным временем трансформации магнитных полей солнечных пятен в крупномасштабное магнитное поле, необходимое для генерации солнечной цикличности.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ N 06-02-16333 и программе президиума РАН.

### Литература

1. Hathaway, D.H.; Wilson, R.M.; Reichmann, E.J. Journal of Geophysical Research, v.104, p.22, 375, 388, (1999).
2. Li, K. J.; Yun, H. S.; Gu, X. M., Astronomy and Astrophysics, v.368, p.285-291 (2001).
3. Оль А.И., Солнечные Данные, №5, с.103-109, (1970).
4. Tlatov A.G. and Makarov V.I., in Large-scale Structures and their Role in Solar Activity ASP Conference Series, in Sunspot, New Mexico, USA. Edited by K. Sankarasubramanian, M. Penn, and A. Pevtsov, 346, 415, (2005).
5. Svalgaard, L.; Cliver, E. W.; Kamide, Y. Large-scale Structures and their Role in Solar Activity ASP Conference Series, Vol. 346, Proceedings of the Conference held 18-22 October, 2004 in Sunspot, New Mexico, USA. Edited by K. Sankarasubramanian, M. Penn, and A. Pevtsov, p.401, (2005).



## **ПОИСК СВЯЗИ МЕЖДУ ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ ЦИКЛОВ КРУПНОМАСШТАБНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И АМПЛИТУДОЙ ЦИКЛОВ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА**

**Тлатов А.Г.**

*Кисловодская горная астрономическая станция ГАО РАН, tlatov@mail.ru*

## **SEARCH FOR RELATIONSHIP BETWEEN DURATION OF THE EXTENDED SOLAR CYCLES AND AMPLITUDE OF SUNSPOT CYCLE**

**Tlatov A.G.**

*Kislovodsk solar station of the Pulkovo observatory*

### **Abstract**

*Duration of the extended solar cycles is taken into the consideration. The beginning of cycles is counted from the moment of polarity reversal of large-scale magnetic field in high latitudes, occurring in the sunspot cycle  $n$  till the minimum of the cycle  $n+2$ . The connection between cycle duration and its amplitude is established. Duration of the "latent" period of evolution of extended cycle between reversals and a minimum of the current sunspot cycle is entered. It is shown, that the latent period of cycles evolution is connected with the next sunspot cycle amplitude and can be used for the prognosis of a level and time of a sunspot maximum. The 24-th activity cycle prognosis is done. The found dependences correspond to transport dynamo model of generation of solar cyclicity, it is possible with various speed of meridional circulation. Long-term behavior of extended cycle's lengths is considered.*

### **1. Введение**

Длительность цикла активности является важным параметром, необходимым для понимания солнечной цикличности. Для определения длительности цикла солнечных пятен, как правило, используют моменты минимума солнечных пятен. Средняя длительность цикла солнечных пятен составляет около 11 лет, но может меняться в достаточно широких пределах от ~8 до 15 лет. Между длительностью цикла и его амплитудой существует связь, которую можно выразить как:  $W_{\max} = 379,9(\pm 64,5) - 24,959(\pm 58) \cdot L$ , где  $L$  и  $W_{\max}$  длительность и максимальное число Вольфа [1]. Вместе с тем длительность циклов солнечных пятен может несколько отличаться от длительности цикла активности [2] и длительности цикла крупномасштабных магнитных полей [3,4].

В данной работе изучена связь между интервалами времени, отсчитываемыми от момента переполосовки крупномасштабного магнитного поля в полярных областях и амплитудой следующего цикла активности, а также рассмотрены долговременные изменения длительности циклов крупномасштабного магнитного поля и их связь с долговременными изменениями активности пятен.

## 2. Длительность расширенных циклов активности

Эволюция крупномасштабного магнитного поля на различных широтах может быть изучена по рядам синоптических  $H\alpha$  карт. На синоптических  $H\alpha$  картах представлены линии раздела полярности магнитного поля. В настоящее время сводный ряд  $H\alpha$  карт охватывает период с 1887 года по настоящее время, и соизмерим с длительностью ряда групп солнечных пятен [5, 6, 7].

Рассмотрим интервал времени между моментом переполусовки по данным  $H\alpha$  карт и последующим моментом минимума солнечной активности по солнечным пятнам  $\Delta T_R = T_{\min}^{n+1} - T_{H\alpha}^n$ . В таблице 1 представлены моменты переполусовки по  $H\alpha$  картам, взятые из работы [8], уточненные и дополненные последними данными.

**Таблица 1.** Длительность интервалов времени между переполусовкой крупномасштабного магнитного поля  $T_{H\alpha}$ , полученными из моментов переполусовок на высоких широтах в северном и южном полушариях  $T_N$  и  $T_S$ . Также представлены моменты переполусовки дипольной компоненты крупномасштабного магнитного поля  $T_{l=1}$  и моменты наступления минимума активности солнечных пятен  $T_{\min}$ .

No	$T_{\min}$	$T_N$	$T_S$	$T_{H\alpha}$	$T_{\min} - T_{H\alpha}$	$T_{\min}^{n+1} - T_{H\alpha}^n$	$T_{l=1}$
12	1878.9	1872,3	1872,3	1872,3	6,6	17,3	
13	1889.6	1883,4	1883,7	1883,4	5,9	18	1893.2
14	1901.7	1895,0	1895,0	1895,0	6,7	18,6	1905.8
15	1913.6	1906,7	1905,3 1908,4	1908,4	5,2	15,2	1916.3
16	1923.6	1918,6	1918,7	1918,7	4,9	15,1	1927.0
17	1933.8	1927,9	1928,5	1928,5	5,3	15,7	1936.5
18	1944.2	1940,1	1940,0	1940,1	4,1	14,2	1947.3
19	1954.3	1950,2	1949,0	1950,2	4,1	14,7	1957.2
20	1964.9	1958,0	1959,5	1959,5	5,2	17	1968.6
21	1976.5	1971,5	1970,6	1971,5	5,0	15,3	1979.9
22	1986.8	1981,0	1981,8	1981,8	5,0	14,6	1990.4
23	1996.4	1990,8	1991,8	1991,8	4,6	15,7	1999.7
24	2007,6(?)	2001,2	2001,7	2001,7	6.0		

В данной таблице представлены моменты переполусовки для северного  $T_N$  и южного  $T_S$  полушарий. В случае однократных переполусовок выбирался момент переполусовки в том полушарии, где она проходила позднее. В ряде циклов, наблюдалась трехкратная смена знака магнитного поля. В случае трехкратных переполусовок взяты моменты завершения переполусовок  $T_{H\alpha}$ , приведенные в таблице 1. На рис. 1 представлена связь между интервалом  $\Delta T_R$  и амплитудой следующего цикла пятен, которая может быть выражена как:

$$W_{\max}^{n+1} = 320(\pm 51) - 38,2(\pm 9,6) \cdot \Delta T_R, \quad r = 0,78; \quad \sigma = 27. \quad (1)$$

Из этой зависимости видно, что чем меньше интервал времени  $\Delta T_R$ , тем амплитуда следующего цикла пятен будет выше. Также существует связь между длительностью интервала времени от момента переполосовки в цикле  $n$  и до момента достижения максимума  $T_{\max}^{n+1}$  в новом цикле  $\Delta T_2 = T_{\max}^{n+1} - T_{H\alpha}^n$  и амплитудой нового цикла пятен  $W_{\max}^{n+1}$  (Рис. 2), которую можно представить в виде:

$$W_{\max}^{n+1} = 352(\pm 40) - 24,9(\pm 4,3) \cdot \Delta T_2, \quad r = 0,87; \quad \sigma = 21. \quad (2)$$

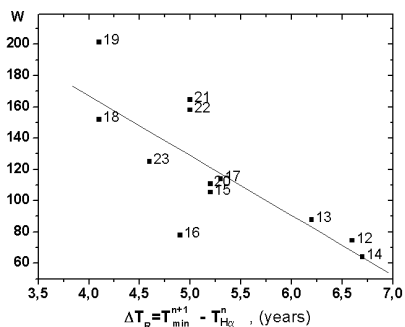


Рис. 1. Амплитуда индекса солнечных пятен в функции от длительности интервала времени  $\Delta T_R$  между моментами переполосовки крупномасштабного магнитного поля в цикле  $n$  и минимумом цикла активности  $n+1$ .

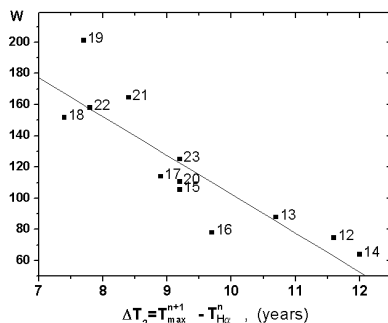


Рис. 2. Амплитуды индексов солнечных пятен в функции от длительности интервала времени  $\Delta T_2$  между моментами переполосовки крупномасштабного магнитного поля в цикле  $n$  и максимумом цикла активности  $n+1$ .

Можно ввести еще один интервал времени, равный интервалу между моментом переполосовки крупномасштабного магнитного поля в цикле  $n$  и моментом минимума цикла  $n+2$ :  $\Delta T_3 = T_{\min}^{n+2} - T_{H\alpha}^n$ . Этот период варьируется от 14,2 лет для 18-го цикла до 18,6 лет для 14-го цикла активности (Рис. 3). Между амплитудой цикла пятен и интервалом времени  $\Delta T_3$  существует соотношение:

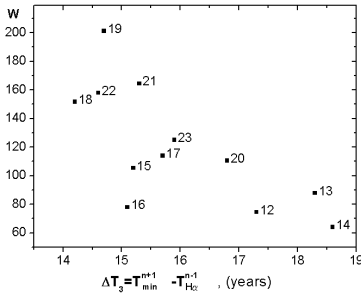
$$W_{\max}^{n+1} = 450(\pm 101) - 20,7(\pm 6,4) \cdot \Delta T_3, \quad r = 0,72; \quad \sigma = 31. \quad (3)$$

Длительность интервалов времени  $\Delta T_2$  и  $\Delta T_R$  связаны между собой:

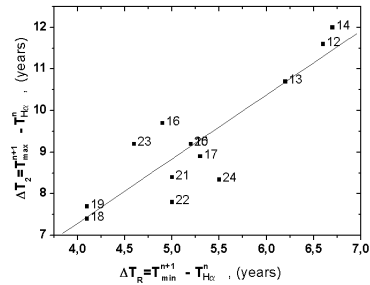
$$\Delta T_R^{\max} = 1,1(\pm 1,3) + 1,54(\pm 0,24) \cdot \Delta T_2, \quad r = 0,88; \quad \sigma = 0,7, \quad (4)$$

где интервалы времени выражены в годах (Рис. 4).

Для изучения длительности циклов крупномасштабного магнитного поля наряду с использованием момента переполосовки могут использоваться и другие характеристики крупномасштабного магнитного поля, на-

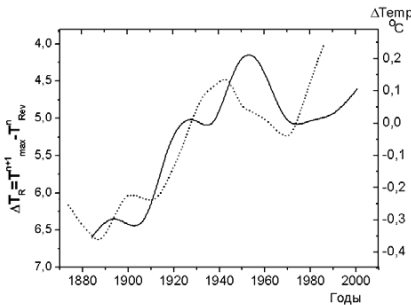


**Рис. 3.** Амплитуды цикла солнечных пятен в функции от полной длительности циклов активности  $\Delta T_3$ , отсчитываемой от момента переполосовки в цикле  $n-1$  до наступления минимума цикла пятен  $n+1$ .

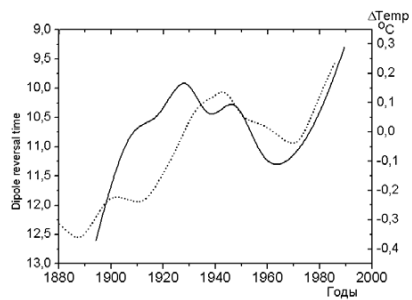


**Рис. 4.** Связь между интервалом времени между переполосовкой и минимумом активности  $\Delta T_R$  с интервалом между переполосовкой и наступлением максимума активности пятен  $\Delta T_2$ .

пример моменты смены знака дипольной компоненты магнитного поля  $T_{|1=1}$  (Табл. 1). Как известно изменения длительности циклов активности солнечных пятен имеет лучшую корреляцию с изменениями поверхностной температуры Земли, чем с их амплитудой [10]. При этом полный поток солнечного излучения в течение цикла активности меняется на величину



**Рис. 5.** Изменение длительности интервала  $\Delta T_R$  (сплошная линия) в период 1880-2000 годов и вариации поверхностной температуры Земли (пунктирная линия) согласно (Friis-Christensen and Lassen, 1991).



**Рис. 6.** Долговременные изменения длительностью между переполосовками дипольной компоненты крупномасштабного магнитного поля (сплошная линия) и долговременными изменениями поверхностной температуры Земли (пунктирная линия).

не превышающую 0.1-0.15% [11]. Считается, что солнечная активность влияет на прохождение галактических лучей, а те в свою очередь могут воздействовать на облачный покров Земли, что и объясняет зависимость

климата от солнечной активности [12, 13]. Модуляция потока галактических лучей может быть связана с крупномасштабным магнитным полем Солнца. Рассмотрим связь между длительностью циклов крупномасштабного магнитного поля и долговременными изменениями температуры. На рис. 5, 6 представлены зависимости изменения длительности между переполусовкой крупномасштабного магнитного поля и минимумом активности  $\Delta T_R$  и  $T_{|n-1}$  в период с 1880 года по настоящее время и поверхностной температуры северного полушария Земли согласно данным [10]. Для получения огибающих кривых применялась процедура построения В-сплайна.

### 3. Обсуждение

Обнаруженные связи между интервалами времени, отсчитываемыми от момента переполусовки крупномасштабного магнитного поля, и амплитудой следующего цикла солнечных пятен свидетельствуют о том, что цикл активности Солнца имеет большую длительность, чем 11-летний цикл солнечных пятен. Выражения (1)-(3) показывают наличие связи между длительностью цикла активности, отсчитываемой от момента переполусовки в полярных областях Солнца и амплитудой активности следующего цикла солнечных пятен. При этом интервал времени  $\Delta T_3$  можно считать длительностью “расширенного” [14] цикла активности. Интервал времени  $\Delta T_R$ , между переполусовкой и минимумом активности в цикле  $n+1$  можно интерпретировать как “латентный” период развития цикла активности. Этот интервал времени можно использовать для прогноза амплитуды следующего цикла активности.

Если принять, что минимум 24-го цикла активности наступил в 2007,6 году, то амплитуду 24-го цикла можно оценить как  $\sim 98(\pm 27)W$ . Соотношение (4) дает возможность оценки наступления максимума нового цикла активности. Наступление максимума 24-го цикла можно ожидать в 2011,3 ( $\pm 0,7$ ) году. Заметим что из соотношения (3) видно, что в периоды глубоких минимумов активности, например в период минимума Маундера, длительность интервала  $\Delta T_3$  близка к 22 годам, т.е. длительность расширенного цикла активности стремится к длительности магнитного цикла Солнца.

Установление важности роли процесса завершения переполусовки в полярных областях соответствует транспортной динамо модели генерации солнечной цикличности с замкнутой меридиональной циркуляцией [15, 16, 17]. Изменение длительности расширенного цикла активности в интервале 14-18 лет за последние 120 лет возможно связано с вариациями скорости дрейфа волны генерации у основания конвективной зоны, которую можно вычислить из параметра  $\Delta T_3$  и оценить пределы ее изменения  $v \sim 1,5-2$  м/с.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 06-02-16333 и программ РАН.

### Литература

1. *В.Ф. Чистяков*, Солнечные циклы и колебания климата, (Владивосток, Дальнаука, 1997).
2. *K. Harvey*, in ASP conf. Series the Solar Cycle, **27**, 335, (1992).
3. *V.I. Makarov, A.G. Tlatov and K.R. Sivaraman*, Solar Phys., **214**, 41, (2003).
4. *V.I. Makarov, A.G. Tlatov and K.R. Sivaraman*, Solar Phys., **202**, 11, (2001).
5. *P.S. McIntosh*, Annotated Atlas of H-alpha Synoptic Charts, (NOAA, Boulder, 1979).
6. *V.I. Makarov and K.R. Sivaraman*, Solar Phys., **119**, 35, (1989).
7. *V.V. Vasil'eva*, in proc. conf. New cycle of activity of the Sun: observational and theoretical aspects, GAO, St.-Petersburg, 213 (1998).
8. *V.I. Makarov and V.V. Makarova*, Solar Phys., **163**, 267, (1996).
9. *V.I. Makarov, A.G. Tlatov, D.K. Callebaut and V.N. Obridko*, Solar Phys., **206**, 383, (2002).
10. *E. Friis-Christensen and K. Lassen*, Science, **254**, 698 (1991).
11. *C. Frolich and J. Lean*, Geophys. Res. Lett., **205**, 4377, (1998).
12. *H. Svensmark*, Phys. Review Letters, **81**, 5027, (1998).
13. *O.I. Shumilov, O.M. Raspopov, E.A. Kasatkina, G. Jacoby, V.A. Dergachev and M. Lindholm*, proc 1-th Solar & Space weather conference, Tenerife, Spain, ESP- SP-463, 521 (2000).
14. *P.R. Wilson, R.C. Altrock, K.L. Harvey, S.F. Martin, and H.B. Snodgrass*, Nature, **333**, 748, (1988).
15. *A.G. Tlatov*, in proc. Conf. All-Russian Solar Physics, Moscow, 1995, Radiophys. Quantum Electron., **39**, 794.
16. *А.Г. Тлатов*, Астроном. журн., **74**, 447, (1997).
17. *A.R. Choudhuri, M. Schussler and M. Dikpati*, A&A, **303**, L29 (1995).

## **ФОРМИРОВАНИЕ ПЕРМАНЕНТНОГО ПОЛОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЛУЧИСТОЙ ЗОНЕ СОЛНЦА**

**Тлатов А.Г.**

*Кисловодская горная астрономическая станция ГАО РАН, tlatov@mail.ru*

## **FORMATION PERMANENT THE POLOIDAL MAGNETIC FIELD OF THE SUN**

**Tlatov A.G.**

*Kislovodsk solar station of the Pulkovo Observatory*

### **Abstract**

*Some indirect attributes of the analysis of the solar activity data testifies to presence quasistationary poloidal magnetic field of the Sun. As a rule, such field connect to a relic magnetic field. In the given work the hypothesis of formation slowly varying a poloidal magnetic field of the Sun is considered by 22-years solar cycles of solar activity. Owing to distinction of amplitude of even and odd cycles of activity there can be an accumulation of a residual magnetic field and formation permanent poloidal fields of the Sun under convective zone.*

### **Введение**

На основании обработки данных поверхностных крупномасштабных магнитных полей было найдено, что в циклы глобального магнитного поля Солнца предшествуют циклам солнечных пятен [3]. Следовательно, также как и в циклах солнечных пятен существует разница между амплитудами четных и нечетных циклов. В транспортной модели динамо происходит перенос полоидального магнитного поля от верхних слоев солнечной атмосферы к основанию конвективной зоны с меридиональной циркуляцией [4]. При этом может происходить диффузионное проникновение магнитного поля в лучистую зону и вследствие различия между четными и нечетными циклами активности формирование перманентного полоидального магнитного поля Солнца. Перманентное магнитное поле Солнца может быть ответственным за модуляцию циклов внутри Хэйловских пар и долгопериодическую модуляцию солнечной активности при вынужденной конвекции перманентного магнитного поля.

В данной работе проведено моделирование солнечного магнитного цикла в приближение транспортной динамо модели процесса формирования перманентного полоидального магнитного поля и установлено его влияния на циклы активности.

### **Описание модели**

Уравнение, описывающее изменение осесимметричного магнитного поля может быть записано в виде:  $B = B(r, \theta)e_\varphi + \nabla \times [A(r, \theta)e_\varphi]$ , где  $B(r, \theta)$  и

$A(r, \theta)$  соответствуют тороидальной и полоидальной компонентам. Стандартные уравнения так называемого  $\alpha\omega$ -динамо записываются в виде:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = -\frac{1}{r \sin \theta} (V \cdot \nabla) (r \sin \theta \cdot A) + \eta (\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta}) A + \alpha B$$

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = -\frac{1}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial r} (rv_\theta B_\varphi) + \frac{\partial}{\partial \theta} (v_\theta B_\varphi) \right] + \eta_t (\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta}) B + r \sin \theta (B_r \cdot \nabla) \Omega + \frac{1}{r} \frac{d\eta_t}{dr} \frac{\partial}{\partial r} (rB_\varphi),$$

где  $s=r \cdot \sin \theta$ . Здесь  $v$ - скорость меридиональной циркуляции,  $\Omega$ - угловая скорость внутренних областей Солнца,  $\alpha$ - коэффициент, описывающий генерацию поля вследствие всплытия биполярных областей.  $\eta_p$  и  $\eta_t$  коэффициенты диффузии для полоидальной и тороидальной компонент магнитного поля. Дифференциальное вращение и меридиональная циркуляция задавались аналитическими выражениями, аналогично работы [2]:

$$\Omega(r, \theta) = \Omega_{RZ} + \frac{1}{2} \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{r - r_t}{d_t} \right) \right] [\Omega_{SCZ}(\theta) - \Omega_{RZ}]$$

$$\rho v = \nabla \times [\psi(r, \theta) e_\varphi] \quad \rho = C \left( \frac{R_\odot}{r} - \gamma \right)^m$$

$$\psi r \sin \theta = \psi_0 - (r - R_p) \sin \left[ \frac{\pi(r - R_p)}{(R_\odot - R_p)} \right] \left\{ -e^{-\beta_1 \theta^2} \right\} \left\{ 1 - e^{-\beta_2 (\theta - \pi/2)} \right\} e^{-(r - r_0)/\Gamma^2}$$

где параметры дифференциального вращения наиболее соответствовали профилям, полученным из результатов гелиосейсмологии:  $r_t = 0.7R_\odot$ ,  $d_t = 0.025R_\odot$ ,  $\Omega_{RZ}/2\pi = 432.8 \text{ nHz}$ ,  $\Omega_{SCZ}(\theta) = \Omega_{EQ} + \alpha_2 \cos^2 \theta + \alpha_4 \cos^4 \theta$ , где  $\Omega_{EQ}/2\pi = 460.7 \text{ nHz}$ ,  $\alpha_2 = -62.69 \text{ nHz}$ ,  $\alpha_4 = -67.13 \text{ nHz}$ . Параметры, определяющие меридиональную циркуляцию, выбраны  $\beta_1 = 1.5$ ,  $\beta_2 = 1.8$ ,  $\epsilon = 2.00001$ ,  $r_0 = (R_\odot - R_b)/4$ ,  $\Gamma = 3.48 \cdot 10^8 \text{ м}$ ,  $\gamma = 0.95$ ,  $m = 3/2$ ,  $R_p = 0.61 \cdot R_\odot$ . Диффузия полоидальной компоненты от радиуса записывалась в виде:

$$\eta_p(r) = \eta_{RZ} + \frac{\eta_{SCZ}}{2} \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{r - r_{BCZ}}{d_t} \right) \right],$$

где  $\eta_{SCZ} = 2.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\eta_{RZ} = 2.0 \cdot 10^8 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $R_{BCZ} = 0.72 \cdot R_\odot$  и  $d_t = 0.025 \cdot R_\odot$ . Диффузия тороидальной компоненты зависит от радиуса:

$$\eta_t(r) = \eta_{RZ} + \frac{\eta_{SCZ1}}{2} \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{r - r'_{BCZ}}{d_t} \right) \right] + \frac{\eta_{SCZ}}{2} \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{r - r_{TCZ}}{d_t} \right) \right],$$

где  $\eta_{SCZ1} = 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $r'_{BCZ} = 0.72 \cdot R_\odot$  и  $r_{TCZ} = 0.975 \cdot R_\odot$ . Коэффициент  $\alpha$ :

$$\alpha(r, \theta) = \alpha_0 \cos \theta \frac{1}{4} \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{r - r_1}{d_1} \right) \right] \times \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{r - r_2}{d_2} \right) \right],$$

где  $r_1 = 0.95 \cdot R_\odot$ ,  $r_2 = R_\odot$ ,  $d_1 = d_2 = 0.025 \cdot R_\odot$ ,  $\alpha_0 = 25 \text{ м/с}$ .

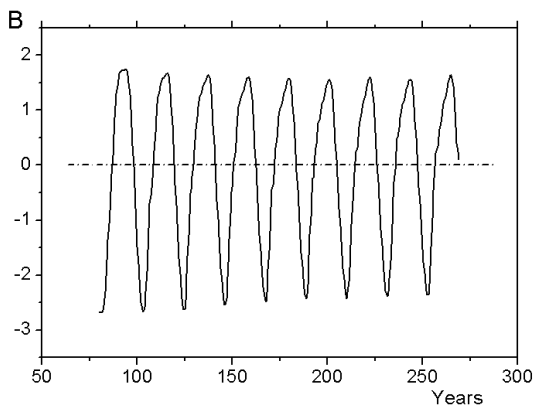


Использовался метод переменных направлений по  $r$  и  $\theta$ . Разностная схема была близка к схеме из [2], хотя код был изменен и адаптирован для C++.

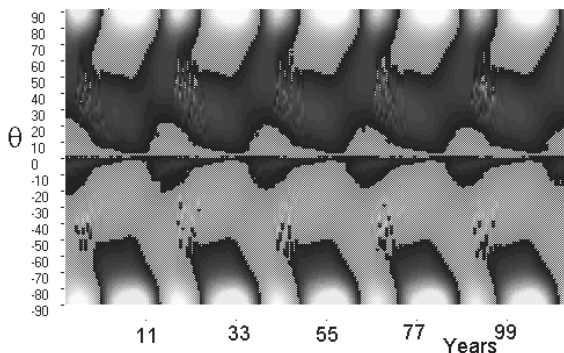
### Результаты моделирования

Для моделирования формирования полоидального магнитного поля под конвективной зоны Солнца задавались следующие граничные условия. На полюсах ( $\theta=0, \pi$ ) задавалось  $A = 0; B = 0$ . На поверхности  $R=R_o$  :  $(\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta})A = 0; B=0$ . Для формирования перманентного полоидального магнитного поля рассматривалось два режима. В первом задавалось некоторое начальное полидальное магнитное поле дипольного типа на глубинах ниже  $R_b=0,6 \cdot R_o$ , что обеспечивало начальную асимметрию четных и нечетных циклов, а далее рассматривалась эволюция такого поля и циклов активности. В другом режиме, поле на глубинах ниже  $R_b=0,6 \cdot R_o$  задавалось равным нулю, а формирование полоидального поля происходило вследствие задания начального поля на глубинах выше  $R=0,6 \cdot R_o$ . На нижней границе  $R_b=0,45 \cdot R_o$  граничное условие также задавалось в виде  $(\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta})A = 0$ .

На рис. 1 и 2 представлены результаты моделирования, свидетельствующие о получении режимов с асимметрией четных и нечетных циклов для амплитуды полярных магнитных полей и в распределение полярности крупномасштабного магнитного поля.



**Рис. 1.** Вариации полярного магнитного поля, обусловленного сформированным полоидальным магнитным полем на глубинах ниже  $R=0,6 \cdot R_o$ . Заметна асимметрия четных и нечетных циклов активности.



**Рис. 2.** Широтно-временная диаграмма распределения радиальной компоненты магнитного поля вблизи поверхности Солнца. Области положительной полярности закрашены сплошным цветом. Различия распределения в северном и южном полушариях обусловлено квазипостоянным самоподдерживающимся полоидальным магнитным полем.

### Заключение

В данной работе проведено моделирование формирования квазипостоянного полоидального магнитного поля Солнца под конвективной зоной. Такое поле может быть ответственно за различие амплитуд четных и нечетных циклов активности и долговременные вариации. Полоидальное поле переносится от поверхности Солнца к основанию конвективной зоны меридиональной циркуляцией в рамках “транспортной” динамо модели. Заметим, что модель, учитывающая погружение полоидального поля в полярных областях Солнца и возможность накопления поля, была предложена автором осенью 1994 года в рамках гранта “On the large-scale solar magnetic field and dynamo” (руководитель В. Durney), представлена на конференции в 1995 и опубликована в трудах конференции 1996 [4]. Близкая по схеме модель была опубликована в [1].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ N 06-02-16333 и программ РАН.

### Литература

1. *Durney, B.R.* 1995, *Solar Physics*, 160, 213.
2. *Chatterjee, P., Nandy, D., & Choudhuri, A.R.* 2004, *A&A* 427, 1019.
3. *Tlatov A.G. and Makarov V.I.*, in *Large-scale Structures and their Role in Solar Activity ASP Conference Series*, in Sunspot, New Mexico, USA. Edited by K. Sankarasubramanian, M. Penn, and A. Pevtsov, 2005, 346, 415.
4. *Tlatov A.G.*, 1996, *Radiophys. Quantum Electron.*, **39**, 10.

## **РЯД ДАННЫХ ГРУПП СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА КИСЛОВОДСКОЙ ГОРНОЙ СТАНЦИИ ГАО**

**Тлатов А.Г., Макарова В.В., Васильева В.В., Степанова Т.А.**

*Главная астрономическая обсерватория РАН, solar@megalog.ru*

## **DATABASE OF SUNSPOT GROUPS ON OBSERVATION AT KISLOVODSK SOLAR STATION OF THE PULKOVO OBSERVATORY**

**Tlatov A.G., Makarova V.V., Vasilieva V.V., Stepanova T.A.**

*Central astronomical observatory at Pulkovo, solar@megalog.ru*

### **Abstract**

*The database of groups of sunspots is created according to daily observation at Kislovodsk solar station during 1954-2007. A series contains coordinates of sunspot groups, the group area, the area of the greatest sunspot in group and other data. Characteristics of these lines and its comparison with other known lines of sunspot groups are discussed.*

### **1. Введение**

Информация о параметрах групп солнечных пятен является одной из наиболее важных характеристик параметров солнечной цикличности. Эти данные используются для реконструкции индекса общей площади солнечных пятен, анализа широтного и долготного распределении солнечных пятен по диску Солнца, изучения скорости вращения солнечных пятен и различных других приложений [2,3]. Как правило, такие данные содержат информацию о координатах группы солнечных пятен, площади в долях солнечного диска, номере группы и другие параметры. Для изучения долговременных вариаций солнечной активности необходимо иметь длительные и стабильные ряды наблюдений. Регулярные фотографические наблюдения солнечных пятен начались в 1874 году в Королевской Гринвичской обсерватории (RGO) и продолжались до конца 1976 года. На основе этих наблюдений, дополненных данными некоторых других обсерваторий, участвующих в программе наблюдений, был создан каталог характеристик групп солнечных пятен, являющийся одним из наиболее стабильных, длительных и востребованных рядов данных, характеризующих солнечную активность.

После закрытия Гринвичской обсерватории в 1976 г. появилась проблема сохранения системы наблюдений и формирования рядов данных солнечных пятен, которая остается актуальной и в настоящее время [1,8.]. Вместе с рядом данных Гринвичской обсерватории создавались и другие ряды данных. В бюллетене “Солнечные данные” с 1954 года по настоящее время публикуется ряд данных групп солнечных пятен. В его основе лежат

наблюдения на кисловодской Горной станции ГАО, дополненные до 1991 г. данными Уссурийской обсерватории, Львовской астрономической обсерватории, обсерваторией Киевского Государственного университета и ряда других. При этом обработка наблюдений других обсерваторий проводилась на Горной станции. На основе этих наблюдений Р.С. Гневышевой публиковался Пулковский каталог солнечной деятельности. К сожалению, с 1990 прекратилась публикации Пулковского каталога. Но в настоящее время продолжается кисловодский ряд групп солнечных пятен, составлявший около 90% наблюдений пулковского ряда. В данной работе представлена база данных групп солнечных пятен, составленная по данным, опубликованным в бюллетене “Солнечные Данные” за период, 1954-2007 гг. С 1996 года бюллетень публикуется в электронном виде.

## 2. Характеристики ряда

Наблюдения фотосферы на Горной станции проводятся на фотогелиографе, являющегося частью системы АФР-2, установленной на параллактической монтировке АПШ-5. Размер действующего отверстия объектива составляет 130 мм, эквивалентное фокусное расстояние объектива 9080 мм, экспозиция затвора 0.01 сек. Система рассчитана для диапозитивных (не сенсibilизированных) пластинок и исправлена для волны 4200Å. Наблюдения проводятся, как правило, один раз в день. С 1966 года съемка проводится на мелкозернистые, высокочувствительные фототехнические пластинки Fu-5 ORWO.

При изучении долговременных вариаций солнечной активности необходима стабильность системы непрерывных наблюдений. Одной из основных характеристик солнечных обсерваторий является количество дней наблюдений в году. В таблице 1, взятой из работы [4] и дополненной последними данными, приведено количество дней в году с наблюдениями на Горной станции.

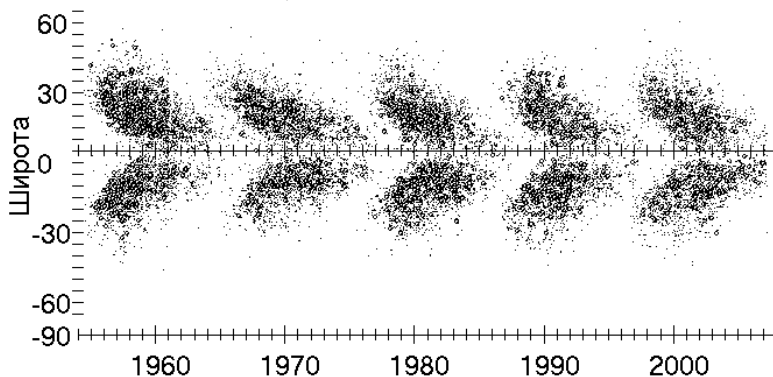
**Таблица 1.** Число наблюдательных дней на Горной станции ГАО.

Год		Год		Год		Год		Год		Год	
1949	291	1959	334	1969	336	1979	331	1989	342	1999	338
1950	321	1960	337	1970	330	1980	336	1990	330	2000	326
1951	317	1961	347	1971	341	1981	329	1991	336	2001	330
1952	324	1962	345	1972	350	1982	346	1992	314	2002	322
1953	324	1963	339	1973	330	1983	341	1993	336	2003	323
1954	342	1964	340	1974	335	1984	324	1994	347	2004	322
1955	337	1965	339	1975	336	1985	340	1995	343	2005	318
1956	333	1966	343	1976	324	1986	344	1996	330	2006	324
1957	347	1967	333	1977	342	1987	324	1997	324		
1958	337	1968	332	1978	318	1988	327	1998	323		

Длительность ряда охватывает пять 11-летних циклов активности 19÷23. Общее число групп солнечных пятен по данным ГАС в период 1954-2006 гг. Составило 102033 группы. Для сравнения число групп пятен за этот же период по данным ряда Гринвич-USA составило 121770. В оцифрованном ряде присутствуют следующие параметры групп солнечных пятен: дата наблюдений, номер группы, гелиографические координаты, расстояние группы от центра солнечного диска, площадь всей группы, площадь наибольшего пятна, число пятен, время прохождения группы через центральный меридиан. В таблице 2 представлены некоторые количественные параметры циклов активности, полученные на основе суммирования числа солнечных пятен для 11-летних циклов. Также приведено количество пятен, число групп солнечных пятен за цикл, сумма площадей

**Таблица 2.** Количественные характеристики 19-23 циклов активности по данным ряда групп солнечных пятен в системе кисловодской станции.

N цикла	Кол. пятен	Кол групп солн. пятн.	$\Sigma S \cdot 10^{-3}$ общ. пл. пятен	-N- $\Sigma S \cdot 10^{-3}$ площ. в сев.п.	Взвеш. широта $\Sigma S \cdot \theta / \Sigma S$
19	208103	23654	5785.1	3340.1	2.67
20	163000	20660	3521.8	2034.1	2.82
21	179790	22330	4722.1	2348.6	-0.71
22	139793	18121	4275.5	2033.4	-1.24
23	122902	17473	3777.8	1887.0	-0.69



**Рис. 1.** Широтно-временное распределение групп солнечных пятен по данным кисловодского ряда.

групп солнечных пятен для всей видимой полусферы и отдельно для северного полушария, выраженная в тысячных долях солнечной полусферы, а также взвешенная широта групп солнечных пятен. Можно отметить, что соотношение общей площади групп солнечных пятен лучше соответствует соотношению чисел Вольфа в максимуме активности, чем соотношение числа групп и отдельных солнечных пятен. В циклах 19, 20 активность северного полушария была выше, чем в южном полушарии. 23-й цикл активности меньше 22 цикла активности, как по количеству солнечных пятен, так и по суммарной площади солнечных пятен, что свидетельствует о нарушении правила Гневышева-Оля для пары 22-23 циклов активности.

Широтное распределение групп пятен в 19-23 циклах характеризует широтно-временная диаграмма на рис 1.

### **3. Сравнение рядов групп солнечных пятен**

В настоящее время наиболее широко используется ряд групп солнечных пятен, созданный на основе наблюдений Гринвичской обсерватории в период 1874-1976 гг. Этот ряд был продолжен по наблюдениям североамериканских обсерваторий с 1977 г. по настоящее время (USA-RGO). Кроме этого доступны ряд UASF-MWL за период 1982-2006 гг.; ряд групп солнечных пятен американской обсерватории USNaval (USNO) за период 1927-1968 гг.; ряд наблюдений Римской обсерватории (Rome) за период 1958-2000 гг.; ряд обсерватории Тайбей (Taipei) за период 1964-1994 гг.; Ташкент за период 1998-2007 гг. и другие. Большинство этих рядов представлено на сайте геофизического центра данных (<http://www.ngdc.noaa.gov.stp>). Некоторые ряды данных, такие как, например ряд обсерватории Кандилли (Турция), не содержат площади групп солнечных пятен и по этому нами для сравнения не использовались.

Как отмечалось ранее [5,6,7,8] наиболее полными и однородными источниками данных о солнечных пятнах являются гринвичский и Пулковский каталоги. Между этими данными наблюдается линейная связь и отношение площадей близко к единице. Между тем, методика определения параметров солнечных пятен различается на разных обсерваториях. Так, в основе гринвичского, кисловодского, римского рядов лежит обработка фотографических пластинок. Другие базы данных, например данные the Solar Optical Observing Network (SOON), обсерватории Catania и др. основаны на зарисовках групп солнечных пятен. В настоящее время стали применяться компьютерные методы обработки изображений. Между различными системами и методиками обработки имеется довольно серьезные отличия. В работе [2] проведено сравнение данных площадей солнечных пятен, по различным методикам за период 1986-1988 гг. Было отмечено, что данные кисловодского ряда дают наибольшую площадь для одинаковых групп и практически совпадают, с площадью, выделяемой на фотопластинках компьютерным методом. Для перевода площадей групп солнечных пятен раз-

личных обсерваторий к данным в системе кисловодской станции по ежедневным значениям нами были получены калибровочные коэффициенты  $b$ ,  $S_{Kisl} = b \cdot S_{obs}$ , представленные в таблице 3. Наилучшие значения коэффициента корреляции наблюдается с рядом RGO, а коэффициент перевода практически равен единице. После 1976 г. данные ряда USA-RGO поменяли систему и после 1977 г. значения площади солнечных пятен надо умножать на коэффициент 1.4. Сравнения ежемесячных значений числа групп солнечных пятен и площадей по данным Кисловодской Горной станции и наблюдениями GRO и рядом USA-RGO представлены на рис. 1, 2.

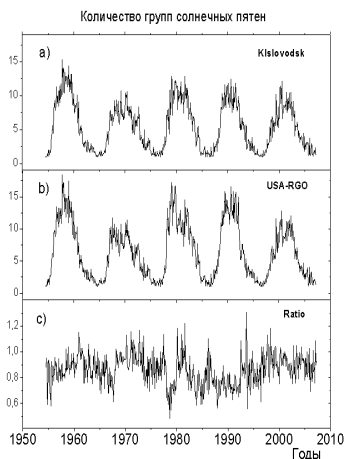


Рис. 2. Среднемесячное число групп солнечных пятен по данным Кисловодска, USA-RGO и их отношение.

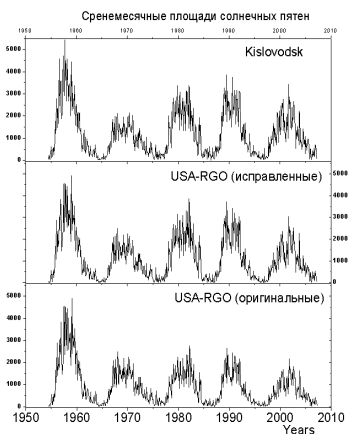


Рис. 3. Площади групп солнечных пятен в системе Кисловодска и по данным ряда USA-RGO.

Таблица 3.

Обсерватория	Период (гг.)	Калибровочный коэффициент	Коэффициент корреляции
RGO	1954-1976	$1,00745 \pm 0,00292$	0,97058
USA-RGO	1977-2006	$1,33109 \pm 0,00478$	0,94515
USNO	1954-1968	$0,79265 \pm 0,00525$	0,94172
USAF-MWL	1982-2006	$0,95869 \pm 0,005$	0,91198
Rome	1958-2000	$1,05299 \pm 0,00739$	0,8819
Tashkent	1999-2006	$1,03914 \pm 0,01611$	0,87791
Taipei	1964-1994	$1,34546 \pm 0,01045$	0,86853
Voroshilov	1999-2006	$0,65552 \pm 0,01288$	0,78135

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ N 06-02-16333 и программ РАН.

### **Литература**

1. *Balmaceda L., Solanki S. K. and Krivova N.* Mem. S.A.It. Vol. 76, 929, 2005
2. *Baranyi, T., Gy'ori, L., Ludm'any, A., and Coffey, H.E.* MNRAS, 2001, 323, 223
3. *Lustig, G., & Wohl, H.* 1995, Sol. Phys, 57, 389
4. *Гневъшев М.Н., Макаров В.И.*, 1989, Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН СССР, Л.: Наука, 46 с.
5. *Гневъшева Р.С.* 1967, Астрон. Журн., т.44., N6, с.1220-1223.
6. *Гневъшева Р.С.* 1976, Солн. Данные, N 4, с. 71-74.
7. *Гневъшева Р.С.* 1992, Солн. Данные, N 4, с. 63-68.
8. *Наговицин Ю.А., Макарова В.В., Наговицина Е.Ю.* 2006, в сб. тр. конф. "Квазипериодические процессы на солнце и их геоэффективные проявления", С.-Петербург, ГАО, 239-246.



## **ГЕОМАГНИТНЫЕ ПОРОГИ ОБРЕЗАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ПЕРИОД СИЛЬНОГО МАГНИТОСФЕРНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ В НОЯБРЕ 2004 Г.**

**Тясто М.И.<sup>1</sup>, Данилова О.А.<sup>1</sup>, Дворников В.М.<sup>2</sup>, Сдобнов В.Е.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский филиал института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, e-mail: marta@mt4697.spb.edu*

<sup>2</sup>*Институт солнечно-земной физики СО РАН, e-mail: dvornik@iszf.irk.ru*

## **GEOMAGNETIC CUTOFF RIGIDITIES OF COSMIC RAYS DURING STRONG MAGNETOSPHERE DISTURBANCE OF NOVEMBER 2004**

**Tyasto M.I.<sup>1</sup>, Danilova O.A.<sup>1</sup>, Dvornikov V.M.<sup>2</sup>, Sdobnov V.E.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*St-Petersburg Filial of IZMIRAN*

<sup>2</sup>*Institute of Solar-Terrestrial Physics SO RAN*

### **Abstract**

*Space weather determines structure and geomagnetic field in the magnetosphere that lead to cosmic ray flux redistribution due to cosmic ray cutoff rigidity changes. We studied cutoff rigidity variations during the very disturbed period 7–13 November 2004. Cutoff rigidity variations were determined by the method of the particle trajectory tracing (PTT) through the magnetospheric magnetic field and by the spectrographic global survey (SGS) method. The Tsyganenko model T03 representing the very disturbed magnetosphere field was used to calculate cutoff rigidity changes. The calculations have been carried out for several cosmic ray stations located in a wide limit of the geographic latitudes. Correlation coefficients between cutoff rigidities obtained by the PTT method and by the SGS one are in limits 0,76–0,89 for all stations except the most low latitude station Tokyo for which it is equal 0, 35.*

### **1. Введение**

Возмущение геомагнитного поля в течение 7–13 ноября 2004 г. представляет собой одно из наиболее сильных возмущений 23 цикла солнечной активности [Ермолаев и др., 2005]. Рассматриваемое возмущение 7–13 ноября 2004 состоит из двух бурь, следующих одна за другой. Минимумы Dst первой и второй бури приходятся, соответственно, на 8 (Dst ~ -373 нТ) и 10 ноября (Dst ~ -289 нТ). Начальная фаза второй бури наблюдается на фазе восстановления первой бури, когда Dst была еще достаточно сильной ~ -100 нТ.

### **2. Методы**

Геомагнитное поле действует как спектрометр, «разрешая» или «запрещая» приход частиц в данный пункт. Геомагнитный порог обрезания определяется как самая низкое значение жесткости, при которой частица может достичь определенного пункта [McCracken, 1962; Smart et al., 2000]. На практике определяют теоретические эффективные жесткости геомагнитного обрезания космических лучей методом прослеживания траекторий

космических лучей (ПТКЛ) в магнитном поле магнитосферы, описываемом какой-либо моделью [Дорман Л. И. и др., 1972]. Динамические процессы в магнитосфере приводят к изменениям траекторий частиц и, следовательно, к изменениям жесткости геомагнитного обрезания и перераспределению потоков частиц в магнитосфере.

Жесткости геомагнитного обрезания (ЖГО), кроме теоретического метода ПТКЛ, можно определить методом спектрографической глобальной съемки (СГС), используя данные регистрации интенсивности космических лучей на мировой сети станций. Метод СГС основан на предположении, что анизотропия в распределении космических лучей определяется зависимостью интенсивности от пич-угла в межпланетном магнитном поле и градиентом плотности на ларморовском радиусе частиц [Dvornikov and Sdobnov, 2002].

### **3. Результаты и обсуждение**

В данной работе определены вариации (ЖГО) в период геомагнитного возмущения 7–13 ноября 2004 г. методом ПТКЛ в магнитном поле модели магнитосферы Цыганенко, опубликованной в 2001–2003 гг., Ц03 [Tsyganenko, 2002a,b; Tsyganenko et al., 2003]. Данная модель описывает сильно возмущенную конфигурацию магнитосферного магнитного поля и его эволюцию в течение бури. Кроме того, для определения (ЖГО) по данным мировой сети нейтронных мониторов был использован метод СГС. Геомагнитные пороги, полученные методом СГС, можно назвать экспериментальными, так как для их определения используются исключительно данные измерений интенсивности космических лучей и не используются ни теоретических, ни экспериментальных данных по магнитному полю.

В итоге были определены теоретические изменения ЖГО  $\Delta R_{\text{эф}}$  методом ПТКЛ и экспериментальные  $\Delta R_{\text{СГС}}$  методом СГС для станций космических лучей, расположенных на разных широтах. Изменения ЖГО были получены по отношению к спокойному уровню 6 ноября 2004 для каждого часа геомагнитного возмущения 7–13 ноября 2004 г. В спокойный день 6 ноября 2004 г. ЖГО характеризуются следующими среднесуточными значениями: Токио — 11.01 ГВ, Алма-Ата — 6.18 ГВ, Рим — 6.09 ГВ, Иркутск — 3.25 ГВ, Москва — 2.12 ГВ, Хобарт — 1.78 ГВ.

На рис. 1 показаны временные изменения рассчитанных теоретических  $\Delta R_{\text{эф}}$  и экспериментальных  $\Delta R_{\text{СГС}}$  ЖГО в течение 7–13 ноября 2004 г. Максимальное снижение геомагнитных порогов наблюдается 8 и 9 ноября 2004 в периоды главной фазы первой (7–10 ноября 2004 г.) и второй магнитной бури (9–11 ноября 2004 г.), как видно на рис. 1. Кривые  $\Delta R_{\text{эф}}$  и  $\Delta R_{\text{СГС}}$  в период первой бури лучше соответствуют друг другу и Dst-вариации, чем в период второй бури. Наиболее заметные расхождения кривых видны на станциях Москва и Хобарт в периоды Dst-минимумов (5–6 UT 8 ноября и 9–10 UT 10 ноября). Некоторые расхождения также замет-

ны на низкоширотных станциях после 12 UT 9 ноября 2004, особенно заметно это на ст. Токио.

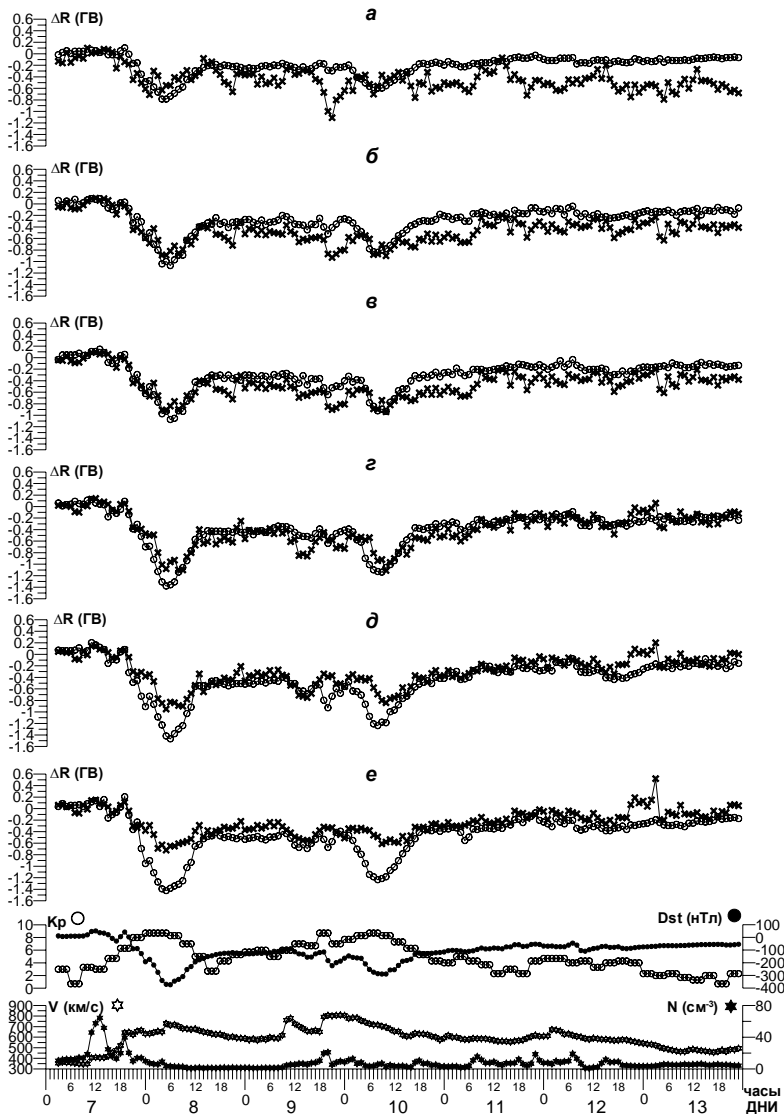


Рис. 1. Изменения жесткости геомагнитного обреза космических лучей 7–13.11.2004

( $\Delta R_{\phi}$  — кружки,  $\Delta R_{\text{СГС}}$  — крестики; а — Токио, б — Алма-Ата, в — Рим, г — Иркутск, д — Москва, е — Хобарт), геомагнитной активности и межпланетных параметров.

Эти расхождения в кривых становятся меньше с ростом широты станции, поэтому резонно предположить, что этот эффект не магнитосферного происхождения, так как известно, что магнитосферные эффекты максимальны на средних широтах [Дорман Л.И., Смирнов В.С., Тясто М.И., 1971].

Коэффициенты корреляции между кривыми экспериментальных  $\Delta R_{\text{СГС}}$  и теоретических  $\Delta R_{\text{эф}}$  довольно высоки и лежат в пределах 0,76–0,88 для станций Алма-Ата, Рим, Иркутск, Москва и Хобарт. В то же время коэффициент корреляции между  $\Delta R_{\text{СГС}}$  и  $\Delta R_{\text{эф}}$  для Токио составляет всего 0,27, что можно объяснить, как было указано, присутствием эффекта не магнитосферного происхождения.

#### 4. Заключение

Сравнение кривых вариаций  $\Delta R_{\text{СГС}}$  и  $\Delta R_{\text{эф}}$  показывает, что оба метода дают схожий результат. Достаточно высокие коэффициенты корреляции между экспериментальными  $\Delta R_{\text{СГС}}$  и теоретическими вариациями ЖГО  $\Delta R_{\text{эф}}$  для всех станций, кроме Токио, может свидетельствовать о том, что магнитосферная модель Цыганенко Ц03 отражает в основном главные черты реальной возмущенной магнитосферы в данный период. Наблюдающееся довольно сильное снижение экспериментальных геомагнитных порогов в конце 9 ноября 2004 г. на низкоширотной станции Токио  $\Delta R_{\text{СГС}}$ , вероятно, связано с внемагнитосферными эффектами и требует дальнейшего исследования.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 07-02-00920.

#### Литература

- Дорман Л.И., Смирнов В.С., Тясто М.И. Космические лучи в магнитном поле Земли. М., 1971. (in English: Cosmic rays in the earth's magnetic field, by L.I. Dorman, V.S. Smirnov, and M.I. Tyasto), [Washington] NASA, Springfield, Va. (1973)].
- Дорман Л.И. и др. Эффективные жесткости обрезания космических лучей. М., «Наука», 1972
- Ермолаев Ю.И. и др. Геомагнетизм и аэрономия. 45, No 1, 23, 2005.
- Dvornikov V. and V. Sdobnov. Intern. J. Geomagn. Aeron., 3, No. 1, 2002.
- McCracken K.G., U.R. Rao, and M.A. Shea. M.I.T. Tech. Rep. 77, Lab. for Nucl. Sci. and Eng., Mass. Inst. of Technol., Cambridge, 1962.
- Smart D.F., Shea M.A., Fluckiger E. Space Sci. Reviews, 93, 271-298, 2000.
- Tsyganenko N.A. J. Geophys. Res., 107, No. A8, 1179, doi:10.1029/2001JA000219 2002a.
- Tsyganenko N.A. J. Geophys. Res., 107, No. A8, 1176, doi:10.1029/2001JA000220 2002b.
- Tsyganenko N.A., H.J. Singer, and J.C. Kasper. J. Geophys. Res., 108, No. A5, 1209, doi:10.1029/2002JA009808 2003.

## **РАСШИРЕНИЕ ВЫБРОСОВ КОРОНАЛЬНОЙ МАССЫ В ПОЛЕ ЗРЕНИЯ SOHO/LASCO: НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ**

**Файнштейн В.Г.**

*Иркутск-33, а/я-291, ИСЗФ СО РАН. E-mail; vfain@iszf.irk.ru*

## **THE EXPANSION OF CORONAL MASS EJECTION IN THE FIELD OF VIEW OF SOHO/LASCO: SOME REGULARITIES**

**Fainshtein V.G.**

### **Abstract**

*Expansion regularities of CMEs associated with eruptive prominences and/or post-eruptive arcades on the limb were studied using LASCO equipment. Two types of CME expansion were shown. The angular size of the first CME type increases depending on the distance whereas angular sizes of the second CME type don't vary within the accuracy of measuring. It was found that CME features of these types noticeably differ.*

### **1. Введение**

Видимый угловой размер ( $2\alpha$ ) выброса корональной массы (ВКМ) является его измеряемой геометрической характеристикой и отражает важные физические свойства ВКМ: массу и кинетическую энергию. Значения  $2\alpha$  по данным коронографов LASCO варьируются: от  $<10^\circ$  до  $360^\circ$  [1].

Одной из особенностей ВКМ, является увеличение при движении их линейных размеров – расширение. При этом обычно считается, что в первом приближении угловой размер ВКМ при его движении в поле зрения бортовых коронографов не меняется. В то же время, в ряде исследований сделан вывод, что угловой размер движущихся ВКМ может заметно варьироваться [1-3]. Но, по-существу, ясной физической картины изменения с расстоянием угловых размеров ВКМ до сих пор получить не удалось. Невыясненными остаются и физические причины расширения ВКМ.

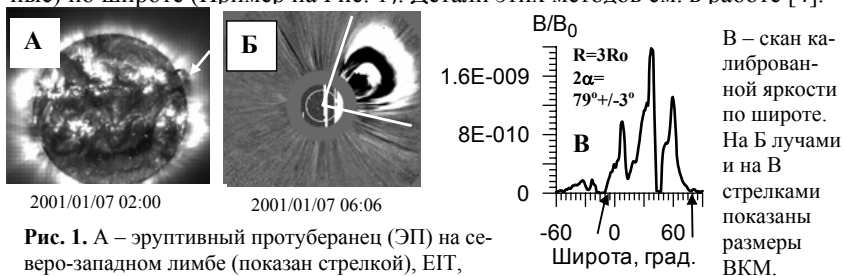
В настоящей работе по данным коронографов LASCO C2 и C3 исследованы закономерности расширения лимбовых ВКМ, связанных с эруптивными протуберанцами и/или постэруптивными аркадами на лимбе. Показано, что существует два типа расширения ВКМ. Угловой размер одних ВКМ увеличивается с расстоянием («не радиальное» расширение), угловые размеры других не меняются в пределах точности их измерения («радиальное расширение»). Сравниваются свойства ВКМ двух этих типов.

### **2. Данные и метод анализа**

Для определения характеристик ВКМ использовались данные SOHO/LASCO двух типов: некалиброванные разностные изображения короны из базы данных [http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/daily\\_movies/](http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/daily_movies/) и ка-

либрованные изображения короны с уровнем обработки изображений L1, в которых минимизированы влияния различных искажений изображений. Второй тип изображений получался с помощью специальных программ, разработанных командой LASCO и модифицированных в ИСЗФ СО РАН.

В большинстве случаев наблюдаются относительно небольшие изменения угловых размеров ВКМ  $2\alpha$  со временем (расстоянием). Поэтому необходимо обеспечить как можно большую точность определения значений  $2\alpha$ . Хотя определение угловых размеров ВКМ выполняется многими исследователями и практически превратилось в рутинную операцию, нахождение этих размеров с точностью  $1^\circ$ - $3^\circ$  (иногда достаточно  $5^\circ$ ) является весьма непростой задачей. К причинам, которые ограничивают точность нахождения  $2\alpha$ , относятся: (1) маленький градиент яркости в области границы ВКМ; (2) вариации яркости фоновой плазмы или предшествующего выброса корональной массы вблизи границы ВКМ. (3) незначительное превышение яркости ВКМ вблизи его границы над яркостью окружающего фона. Чтобы обеспечить определение размеров ВКМ с указанной точностью для выделения границы ВКМ использовались последовательности по времени изображений короны, а сами размеры ВКМ находились с помощью двух дополняющих друг друга методов. В первом случае с помощью разностных изображений, когда значение  $2\alpha$  определялось как угол между двумя лучами, проведенными из центра солнечного диска в плоскости неба к граничным особенностям ВКМ. Во втором случае угловой размер ВКМ находился с помощью сканов яркости короны (калиброванные данные) по широте (Пример на Рис. 1). Детали этих методов см. в работе [4].



**Рис. 1.** А – эруптивный протуберанец (ЭП) на северо-западном лимбе (показан стрелкой), EIT, FeXII  $\lambda=195A$ ; Б – ВКМ, связанный с ЭП.

В данной работе для анализа была отобрана группа из 48 лимбовых ВКМ, зарегистрированных в 1997-2002 гг. Критерии отбора см. в [4].

### 3. Результаты

На Рис. 2 показаны примеры характерных изменений угловых размеров ВКМ в зависимости от положения их фронта ( $R_F$ ). Первое нахождение величины  $2\alpha$  производилось не в момент появления ВКМ, а в ближайший к нему момент, когда можно было определить истинный угловой размер

ВКМ. Визуальный анализ всех рассмотренных зависимостей  $2\alpha(R_F)$  показывает, что, начиная с некоторого значения  $R_F$ , которое будем обозначать  $R_{\alpha m}$ , угловой размер ВКМ достигает своего максимального значения  $2\alpha_m$ . Далее этот размер выходит на насыщение и совсем перестает меняться, либо меняется очень слабо – в пределах погрешности  $\sim 3^\circ$ , либо начинает уменьшаться. Разработана технология нахождения величины  $R_{\alpha m}$  для различных типов зависимостей  $2\alpha(R_F)$ , которая здесь не приводится.

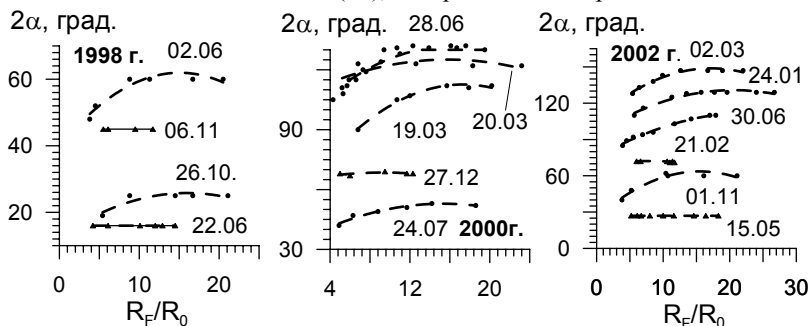


Рис. 2. Цифры рядом с кривыми - даты ВКМ.

Визуальный анализ всех рассмотренных зависимостей  $2\alpha(R_F)$  показывает, что, начиная с некоторого значения  $R_F$ , которое будем обозначать  $R_{\alpha m}$ , угловой размер ВКМ достигает своего максимального значения  $2\alpha_m$ . Далее этот размер выходит на насыщение и совсем перестает меняться, либо меняется очень слабо – в пределах погрешности  $\sim 3^\circ$ , либо начинает уменьшаться. Разработана технология нахождения величины  $R_{\alpha m}$  для различных типов зависимостей  $2\alpha(R_F)$ , которая здесь не приводится.

Была исследована связь расстояния  $R_{\alpha m}$  с другими параметрами ВКМ (Рис. 3).

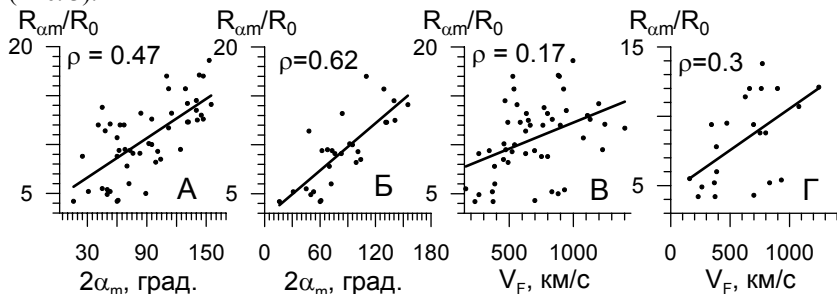


Рис. 3. А - зависимость  $R_{\alpha m}$  от максимального углового размера ВКМ ( $2\alpha_m$ ). Б - зависимость  $R_{\alpha m}$  ( $2\alpha_m$ ) для ВКМ со скоростями  $V_F < 725$  км/с медианного значения скорости. В - связь  $2\alpha_m$  и  $V_F$  – скорости фронта ВКМ, получаемой из линейной аппроксимации  $R_F(t)$ . Г – то же самое для ВКМ с  $2\alpha_m < 76^\circ$ .  $\rho$  - коэффициент корреляции.

Обратим внимание на то, что связь между  $R_{\alpha m}$  и  $V_F$  становится более сильной для относительно медленных выбросов корональной массы. Связь между  $2\alpha_m$  и  $V_F$  оказалась слабой. В то же время эта связь возрастает для ВКМ с относительно небольшими угловыми размерами  $2\alpha_m$  (Рис. 3(Г)). В качестве скорости ВКМ принималась скорость, которая получается при линейной аппроксимации  $R_F(t)$  из каталога <http://lasco-www.nrl.navy.mil/cmelist.html>.

Увеличение углового размера ВКМ  $2\alpha$  при движении ВКМ может быть обусловлено разными причинами. Чаще всего, это связано с более быстрым, чем в случае  $2\alpha = \text{const}$ , увеличением поперечных линейных размеров ВКМ. В некоторых случаях не радиальное расширение ВКМ связано с уширением основания ВКМ на границе искусственной Луны. Третью группу образуют ВКМ, для которых увеличение угловых размеров обусловлено одновременным действием двух этих механизмов. Особым оказался ВКМ, зарегистрированный 13.07.99 г. Со временем этот ВКМ искривляется, отклоняясь от радиального направления, что и приводит к кажущемуся сильному увеличению угловых размеров. Для этого ВКМ мы использовали его реальные угловые размеры.

Сравним некоторые свойства ВКМ с радиальным и не радиальным расширением. Для сравнения с ВКМ, угловые размеры которых не меняются при их движении, мы отобрали лишь те выбросы корональной массы, увеличение угловых размеров которых связано с дополнительным расширением за счет увеличения поперечных линейных размеров. Результаты сравнения характеристик ВКМ двух типов можно выразить следующими числами: средний угловой размер радиально расширяющихся ВКМ равен  $64.9^\circ(29.1^\circ)$ , не радиально расширяющихся -  $92.4^\circ(36.8^\circ)$ . Соответствующие значения средней скорости:  $468(240.9)$  км/с и  $781(254)$  км/с. Числа в скобках – среднеквадратическое отклонение. Оказалось также, что ВКМ второго типа более яркие и более плотные. Это означает, что причиной не радиального расширения ВКМ может быть повышенное давление плазмы в ВКМ по сравнению с окружающей короной.

### Литература

1. *Yashiro S., Gopalswamy N., Michalek G., St. Cyr O. C., Plunkett S. P., Rich N. B., Howard R. A.* A catalog of white light coronal mass ejections observed by the SOHO spacecraft // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109, Issue A7. CitelD A07105.
2. *Eselevich V.G. and M.A. Filippov.* On the dynamics and structure of coronal mass ejections. *Planet. Space Sci.*, V. 39, No.5, P. 737-744, 1991.
3. *Stockton-Chalk A.* The limit of non-radial expansion of coronal mass ejections. Proc. "SOLSPA: The Second Solar Cycle and Space Weather Euroconference", Vico Equense, Italy, 24-29 September 2001 (ESA SP-477, February 2002), P. 277-280, 2002.
4. *Файнштейн В.Г.* Связь корональных выбросов массы с эруптивными протуберанцами и постэруптивными аркадами. *Космические исследования*, N 5, 2007 (в печати).



## СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 29 МАРТА 2006 ГОДА В САНТИМЕТРОВОМ РАДИОДИАПАЗОНЕ С НАБЛЮДЕНИЯМИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Шрамко А.Д.<sup>1</sup>, Гусева С.А.<sup>2</sup>

<sup>1,2</sup>Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия;

<sup>1</sup>a\_shramko@inbox.ru, <sup>2</sup>svgual@yandex.ru

## COMPARATIVE DATA ANALYSIS OF AN ECLIPSE OF THE SUN ON MARCH 29, 2006 IN A CENTIMETRIC RADIO-FREQUENCY RANGE WITH OBSERVATIONS OF EMISSIVE LINES

Shramko A.D., Guseva S.A.

*Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Astronomical Observatory  
of the Russian Academy of Sciences, Kislovodsk, Russia*

### Abstract

*In paper the analysis of observations made in day of the total solar eclipse of the Sun on March 29, 2006 on radio telescopes PT-3 ( $\lambda = 4.9$  cm), PT-2 ( $\lambda = 3.2$  cm) and a coronagraph of system Lio on Kislovodsk Solar Station. On the data of radio observations and spectral emissive lines  $H\alpha$ ,  $\lambda 6374\text{\AA}$  (FeX), D3,  $\lambda 5303\text{\AA}$  (FeXIV),  $H\beta$ , allocations of temperature in a chromosphere and in the inferior corona of the Sun are explored.*

### Наблюдательный материал

Для данной работы были проведены наблюдения:

I. Эмиссионных линий через  $5^\circ$  по лимбу Солнца, в день затмения на коронографе ГАС. Это:

хромосферные линии - 1)  $\lambda 6563\text{\AA}$  ( $H\alpha$ ), 2)  $\lambda 4861\text{\AA}$  ( $H\beta$ ), 3)  $\lambda 5876\text{\AA}$  (D3);  
и корональные линии - 4)  $\lambda 6374\text{\AA}$  (FeX), 5)  $\lambda 5303\text{\AA}$  (FeXIV) (см. рис.1).

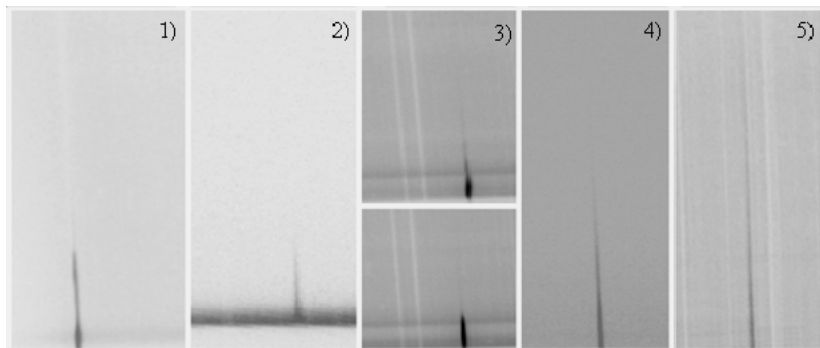


Рис. 1.

II. Радиоизлучения в канале интенсивности полученные во время затмения на РТ-2 и РТ-3 Кисловодской ГАС: 1)  $\lambda = 3.2$  см, 2)  $\lambda = 4.9$  см (рис.2) [1].

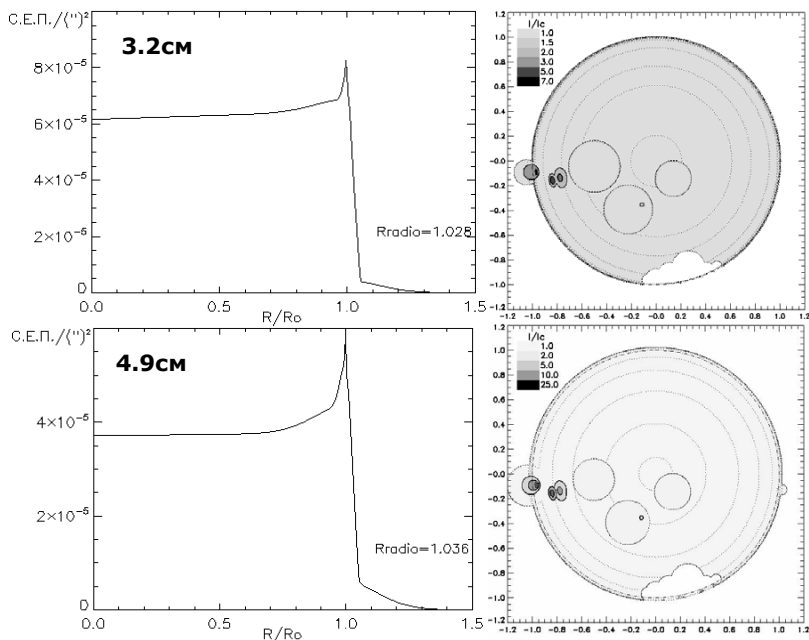


Рис. 2. Изменение радиояркости от центра к лимбу и радиокарты Солнца.

### Методы и результаты обработки

Для определения кинетической температуры строились профили спектральных линий с шагом  $2''$  от лимба Солнца. При предположении, что профили спектральных линий обусловлены тепловыми движениями ионов, по доплеровской полуширине линий  $W_D$  определялась температура (рис.3):

$$T_D = \frac{\mu \kappa^2}{2R} \left( \frac{W_D}{\lambda} \right)^2,$$

где  $\mu$  - молярная масса иона в а.е.;  $R$  - газовая постоянная;

Для определения эффективной температуры по радиопотоку [2], использовалась следующая формула (рис. 4):

$$T_{эфф} = \frac{I_\lambda}{2\pi k} \left( \frac{\lambda R_{C-3}}{R_C} \right)^2.$$

где  $I_\lambda$  - интенсивность солнечного радиоизлучения на орбите земли,  $R_{C-3}$  - оптический радиус Солнца;  $R_{C-3}$  - 1 а.е.;  $k$  - постоянная Больцмана.

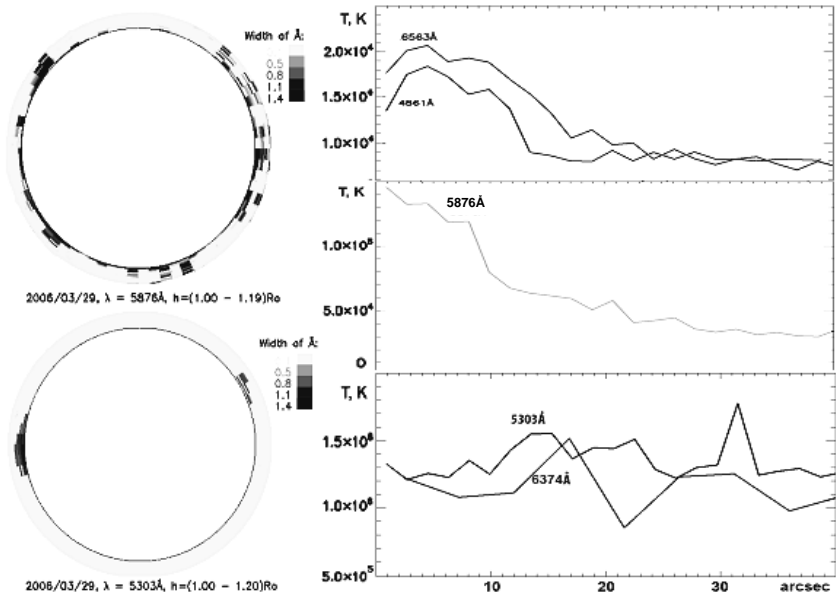


Рис. 3.

Из этих формул, для значений радиоинтенсивности центра Солнца:

$$T_{эфф\lambda}^{4.9\text{см}}(3.70 \times 10^{-5} \text{ c.e.n.}) = 13770\text{K} \text{ и } T_{эфф\lambda}^{3.2\text{см}}(6.16 \times 10^{-5} \text{ c.e.n.}) = 9780\text{K}$$

Радиоизлучение Солнца, используя приближение двухслойной модели, в соответствии с решением уравнения переноса [3]:

$$I = B_{\lambda}(T_{xp})e^{-\tau_{кор.}} + B_{\lambda}(T_{кор.})(1 - e^{-\tau_{кор.}}),$$

для распределения электронной концентрации в короне по Богородскому-Хинкуловой [3]:

$$N(r) = 10^8 \cdot \left( \frac{2.13}{r^6} + \frac{3.05}{r^{25}} \right) \text{ см}^{-3}$$

Используя эти формулы можно построить теоретическое изменение интенсивности радиоизлучения от центра к лимбу. Это распределение зависит от температуры верхнего слоя хромосферы и короны. Подбирая эти параметры можно сравнивать теоретические распределения с распределениями, полученными в результате анализа затменных кривых [1].

Полученные распределения для температуры верхнего слоя хромосферы  $12 \cdot 10^3\text{K}$  и температуры короны  $3.5 \cdot 10^6\text{K}$  представлены на рис.5. Они хорошо согласуются с затменными результатами и теоретическими распределениями [3].

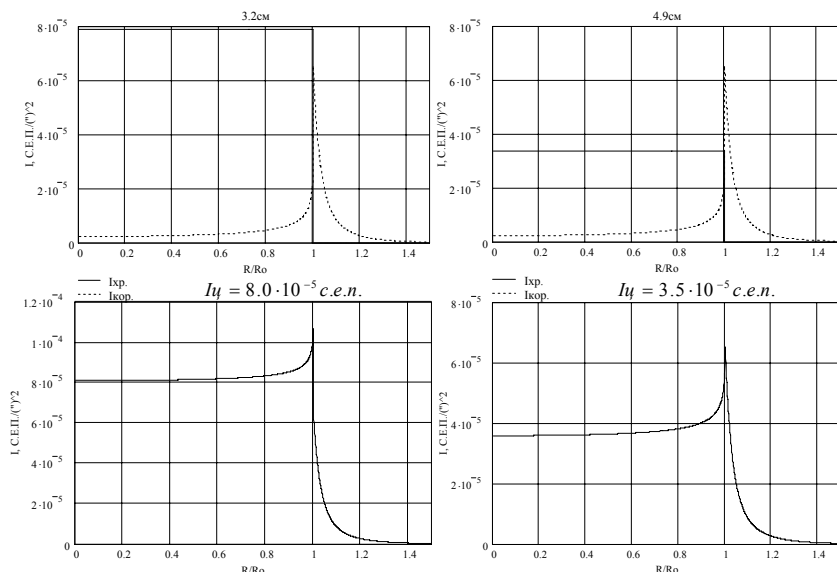


Рис. 5. Теоретическое изменение радиояркости Солнца от центра к лимбу.

### Заключение

По данным радионаблюдений и спектральных эмиссионных линий  $\text{H}\alpha$ ,  $6374\text{\AA}$ , D3,  $5303\text{\AA}$ ,  $\text{H}\beta$ , которые получены в день полного солнечного затмения 29 марта 2006 г., найдено распределение температуры в хромосфере и в нижней короне Солнца (табл. 1).

Таблица 1.

	$\lambda=4.9\text{см}$		$\lambda=3.2\text{см}$		$\text{H}\alpha$ , $6563\text{\AA}$	$6374\text{\AA}$	D3, $5303\text{\AA}$	$\text{H}\beta$ , $4861\text{\AA}$
	Теор	Тэфф. набл.	Теор	Тэфф. набл.				
$T_{\text{Хр.}}$	$12 \cdot 10^3 \text{K}$	9780K	$12 \cdot 10^3 \text{K}$	13770K	14500K	—	$7 \cdot 10^4 \text{K}$	—
$T_{\text{Кор.}}$	$3.5 \cdot 10^6 \text{K}$	—	$3.5 \cdot 10^6 \text{K}$	—	—	$1.310^6 \text{K}$	$1.5 \cdot 10^6 \text{K}$	—

Работа выполнена при поддержке Гранта РФФИ №05-02-16229.

### Литература

1. Шрамко А.Д., Сенюк В.А., Тлатов А.Г. Наблюдение солнечного затмения 29.03.2006 в радиодиапазоне на волнах 3.2 и 4.9 см. (ГАС ГАО РАН), настоящий сборник, с.369-374.
2. Железняков В.В. Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука. 1964.
3. Шкловский И.С. Физика солнечной короны. М.: ГИФМЛ. 1962.

## **НАБЛЮДЕНИЕ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 29.03.2006 В РАДИОДИАПАЗОНЕ НА ВОЛНАХ 3.2 И 4.9 СМ (ГАС ГАО РАН)**

**Шрамко А.Д., Сеник В.А., Тлатов А.Г.**

*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия; a\_shramko@inbox.ru*

## **OBSERVATIONS OF THE SOLAR ECLIPSE ON MARCH 29, 2006 IN KISLOVODSK AT 3.2 AND 4.9 CM**

**Shramko A.D., Senik V.A., Tlatov A.G.**

*Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Astronomical Observatory of the Russian Academy of Science, Kislovodsk, Russia*

### **Abstract**

*The data were observed of an eclipse of the Sun on March 29, 2006 on radio telescopes of Kislovodsk astronomical station PT-3 ( $\lambda = 4.9$  cm), PT-2 ( $\lambda = 3.2$  cm). Filing of a radiation flow was led by an electronic method, with a time resolution 0.5сек. Compact radiants on the disk of the Sun and the contribution coronal holes in an integrated stream are identified. Comparisons to observations in optical and X-ray bands are lead. The special attention has been given to the complete phase of an eclipse.*

*The estimate of intensity of radiants behind a graduated collar of the Sun has been lead. The ration of intensity of a residual radiation in a maximum phase, to emanation of the Sun up to an eclipse has made about 3.7 % for 3.2 cm, and 5.9 % for 4.9 cm.*

### **Введение**

Для исследователей Солнца всегда не достаёт детальной информации о локальных источниках (л.и.), которые наблюдаются в разных диапазонах длин волн. Для объяснения природы излучения этих объектов необходимо привлекать целый ряд механизмов генерации. К ним относятся - тормозное излучение полностью ионизованного газа солнечной короны и хромосферы, тепловое магнитотормозное излучение короны и переходного слоя в сильных магнитных полях групп пятен. Для получения физических параметров излучающей области, необходимо при наблюдении выделить части источников, излучение которых обусловлены перечисленными механизмами. Для этого крайне важно иметь высокую (~10" и выше) разрешающую способность, а также точные координатные измерения деталей л.и. И то и другое в настоящее время достигается лишь при наблюдениях солнечных затмений.

Наблюдение каждого солнечного затмения даёт большое количество новой информации для астрономов. Особенно, если удастся наблюдать затмение с полной фазой. Мы получили уникальную возможность наблюдать полное солнечное затмение 29 марта 2006 г. на Горной астрономической станции. В месте наблюдения ( $l=42^{\circ}40' E$ ,  $b=43^{\circ}44' N$ ) максимальная фаза затмения составила 1.04.

### Приборы для наблюдения

Регистрация радиоизлучения проводилась на двух радиотелескопах Горной астрономической станции РТ-3 ( $\lambda = 4.9$  см)[3] и РТ-2 ( $\lambda = 3.2$  см) в канале интенсивности (параметр Стокса I) квазиулевым методом [4]. Сигналы записывались на персональный компьютер с помощью 12-разрядного АЦП по двум независимым каналам с постоянной времени 0.5 сек.

### Наблюдательный материал и предварительная обработка

Трудность регистрации затмения Солнца состоит в том, что нужно получить кривую покрытия, от первого контакта до полной фазы, и далее, включая четвертый контакт, когда принимаемый сигнал уменьшается примерно в 20 раз (например, для  $\lambda = 4.9$  см, от  $144 \cdot 10^{-22}$  Вт·м<sup>-2</sup>·Гц<sup>-1</sup> перед первым контактом, до  $8 \cdot 10^{-22}$  Вт·м<sup>-2</sup>·Гц<sup>-1</sup> в полной фазе). При этом надо сохранить высокую чувствительность ( $\approx 0.05 \cdot 10^{-22}$  Вт·м<sup>-2</sup>·Гц<sup>-1</sup>). В таких случаях применяют компенсационный метод [4]. Полученные этим методом кривые наблюдений представлены на рис. 1.

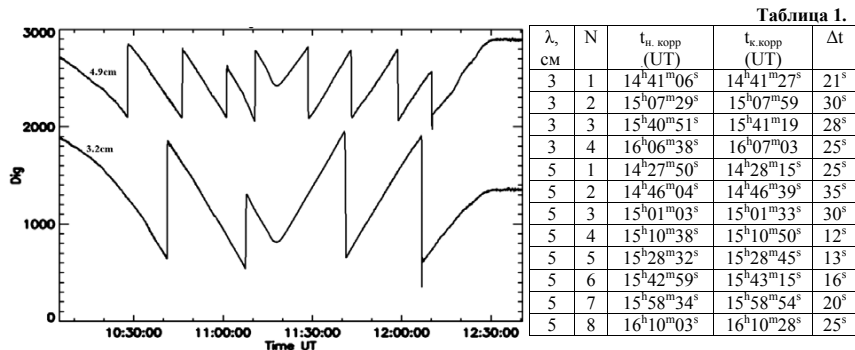


Рис.1. Кривые наблюдения затмения для 3.2 см и 4.9 см

При коррекции компенсационного сигнала, какой-то промежуток времени аппаратура находится в переходном режиме, в котором прямых измерений нет, и существует некоторая неопределенность. В таблице 1 приведены моменты времени, в которые были проведены коррекции сигнала.

Для восстановления сигнала применялся метод сшивания уровня до коррекции компенсационного сигнала, с уровнем который был после коррекции. Уровень во время коррекции аппроксимировался прямой, наклон которой определялся средним наклоном кривой до коррекции и после, в промежуток времени 50 сек. Далее с учетом калибровок проведенных до и после наблюдения были получены кривые покрытия, выраженные в антенных температурах, и в потоках. На рис. 2 представ-

лены кривые после описанных операций, вертикальными линиями показаны промежутки времени коррекции компенсационного сигнала.

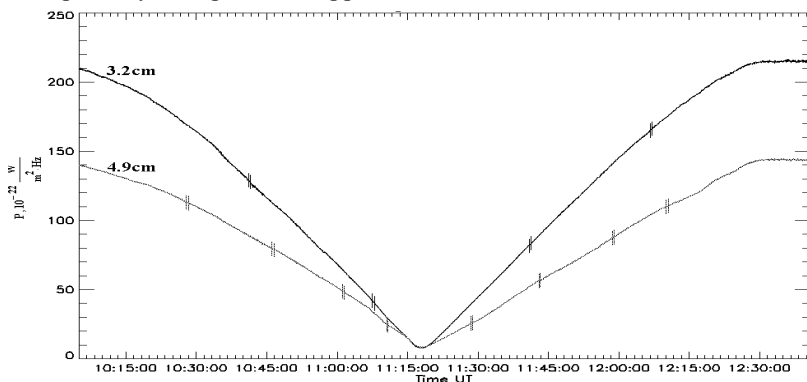


Рис.2. Восстановленные кривые наблюдения затмения для 3.2 см и 4.9 см.

### Метод и результаты обработки данных

Если предположить, что на Солнце, во время затмения, не было быстропотекающих процессов, пульсаций и колебаний высокой мощности, то по кривой покрытия можно найти поток радиозлучения от отдельных активных и невозмущенных областей Солнца. Это

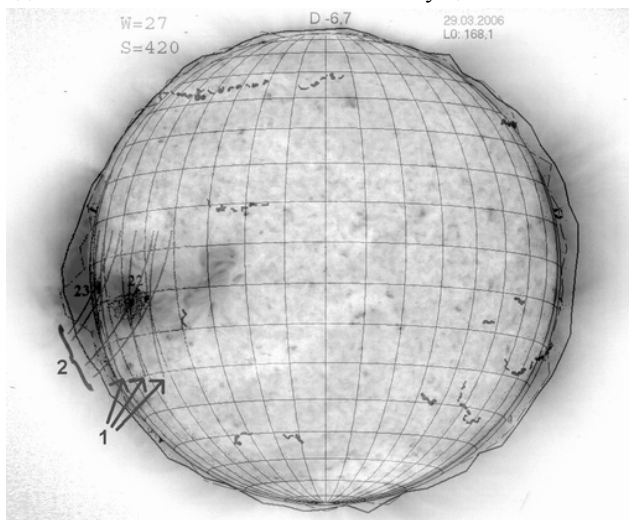


Рис.3. Наложение изображения SOHO EIT 284Å на карту активных областей, с нанесением края Луны:

1) при закрытии 2) при открытии.

предположение можно принять с большой долей достоверности (по данным GOES не было заметного увеличения излучения Солнца в рентгене во время затмения).

Для отождествления л.и. на диске Солнца (рис.3) были построены дифференциальные затменные кривые, по которым определялись их координаты, размеры и радиопотоки.

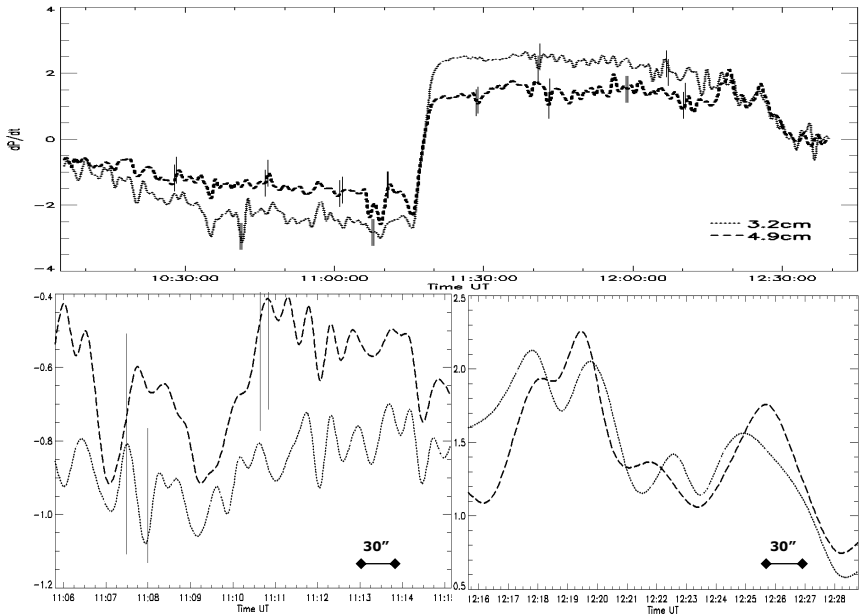


Рис.4. Дифференциальные затменные кривые для 3.2 см и 4.9 см: все затмение (вверху), для радиосточника 22 (внизу): закрытие (слева) и открытие (справа).

Для более точного определения радиоизлучения от различных участков на диске Солнца была написана программа на языке IDL6.1, которая моделирует процесс затмения, с возможностью задания модельного радиоизображения Солнца и учитывающая различные параметры (излучение Луны, увеличение радиояркости Солнца от центра к лимбу и т.д.). Активные области аппроксимировались кругами повышенной активности с учетом проекции. В результате получались кривые моделирования, которые чем ближе приближались к реальным затменным кривыми, тем ближе считалась модель радиоизображения Солнца к реальной.

Т.к. во время фазы закрытия были не очень благоприятные погодные условия (была облачность), но перед полной фазой и вся фаза открытия проходила в идеальных погодных условиях, то основное внимание было уделено именно этому периоду.

По мере усложнения модели, в которую уже вошли все активные области, увеличение яркости к лимбу, яркий лимб, была отождествлена яркая залимбовая область над восходящей группой пятен 23, которая давала запаздывание максимальной фазы на кривой затмения от оптической максимальной фазы.

Однако на кривой все-таки были видны крупномасштабные неоднородности, которые мы отождествили с факельной площадкой и



корональными дырами в центре и на южном полюсе Солнца. Подбирая параметры этих областей, были получены радиокарты Солнца (рис.5)

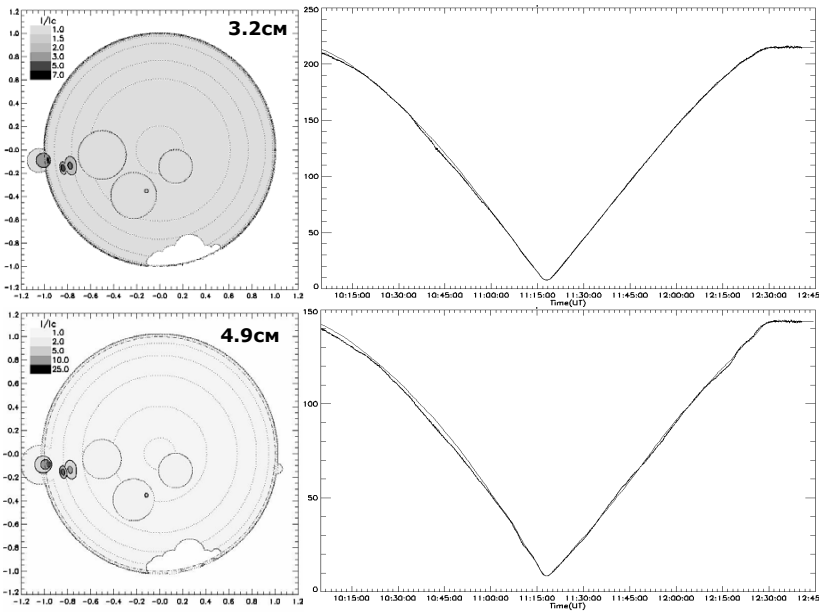


Рис.5. Радиокарты Солнца и соответствующие им затменные кривые.

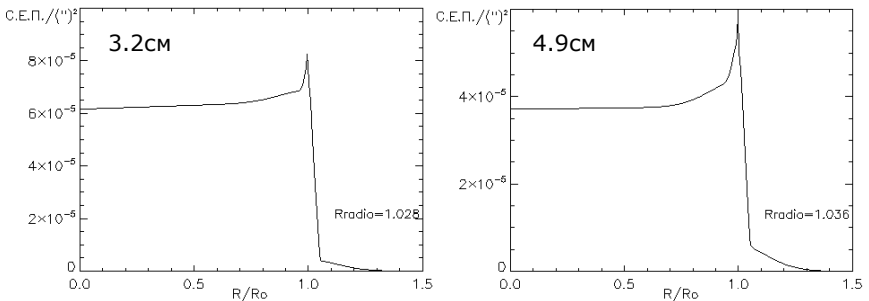


Рис.6. Полученное изменение радиояркости Солнца от центра к лимбу.

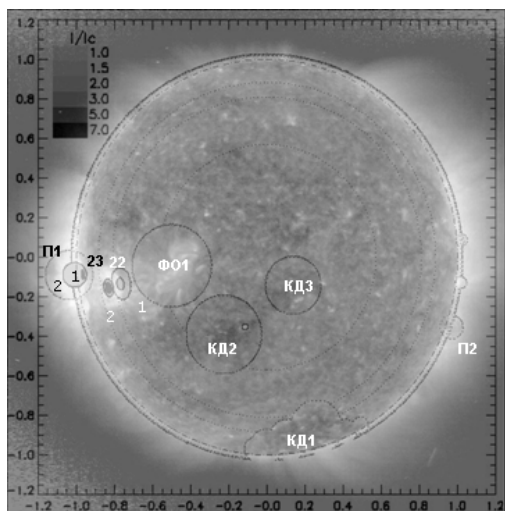
Из построенной модели можно получить ряд важных параметров радиоизлучения Солнца для наших длин волн. На рис.6 приведены зависимости радиоизлучения спокойных областей Солнца от расстояния от центра. На рисунке виден яркий «ободок» на лимбе, который аппроксимировался суммой двух гауссиан. Единицы, которые отложены по оси ординат это поток в с.е.п., который исходил бы из площадки размером в одну квадратную секунду дуги. Эти единицы применяются и далее.

В таблице 2 приведены другие параметры радиоизлучения Солнца, которые были получены из модели.

**Таблица 2.**

Объекты:	$\lambda = 3.2$ см	$\lambda = 4.9$ см
Радиорадиус, R/R <sub>o</sub>	1.028	1.036
Яркость центра, С.Е.П./(") <sup>2</sup>	61.6·10 <sup>-6</sup>	37.1·10 <sup>-6</sup>
Эфф. температура центра, К	0.978·10 <sup>4</sup>	1.377·10 <sup>4</sup>
Мах яркость лимба, С.Е.П./(") <sup>2</sup>	82.7·10 <sup>-6</sup>	59.2·10 <sup>-6</sup>
Средняя яркость диска, С.Е.П./(") <sup>2</sup>	63.8·10 <sup>-6</sup>	38.7·10 <sup>-6</sup>
Среднее увеличение яркости к лимбу (I <sub>го</sub> -I <sub>о</sub> )	2.2·10 <sup>-6</sup> С.Е.П./(") <sup>2</sup>	1.7·10 <sup>-6</sup> С.Е.П./(") <sup>2</sup>

Потоки радиоизлучения активных областей в относительных (относительно излучения центра диска Солнца) и абсолютных единицах приведены в табл.3.



**Таблица 3.**

Объекты:	$\lambda = 3.2$ см		$\lambda = 4.9$ см	
	Фотн., F/Fц	Фабс., с.е.п./(") <sup>2</sup>	Фотн., F/Fц	Фабс., с.е.п./(") <sup>2</sup>
22(1)	2.2	136·10 <sup>-6</sup>	14.0	519·10 <sup>-6</sup>
22(2)	4.0	246·10 <sup>-6</sup>	15.0	557·10 <sup>-6</sup>
23	7	431·10 <sup>-6</sup>	17.0	631·10 <sup>-6</sup>
П1(1)	3.2	197·10 <sup>-6</sup>	12.0	445·10 <sup>-6</sup>
П1(2)	1.1	68·10 <sup>-6</sup>	1.2	45·10 <sup>-6</sup>
П2	—	—	1.2	45·10 <sup>-6</sup>
ФО1	1.4	86·10 <sup>-6</sup>	2.3	85·10 <sup>-6</sup>
КД1	0.8	49·10 <sup>-6</sup>	0.2	11·10 <sup>-6</sup>
КД2	1.4	86·10 <sup>-6</sup>	1.9	71·10 <sup>-6</sup>
КД3	1.4	86·10 <sup>-6</sup>	1.9	71·10 <sup>-6</sup>

**Рис.7.** Наложение изображения SOHO EIT 284Å на радиокарту

Работа выполнена при поддержке Грантов РФФИ № 05-02-16229, № 06-02-16333 и программы "Нестационарные процессы в астрономии".

### Литература

1. Шкловский И.С. Физика солнечной короны. М.: ГИФМЛ. 1962.
2. Железняков В.В. Радиоизлучение Солнца и планет. М.: "Наука". 1964.
3. Шрамко А.Д. Методика наблюдений и обработки солнечных всплесков на радиотелескопе горной астрономической станции ГАО на волне 5.1 см., Изв. ГАО № 217, 2004, с.555.
4. I.S. Neu, V.A. Huges, Proc. IRE, 46, 119, 1958.
5. Гельфрейх Г.Б., Кинёнес Х.А., Коржавин А.Н., Перес Х., Сантос Х., Сид М.А., Солнечные данные, № 9, 1974.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗИ МЕЖДУ КОРОНАЛЬНЫМИ ДЫРАМИ НА СОЛНЦЕ, КОРОТИРУЮЩИМИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫМИ ПОТОКАМИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА И РЕКУРРЕНТНЫМИ ГЕОМАГНИТНЫМИ ВОЗМУЩЕНИЯМИ В 2003 ГОДУ**

**Шугай Ю.С.<sup>1</sup>, Веселовский И.С.<sup>1,2</sup>, Доленко С.А.<sup>1</sup>, Персианцев И.Г.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>ИИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва

<sup>2</sup>Институт космических исследований РАН, Москва

*JShugai@srd.sinp.msu.ru*

### **Abstract**

*The quiet geomagnetic conditions correspond to the passage of coronal holes through the central meridian of the Sun. The semiannual variation in recurrent geomagnetic perturbations was documented: the average value of Dst index was  $-13 \pm 4$  nT over the first half-year, and  $-40 \pm 6$  nT over the second half year. Such a strong variation is absent in the solar wind parameters and interplanetary magnetic field (ACE data). The correlation between the Dst index and solar wind velocity was near 0.8 over the whole year. The correlation coefficient between Dst index and Bx-component of IMF for second half-year was greater than 0.5.*

### **Введение**

Движущиеся неоднородности на Солнце и в гелиосфере принято несколько условно делить на рекуррентные и спорадические. Всестороннее изучение 27-дневной повторяемости проводилось многими исследователями на огромном материале наблюдений, начиная с классических работ [1] вплоть до настоящего времени [2]. Однако, целый ряд вопросов, относящихся к этой обширной теме, остается не вполне ясным. Наибольший интерес представляет собой попытка установления количественной связи между параметрами корональных дыр (КД), высокоскоростными потоками солнечного ветра (СВ) и геомагнитными условиями. Для этой цели нами использовались две базы данных, полученные за 23 цикл солнечной активности. Одна из них включает в себя изображения Солнца и КД, получаемые с КА SOHO/EIT на длине волны 28.4 нм. Другая база данных содержит среднечасовые параметры СВ и межпланетного магнитного поля (ММП), полученные с КА ACE, и значения геомагнитных индексов, взятые с сайта WDC-C2 KYOTO. В данном сообщении приводятся некоторые первые результаты исследования.

### **Результаты и их обсуждение**

В течение 2003 года в обширных униполярных областях располагались большие КД различной полярности, а около Земли регистрировались рекуррентные потоки СВ. Особенностью фазы спада 23 цикла является долготная асимметрия [3]. Размеры южной КД, скорость СВ, связанные с положительным сектором фотосферного магнитного поля, были больше,

чем связанные с отрицательным сектором. Поскольку потоки СВ из южной КД в зависимости от полугодия вызывают магнитные бури различной интенсивности, то исследуемые параметры рассматривались отдельно для разных полугодий 2003 года. Были рассчитаны средние за 7 оборотов Бартельса (за полугодие) значения площади КД, параметров СВ и ММП, Dst-индекса. Во время всего года тело потока (плотность меньше  $5 \text{ см}^{-3}$ ) высокоскоростного СВ из южной КД регистрировалось на околоземной орбите в течение 8-10 дней, передняя кромка потока СВ – в течение 3-4 дней, а задняя – приблизительно в течение суток. Исследуемые средние за полугодие значения параметров СВ приблизительно одинаковы для 1-го и для 2-го полугодия. В лидирующей кромке вариация значений параметров СВ больше, чем в теле потока СВ.

Геомагнитная активность, связанная с прохождением КД, была умеренной. В рекуррентных геомагнитных возмущениях присутствует сезонный эффект. Среднее значение Dst-индекса, во время прохождения потока СВ из КД положительной полярности, за первые полгода равно  $-13 \pm 4$  нТ, за вторые равно  $-40 \pm 6$  нТ. Были рассчитаны значения коэффициентов корреляции (КК) между Dst-индексом и параметрами СВ и ММП отдельно для каждого полугодия. Наибольшие по модулю значения КК были получены для скорости ( $-0.8$ ). В первом полугодии хорошая корреляция ( $0.5$ ) наблюдается с плотностью СВ, а во 2-м полугодии с Vx-компонентой ММП ( $0.5$ ). Возможно, наблюдаемая корреляция связана с геометрическими эффектами (наклон оси вращения Земли, наклон оси геомагнитного диполя и т.д.).

### **Выводы**

В 2003 г. самые спокойные в геомагнитном отношении периоды времени отвечают прохождению КД через центральный меридиан Солнца. В рекуррентных геомагнитных возмущениях присутствует сезонный эффект. КД положительной полярности более геоэффективна осенью, значения Dst-индекса для 2-го полугодия в 3 раза больше по модулю, чем для первого. Сезонный эффект не наблюдается в параметрах СВ и ММП. Корреляция Dst-индекса с Vx-компонентой ММП больше 0.5 только для 2-го полугодия, когда потоки СВ из южной КД более геоэффективны.

### **Литература**

1. *Chapman and Bartels*. Geomagnetism. Oxford, Clarendon Press, 1940.
2. *Y.-M. Wang and N.R. Sheeley, Jr.* The Astrophysical Journal, 2004, V.612 P.1196-1205.
3. *I.S. Veselovsky et al.* Solar System Research. 2005. V.39. P.169-175.

## СПИСОК АВТОРОВ

- Абрамов-Максимов В.Е.* 3, 7, 67, 69, 101  
*Бадалян О.Г.* 11  
*Бажанов А.А.* 15  
*Бакунин В.Л.* 23  
*Бакунина И.А.* 19, 23  
*Balashev S.A.* 25  
*Баранов А.В.* 27  
*Баранов Д.Г.* 89  
*Барляева Т.В.* 31  
*Varkhatov N.A.* 33, 37, 39, 43  
*Varkhatova O.M.* 43  
*Беневоленская Е.Е.* 45  
*Биленко И.А.* 51  
*Блудова Н.Г.* 55  
*Богод В.М.* 67, 69  
*Богомолов А.В.* 59, 261  
*Богомолов В.В.* 59  
*Борисевич Т.П.* 63  
*Боровик В.Н.* 67, 69  
*Будник А.И.* 71  
*Бучнев А.А.* 105  
*Вальчук Т.Е.* 73  
*Васильева В.В.* 77, 351  
*Венгер А.П.* 63  
*Веретененко С.В.* 81, 85  
*Вернова Е.С.* 89  
*Веселовский И.С.* 259, 375  
*Волобуев Д.М.* 93, 97, 177  
*Воротков М.В.* 99  
*Галкин В.И.* 59  
*Гельфрейх Г.Б.* 3, 7, 101  
*Гетлинг А.В.* 105, 109  
*Горшков В.Л.* 99  
*Гриб С.А.* 113, 117  
*Григорьева И.Ю.* 67, 69  
*Grotova L.I.* 33  
*Гусева С.А.* 121, 127, 131, 365  
*Гуськова Е.Г.* 145  
*Давыдов В.В.* 135  
*Данилова О.А.* 357  
*Дворников В.М.* 357  
*Делоне А.Б.* 307  
*Дергачев В.А.* 139, 145, 315  
*Джимбеева Л.Н.* 151  
*Дивлекеев М.И.* 155  
*Дмитриев П.Б.* 161  
*Доленко С.А.* 375  
*Dreschhoff G.A.M.* 289  
*Ерофеев Д.В.* 165  
*Еселевич В.Г.* 169  
*Еселевич М.В.* 169  
*Ефремов В.И.* 3, 173, 181  
*Зайцева Г.И.* 145  
*Зверев Ю.К.* 63  
*Иванов В.Г.* 177, 185, 245  
*Ивлев Л.С.* 85  
*Ильин Г.Н.* 63  
*Ихсанов Р.Н.* 181, 185, 189, 193  
*Kalinina E.A.* 37  
*Касинский В.В.* 197, 201  
*Кашапова Л.К.* 169  
*Ким Гун-Дер* 121  
*Киричек Е.А.* 331  
*Князева И.С.* 205  
*Копылова Ю.Г.* 207  
*Коржавин А.Н.* 63, 67, 69, 211  
*Крамьнин А.П.* 215  
*Круглун О.А.* 205, 239  
*Кудрявцев И.В.* 161, 219  
Кузнецов С.Н. 261  
*Кузнецов С.А.* 241  
*Кузнецова С.М.* 313  
*Кулагин Е.С.* 223  
*Куприянов В.В.* 223  
*Курт В.Г.* 59  
*Кушинир М.В.* 189  
*Кишевецкий С.П.* 225  
*Лазутков В.П.* 161  
*Levitin A.E.* 33, 37, 39, 231  
*Лившиц М.А.* 69  
*Логачев Ю.И.* 59

- Lozisky V.G.* 229  
*Lindholm M.* 289  
*Лукичева М.А.* 231  
*Лутова М.Ф.* 25  
*Макаренко Н.Г.* 235, 239  
*Макарова В.В.* 135, 351  
*Мартынова О.В.* 241  
*Марушин Ю.В.* 189  
*Матвеев Г.А.* 161  
*Мельников В.Ф.* 241, 245  
*Милецкий Е.В.* 177, 249, 255  
*Михаляев Б.Б.* 259  
*Морозов О.В.* 59  
*Мухамеджанова С.А.* 235  
*Мяжкова И.Н.* 261  
*Наговицын Ю.А.* 127, 151, 177,  
239, 265, 271, 275  
*Никольская К.И.* 277  
*Обридо В.Н.* 55  
*Обухов А.Г.* 313  
*Огурцов М.Г.* 239, 281, 287, 289  
*Oiponen M.* 289  
*Опейкина Л.В.* 67, 69, 211  
*Ostryakov V.M.* 25  
*Парфиненко Л.Д.* 3, 173, 181  
*Персианцев И.Г.* 375  
*Петерова Н.Г.* 63, 211  
*Подгорный А.И.* 295, 299  
*Подгорный И.М.* 295, 299  
*Понявин Д.И.* 15, 31, 71  
*Попова Е.П.* 303  
*Порфирьева Г.А.* 307  
*Просовецкий Д.В.* 313  
*Распопов О.М.* 145, 315  
*Revipov S.E.* 33, 39  
*Резникова В.Э.* 241  
*Решетняк М.Ю.* 303  
*Руденко Г.В.* 169  
*Савченко М.И.* 161  
*Свертилов С.И.* 59  
*Сдобнов В.Е.* 357  
*Сеник В.А.* 369  
*Сикора Ю.* 11  
*Скородумов Д.В.* 161  
*Smirnova A.S.* 39, 43  
*Snegirev S.D.* 39  
*Solanki S.K.* 231  
*Сололов Д.Д.* 303  
*Соловьев А.А.* 3, 151, 173, 225,  
229, 259, 321, 331  
*Софиева В.Ф.* 85  
*Степанов А.В.* 207  
*Степанова Т.А.* 351  
*Тавастьерна К.С.* 193  
*Тихомиров Ю.В.* 23  
*Тихомолов Е.М.* 109  
*Тлатов А.Г.* 77, 121, 337, 341,  
347, 351, 369  
*Топчило Н.А.* 63  
*Тясто М.И.* 89, 357  
*White S.* 231  
*Ulybina R.I.* 43  
*Uryadov V.P.* 43  
*Файнштейн В.Г.* 169, 361  
*Hvijuzova T.A.* 39  
*Helata S.* 289  
*Цап Ю.Т.* 207  
*Шибасаки К.* 7, 101  
*Шрамко А.Д.* 131, 365, 369  
*Шугай Ю.С.* 375  
*Егonen M.* 289  
*Юнгнер Х.* 145, 289  
*Якунина Г.В.* 307

## СОДЕРЖАНИЕ

<b><i>Абрамов-Максимов В.Е., Гельфрейх Г.Б., Шибасаки К.</i></b> Симпатические всплески по наблюдениям на радиогелиографе Нобеяма.....	3
<b><i>Абрамов-Максимов В.Е., Гельфрейх Г.Б., Ефремов В.И., Парфененко Л.Д., Соловьев А.А.</i></b> Особенности проявления долгопериодических и короткопериодических колебаний солнечных пятен в оптическом и радио диапазонах .....	7
<b><i>Бадалян О.Г., Сикора Ю.</i></b> Полярные области короны по наблюдениям полного солнечного затмения 1994 г.....	11
<b><i>Бажанов А.А., Понявин Д.И.</i></b> Структура и организация магнитных полей на Солнце в цикле солнечной активности.....	15
<b><i>Бакунина И.А.</i></b> Двухчастотный метод краткосрочного прогноза солнечных вспышек .....	19
<b><i>Бакунина И.А., Тихомиров Ю.В., Бакунин В.Л.</i></b> Эффект, вызванный направленностью микроволнового излучения при прохождении активной области по солнечному диску.....	23
<b><i>Balashev S.A., Lytova M.F., Ostryakov V.M.</i></b> Light Isotope Production in Solar Flares.....	25
<b><i>Баранов А.В.</i></b> Особенности применения магнитоактивных линий со сложным расщеплением для измерения солнечных магнитных полей.....	27
<b><i>Барляева Т.В., Понявин Д.И.</i></b> Когерентность солнечной и вулканической активности.....	31
<b><i>Barkhatov N.A., Gromova L.I., Levitin A.E., Revunov S.E.</i></b> Analysis of Electric Field Influence of the Solar Wind on Geomagnetic Activity.....	33
<b><i>Barkhatov N.A., Kalinina E.A., Levitin A.E.</i></b> Manifestation of Configurations Magnetic Clouds of the Solar Wind in Geomagnetic Activity.....	37
<b><i>Barkhatov N.A., Levitin A.E., Revunov S.E., Smirnova A.S., Snegirev S.D., Hviuzova T.A.</i></b> Classification of the Large-Scale Events of Space Weather.....	39

<b><i>Barkhatova O.M., Smirnova A.S., Ulybina R.I., Barkhatov N.A., Uryadov V.P.</i></b> The Account of Solar - Magnetosphere Connections in the Problem of the Prognosis of Subauroral Ionosphere Parameters.....	43
<b><i>Беневоленская Е.Е.</i></b> Вращение магнитных элементов в полярных областях Солнца.....	45
<b><i>Биленко И. А.</i></b> Об источниках солнечных корональных выбросов массы.....	51
<b><i>Блудова Н.Г., Обридко В.Н.</i></b> Вариации относительной площади тени пятен за 1874-1976 гг.....	55
<b><i>Богомолов А.В., Богомолов В.В., Галкин В.И., Курт В.Г., Логачев Ю.И., Морозов О.В., Свертилов С.И.</i></b> Динамика теплового и нетеплового компонентов жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек в январе 2005 г.....	59
<b><i>Борисевич Т.П., Венгер А.П., Зверев Ю.К., Ильин Г.Н., Коржавин А.Н., Петерова Н.Г., Топчило Н.А.</i></b> Характеристики долгоживущей активной области по наблюдениям на Большом пулковском радиотелескопе в ноябре 2006 г. - феврале 2007 г.	63
<b><i>Боровик В.Н., Абрамов-Максимов В.Е., Григорьева И.Ю., Опейкина Л.В., Богод В.М., Коржавин А.Н.</i></b> Эволюция активной области AR 0930, связанной с геоэффективной вспышкой X 3.4/4В 13 декабря 2006, по наблюдениям в микроволновом диапазоне.....	67
<b><i>Боровик В.Н., Лившиц М.А., Абрамов-Максимов В.Е., Григорьева И.Ю., Опейкина Л.В., Богод В.М., Коржавин А.Н.</i></b> Микроволновые наблюдения на РАТАН-600 постэруптивной фазы нестационарного явления 25 января 2007 г.....	69
<b><i>Будник А.И., Понявин Д.И.</i></b> Кинематическое приближение при реконструкции гелиосферного токового слоя по синоптическим картам.....	71
<b><i>Вальчук Т.Е.</i></b> Фрактальная размерность как диагностический признак потоков солнечного ветра.....	73
<b><i>Васильева В.В., Тлатов А.Г.</i></b> Полярная и низкоширотная активность в период 1887-1914 годы.....	77



***Веретененко С.В.***

Роль фронтальных зон в формировании эффектов солнечной активности в вариациях интенсивности циклогенеза умеренных широт..... 81

***Веретененко С.В., Софиева В.Ф., Ивлев Л.С., the GOMOS team***

Вариации концентрации стратосферного аэрозоля в ходе солнечных протонных событий января 2005 года по данным GOMOS..... 85

***Вернова Е.С., Тясто М.И., Баранов Д.Г.***

Долготное распределение фотосферных магнитных полей Солнца..... 89

***Волобуев Д.М.***

Прогноз 11-летних циклов на основе реконструкции солнечной активности по содержанию  $^{14}\text{C}$  в кольцах деревьев..... 93

***Волобуев Д.М.***

Солнечная постоянная и избыток энергии солнечного излучения в циклах 21-23..... 97

***Воротков М.В., Горшков В.Л.***

Ураганы и солнечная активность..... 99

***Гельфрейх Г.Б., Абрамов-Максимов В.Е., Шибасаки К.***

Проявление вспышечной активности солнца в структуре КПК локальных источников радиоизлучения..... 101

***Гетлинг А.В., Бучнев А.А.***

Структуры грануляционного поля и валиковая конвекция..... 105

***Гетлинг А.В., Тихомолов Е.М.***

О расщеплении масштабов солнечной конвекции..... 109

***Гриб С.А.***

Краткосрочное прогнозирование внезапных возмущений межпланетной и магнитосферной плазмы..... 113

***Гриб С.А.***

Особенности нестационарного поведения магнитных облаков в солнечном ветре..... 117

***Гусева С.А., Ким Гун-Дер, Тлатов А.Г.***

Результаты наблюдения полного солнечного затмения 29.03.2006 в корональной линии  $\lambda 6374\text{\AA}$  на кисловодской горной станции..... 121

***Гусева С.А., Наговицын Ю.А.***

К описанию крупномасштабного полярного магнитного потока Солнца..... 127

<b>Гусева С.А., Шрамко А.Д.</b> Исследование корональной линии 5303Å на разной высоте от лимба Солнца в период спада солнечной активности.....	131
<b>Давыдов В.В., Макарова В.В.</b> Поиск связей между полярными факелами и геомагнитной активностью.....	135
<b>Дергачев В.А.</b> Межправительственный доклад 2007 г. группы экспертов по изменению климата и естественное изменение климата.....	139
<b>Дергачев В.А., Распопов О.М., Гуськова Е.Г., Зайцева Г.И., Юнгнер Х.</b> Солнечная активность, геомагнитные экскурсы, джерки и климатический отклик.....	145
<b>Джамбеева Л.Н., Наговицын Ю.А., Соловьев А.А.</b> Долгопериодические колебательные процессы в активных областях Солнца по данным радиогелиографа Нобеяма.....	151
<b>Дивлекеев М.И.</b> Наблюдения активной области NOAA 10656 в линии Ca II 8498 Å.....	155
<b>Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., Матвеев Г.А., Савченко М.И., Скородумов Д.В.</b> Динамика энергетического спектра рентгеновского излучения солнечной вспышки 29 октября 2002 года.....	161
<b>Ерофеев Д.В.</b> 22-летняя и 11-летняя вариации анизотропии колебаний ММП.....	165
<b>Еселевич В.Г., Файнштейн В.Г., Руденко Г.В., Еселевич М.В., Кашапова Л.К.</b> Сравнение эффективности двух методов краткосрочного прогноза скорости квазистационарного солнечного ветра на орбите Земли.....	169
<b>Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.</b> Особенности высотного распределения мощности низкочастотных колебаний солнечного пятна.....	173
<b>Иванов В.Г., Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А., Волобуев Д.М.</b> Некоторые результаты анализа каталога солнечных пятен из Пулковской базы данных по солнечной активности.....	177
<b>Ихсанов Р.Н., Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д.</b> Колебания лучевых скоростей на разных высотах фотосферы в спокойных и активных областях Солнца.....	181

***Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.***

Динамика вращения зелёной короны на разных фазах 11-летнего цикла. II..... 185

***Ихсанов Р.Н., Кушнир М.В., Марушин Ю.В.***

Особенности развития вспышечной конфигурации магнитной поля в активной области NOAA 7978 1996 года..... 189

***Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С.***

Исследование циклической эволюции крупных солнечных корональных дыр. I..... 193

***Касинский В.В.***

Дифференциальное вращение хромосферы–фотосферы на фазе роста 22 цикла Солнца и рутильные колебания..... 197

***Касинский В.В.***

Кинематические элементы хромосферных вспышек в группах пятен и проблема внешнего триггерного механизма вспышек в активных областях..... 201

***Князева И.С., Круглун О.А.***

Гельдеровская регулярность MDI магнитограмм..... 205

***Копылова Ю.Г., Цап Ю.Т., Степанов А.В.***

О распространении альвеновских мод тонких магнитных трубок в атмосферах Солнца и звёзд..... 207

***Коржавин А.Н., Опейкина Л.В., Петерова Н.Г.***

О тонкой структуре переходной области по наблюдениям циклотронных источников излучения..... 211

***Крамынин А.П.***

О некоторых особенностях спектра вариаций солнечной активности 215

***Кудрявцев И.В.***

Галактические космические лучи и аномалии облачности на различных высотах..... 219

***Кулагин Е.С., Куприянов В.В.***

Крупномасштабные абсорбционные структуры и лучевые скорости по линии HeI 10830Å в районах ярких корональных точек..... 223

***Кшевецкий С.П., Соловьев А.А.***

Внутренние гравитационные волны над солнечным пятном..... 225

***Lozisky V.G., Soloviev A.A.***

The Evidence of Strong Magnetic Fields in Solar Flares and the Problem of Their Theoretical Interpretation..... 229

<b>Лукичева М.А., Solanki S.K., White S.</b> О связи между локальными фотосферными магнитными полями и структурой хромосферы.....	231
<b>Макаренко Н.Г., Круглун О.А., Мухамеджанова С.А.</b> Мультифрактальное моделирование MDI-магнитограмм.....	235
<b>Макаренко Н.Г., Наговицын Ю.А., Огурцов М.Г., Круглун О.А.</b> Гельдеровская регулярность палеоданных: солнечная активность и климат Земли.....	239
<b>Мартынова О.В., Мельников В.Ф., Резникова В.Э.</b> Типы распределений радиояркости вдоль солнечных вспышечных петель.....	241
<b>Мельников В.Ф., Кузнецов С.А.</b> Диагностика высокой плотности плазмы по спектральной эволюции микроволнового излучения солнечных вспышечных петель.....	245
<b>Милецкий Е.В.</b> Метод геомагнитных предвестников и прогноз амплитуды 24 цикла солнечной активности.....	249
<b>Милецкий Е.В., Иванов В.Г.</b> Характеристики широт солнечных пятен и амплитуды 11-летних циклов солнечной активности.....	255
<b>Михаляев Б.Б., Соловьев А.А., Веселовский И.С.</b> Влияние радиационного излучения на линейные колебания корональных петель.....	259
<b>Мягкова И.Н., Кузнецов С.Н., Богомолов А.В.</b> Геоэффективность солнечных вспышек, в которых было зарегистрировано гамма-излучение (период 2001-2005 гг.).....	261
<b>Наговицын Ю.А.</b> Активность Солнца и солнечно-земные связи в долговременных тенденциях космической погоды: проблема "космический климат".....	265
<b>Наговицын Ю.А.</b> Об «обратной задаче» баланса радиоуглерода.....	271
<b>Наговицын Ю.А.</b> Прогноз 24 цикла активности в контексте связи крупномасштабного и пятенного компонентов солнечного магнитного поля.....	275
<b>Никольская К.И.</b> Солнечный ветер и магнитные поля Солнца.....	277

<b>Огурицов М.Г.</b> Глобальное потепление – вопросы без ответов.....	281
<b>Огурицов М.Г.</b> Прогноз 24-го солнечного цикла с использованием данных солнечной палеоастрофизики.....	287
<b>Ogurtsov M.G., Dreschhoff G.A.M., Oinonen M., Helama S., Lindholm M., Jungner H., Eronen M.</b> Ice-Core Evidence for Increases of Stratospheric Aerosol Content After Solar Proton Events.....	289
<b>Podgorny A.I., Podgorny I.M.</b> Current Sheets Creation Above the Active Region AR 0365 in Preflare State.....	295
<b>Подгорный И.М., Подгорный А.И.</b> Механизм солнечной вспышки, основанный на численном моделировании и наблюдательных данных.....	299
<b>Попова Е.П., Решетняк М.Ю., Соколов Д.Д.</b> Учет меридиональной циркуляции в модели динамо Паркера.....	303
<b>Порфирьева Г.А., Якунина Г.В., Делоне А.Б.</b> Характеристики солнечных полярных лучей по наблюдениям на SOHO.....	307
<b>Просовецкий Д.В., Кузнецова С.М., Обухов А.Г.</b> Структура волнового потока в корональных дырах.....	313
<b>Распопов О.М., Дергачев В.А.</b> Воздействие долговременной солнечной активности на внутренние климатические изменения в системе атмосфера-океан.....	315
<b>Соловьев А.А.</b> Динамика скрученных магнитных петель: финитные выбросы корональной массы.....	321
<b>Соловьев А.А., Киричек Е.А.</b> Солнечное пятно как колебательная система.....	331
<b>Тлатов А.Г.</b> О возможности прогноза амплитуды солнечной активности на два 11-летних цикла .....	337
<b>Тлатов А.Г.</b> Поиск связи между длительностью циклов крупномасштабного магнитного поля и амплитудой циклов активности Солнца.....	341

**Тлатов А.Г.**

Формирование перманентного полоидального магнитного поля в лучистой зоне Солнца..... 347

**Тлатов А.Г., Макарова В.В., Васильева В.В., Степанова Т.А.**

Ряд данных групп солнечных пятен по наблюдениям на кислородской Горной станции ГАО..... 351

**Тясто М.И., Данилова О.А., Дворников В.М., Сдобнов В.Е.**

Геоманнитные пороги обрезания космических лучей в период сильного магнитосферного возмущения в ноябре 2004 г..... 357

**Файнштейн В.Г.**

Расширение выбросов корональной массы в поле зрения SOHO/LASCO: некоторые закономерности..... 361

**Шрамко А.Д., Гусева С.А.**

Сравнительный анализ данных солнечного затмения 29 марта 2006 года в сантиметровом радиодиапазоне с наблюдениями эмиссионных линий..... 365

**Шрамко А.Д., Сеник В.А., Тлатов А.Г.**

Наблюдение солнечного затмения 29.03.2006 в радиодиапазоне на волнах 3.2 и 4.9 см (ГАС ГАО РАН). ..... 369

**Шугай Ю.С., Веселовский И.С., Доленко С.А., Персианцев И.Г.**

Исследование связи между корональными дырами на Солнце, коротирующими высокоскоростными потоками солнечного ветра и рекуррентными геомагнитными возмущениями в 2003 году..... 375

**Список авторов..... 377**

---

Подписано в печать 25.10.2007.  
Формат бумаги 60×84 1/16. Бумага офсетная.  
Печать цифровая. Усл. печ. л. 22,45. Тираж 200 экз. Заказ 4010.

---

Отпечатано в издательстве «ВВМ».  
196247, Санкт-Петербург, а/я 49.

