

ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

*ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА*

**СОЛНЕЧНАЯ
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ
ФИЗИКА – 2012**

ТРУДЫ



Санкт-Петербург
2012

Сборник содержит доклады, представленные на Всероссийской ежегодной конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2012» (XVI Пулковская конференция по физике Солнца, 24–28 сентября 2012 года, Санкт-Петербург, ГАО РАН). Конференция проводилась Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН при поддержке секции «Солнце» Научного совета по астрономии РАН и секции «Плазменные процессы в магнитосферах планет, атмосферах Солнца и звезд» Научного совета «Солнце – Земля», а также при поддержке программ Президиума РАН, Отделения Физических Наук РАН, гранта поддержки ведущих научных школ России НШ-1625.2012.2.

Тематика конференции включала в себя широкий круг вопросов по физике солнечной активности и солнечно-земным связям.

В конференции принимали участие учёные Российской Федерации, Болгарии, Казахстана, Австрии, Германии, Украины, Финляндии, Швейцарии, Японии, Чехии, Словакии, Бразилии, Китая.

Оргкомитет конференции

Сопредседатели: А.В. Степанов (*ГАО РАН*), В.В. Зайцев (*ИПФ РАН*)

Члены оргкомитета:

В.М. Богод (*САО РАН*)

И.С. Веселовский (*НИИЯФ МГУ, ИКИ РАН*)

К. Георгиева (*ИКСИ-БАН, Болгария*)

В.А. Дергачев (*ФТИ РАН*)

М.А. Лившиц (*ИЗМИРАН*)

Н.Г. Макаренко (*ГАО РАН*)

Ю.А. Наговицын (*ГАО РАН*)

В.Н. Обридко (*ИЗМИРАН*)

О.М. Распопов (*СПбФ ИЗМИРАН*)

А.А. Соловьёв (*ГАО РАН*)

Д.Д. Соколов (*МГУ*)

А.Г. Тлатов (*ГАС ГАО РАН*)

Ответственные редакторы – А.В. Степанов и Ю.А. Наговицын

В сборник вошли статьи, получившие по результатам опроса одобрение научного комитета.

Труды ежегодных Пулковских конференций по физике Солнца, первая из которых состоялась в 1997 году, являются продолжением публикации научных статей по проблемам солнечной активности в бюллетене «Солнечные данные», выходявшем с 1954 по 1996 гг.

Синоптические данные о солнечной активности, полученные в российских обсерваториях (главным образом, на Кисловодской Горной станции ГАО РАН) в продолжение программы «Служба Солнца СССР», доступны в электронном виде по адресам:

<http://www.gao.spb.ru/english/database/sd/index.htm>

<http://www.solarstation.ru/>

Компьютерная верстка Е.Л. Терёхиной

ISBN 978-5-9651- 0698-1

© Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2012

Секция 1

ЦИКЛ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ: НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АСПЕКТЫ

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ “СТРУКТУРЫ” N-S АСИММЕТРИИ В ЛИНИИ 530.3 нм И В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Бадалян О.Г.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН
им. Н.В. Пушкова, Троицк, badalyan@izmiran.ru*

PATTERNS OF N-S ASYMMETRY AS OBSERVED IN THE 530.0-nm LINE AND IN MAGNETIC FIELDS

Badalyan O.G.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,
142190 Troitsk, Russia, badalyan@izmiran.ru*

The spatial distribution of N-S asymmetry $A = (N-S)/(N+S)$ has been studied for the period 1977–2001 (N and S being the values of the solar activity index in the northern and southern hemisphere, respectively). We have mapped the distribution of A both in the brightness of the coronal green line FeXIV 530.3 nm and in magnetic fields of different scales. The magnetic field intensities were calculated under potential approximation from WSO photospheric data for a distance of 1.1 solar radii. The behavior of the A index in the magnetic field intensity corroborates and supplements the particularities inferred earlier from the green-line observations [1, 2]. At low latitudes, the distribution of A for small-scale fields displays the closest similarity with its distribution in the 530.3-nm line brightness. Above 40° , one can see anticorrelation in the behavior of A as observed in the green line brightness and magnetic field intensity. This effect is most clearly pronounced for large-scale fields. In [1, 2], it was suggested that the spatial distribution of the N-S asymmetry might be associated with the behavior of small-scale fields. The present study corroborates this hypothesis. The north-south asymmetry is the evidence and the measure of differences existing in the activity of the two solar hemispheres. This fact is to be taken into account in dynamo theories.

Введение

Северо-южная асимметрия является свидетельством и мерой того, что существует рассинхронизация в работе двух полушарий Солнца. Индекс асимметрии есть $A = (N-S)/(N+S)$, где N и S – значения индекса солнечной активности в северном и южном полушариях, соответственно. Ранее было показано, что N–S асимметрия является квазипериодической величиной. В различных индексах активности она ведет себя сходным образом. Также сходным является пространственно-временное распределение асимметрии в разных индексах на большом масштабе. В [1, 2] было рассмотрено пространственное распределение A в яркости зеленой корональной линии 530.3 нм для последовательности карт, каждая из которых является усреднением за 6 последовательных оборотов. Показано, что на картах возникают “структуры” асимметрии, размер которых может быть связан с магнитными полями размеров больших активных областей или комплексов активности. В данной работе такие же карты построены для магнитных по-

лей различных масштабов и проведено сопоставление поведения A в зеленой линии и корональных магнитных полях.

Асимметрия в зеленой корональной линии и в магнитных полях различных масштабов

Карты распределения асимметрии в зеленой линии за 1977–2001 гг. построены с использованием базы данных Ю. Сикоры [3]. Напряженность магнитного поля в короне рассчитана в потенциальном приближении для расстояния 1.1 радиуса Солнца по фотосферным наблюдениям WSO. Яркость зеленой линии и напряженность магнитного поля в каждой точке синоптической карты с шагом 5° по широте и $\sim 13^\circ$ (1 день) по долготе усреднялись за 6 последовательных оборотов. Это позволяет изучать долгоживущие крупномасштабные образования. Было рассчитано полное магнитное поле в короне (суммирование по 10 гармоникам разложения исходных данных по гармоническим функциям), поля больших масштабов (гармоники с №№ $0 \div 3$) и поля малых масштабов (гармоники с №№ $4 \div 9$).

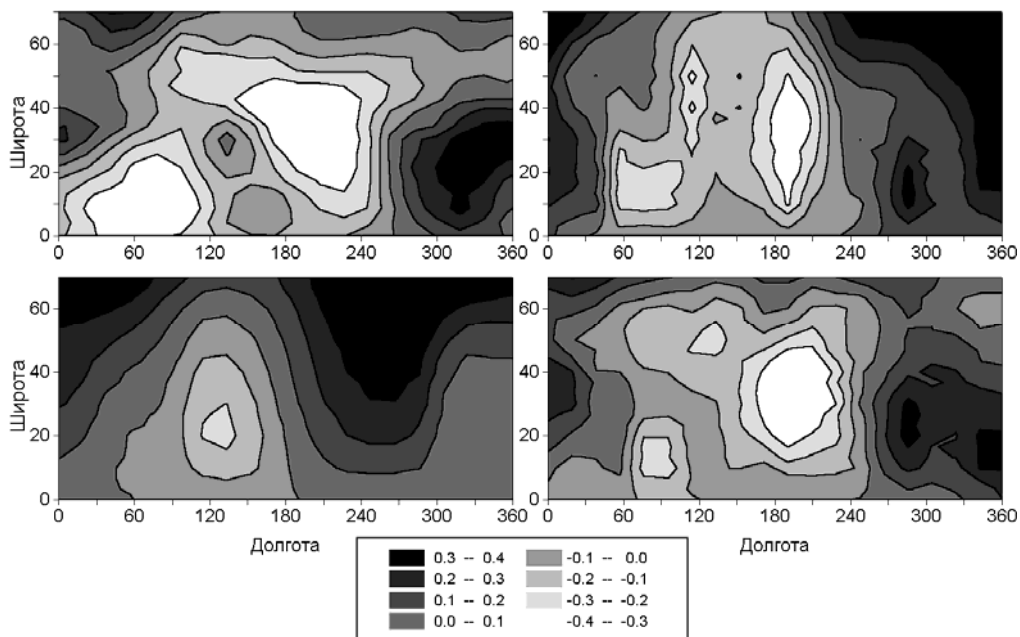


Рис. 1. Карты распределения N-S асимметрии для зеленой линии (вверху слева), для полного магнитного поля (вверху справа) и для полей больших и малых масштабов (внизу слева и справа). К сожалению, на рис. 1 и 2 в [1] и на рис. 1, 3, 4 в [2] допущена ошибка: указанная по оси ординат широта возрастает не снизу вверх, а сверху вниз.

Карты распределения усредненной асимметрии за 1819–1824 обороты (время с 15.08.1989 по 26.01.1990) даны на рис. 1. Самый темный цвет показывает доминирование северного полушария, белый цвет – южного полушария. Видно, что наблюдается сходство в распределении A в зеленой линии, в полном магнитном поле и в полях малых масштабах.

Коэффициенты корреляции индекса A в зеленой линии и в магнитных полях различных масштабов даны на рис. 2 и в таблице. Представлены ре-

зультаты для двух широтных зон: зона пятнообразования 0° – 35° (слева) и 40° – 70° . В зоне 0° – 35° наибольший коэффициент корреляции k_m наблюдается для асимметрии полей малых масштабов. Близкий к нему коэффициент k_B дает асимметрия полного магнитного поля. Поля больших масштабов имеют практически нулевой коэффициент k_M . В более высоких широтах сходство в распределении асимметрии значительно уменьшается, и коэффициент корреляции даже становится отрицательным. На рис. 3 приведены средние k_m , k_B и k_M (сверху вниз) в зависимости от широты.

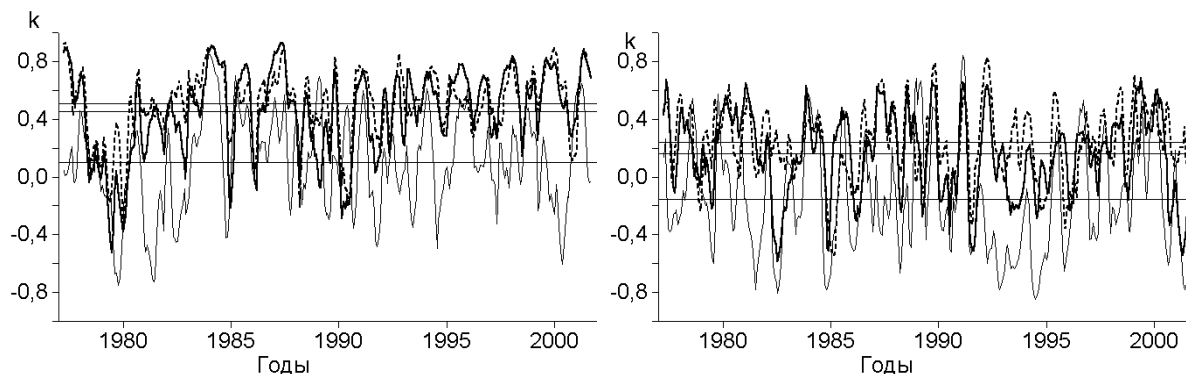


Рис. 2. Коэффициенты корреляции N-S асимметрии яркости зеленой линии с асимметрией напряженности магнитных полей разных масштабов в двух широтных зонах (горизонтальные линии показывают средние значения).

	зона $0^{\circ} - 35^{\circ}$	зона $40^{\circ} - 70^{\circ}$
k_B	0.45	0.16
k_m	0.51	0.24
k_M	0.10	-0.15

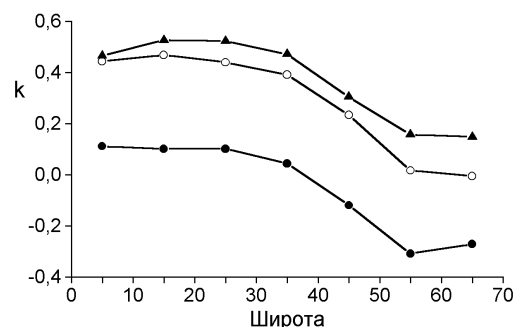


Рис. 3. Средние коэффициенты k_m , k_B и k_M .

Зависимости коэффициентов корреляции от фазы цикла показаны на рис. 4. Фаза цикла рассчитана как $\Phi = (\tau - m) / (|M - m|)$. Здесь τ – текущий момент времени, M и m – моменты ближайших максимума и минимума 11-летнего цикла, соответственно. В центре – корреляция асимметрии в линии с A для полного поля, слева и справа – с асимметрией полей малых и больших масштабов, соответственно. Рис. 3 и 4 показывают, что на всех широтах наибольшее сходство в распределении N–S асимметрии в линии имеет асимметрия полей малых масштабов.

В [1, 2] было показано, что часто широтно-долготные области с преобладанием яркости зеленой линии в одном из полушарий через 14–18 оборотов сменяются похожими по форме областями с преобладанием другого полушария, т.е. карта как бы изменяется на "негативную". В данной

работе этот вывод подтверждается рассмотрением поведения индекса A в напряженности магнитного поля. Такое изменение карты на негативную наиболее выражено для полей больших масштабов.

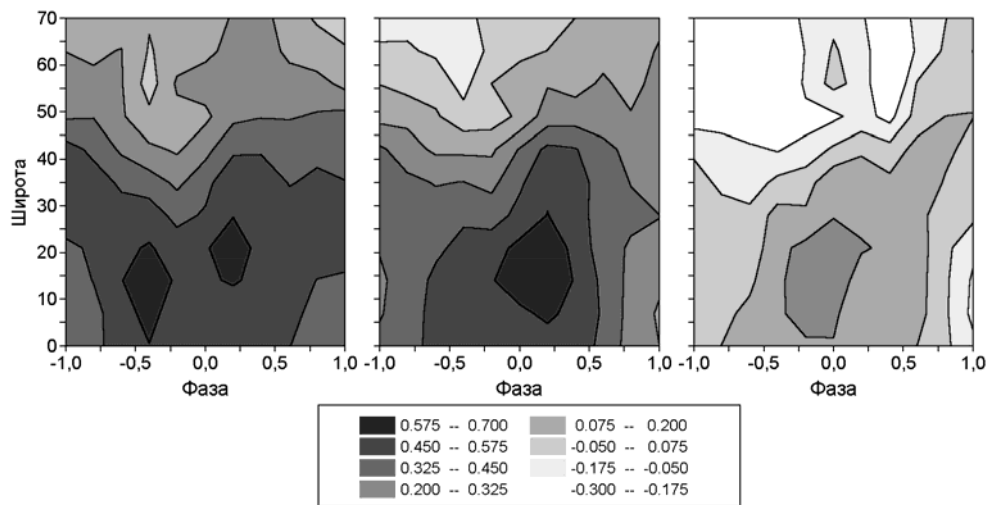


Рис. 4. Зависимость коэффициентов корреляции от фазы цикла для двух широтных зон.

Основные результаты и выводы

1. Построены карты распределения северо-южной асимметрии для яркости зеленой корональной линии, полного магнитного поля в короне и полей малых и больших масштабов за 1977–2001 гг.

2. Кросс-корреляция этих карт в совокупности пространственно совпадающих точек показала, что наибольший коэффициент корреляции асимметрия в линии имеет с асимметрией полей малых масштабов.

3. Как показано в [4], распределения самой яркости зеленой линии и напряженности полей малых масштабов имеют наибольшую схожесть. Корреляция с суммарными площадями солнечных пятен (т.е. с локальными полями на фотосфере) существенно меньше [5].

4. Проведенное здесь рассмотрение подтверждает сделанное в [1, 2] предположение, что пространственное распределение асимметрии может быть связано с магнитными полями масштабов комплексов активности.

Работа поддержана РФФИ, проект № 11-02-00259.

Литература

1. Бадалян О.Г. // Труды Всероссийской ежегодн. конф., 2010, с. 27.
2. Бадалян О.Г. // Письма в Астрон. журн., 2012, т. 38, с. 54.
3. Šykorá, J., Rybák J. // Adv. Space Res., 2005, v. 35, 393.
4. Бадалян О.Г. // Астрон. ж., 2013 (в печати).
5. Бадалян О.Г., Блудова Н.Г. // Настоящий сборник, 2012

СВЯЗЬ ЯРКОСТИ ЛИНИИ 530.3 нм С МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ РАЗНЫХ МАСШТАБОВ И С ПЛОЩАДЯМИ ПЯТЕН

Бадалян О.Г., Блудова Н.Г.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН
им. Н.В. Пушкова, Троицк, badalyan@izmiran.ru*

THE RELATION OF THE 530.3-nm LINE BRIGHTNESS TO MAGNETIC FIELDS OF DIFFERENT SCALES AND SUNSPOT AREAS

Badalyan O.G., Bludova N.G.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,
142190 Troitsk, Russia, badalyan@izmiran.ru*

Discussed are the results of quantitative comparison of the coronal green-line brightness with the intensity of magnetic fields of different scales and total sunspot areas for the period 1977–2001. The green-line brightness maps were plotted using the daily monitoring data. The magnetic field intensities were calculated under the potential approximation from WSO photospheric data for a distance of 1.1 solar radii separately for large- and small-scale fields. The total sunspot areas were taken from the Greenwich Catalog and its follow-on NOAA-USEF. The correlation was calculated for the set of regions 20° in latitude and 30° in longitude coinciding in space on all maps. We obtained that the correlation between the green-line brightness and the intensity of small-scale fields is the highest in the low-latitude zone 0°–20°. The correlation with the total sunspot areas (i.e., local fields) is much lower. The large-scale fields in the sunspot formation zone have little influence on the green-line emission. These results suggest that the fields of different scales generated by the dynamo mechanism in the subsurface (leptocline) and deep (tachocline) layers of the convection zone affect the green-line brightness and the corona heating process in a complex way.

Введение

Магнитное поле является главным параметром, под воздействием которого формируются корональные структуры и создаются физические условия возникновения излучения в зеленой корональной линии 530.3 нм. Для выяснения вопроса о том, с полями каких масштабов связано свечение короны, перспективным является количественное сопоставление яркости зеленой линии с характеристиками магнитных полей [1–3].

Корреляция яркости зеленой линии с напряженностью полей различных масштабов

Карты распределения яркости зеленой линии за 1977–2001 гг. построены по базе данных Ю. Сикоры [4]. Напряженность магнитного поля рассчитана в потенциальном приближении для расстояния 1.1 радиуса Солнца по фотосферным наблюдениям WSO. Суммарные площади пятен

вычислены по данным каталога Greenwich и его продолжения NOAA-USEF. Данные о яркости зеленой линии и напряженности магнитного поля усреднялись за 6 последовательных кэррингтоновских оборотов. Это позволяет изучать долгоживущие крупномасштабные образования. Корреляция вычислялась для совокупности пространственно совпадающих на всех картах областей размером 20° по широте и 30° по долготе (см. [2]).

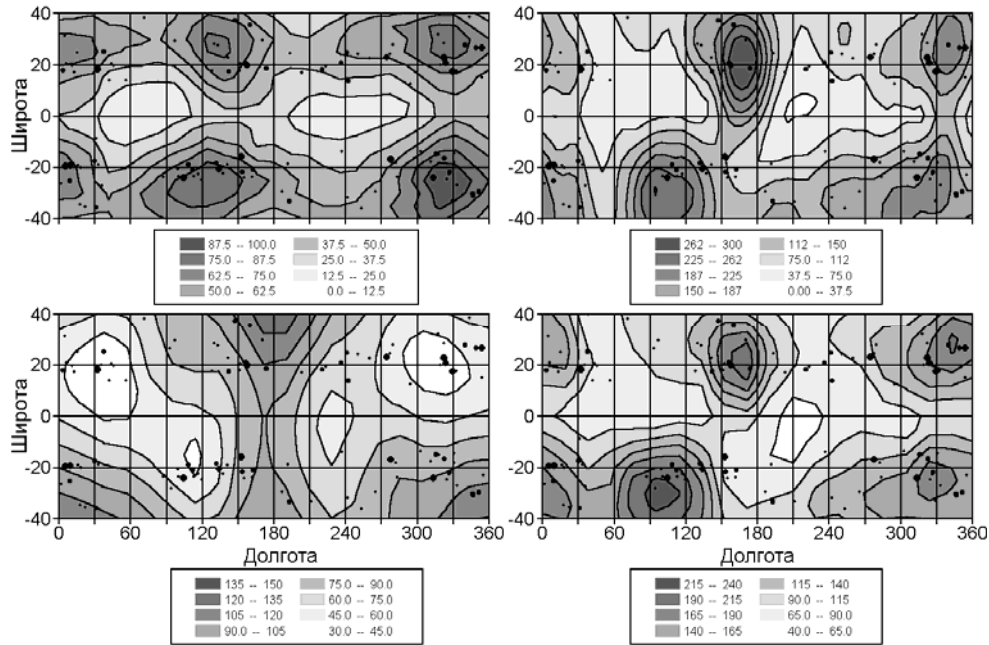


Рис. 1. Синоптические карты распределения яркости зеленой корональной линии (*вверху слева*), полного магнитного поля (*вверху справа*), полей больших и малых масштабов (*нижний ряд*). Черные кружки показывают положение солнечных пятен.

Примеры синоптических карт для зоны пятнообразования $\pm 40^\circ$ с нанесенными на них солнечными пятнами представлены на рис. 1. Это усреднение за обороты 1798–1803 – середина ветви роста цикла 22, с 21.01.1988 по 2.07.1988. На верхней карте слева показано распределение яркости линии. Видны области увеличения яркости (более темный цвет) на широтах около $\pm 30^\circ$, что характерно для этой фазы цикла активности. Черные кружки – положения групп пятен. Размер кружка показывает площадь группы, суммированную за все дни наблюдения данной группы. Эта величина характеризует полную мощность группы пятен.

На других картах даны напряженности поля в короне. При стандартных расчетах суммируются 10 гармоник разложения исходных данных по гармоническим функциям. Это поле ниже будем называть полным полем (*вверху справа*). В нижнем ряду показано распределение полей, которые будем условно называть полями больших (карта слева) и малых (справа) масштабов. Для расчетов полей больших масштабов учитывались гармоники №№ 0÷3, для полей малых масштабов – гармоники №№ 4÷9. Видно, что пространственное распределение яркости зеленой линии схоже с рас-

пределением напряженности полного магнитного поля и полей малых масштабов, но мало похоже на распределение полей больших масштабов. Этот вопрос детально рассмотрен в [3].

Кросс-корреляция данных, представленных на картах, была выполнена для двух широтных зон: 0° – 20° и 20° – 40° (северное и южное полушария объединены). Каждая из этих зон содержит по 24 “клетки”, сетка которых показана на рис. 1. Результаты расчетов даны на рис. 2. Жирные кривые – коэффициент корреляции k_S между средней в клетке яркостью линии и суммарной площадью всех групп пятен в этой клетке. Пунктирные и тонкие кривые – корреляция яркости линии с полями малых и больших масштабов (k_m и k_M). Корреляция k_B яркости линии с полным полем практически совпадает с k_m и на рис. 2 не дается. Средние за 1977-2001 гг. коэффициенты приведены в таблице. Видно, что зоне 20° – 40° по сравнению с зоной 0° – 20° корреляция яркости линии с площадями пятен уменьшается.

	Зона 0° – 20°		Зона 20° – 40°	
	среднее	ср. кв. ош.	среднее	ср. кв. ош.
k_B	0.627	± 0.011	0.558	± 0.014
k_m	0.686	± 0.009	0.637	± 0.011
k_M	0.169	± 0.017	0.150	± 0.018
k_S	0.449	± 0.010	0.284	± 0.017

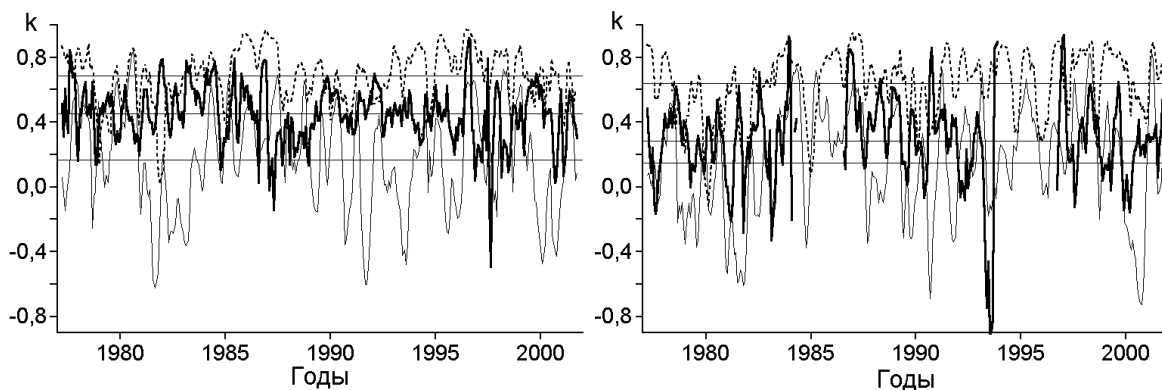


Рис. 2. Временной ход коэффициентов корреляции яркости зеленой линии с площадями пятен и напряженностью магнитных полей разных масштабов в двух широтных зонах (горизонтальные линии показывают средние значения).

Из рис. 2 видно, что коэффициенты корреляции изменяются в цикле активности. Наиболее выражены эти изменения у корреляции яркости зеленой линии с полным полем и полями малых масштабов. Зависимости k_m , k_S и k_M от фазы цикла показаны на рис. 3. Фаза цикла рассчитана как $\Phi = (\tau - m) / (|M - m|)$. Здесь τ – текущий момент времени, M и m – моменты ближайших максимума и минимума 11-летнего цикла, соответственно. Фаза положительна на возрастающей ветви цикла и отрицательна на убы-

вающей ветви, равна 0 в минимуме каждого цикла активности и ± 1 в максимуме. Верхние кривые на рис. 3 (черные кружки) – корреляция k_m между яркостью зеленой линии и напряженностью полей малых масштабов. От середины ветви спада активности ($\Phi = -0.5$) до середины ветви роста ($\Phi = +0.5$) коэффициент k_m составляет 0.8 и больше. Таким образом, в зоне пятнообразования эти поля оказывают наибольшее влияние на яркость линии. Связь с локальными полями пятен k_S существенно меньше (белые кружки). Поля больших масштабов (треугольники) показывают очень малые и даже отрицательные коэффициенты k_M .

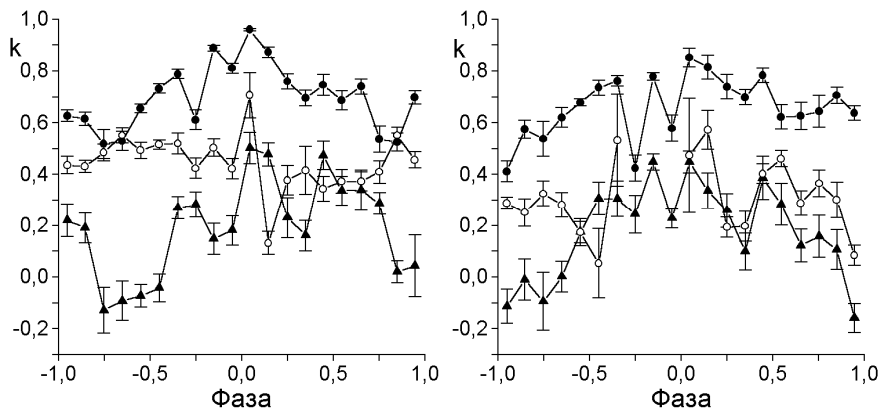


Рис. 3. Зависимость коэффициентов корреляции от фазы цикла для двух широтных зон.

Заключение

Итак, в зоне пятнообразования наиболее существенно влияние полей малых масштабов, размеров больших активных областей и комплексов активности. Локальные поля пятен и поля больших масштабов оказывают меньшее воздействие. Это характеризует сложную природу воздействия на процессы нагрева короны и свечения зеленой линии полей различных масштабов, возникающих в результате работы динамо в глубинных (тахоклина) и подповерхностных (лептоклина) слоях конвективной зоны.

Работа поддержана РФФИ, проект № 11-02-00259.

Литература

1. Badalyan O.G., Obridko V.N., Sýkora J. // Solar Phys. 2008, v. 247, p. 379.
2. Badalyan O.G., Bludova N.G., Sýkora J. // Contrib. Obs. Skalnaté Pleso, 2007, v. 37, p. 125.
3. Бадалян О.Г. // Астрон. ж., 2013 (в печати).
4. Sýkora, J., Rybák J. // Adv. Space Res., 2005, v. 35, 393.

ПОЛЯРНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛНЦА

Беневоленская Е.Е.

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Санкт-Петербург, 196140, Россия*

POLAR MAGNETIC FIELD ON THE SUN

Benevolenskaya E.E.

Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St.-Petersburg

The polar magnetic fields on the sun are the attractive subject for the solar researches since Babcocks measured them in the middle of the last century. The regular changing of the polar magnetic field occurs due to the transport of the magnetic flux from the mid latitude. In this process it is included the differential rotation, the meridional circulation and the turbulent diffusion. However sometimes, the simulation of the above mentioned phenomenon leads to ambiguous conclusions doubting the transport models themselves. According to the investigation of the space laboratory HINODE (since 2008 to June 2012) there is the delay of the decreasing of the old magnetic flux near the South Pole comparing with the north polar magnetic field. And that fact may create difficulties for the theory of the solar cycle (Shiota et al., 2012). From the other hand, Svalgaard & Kamide (2012) guess that the N-S asymmetry of polar magnetic fields may be the result of the asymmetry of the appearing magnetic flux in the sunspot active zone.

In this paper it is presented the brief historical review about the polar magnetic fields and the results of the detailed investigation of polar magnetic flux evolution using the data of the space lab 'Solar Dynamics Observatory (SDO)' for the period of May 2010 to September 2012. In particular, it is used the magnetic data obtained by the 'Helioseismic and Magnetic Imager (HMI)' in the form of the line-of-sight component of the magnetic field strength (720 sec cadence).

Введение

Исторически, полярные магнитные поля на Солнце находятся в центре дискуссий о природе солнечного цикла и как следствие, оказываются важными для прогноза солнечной активности. Произошло это благодаря открытию смены знака полярного магнитного поля в период максимума 11-летнего солнечного цикла № 19 [1, 2]. Полярность высокоширотного магнитного поля Солнца была противоположной земному дипольному магнитному полю на протяжении наблюдений с 1953 по 1957 годы. В середине 1957 г. полярность магнитного поля вблизи гелиографического южного полюса Солнца изменилась на противоположную. Изменение же северного полярного поля произошло после ноября 1958 г. Чтобы понять природу полярного магнитного поля, исследователи применяют динамо – теорию среднего поля [6]. Стандартные транспортные модели солнечного цикла объясняют смену знака полярных магнитных полей Солнца как результат: 1) турбулентной диффузии, 2) дифференциального вращения и 3) меридиональной циркуляции [8, 9, 22]. На рисунке 1(е, ф) представлена

эволюция полярного магнитного поля Солнца вблизи северного и южного гелиографических полюсов Солнца для циклов № 21, 22, 23 и текущего 24 по данным Обсерватории Вилкокса (SWO). Распределение зональной или

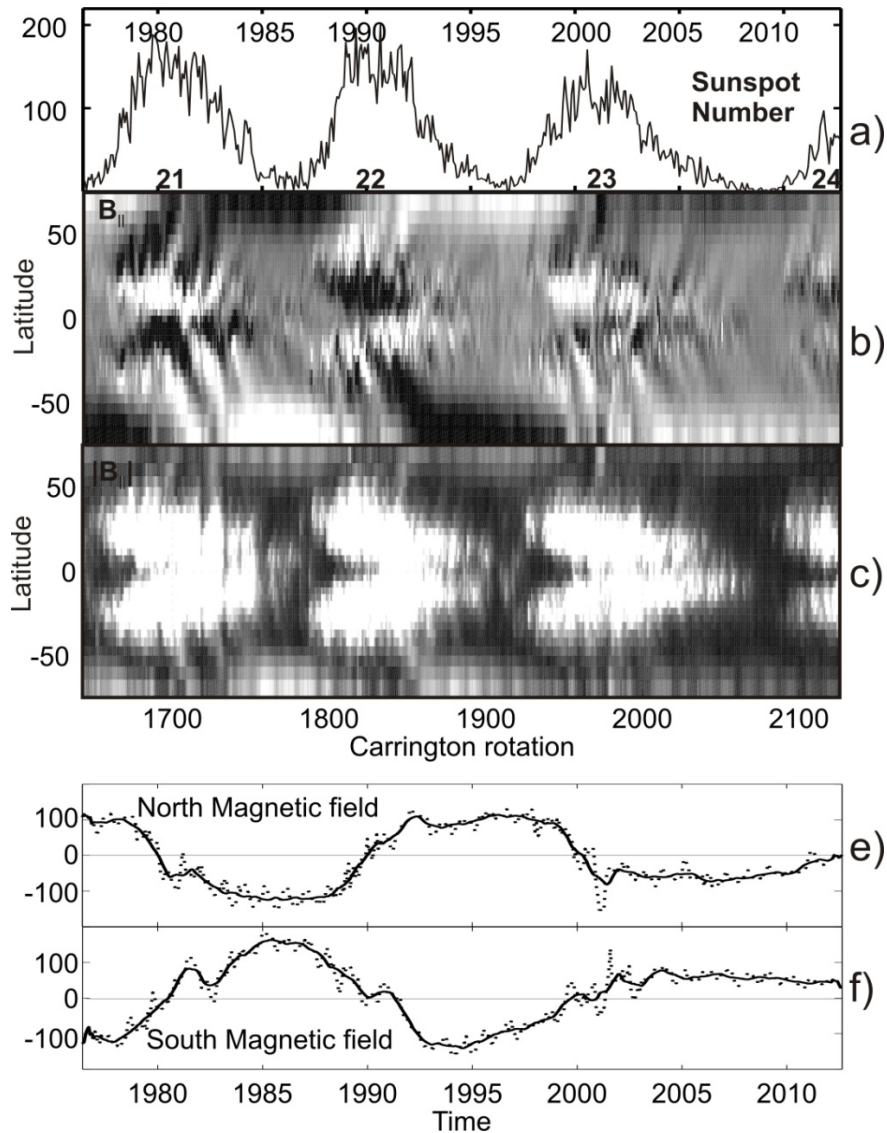


Рис. 1. (a) относительное число пятен; (b) зональная структура $B_{||}$ в чёрно-белом цвете, $[-100 \text{ мкТс } +100 \text{ мкТс}]$; (c) $|B_{||}|$ $[0 \text{ } 200 \text{ мкТс}]$. Данные обсерватории Вилкокса в Стэнфорде (1976.05 – 2012.09 гг.). Пунктиром обозначена компонента магнитного поля по – лучу – зрения ($B_{||}$) усреднённая за один оборот Кэррингтона: для (e) северного и (f) южного полярных полей (на широте 70°) как функция времени; жирная сплошная линия – значения, сглаженные по 25 оборотов Кэррингтона.

осесимметричной структуры магнитного поля показано на рисунке 1b, c. Зоны перемежаемой полярности отмечены белым (положительная полярность, от Солнца) и чёрным (отрицательная полярность, к Солнцу). Зоны перемежаемой полярности распространяются от средних широт в высокие широты. Когда усреднённая зональная линия раздела полярностей (нейтральная линия) достигает полюса, наблюдается смена полярного магнит-

ного поля. Это движение сопровождается появлением протуберанцев и волокон в области нейтральной линии.

Природа полярных магнитных полей

Крупномасштабные полярные магнитные поля на Солнце состоят из кластеров магнитных полей более мелких масштабов, магнитных элементов, как положительной, так и отрицательной полярности [17, 10, 4, 5]. Доминирующая полярность полярного магнитного поля проявляется в компактных униполярных магнитных областях сильного магнитного поля [11]. В течение солнечного минимума, эти области хорошо видны в линии К CaII и в континууме, так как совпадают с полярными факелами. Время жизни магнитных элементов от нескольких часов до нескольких дней. Затем они полностью заменяются новыми магнитными областями, всплывающими из подфотосферных слоев. Также в полярных областях наблюдаются яркие рентгеновские точки, которые связаны с полярными джетами [13, 14]. Данные с космической обсерватории Hinode о векторном магнитном поле полярных областей Солнца показали, что полярные факелы обладают сильными полями (больше 10^3 Гаусса, $1 \text{ мкТесла (мкТл)} = 10^{-6}$ Тесла (Тл), $1 \text{ Тл} = 10^4$ Гаусса), ориентированными вертикально [20]. Однако, дискуссия о величине этого поля продолжается, так как наблюдение полярного поля затруднено из-за близости к краю солнечного диска. Более того, с орбиты Земли невозможно увидеть оба солнечных полюса в течение всего года одновременно, потому что Земля выходит за плоскость геоэкуатора на $\pm 7^\circ 15'$ осенью и весной. Таким образом, осенью вы хорошо видите северные полярные области, а весной – южные. Будущие космические миссии Solar Orbiter и Интергелиозонд направлены на комплексное изучение полярных областей Солнца. Их орбиты приблизятся к Солнцу, и это позволит наблюдать солнечные магнитные поля с хорошим пространственным разрешением.

Полярное магнитное поле на протяжении последних солнечных циклов уменьшается (рис. 1). Согласно динамо теории солнечного цикла полярное поле представляет собой полоидальное магнитное поле (Vp-поле), которое, благодаря дифференциальному вращению, преобразуется в тороидальное (Vt-поле). Тороидальное магнитное поле проявляется на уровне фотосферы в виде биполярных комплексов солнечной активности. Наблюдаемое уменьшение магнитного поля, по мнению Свальгарда с коллегами [15], должно привести к уменьшению солнечной активности и к относительно небольшому солнечному циклу № 24. И вновь актуален вопрос: можно ли объяснить ослабление полярного магнитного поля, используя транспортные модели? В работе [7] есть возможный ответ на этот вопрос. Ослабление полярного поля можно объяснить, если предположить, что скорость меридионального потока в прошлом цикле возросла на 55% или угол наклона биполярных структур к солнечному экватору изменился

на 28%. Угол наклона биполярных структур является специфическим случаем α -эффекта в динамо-теории средних полей [9]. Вариации меридиональной циркуляции и α -эффекта могут приводить к изменениям в поведении высокоширотной солнечной активности. Однако, почему меридиональный поток или α -эффект меняются тем или иным образом остаётся непонятным.

Полярное магнитное поле по данным SDO/HMI

Космическая обсерватория ‘Solar Dynamics Observatory’ наблюдает Солнце в различных длинах волн и измеряет магнитные поля на всём диске с разрешением 1". Для исследования эволюции полярного магнитного поля были использованы магнитные данные компоненты магнитного поля по-лучу-зрения (B_{\parallel}) с интервалом 720 сек. Изображения Солнца были преобразованы в Кэррингтоновскую систему координат, и, затем, построены синоптические карты с разрешением 0.1° по долготе и 0.001 по синусу широты размером 3600 на 2001 значений для оборотов с CR2097 по CR2127. На рис. 2б представлены осреднённые по долготе значения B_{\parallel} в зависимости от синуса широты и времени, так называемая зональная структура магнитного поля Солнца. Для сравнения на рис. 2а приведены значения чисел солнечных пятен (числа Вольфа). Из данного рисунка видно, что всплеск

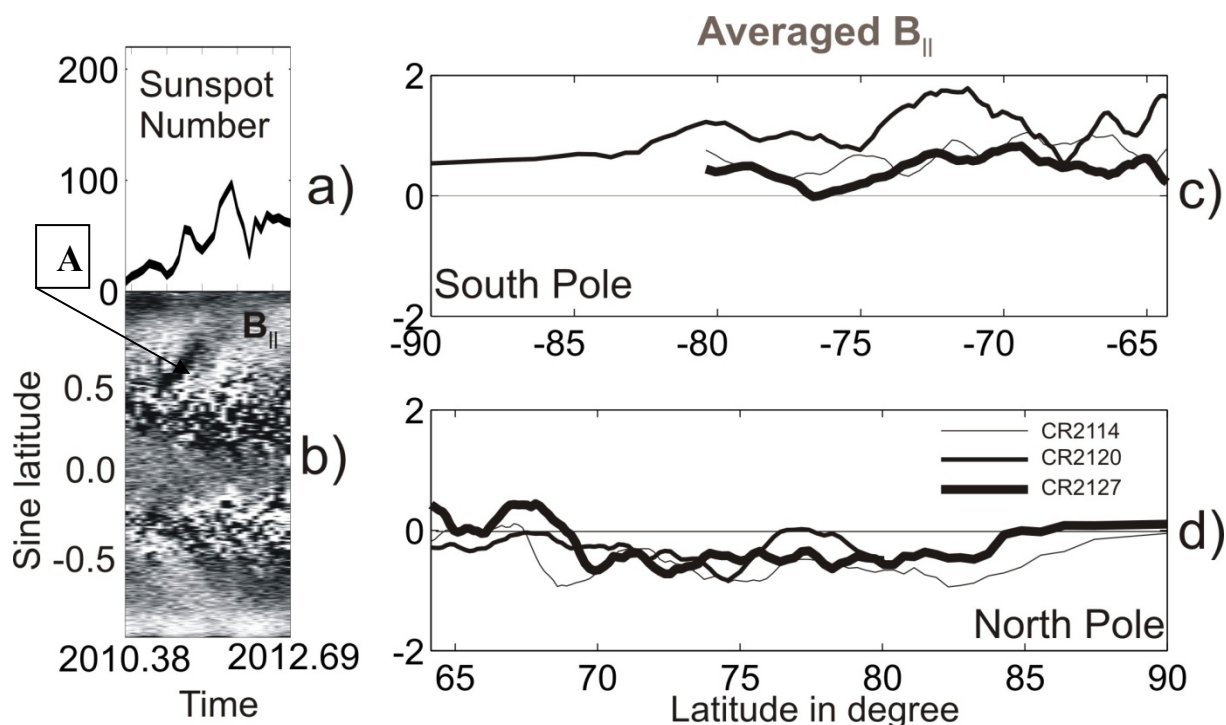


Рис. 2. а) Число пятен с 20 Мая 2010 г. по 11 Сентября 2012 г.(CR2097-CR2127); б) HMI зональная структура B_{\parallel} в чёрно-белом цвете, [-1 Гс +1 Гс]; широтная зависимость осреднённого по долготе B_{\parallel} поля в северном (с) и южном (d) полушариях для трёх Кэррингтоновских оборотов: CR2114 (26.08.2011–22.09.2011), CR2120 (06.02.2012–04.03.2012), CR2127 (15.08.2012–11.09.2012).

отрицательной полярности ('А' отмечен чёрным цветом) приводит к задержке в изменении полярности северного магнитного поля. На юге ситуация ещё более сложная, южный полюс остаётся положительным (рис. 2с). Чтобы сопоставить динамику магнитных потоков в зоне пятнообразования и в полярных областях были посчитаны средние значения магнитного поля по диску Солнца в 80-градусной долготной зоне для широтных интервалов 75° – 80° и 15° – 20° с мая 2010 г. по сентябрь 2012 г. для 1-го и 2-го числа каждого месяца. Оказалось, что в период 1–2 Марта 2012 г. северное полярное поле изменило знак в широтной зоне 75° – 80° , но затем в последующие месяцы вплоть до Сентября 2012 г. оно оставалось полем старой полярности, т.е. отрицательным. Изменение знака в вышеуказанной высокоширотной зоне сопровождалось увеличением дисперсии магнитного поля относительно среднего значения за рассматриваемый временной интервал. В то время как в зоне пятнообразования рост дисперсии произошёл на месяц ранее. 1–2 сентября северное полярное поле становится преимущественно положительным, а увеличение дисперсии в зоне пятнообразования пришлось на июнь 2012 года.

Заключение

Резюмируя всё сказанное о солнечных полярных полях, следует отметить важную роль импульсов солнечной активности [3] в формировании зон перемежаемой полярности (рис. 1b) и полярных магнитных полей. Природа полярного магнитного поля связана с природой солнечной активности и солнечного цикла и, естественно, требует знания подфотосферной динамики магнитного поля и конвекции, внутреннего вращения и меридиональной циркуляции с хорошим временным и пространственным разрешением. И, естественно, необходимо исследовать корональные процессы. Эти задачи являются актуальными для современных и будущих космических миссий: Hinode, Solar Dynamics Observatory, Solar Orbiter и Интергелиозонд.

Работа частично поддержана Программой 22 Президиума РАН.

Автор выражает благодарность научным командам SDO за предоставленные данные.

Литература

1. Babcock, H.W., Livingston W.C. // Science, 1958. V. 127, P.1058.
2. Babcock, H.D. // ApJ 1959. V.130, 364–365.
3. Benevolenskaya, E.E. // Solar Phys., 2003. V.216, P.325–341.
4. Benevolenskaya, E.E. // Astron. Astrophys., 2004. V.428, P. L5–L8.
5. Benevolenskaya, E.E. // Astron. Nachr., 2010. V.331, P.63–72.
6. Dikpati, M. // ApJ, 2011. V. 733, Issue 2, P.90.
7. Jiang, J.; Cameron, R.H., Schmitt, D., Schüssler, M. // Space Science Reviews, 2011.
8. Leighton, R.B. // ApJ, 1964. V.140, P. 1547–1562.
9. Leighton, R.B. // ApJ, 1969. V. 156, P.1–26.

10. Lin, H., Varsik, J., Zirin, H. // Solar Phys., 1994. V.155, P. 243–256.
11. Okunev, O.V., Kneer, F. // Astron. Astrophys, 2004. V.425, P. 321–331.
12. Pesnell, W.D., Thompson, B., J., Chamberlin, P.C. // Solar Phys., V. 275, 3–15, 2012.
13. Pucci, S., Poletto, G., Sterling, A.C.; Romoli, M. // ApJ, V. 745, Issue 2, P. L31.
14. Savcheva A., Cirtain J., E. Deluca E.E., Lundquis L.L., Golub L. and Weber M., Shimojo M. and Shibasaki K., Sakao T. and Narukage N. // Observations Publ. Astron. Soc. Japan, 2007. V. 59, P. S771–S778.
15. Svalgaard, L., Cliver, E. W. and Kamide I Y. // ASP Conference Series, 2005. V. 346, eds. K. Sankarasubramanian, Matt Penn, and Alexei Pevtsov, P.401.
16. Svalgaard L., Kamide Y. // Asto-ph, 9 July 2012.
17. Severnyi A.B. // Soviet Astron. Let., 1965 9, P. 171–182.
18. Scherrer, P.H., Schou, J., Bush, R.I., Kosovichev, A.G., Bogard, R.S., Hoeksema, J.T., Liu, Y., Duvall Jr., T.L., Zhao, J., Title, A.M., Schrijver, C.J., Tarbell, T.D., Tomczyk S. // Solar Phys., V. 275, p. 207–227, 2012.
19. Shiota D., Tsuneta S., Shimojo M., Sako N., Orozco Suarez D., Ishikawa R. //ApJ, 2012, v. 753, p. 157.
20. Tsuneta, S., Ichimoto, K., Katsukawa, Y., et al. // ApJ, 2008. V. 688, P. 1374–1381.
21. Varsik, J., Durrant, C.J., Turner, J., Wilson, P.R. // Solar Phys., 2002. V.205, P.231–247.
22. Wang, Y.-M., Nash A.G., Sheeley N.R. Jr. // ApJ, 1989. V. 347, P. 529–539.

**ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗ РЯДОВ НАБЛЮДЕНИЙ ЧИСЕЛ ВОЛЬФА И F_{10,7}.
ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ЦИКЛИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ
ОТ ВРЕМЕНИ, ПРОШЕДШЕГО С МОМЕНТА НАЧАЛА ЦИКЛА**

Борисов А.А.¹, Бруевич Е.А.², Розгачева И.К.³, Якунина Г.В.²

¹*Российский университет дружбы народов имени Патриса Лумумбы*

²*Государственный Астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ*

³*Всесоюзный институт научной и технической информации РАН*

**WAVELET-ANALYSIS OF SERIES OF OBSERVATIONS OF WOLF
NUMBERS AND F10, 7. THE DEPENDENCE OF THE PARAMETERS
OF CYCLIC ACTIVITY FROM THE TIME THAT HAS ELAPSED
SINCE THE BEGINNING OF THE CYCLE**

Borisov A.A.¹, Bruevich E.A.², Rozgacheva I.K.³, Yakunina G.V.²

¹*Peoples' Friendship University of Russia, Moscow*

²*Sternberg State Astronomical Institute, MSU, Moscow*

³*VINITI RAS, Moscow*

We applied the method of continuous wavelet-transform to high-quality time-frequency analysis (corresponding to Fourier transform with the replacement of the harmonic basis $\exp(-j\omega t)$ to the wavelet basis $\psi((t-b)/a)$) to the sets of observations of Wolff numbers and of the radio emission at a wavelength of 10,7 cm. Wavelet-analysis of these data reveals the following regularity: the period and the phase of relatively low-frequency oscillations of the solar flux, before this moment of time, define the parameters and the phase of more high-frequency oscillations of the solar flux, gradually changing its value in time. This phenomenon can be observed in every cycle of activity. We offer a formalized representation of this process as harmonic oscillations with amplitudes and phases, depending on the time elapsed from the moment of the beginning of the cycle.

Мы применили метод непрерывного вейвлет-преобразования для качественного частотно-временного анализа к временным рядами наблюдений чисел Вольфа и потока радиоизлучения на волне 10,7 см.

Вейвлет-анализ этих данных выявляет следующую закономерность: период и фаза относительно низкочастотных колебаний солнечного потока, предшествующих данному моменту времени, определяют параметры и фазу более высокочастотных колебаний солнечного потока, постепенно изменяющих свою величину во времени. Отметим, что подобная картина наблюдается в каждом цикле активности. Для описания этой закономерности нами предлагается формальное представление этого процесса в виде гармонических колебаний с амплитудой и фазой, зависящих от времени, прошедшего с момента начала цикла.

Вейвлет-анализ (*wavelet – всплеск*) называют микроскопом, поскольку он позволяет исследовать каждый масштаб с необходимой и достаточной для него разрешающей способностью. Как образно сказано, можно увидеть

и лес, и деревья. Сравним с частотно-временным анализом Фурье - из функции $f(t)$ с помощью преобразования Фурье получается ее частотное отображение:

$$f(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-i2\pi t} dt$$

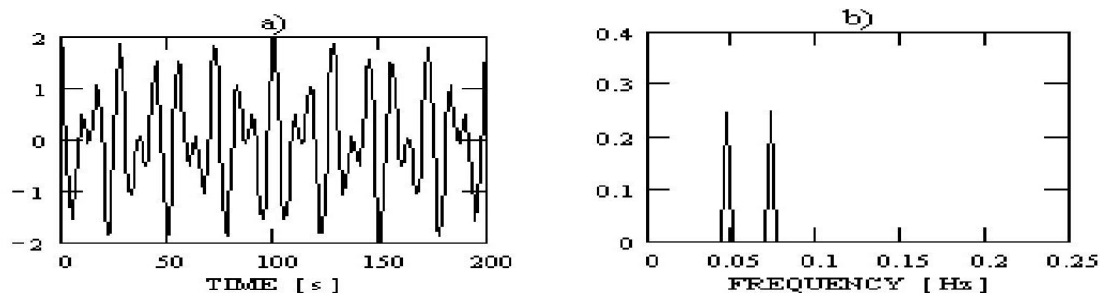


Рис. 1.

Вейвлеты – локализованные функции, которые конструируются из одного материнского вейвлета $\psi(t)$ или по любой другой независимой переменной) путем операций сдвига [1].

по аргументу (b): $\psi_{ab}(t) = (1/\sqrt{|a|}) \cdot \psi((t-b)/a)$

и масштабного изменения (a): $\psi((t-b)/a)$

Вейвлетный масштабно-временной спектр $C(a,b)$ в отличие от Фурье-спектра является функцией двух аргументов: масштаба вейвлета 'a' (в единицах, обратных частоте), и временного смещения вейвлета по сигналу 'b' (в единицах времени):

$$C(a,b) = (1/\sqrt{|a|}) \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \cdot \psi((t-b)/a) dt$$

Известно, что для анализа временных рядов, связанных с солнечной активностью наиболее подходящим является вейвлет Морле – плоская волна, модулированная гауссианой [2]:

$$\psi(t) = e^{-\frac{t^2}{\alpha^2}} e^{i2\pi t}$$

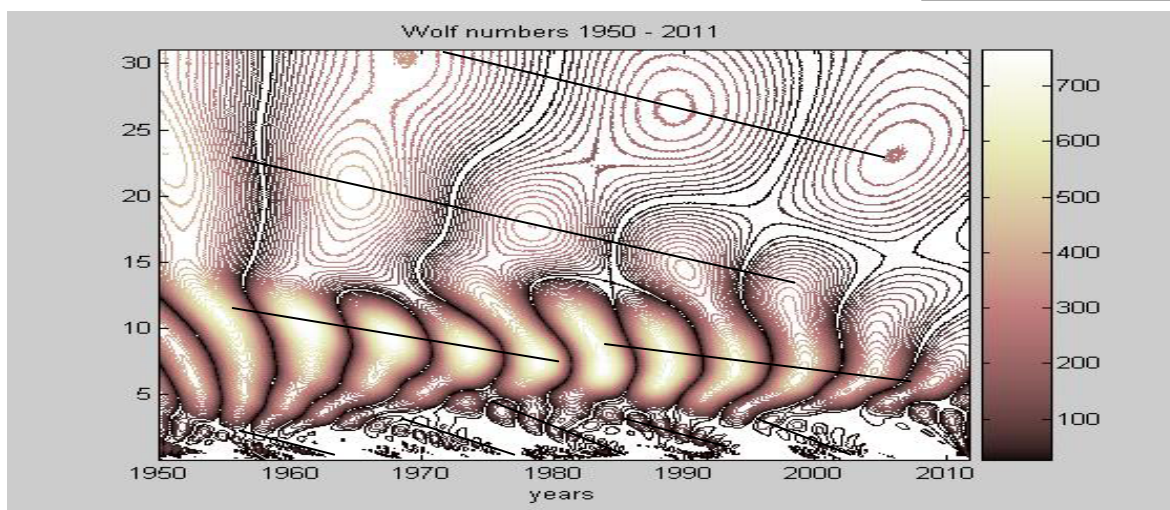


Рис. 2.

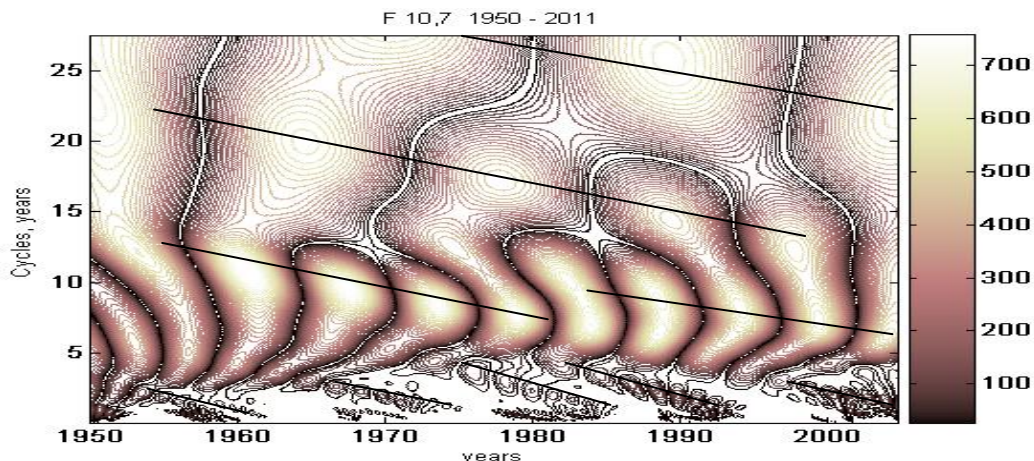


Рис. 3.

На Рис. 2 и Рис. 3 представлены вейвлет-преобразования (вейвлет Морле) среднемесячных значений чисел Вольфа и потока радиоизлучения $F_{10,7}$. Видно, что у 11-летнего, 22-летнего, а также у квазидвухлетнего циклов в течение примерно 30 лет меняется частота (период цикла).

Для постепенно изменяющих свою величину во времени относительно низкочастотных колебаний солнечного потока предположим, что если в момент времени t_0 наблюдается максимум 11-летних колебаний, тогда в момент времени $t_0 > t_1$ в высокочастотной области можно будет наблюдать порожденные этим колебанием высокочастотные колебания периода:

$$T(t) \approx T_0 - k(t) \cdot (t - t_0)$$

где $k(t)$ – коэффициент, определяющий величину изменения периода.

Пусть порожденные колебания происходят по закону:

$$A(t) = \cos\left(2\pi \frac{t-t_0}{T}\right) = \cos\left(2\pi \frac{t-t_0}{T_0 - k(t) \cdot (t-t_0)}\right)$$

Например, при постоянном значении $k(t) = 0,3$ преобразование этого периодического сигнала будет иметь следующий вид:

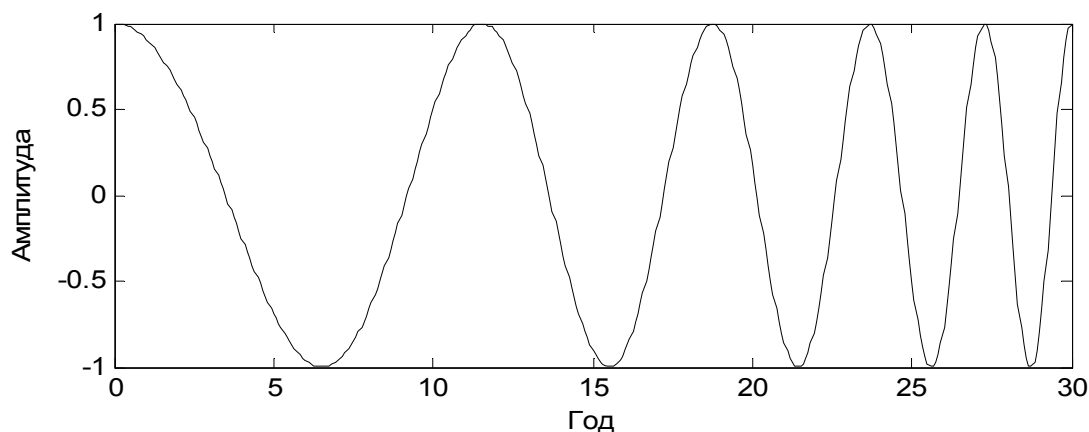


Рис. 4.

На Рис. 5 приведен вейвлет-портрет сигнала, представленного на Рис. 4 (синусоида с переменным периодом).

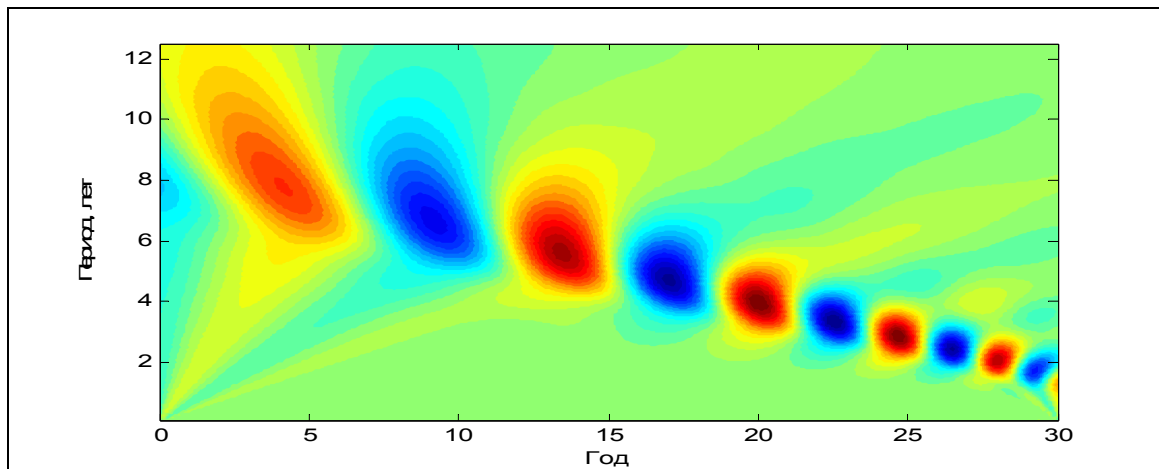


Рис. 5.

Согласно формуле $A(t)$ для вейвлет-преобразования W и $F_{10,7}$ мы можем представить изменения периода цикла T со временем. Таким образом для 11-летнего и 22-летнего циклов параметр $k(t) = \text{const} = 0,1$, а для квазидвухлетнего цикла, период которого подвержен большим изменениям со временем, параметр $k(t) = \text{const} = 0,4$.

Вейвлет-анализ временных рядов W и $F_{10,7}$ выявил непостоянство периодов цикличности этих индексов активности.

Период и фаза относительно низкочастотных колебаний солнечного потока, предшествующих данному моменту времени, определяют параметры и фазу более высокочастотных колебаний солнечного потока, постепенно изменяющих свою величину во времени.

Работа поддержана грантами РФФИ 11-02-00843а и ФСРК 16.740.11.0465.

Литература

1. *Витязев В.В.*, “Вейвлет-анализ временных рядов”, Изд. СПбГУ, 2001.
2. *Черных Ю.В.*, “Методы анализа временных рядов, связанных с солнечной активностью”, Труды СПИИРАН., Вып. 1, т. 3, СПб, 2003.

АКТИВНОСТЬ АТМОСФЕР СОЛНЦА И ЗВЕЗД СОЛНЕЧНОГО ТИПА КАК СЛЕДСТВИЕ ЦИКЛИЧЕСКИХ ВАРИАЦИЙ ГЛОБАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Бруевич Е.А.¹, Розгачева И.К.², Якунина Г.В.¹

¹Государственный. Астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ, Москва

²Всесоюзный институт научной и технической информации РАН, Москва

THE ACTIVITY OF THE ATMOSPHERES OF THE SUN AND SOLAR-TYPE STARS AS A CONSEQUENCE OF THE CYCLIC VARIATIONS OF THE GLOBAL MAGNETIC FIELD

Bruevich E.A.¹, Rozgacheva I.K.², Yakunina G.V.¹

¹Sternberg State Astronomical Institute, MSU, Moscow

²VINITI RAS, Moscow

Various manifestations of solar activity are considered as a consequence of cyclic changes of the global magnetic field of the Sun. As a result of the analysis of magnetic activity solar-type stars the following power dependences were found: the dependence between the period of the rotation of stars and their effective temperature $P_{rot} \sim T_{eff}^{-3,9}$, the dependence between the duration of the «11-year» cycle of activity and effective temperature $T_{11} \sim T_{eff}^{-1,1}$, the dependence between the duration of the quasi-biennial cycle of activity and effective temperature $T_2 \sim T_{eff}^{-0,79}$. It is shown that the physical nature of these dependences is associated with the observed properties of solar-type stars and the existence of internal Rossby waves around the base of convective shells of these stars.

В настоящее время трудно предсказать детали эволюции каждой активной области. Однако суммарное изменение активных областей носит циклический характер. Наряду с основным 11-летним циклом солнечной активности, длительность которого варьирует от 7 до 17 лет, обнаружены также циклы магнитной активности с меньшей амплитудой – 5,5-летние, квазидвухлетние, вековые, полувековые и проч. [1].

В теории солнечного динамо [2–3] магнитная активность Солнца объясняется с помощью действия двух главных эффектов: генерации азимутального (тороидального) поля из крупномасштабного поля (полоидального) благодаря дифференциальному вращению конвективной оболочки (Ω -эффект) и образование полоидального поля из локальных биполярных магнитных областей тороидального поля (α -эффект) благодаря дифференциальному вращению. Предполагается, что в максимуме 11-летнего цикла полоидальное поле, из которого было сгенерировано тороидальное поле, уже исчезло, и начинается генерация нового полоидального поля. Теория солнечного $\alpha\Omega$ -динамо хорошо моделирует следующие явления локальной магнитной активности на Солнце и звездах:

- образование сильных локальных магнитных полей (порядка 0,1 Тесла), эволюция которых приводит к появлению пятен, факелов, флоккулов, вспышек, протуберанцев;
- цикличность магнитной активности;
- закон Шперера;
- 11-летние циклы связаны друг с другом, и частично налагаются друг на друга, потому что вблизи минимумов активности, когда последние пятна старого цикла еще видны на экваторе Солнца, пятна нового цикла уже появляются на высоких гелиоширотах;
- на графике зависимости годовых чисел Вольфа от времени длительность ветви роста цикла уменьшается с ростом амплитуды цикла, а площадь под ветвью спада цикла увеличивается с ростом амплитуды цикла.

Мы использовали данные обработки наблюдений вариаций потоков хромосферного излучения Солнца и 52 звезд программы "НК-проект" из нашей Таблицы (опубликованной в [4]) для статистического анализа и поиска связи между периодами вращения звезд P_{rot} и их эффективными температурами T_{eff} . Диаграмма «период вращения – эффективная температура» для 52 звезд солнечного типа представлена на Рис. 1.

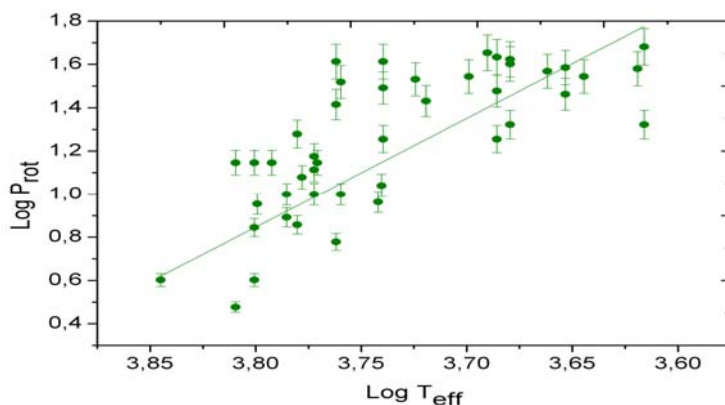


Рис. 1.

Уравнение линейной регрессии имеет следующий вид:

$$\log P_{rot} = 15,7 - 3,87 \cdot \log T_{eff}$$

Линейный коэффициент корреляции (коэффициент корреляции Пирсона) этой зависимости равен 0,73. Согласно критерию Пирсона линейная зависимость между P_{rot} и T_{eff} статистически значима при заданном уровне значимости равном 0,05. Таким образом, для исследуемой выборки звезд период вращения и эффективная температура связаны степенной зависимостью: $P_{rot} \sim T_{eff}^{-3,9}$. Диаграмма «длительность цикла – эффективная температура» для «11-летних» циклов T_{11} для 46 звезд из Таблицы представлена на Рис. 2.

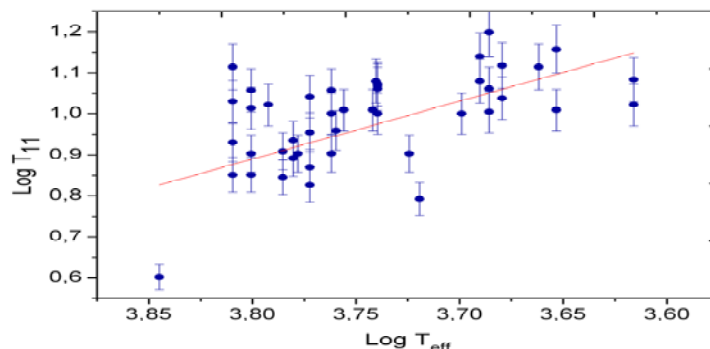


Рис. 2.

Уравнение линейной регрессии имеет следующий вид:

$$\log T_{11} = 5,15 - 1,11 \cdot \log T_{eff}$$

Линейный коэффициент корреляции (коэффициент корреляции Пирсона) зависимости равен (- 0,67). Согласно критерию Пирсона линейная зависимость между T_{11} и T_{eff} статистически значима при заданном уровне значимости равном 0,05. Таким образом, для исследуемой выборки звезд «одинадцатилетние циклы» T_{11} и эффективные температуры T_{eff} связаны степенной зависимостью: $T_{11} \sim T_{eff}^{-1,1}$. Диаграмма «длительность квазидвулетнего цикла - эффективная температура» для 27 звезд из Таблицы представлена на Рис. 3.

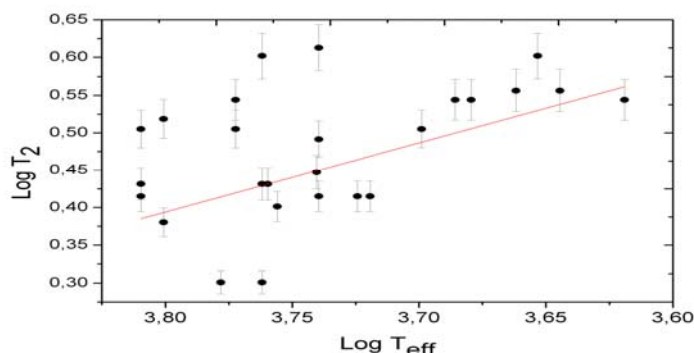


Рис. 3.

Уравнение линейной регрессии имеет следующий вид:

$$\log T_2 = 3,46 - 0,79 \cdot \log T_{eff}$$

Коэффициент корреляции точек к линии равен (- 0,51). Согласно критерию Пирсона зависимость статистически значимая: $T_2 \sim T_{eff}^{-0,79}$

В нашей работе [4] показано, что на диаграмме «период вращения – эффективная температура» звезды солнечного типа должны располагаться вблизи линии с уравнением $\log \left(\frac{P_{rot}}{120d} \right) = -4 \log \left(\frac{T_{eff}}{1K} \right) + const$, и это уравнение в пределах ошибок согласуется с соответствующим уравнением регрессии, см. Рис. 1.

В работе [5] выполнено численное моделирование гидромагнитного динамо. Рассмотрена конвективная оболочка из двух слоев турбулентной и ламинарной конвекции. Обнаружено, что численная модель солнечного динамо согласуется с наблюдаемой локальной магнитной активностью, если в конвективной оболочке есть слои ламинарной и турбулентной конвекций. Поэтому вероятно, конвективная оболочка Солнца стратифицирована на слои с различным типом конвекции. Мы использовали этот модельный результат для описания физической природы гидромагнитного динамо различных масштабов.

Процесс магнитной активности начинается с образования гигантских конвективных ячеек в слое вблизи основания конвективной оболочки благодаря нагреванию плазмы фотонами из лучистой зоны. Согласно нашим оценкам, представленным в работе [6], получаем следующую связь длительности цикла и эффективной температуры: $T_{\text{цикл}} \sim T_{\text{eff}}^{-5/4}$.

Мы полагаем, что зависимость “период вращения – эффективная температура” (Рис. 1) является естественным законом для звезд Главной последовательности. Также нами предлагается (полный текст см. [6]) физическая картина взаимосвязи наблюдаемых свойств локальной и глобальной магнитных активностей Солнца. Основным новым моментом в этой картине является гипотеза о возможности существования нескольких слоев в конвективной оболочке у звезды солнечного типа. Должно существовать не менее двух слоев. Вблизи основания конвективной оболочки находится слой ламинарной конвекции, который состоит из гигантских конвективных ячеек. Благодаря вращению на поверхности этого слоя формируются волны Россби. Локальная и глобальная магнитные активности взаимосвязаны благодаря существованию внутренних волн Россби и первичного полоидального поля. В рамках предложенной гипотезы о существовании внутренних волн Россби можно объяснить зависимость “длительность цикла активности – эффективная температура” для одиннадцатилетних и квазидвулетних циклов, см. Рис. 2 и Рис. 3. Длительность цикла активности по порядку величины равна характерному времени генерации волн Россби.

Работа поддержана грантами РФФИ 11-02-00843а и ФСРК 16.740.11.0465

Литература

1. *Витинский Ю.И., Конецкий М., Куклин Г.В.*, Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца, М.: Наука, 1986.
2. *Parker E.N.*, *Cosmical Magnetic Fields*, Clarendon Press, Oxford, 1979.
3. *Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А.*, Турбулентное динамо в астрофизике. М., Наука, 1980.
4. *Bruevich E.A., Rozgacheva I.K.*, arXiv: astro-ph.1204.1148, 2012.
5. *Seehafer N., Gellertl M., Kuzanyan K. M., Pipin V. V.*, *Adv. Space Res.*, 32. №. 10, 1819-1833, 2003.
6. *Bruevich E.A., Rozgacheva I.K.*, arXiv: astro-ph.1204.5705, 2012.

ЦИКЛИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ СОЛНЦА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ИНДЕКСОВ АКТИВНОСТИ НА РАЗНЫХ ВРЕМЕННЫХ ШКАЛАХ

Бруевич Е.А., Якунина Г.В.

Государственный Астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ

CYCLIC ACTIVITY OF THE SUN ACCORDING TO THE OBSERVATIONS OF INDICES OF ACTIVITY IN THE DIFFERENT TIME SCALES

Bruevich E.A., Yakunina G.V.

Sternberg State Astronomical Institute, MSU, Moscow

We applied the method of continuous wavelet-transform to the high-quality time-frequency analysis of the time series of observations of Wolff numbers, radio emission at a wavelength of 10,7 cm, Mg II 2800 nm index, the coronal line 530 nm fluxes, flare index Fl I, the index Counts of Flares and the TSI fluxes. At the same time with the existence of the 11-year cycle of solar activity (with a maximum amplitude) the wavelet-analysis makes it possible to identify a set of cycles with different periods (with a much smaller in amplitude). For indexes of activity (corresponding to the observations of the Sun at different levels of the solar atmosphere) the frequency-temporal characteristics of the wavelet transform, on the whole, are quite similar to each other. However, you can see some differences, especially in times of maximums and minimums of the main 11-year cycles.

Мы применили метод непрерывного вейвлет-преобразования для частотно-временного анализа к временным рядами наблюдений нескольких солнечных индексов активности. Метод вейвлет-анализа (вейвлет – всплеск) является современным методом анализа сигналов: от одномерных изменяющихся во времени сигналов, двумерных изображений до многомерных фазовых портретов в физике элементарных частиц. Целью вейвлет-анализа является представление исследуемой функции в каждой точке ее области определения виде набора функций с заданными свойствами. Поэтому вейвлет-анализ позволяет изучать локальные свойства сигналов (локализация во времени, пространстве или на фазовом множестве) и их продолжительность (или форму для двумерных или многомерных изображений). Вейвлет-анализ имеет преимущество перед преобразованием Фурье, которое дает только сведения о наборе периодов, но не определяет, где произошло изменение периода. Мы использовали данные наблюдений NASA <http://www.ngdc.noaa.gov/stp/spaceweather.html>.

Результатом вейвлет-преобразования одномерного числового ряда (сигнала) является двумерный массив значений коэффициентов $C(a,b)$ [1].

На Рис. 1 представлены результаты вейвлет-анализа рядов W (слева) и потоков радиоизлучения $F_{10,7}$ (справа). Плоскость XY соответствует частотно-временной плоскости ab : a – Y (Cyclicality, years), b - X – (Time, years).

Величина вейвлет - коэффициентов $S(a,b)$ отложена по оси Z – аналог Power density из Фурье-анализа.

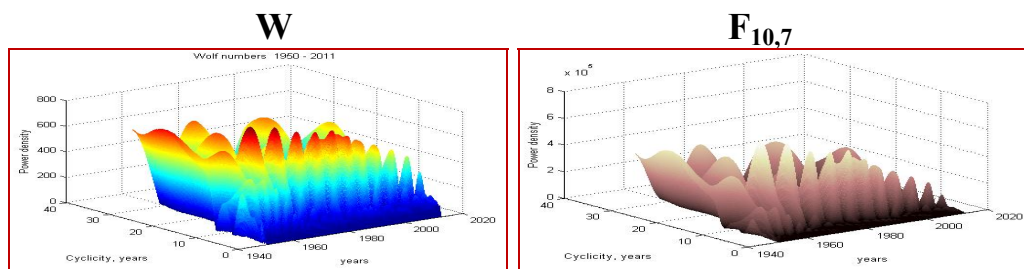


Рис. 1.

Наиболее распространенный способ – проекция на плоскость ab с изоуровнями, что позволяет проследить изменения коэффициентов на разных масштабах во времени, а также выявить картину локальных экстремумов этих поверхностей. На примере вейвлет-анализа наблюдений потоков в линии 530,3 нм (Рис. 2) мы видим, что локальные экстремумы большей амплитуды описывают цикличность с периодом около 10 лет и с меньшей амплитудой описывают квазидвухлетнюю цикличность.

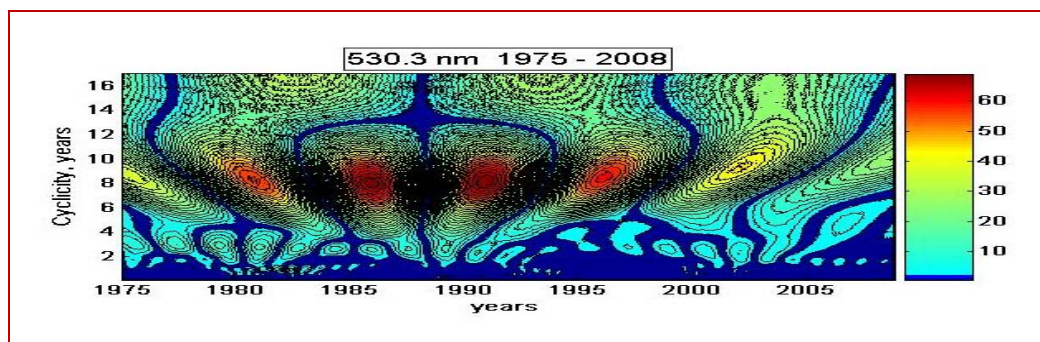


Рис. 2.

На Рис. 3 и Рис. 4 представлены среднемесячные значения W и $F_{10,7}$ и результаты вейвлет-анализа этих рядов. Расчеты производились с помощью вейвлета Морле, наиболее подходящим для анализа временных рядов, связанных с солнечной активностью [2].

На Рис. 5 и Рис. 6 представлены среднемесячные значения индексов – вспышечный индекс $Fl I$ и числа вспышек $Counts\ of\ flares$ и результаты вейвлет-анализа этих рядов.

В результате того, что относительные амплитуды колебаний в цикле активности для этих индексов очень малы (для TSI и $Mg II \sim 0,1- 0,2 \%$) и погрешности неоднородных наблюдений (различная аппаратура на нескольких спутниках) играют большую роль, чем в случае других индексов активности, оказалось невозможным провести качественный частотно-временной анализ TSI и хромосферного индекса $Mg II 2800\ nm$.

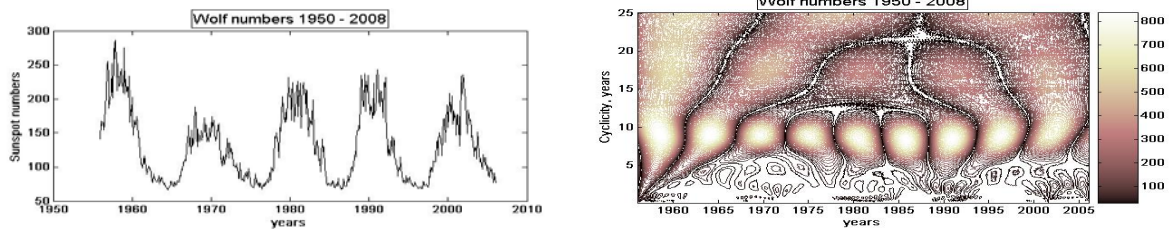


Рис. 3.

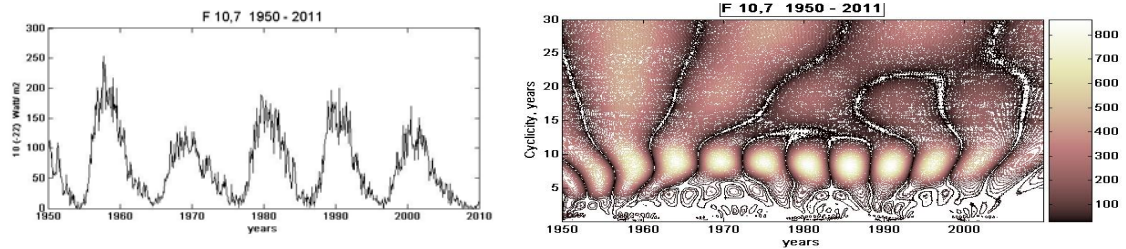


Рис. 4.

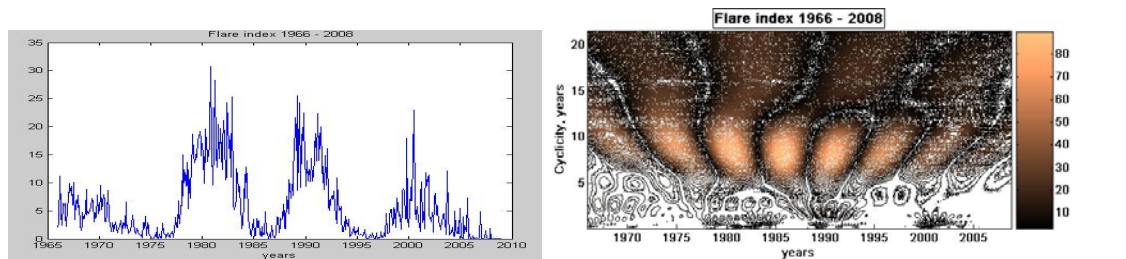


Рис. 5.

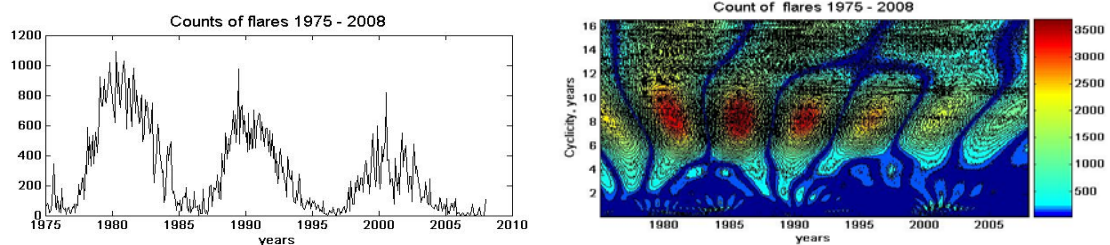


Рис. 6.

Для выявления цикличности на квазидвухлетних (quasi-biennial) временных масштабах мы воспользуемся рядом среднемесячных значений чисел Вольфа (циклы 19–23), см. Рис. 7. Стрелками отмечены циклы с 5-летним, квазидвухлетним и 1,3-летним периодами. В 20-м веке период основного цикла активности равен в среднем 10,2 года.

На рис. 8 мы представили разрез (локальное отображение) вейвлет-коэффициентов $S(a,b)$ для рядов наблюдения $F_{10,7}$ из Рис. 4 для трех дат наблюдения: для минимума (1985), фазы роста (1977,5) и максимума (2002). Видно, что идеально соответствует величине цикла в 10 лет вейвлет-картинка для фазы роста цикла. В минимуме цикла локальное вейвлет-отображение дает величину меньшую (8–9) лет, а в максимуме 2002 года вейвлет-отображение основного периода даже разбивается на 3 уровня от 6 до 14 лет, что говорит о вмешательстве стохастических процессов в регулярную локальную цикличность в минимуме и максимуме циклов. Таким

образом, локальные значения периода циклов в 10 лет мы можем видеть на фазах роста и спада, вне минимумов и максимумов.

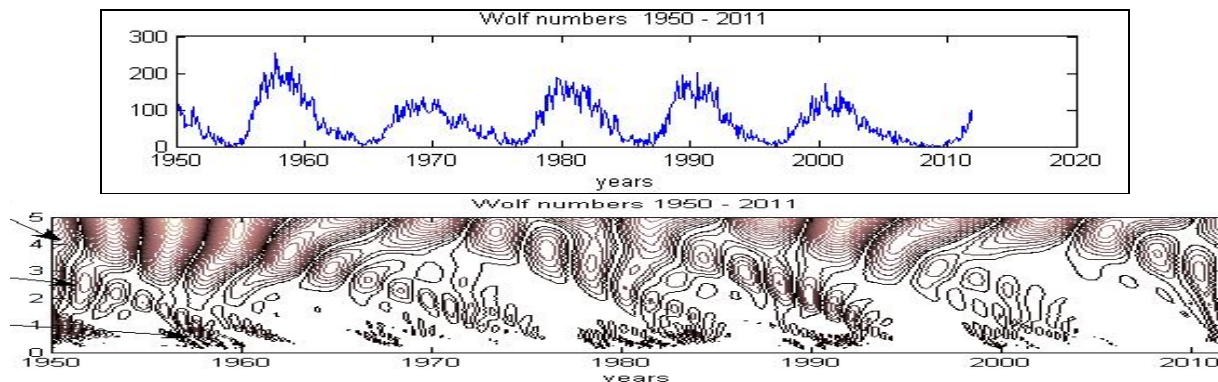


Рис. 7.

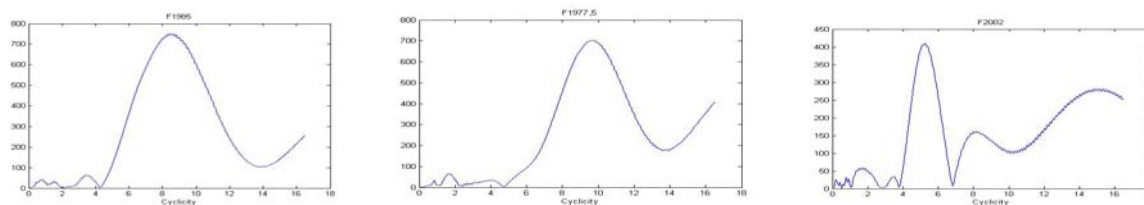


Рис. 8.

Выводы

1. Для всех рассмотренных индексов активности длительность основного цикла совпадает с длительностью 11-летнего цикла. Наряду с этим максимальным по амплитуде основным циклом активности вейвлет-анализ дает возможность выявить целый набор циклов активности с различными периодами (значительно меньшими по амплитуде). Для всех индексов активности, вейвлет - преобразования, в основном, достаточно сходны между собой, но есть и некоторые отличия, особенно в периоды максимумов и минимумов основных 11-летних циклов.

2. Вейвлет-анализ показывает, что в течение 11-летнего основного цикла активности на Солнце происходят нерегулярные процессы с периодом ≈ 5.5 года, что согласуется с выводами [3].

Работа поддержана грантами РФФИ 12-02-00884 и 11-02-00843а.

Литература

1. Витязев В.В., “Вейвлет-анализ временных рядов”, Изд. СПбГУ, 2001.
2. Черных Ю.В., “Методы анализа временных рядов, связанных с солнечной активностью”, Труды СПИИРАН., Вып. 1, т. 3, СПб, 2003.
3. Borisov, A.A.; Bruevich, E.A.; Rozgacheva, I.K.; Yakunina, G.V., The Sun: New Challenges, Astrophysics and Space Science Proceedings, Volume 30. P. 221, 2012, arXiv: astro-ph.1204.1148, 2012.

МАГНИТНЫЕ ПОТОКИ ВЕДУЩИХ И ВЕДОМЫХ ПЯТЕН И N-S АСИММЕТРИЯ ФОТОСФЕРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Вернова Е.С.¹, Тясто М.И.¹, Баранов Д.Г.²

¹*Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия*
e-mail: helena@EV13934.spb.edu

²*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

LEADING AND FOLLOWING SUNSPOT FLUXES AND THE N-S ASYMMETRY OF THE PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELD

Vernova E.S.¹, Tyasto M.I.¹, Baranov D.G.²

¹*IZMIRAN, St.-Petersburg Filial; St.-Petersburg, Russia*
e-mail: helena@EV13934.spb.edu

²*A.F. Ioffe Physical-Technical Institute, St.-Petersburg, Russia*

Photospheric magnetic fields are studied using Kitt Peak synoptic maps. N-S asymmetry of the magnetic fluxes is considered as well as the imbalance between the positive and the negative fluxes. It is shown, that the sign of the N-S asymmetry is connected with the phase of the 11-year cycle (before or after the inversion); the sign of the imbalance of the positive and the negative fluxes depends both on the phase of the 11-year cycle and on the parity of the solar cycle.

На основе синоптических карт обсерватории Китт Пик за 1976–2003 годы (<http://nsokp.nso.edu/>) исследуются сильные фотосферные магнитные поля ($B > 100$ Гс) в зоне пятнообразования (гелиошироты $\pm 40^\circ$). Для каждой синоптической карты вычислялись четыре характеристики магнитного поля: F_N^{pos} , F_N^{neg} , F_S^{pos} , F_S^{neg} . Положительные и отрицательные потоки для северного (F_N^{pos} , F_N^{neg}) и южного (F_S^{pos} , F_S^{neg}) полушарий Солнца совпадают по знаку с полями ведущих или ведомых пятен в каждом полушарии, и их можно рассматривать как потоки ведущих или ведомых пятен.

Хотя каждый из четырех потоков изменяется с 11-летним солнечным циклом, можно найти определенные закономерности в дисбалансе этих потоков, которые оказались связаны с четвертью магнитного цикла Солнца.

Мы рассмотрели для 21-го солнечного цикла корреляции для четырех указанных потоков. Положительные и отрицательные потоки для одного и того же полушария показывают очень высокий коэффициент корреляции (R). Для N-полушария $R = 0.97$, для S-полушария $R = 0.98$. Гораздо менее тесная связь наблюдается, когда мы сравниваем корреляцию потоков разных полушарий (коэффициенты корреляции меняются от 0.52 до 0.58). Несмотря на высокий коэффициент корреляции между положительным и отрицательным потоками одного и того же полушария имеется дисбаланс этих потоков. Дисбаланс меняется с 22-летним циклом Хейла: в течение 11

лет от одного минимума до другого знак дисбаланса сохраняется и всегда совпадает со знаком ведущего пятна в данной полусфере [1, 2].

Можно рассмотреть потоки, которые соответствуют только ведущим пятнам N и S полушарий в 21 солнечном цикле ($F_N^{\text{pos}} > 0$ и $F_S^{\text{neg}} < 0$). Дисбаланс этих потоков ($\Delta F_{\text{lead}} = F_N^{\text{pos}} + F_S^{\text{neg}}$, рис. 1а) от минимума до инверсии (1981) положителен, что соответствует большему положительному потоку, который создается ведущими пятнами N-полушария.

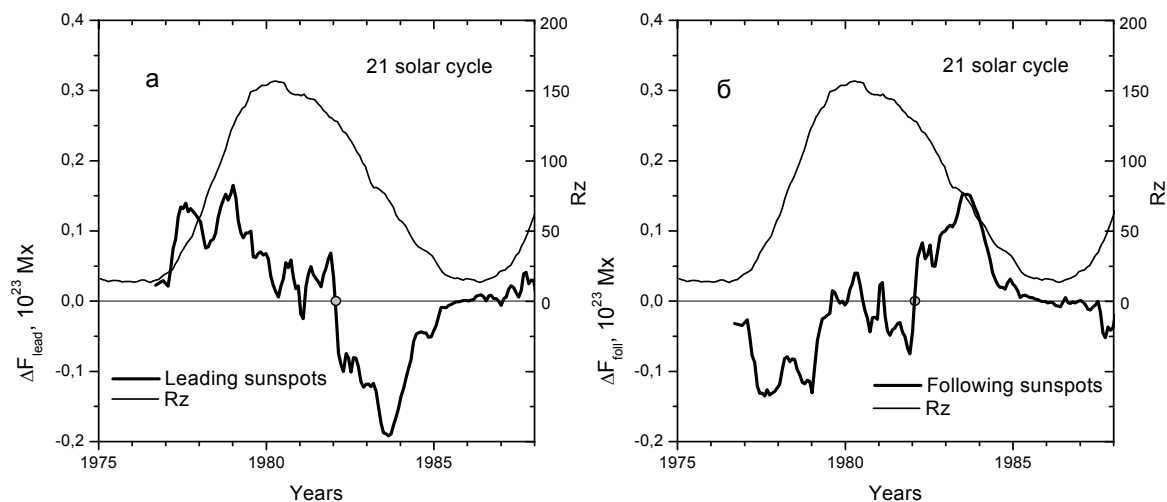


Рис. 1.

В период инверсии общего магнитного поля Солнца (ОМПС) знак дисбаланса меняется, он становится отрицательным, что соответствует большему отрицательному потоку, который создается ведущими пятнами S-полушария. Рассмотрим дисбаланс потоков, которые соответствуют только ведомым пятнам N и S полушарий в 21 солнечном цикле ($\Delta F_{\text{foll}} = F_N^{\text{neg}} + F_S^{\text{pos}}$, рис. 1б). От минимума до инверсии дисбаланс отрицателен, что означает доминирование N-полушария. От инверсии до минимума дисбаланс положителен, что означает доминирование S-полушария.

Таким образом, для четверти 22-летнего магнитного цикла сохраняется знак дисбаланса потоков ведущих (ведомых) пятен, причем как для ведущих, так и для ведомых пятен от минимума до инверсии будет доминировать N-полушарие, после инверсии до минимума – S-полушарие.

Как известно, 22-летний магнитный цикл проявляется в изменении полярностей ведущих и ведомых пятен в минимумах солнечной активности (цикл Хейла) и в изменении ОМПС вблизи от максимумов солнечной активности (СА). В ходе 22-летнего магнитного цикла существуют моменты, когда меняется соотношение полярностей глобальных и локальных полей. Эти моменты связаны либо с инверсией ОМПС, либо со сменой полярностей у ведущих и ведомых пятен. Таким образом, в течение 22-летнего цикла есть четыре интервала, когда сохраняются полярности глобального магнитного поля и полярности ведущих полей для каждого из полушарий, то есть сохраняется постоянная магнитная конфигурация гло-

бальных и локальных полей на Солнце. Эти интервалы характеризуются постоянным знаком дисбаланса потоков ведущих (ведомых) пятен (рис. 1а,б).

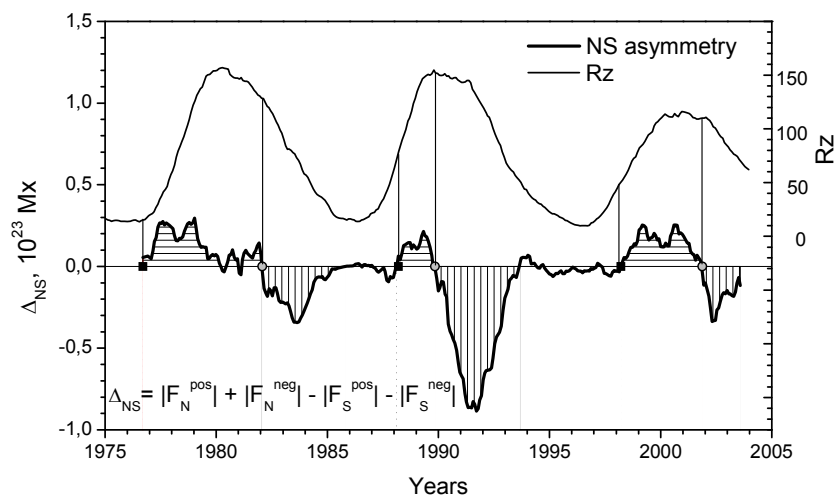


Рис. 2.

Закономерность изменения дисбаланса ведущих пятен и дисбаланса ведомых пятен определяет доминирование N-полушария на фазе подъема и доминирование S-полушария на фазе спада. Этот же результат можно получить при рассмотрении N-S асимметрии магнитных потоков (рис. 2). Видно, что в годы низкой СА северо-южная асимметрия (Δ_{NS}) близка к нулю. Знак асимметрии меняется два раза: в период инверсии ОМПС и в минимуме СА. В результате мы видим строгую последовательность доминирования полушарий. От минимума СА до инверсии знак Δ_{NS} положителен, что означает доминирование N-полушария. В период инверсии знак Δ_{NS} становится отрицательным, что означает переход доминирования к S-полушарию. Вблизи от минимума СА снова происходит смена знака и доминирующим становится N-полушарие.

Таким образом, если разбить 11-летний солнечный цикл на две части (от минимума до инверсии и от инверсии до минимума), то всегда для первой части будет доминировать N-полушарие, в то время как для второй части – S-полушарие. То есть справедлива следующая формула, определяющая знак N-S асимметрии для двух частей солнечного цикла:

$$\text{sign } \Delta_{NS} = (-1)^{k+1}, \quad (1)$$

где $k = 1$ соответствует периоду от минимума 11-летнего цикла до инверсии; $k = 2$ соответствует периоду от инверсии до минимума [3].

Выводы, полученные для дисбаланса магнитных потоков ведущих и дисбаланса ведомых пятен для 21 солнечного цикла, справедливы и для других солнечных циклов. Дисбаланс ведущих пятен всегда находится в противофазе с дисбалансом ведомых пятен. Знак дисбаланса магнитных

потоков ведущих (ведомых) пятен сохраняется на протяжении 11 лет и меняет знак в период инверсии ОМПС [3].

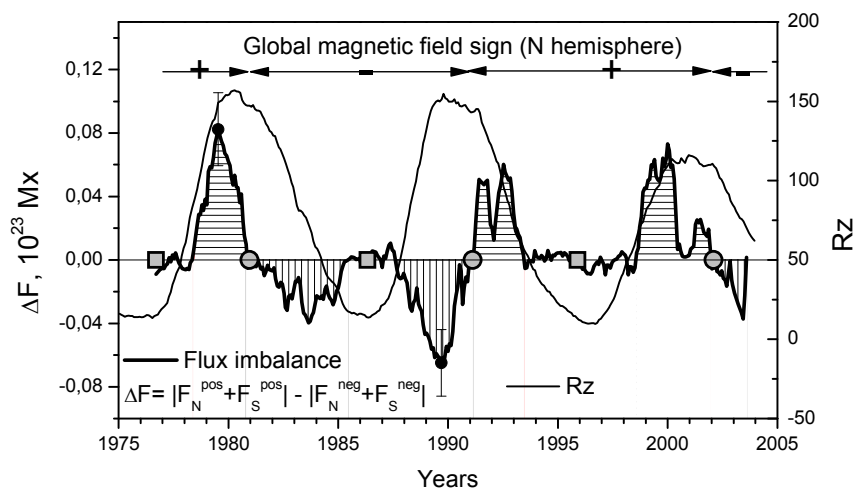


Рис. 3.

Важно подчеркнуть, что для ведущих пятен всегда знак дисбаланса совпадает со знаком ОМПС в северном полушарии. Если рассмотреть дисбаланс положительных и отрицательных потоков для всей приэкваториальной области $\pm 40^\circ$ (рис. 3), то он оказывается таким же, как дисбаланс только ведущих пятен: все основные особенности сохранения и смены знака временного хода повторяются. Таким образом, общий дисбаланс сохраняет свой знак в течение 11 лет от одной инверсии ОМПС до другой, причем знак дисбаланса всегда совпадает со знаком ОМПС в N-полушарии.

Закономерность изменения знака дисбаланса положительных и отрицательных магнитных потоков (ΔF) можно выразить формулой:

$$\text{sign } \Delta F = (-1)^{n+k}, \quad (2)$$

где $n = 1$ для нечетного и $n = 2$ для четного солнечного цикла; $k = 1$ соответствует интервалу от минимума до инверсии, $k = 2$ интервалу от инверсии до минимума). Действительно, знак дисбаланса будет определяться тем, четным или нечетным является данный цикл, и к какой части 11-летнего цикла (к 1-ой или 2-ой) он относится.

Знак северо-южной асимметрии магнитных потоков, также как и знак дисбаланса положительных и отрицательных потоков зависит от четверти 22-летнего магнитного цикла Солнца. Знак северо-южной асимметрии определяется только фазой 11-летнего цикла (до или после инверсии); знак дисбаланса положительных и отрицательных потоков определяется двумя факторами: четностью солнечного цикла и фазой 11-летнего цикла.

Литература

1. Вернова Е.С., Тясто М.И., Баранов Д.Г. Тр. конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2011», Пулковое, с. 31, 2011.
2. Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д. Астроном. ж., т. 84, №4, с. 380, 2007.
3. Vernova E., Tyasto M., Baranov D. arXiv.org (arXiv:1203.5514), 2012.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ И ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ НЕЙТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ НА МАГНИТОГРАММАХ SDO

Волобуев Д.М.

ГАО РАН, Санкт-Петербург

IDENTIFICATION AND PARAMETRIZATION OF NEUTRAL LINE ON SDO MAGNETOGRAM

Volobuev D.M.

Pulkovo Observatory, St.-Petersburg

Polarity inversion line (PIL) crossing the active region (AR) at the level of photosphere is known to be one of the most important features for analysis of magnetic fields evolution and prediction of solar flares and coronal mass ejections (CME). Here we present an efficient algorithm for identification of PIL on Solar Dynamic Observatory (SDO) Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) magnetograms. The algorithm identifies PILs within AR via extracting of connected pairs of pixels having opposite magnetic polarity. Large PILs are selected to calculate gradient across the PIL. Calculations are made for the 48-hours sequence of magnetograms for AR 11158 and AR 11166 and show synchronous evolution of PIL parameters before X-class flare independent of the strong gradient threshold.

Введение

Проблема прогноза сильных вспышек не решена к настоящему моменту, поэтому поиск и аккуратное вычисление потенциальных предикторов является актуальной задачей солнечной физики. Нейтральная линия разделяет противоположные полярности магнитного поля. Магнитограммы SOHO и SDO, измеряющие одну из компонент поля (т.н. линию взгляда, LOS) на уровне фотосферы, позволяют идентифицировать нейтральную линию [1, 2], и связать ее со вспышечной и КВМ – продуктивностью активной области (АО) [3–7]. Современные алгоритмы [8, 9], как правило, используют сглаживание для аппроксимации поля гладкой функцией и проведения линии изменения полярности как линии контура с нулевой интенсивностью. Положение нейтральной линии зависит в этом случае от параметров сглаживания. В предыдущей работе [10] мы показали возможность точного определения пар пикселей противоположной полярности, составляющих нейтральную линию. При этом, следуя работам других авторов (напр. [8]), линия фона обрезалась пороговым значением магнитного поля, длина линии определялась простым суммированием пикселей. В данной работе мы уходим от порога по магнитному полю, выделяя линию в пределах АО по морфологическим признакам, вводим параметризацию линии и корректное локальное вычисление градиента и длины. На примере активных областей 11158 и 11166 мы показываем, что градиент-взвешенная длина нейтральной линии перед вспышкой класса X существенно воз-

растает, причем как с использованием, так и без использования порога сильного поля.

Алгоритм

По сравнению с SOHO инструмент SDO HMI позволяет производить существенно более точные измерения магнитного поля, при этом точность определения нулевого поля наиболее высокая и составляет 0.05 Гаусс. Поэтому подход поиска пар пикселей противоположных полярностей [10] представляется нам наиболее перспективным для точного определения положения нейтральной линии. Однако, задание порога сильного поля приводит к дискретности PIL и трудностям вычисления ряда параметров, в частности кривизны. Поэтому мы реализовали следующие шаги для морфологического разделения нейтральной линии в пределах АО и фона.

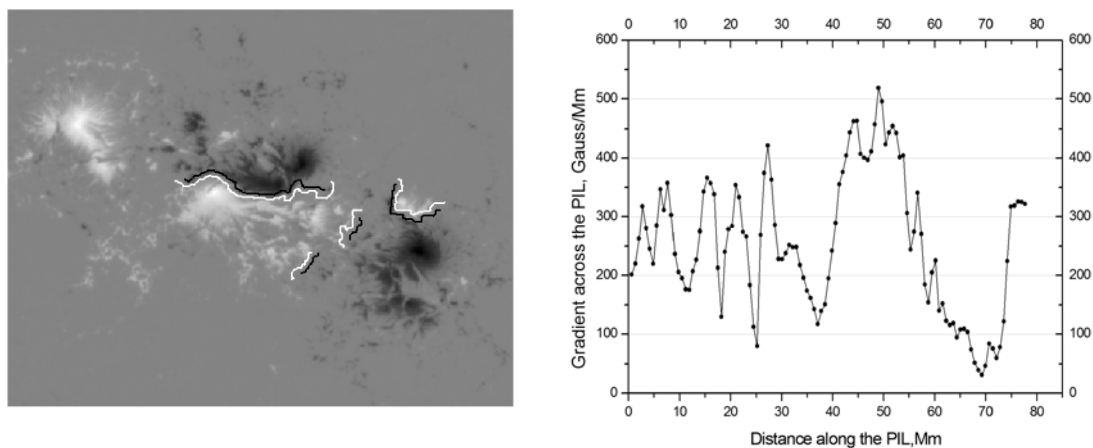


Рис. 1. Слева: пример нейтральной линии внутри АО11158. Линия размыта на один пиксель, чтобы избежать выделенности направлений при вычислении градиента. Границы положительной и отрицательной полярности нейтральной линии, выделенные черным и белым цветами соответствуют пикселям, в которых вычислялся градиент. Направление для вычисления градиента определялось минимальным расстоянием до границы противоположной полярности. Справа: Пример изменения поперечного градиента вдоль нейтральной линии для ее наиболее длинного непрерывного отрезка.

1. Идентификация нейтральной линии
2. Вычитание нейтральной линии из магнитограммы
3. Определение только крупных объектов в остатке после вычитания
4. Дилатация крупных объектов
5. Идентификация нейтральной линии на множестве крупных объектов
6. Оконтуривание и параметризация нейтральной линии
7. Вычисление параметров: длины, кривизны и градиента

Шаг (1) выполняется по ранее опубликованному алгоритму (10). Шаги (2–4) позволяют морфологически отделить АО от фона. Шаг (5) повторяет шаг (1) в пределах выделенной АО. Шаги (6–7) позволяют параметризовать линию, и вычислить ее локальные параметры. Работа алгоритма тес-

тировалась на модельном объекте: магнитное поле задавалось в виде двух полуконусов ориентированных навстречу друг другу и соприкасающихся вдоль разреза-образующей, в этом примере нейтральная линия имеет форму S-кривой, распространенной для δ -конфигураций. Исходные коды алгоритма вместе с тестовым примером опубликованы на www.matlabcentral.com fileID #31649

Параметры

Наиболее интересным параметром нейтральной линии с точки зрения прогноза вспышек и КВМ является градиент-взвешенная длина. Параметр изначально был предложен для векторных магнитограмм [1]

$$WL_{SG} = \int |\nabla B_z| dl . \quad (1)$$

Здесь градиент вычисляется поперёк нейтральной линии, на участках, где поперечная компонента больше некоторого порога сильного поля. Интеграл вычисляется вдоль линии. Дискретизация интеграла приводит к выражению

$$WL_{SG} = \sum_i \frac{(B_z^+ - B_z^-)_i}{l_{\perp i}} l_i, \quad [\text{Гаусс}] \quad (2)$$

При этом для LOS магнитограмм порог определяется для той же компоненты поля [11]. На Рис. 2 показана эволюция этого параметра с порогом сильного поля (100 Гаусс/Мм) и с нулевым порогом (WL_0). Другое определение предполагает простое суммирование поперечных градиентов вдоль линии, что несколько упрощает вычисления [7].

$$GWILL_{MH} = \sum \nabla B \quad [\text{Гаусс/Мм}]. \quad (3)$$

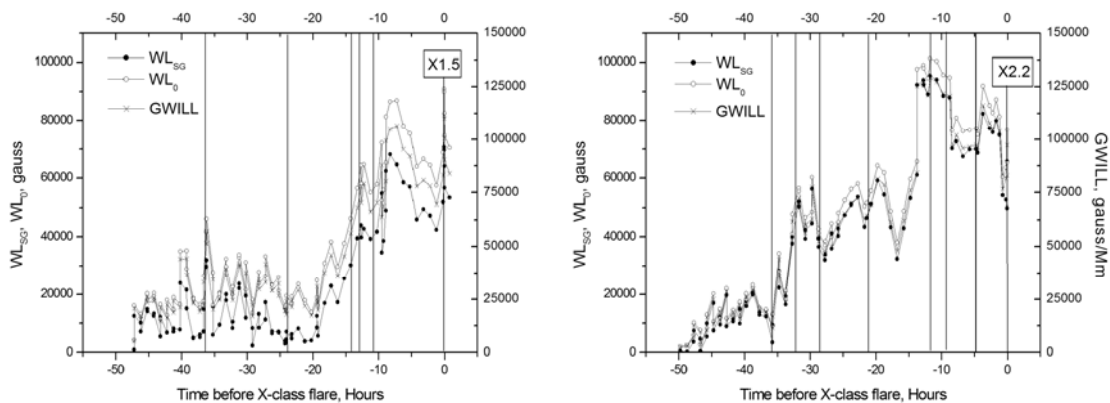


Рис. 2. Эволюция параметров GWILL, WLSG и WL_0 для АО 11166 (слева) и АО11158 (справа). Нули на оси времени соответствуют 10.03.2011, 23:13 и 15.02.2011, 00:45, когда произошли вспышки X1.5 и X2.2 соответственно. Вспышки меньшей амплитуды (С- и М-класса) показаны вертикальными линиями.

Результаты эволюции параметров (2) (3) перед двумя вспышками показаны на Рис. 2. В обоих случаях видно повышение градиент-взвешенной длины, начинающееся за 1–2 суток с максимумом за 8–10 часов перед рентгеновской вспышкой. Параметры очень сильно коррелированы для каждой из обработанных вспышек, исключение порога сильного поля мало отразилось на результатах.

Заключение

Анализ соседствующих пикселей магнитограммы и их последующая обработка позволяет надежно вычислять градиент-взвешенную длину нейтральной линии из SDO HMI LOS магнитограммы. Существенные изменения этой длины перед сильной вспышкой позволяют надеяться на возможное использование этого параметра в качестве предиктора сильных вспышек.

Мы благодарим команду SDO за предоставление свободного доступа к данным на <http://jsoc.stanford.edu/>, данные об амплитуде и времени вспышек взяты с сайта <http://www.solarmonitor.org/index.php>.

Работа выполнена при поддержке грантов: Программа Президиума РАН N 21, РФФИ N 10-02-00391-а, 11-02-00755-а, НШ-3645.2010.2.

Литература

1. *Falconer, D.A., Moore, R.L. and Gary, G.A.*: 2003, *J. Geophys. Res.*, **108**, 1380.
2. *Falconer, D.A., Barghouty, A.F., Khazanov, I., Moore, R.*: 2011, *Space Weather*. **9**, S04003
3. *Barnes, G., Leka, K.D.*: 2008, *Astrophys. J. Lett.*, **688**, L107.
4. *Barnes, G., Longscope, D.W., Leka, K.D.*: 2005, *Astrophys. J.*, **629**, 561.
5. *Cui, Y., Li, R., Wang, H., He, H.*: 2007, *Solar Phys.* **242**, 1.
6. *Schrijver, C.J.*: 2009, *Adv. Space Res.*, **43**, 739.
7. *Wang, Y. and J. Zhang*: 2008, *Astrophys. J.*, **680**, 1516.
8. *Mason, J.P. and Hoeksema, J.T.*: 2010, *Astrophys. J.*, **723**, 634.
9. *Martens, P.C.H., et al.* 2012, *Solar Phys.* **275**, 79
10. *Волобуев Д.М.* 2011. Тр. конф. "Солнечная и солнечно-земная физика – 2011", с.119.
11. *Falconer, D.A., Moore, R.L., Gary, G.A.*: 2008, *Astrophys. J.*, **689**, 1433.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СЕКТОРНОЙ СТРУКТУРЫ МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВО ВТОРОЙ ПОЛОВИНЕ 19 ВЕКА

Вохмянин М.В., Понявин Д.И.

Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия

RECONSTRUCTION OF THE SECTOR STRUCTURE OF THE INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD IN THE SECOND HALF OF THE 19TH CENTURY

Vokhmyanin M.V., Ponyavin D.I.

Saint Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

Due to the Svalgaard-Mansurov effect sector structure of the interplanetary magnetic field (IMF) can be inferred in the pre-satellite era. We propose a method of sector structure reconstruction, which allows inferring polarity even in the 19th century. The technique was described earlier in our paper “Inferring interplanetary magnetic field polarities from geomagnetic variations” [1]. Here we demonstrate our recent results of polarity reconstruction by using geomagnetic data from Helsinki station. These data are available from 1844 to 1897. The success rate of the method based on Helsinki data is about 82% of correct daily polarities derivations.

1. Введение

Межпланетное магнитное поле (ММП) является продолжением фото-сферного магнитного поля. Поэтому, когда мы изучаем секторную структуру ММП – мы также узнаем и о свойствах магнитного поля Солнца. К сожалению, на сегодняшний день база данных спутниковых наблюдений ММП не так велика, как хотелось бы: всего 47 лет (начиная с 1965 года) или около четырёх циклов солнечной активности. Этого явно недостаточно для детального исследования свойств секторной структуры. Однако, благодаря открытию эффекта Свальгаарда-Мансурова [2, 3], стало возможным восстановить секторную структуру в допутниковую эпоху, основываясь только на геомагнитных данных полярных станций. Ряд работ на эту тему уже был проделан ранее как самим Свальгаардом [4], так и другими исследователями [5, 6]. Мы разработали свою методику [1], восстановив секторную структуру ММП, начиная с 1905 года. Мы также показали, что метод работает хорошо и при использовании данных субавроральных станций: 77% успешных определений по данным станции Ситка (60.4° сев. геом. шир.), 79% по данным станции Лервик (61.9° сев. геом. шир.). В данной работе мы используем измерения станции Хельсинки, начавшей работать ещё в 1838 году. Таким образом, восстановив секторную структуру за этот период, мы впервые можем «увидеть» магнитное поле Солнца в 19-м веке.

2. Данные и метод

Регулярные наблюдения геомагнитного поля на станции Хельсинки (60.2° север. геом. шир.) начались 1 июля 1844 года и продолжались вплоть до 1897 года. В этот период мы можем восстановить секторную структуру. Благодаря работам Неванлинна [7, 8], оцифрованные данные Хельсинки доступны на <http://www.geo.fmi.fi/MAGN/magn/Helsinki/>. К сожалению, из-за трамвайных путей, построенных в непосредственной близости, станция прекратила работу в начале 20-го века. Но для того, чтобы оценить эффект Свальгаарда-Мансурова, необходимо одновременное наличие геомагнитных данных и спутниковых измерений ММП. К счастью, на смену Хельсинки пришла станция Нурмиярви (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/>), расположенная всего на 40 км севернее (60.5° север. геом. шир.).

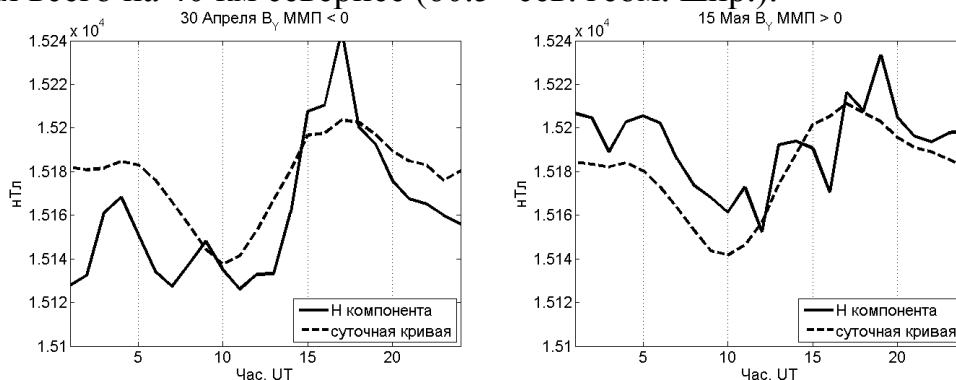


Рис. 1. Эффект Свальгаарда-Мансурова: H компонента на станции Нурмиярви (Хельсинки) 30 апреля (слева) и 15 мая (справа) 1982 года. Суточная кривая показана пунктиром.

Детали метода описаны в наших статьях [1, 11]. Суть же его заключается в четырёх основных пунктах:

- исследование зависимости амплитуды эффекта С-М от времени суток и времени года с последующим построением весовых коэффициентов, определяющих значимость вариаций для определения полярности ММП
- расчет суточной кривой, основанный на усреднении значений поля в периоды схожих условий геомагнитной активности
- выделение вариаций эффекта С-М за счет вычета суточной кривой (рисунок 1) и умножения на соответствующие весовые коэффициенты
- корректировка результатов за счет сглаживания результатов по 27-дневным Бартельским диаграммам.

3. Результаты

Для оценки качества нашего метода, мы сравнивали результаты восстановления секторной структуры, полученные для периода с 1966 по 2005 года со спутниковыми данными. В таблице 1 приведены оценки точности (% совпадений от общего числа дней), отдельно для каждой компоненты геомагнитного поля, для положительной и отрицательной полярности

ММП. Точность восстановления отрицательной полярности чуть больше – на 3%. В целом за анализируемый период мы имеем порядка 82% успешных определений. Токовые системы над Хельсинки в 19-м веке имеют тот же характер, что и над Нурмиярви в 20-м веке. Поэтому результаты восстановления по данным Хельсинки мы оцениваем тем же значением в 82%.

Таблица 1. Точность метода в % (в среднем за 1966–2005 гг.)

Полярность	H компонента	D компонента	H и D
Положительная	76±6	78±6	81±5
Отрицательная	74±6	82±8	84±7
Обе	75±5	80±6	82±5

Мы также проверили правило Розенберга-Коулмана в 19-м веке. Согласно этому правилу в периоды равноденствий, когда Земля проходит по высоким гелиоширотам, наблюдается преобладание полярности соответствующего полушария Солнца [9]. Отношение числа дней отрицательной или положительной полярности к общему числу дней в эти периоды изменяется гармонически от года к году [10]. Максимумы и минимумы наблюдаются во время минимума солнечной активности, когда магнитное поле Солнца преимущественно дипольное. Сохранение фазы наблюдаемой волны говорит о переполюсовке магнитного поля Солнца.

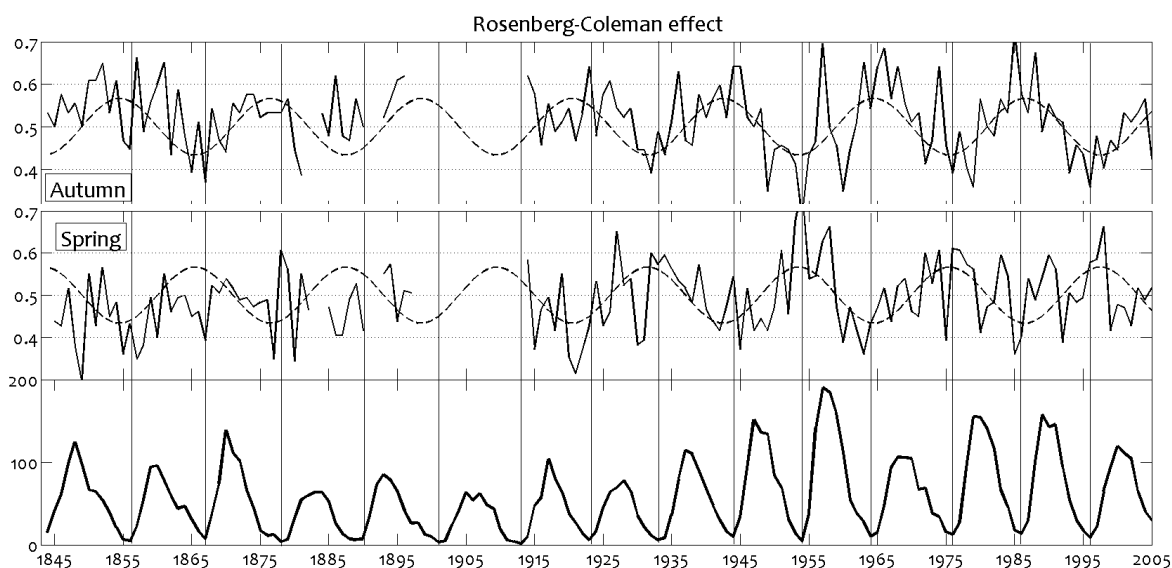


Рис. 2. Отношение числа дней положительной и отрицательной полярности в периоды равноденствия: 8–10 месяцев (верхний график) и 2–4 месяца (средний график). Среднегодовое число солнечных пятен (нижний график).

Для наглядности мы также изобразили на данных графиках две обычные синусоиды (пунктиром) в противофазе с 22-летним периодом. Минимумы солнечной активности отмечены вертикальными линиями. Как видно на рисунке 2, правило сохраняется в 19-м веке, как для осени, так и для

весны. Это свидетельствует о переполюсовке магнитного поля Солнца в течение всего периода с 9 по 23 циклы активности (1844–2008).

4. Выводы

Основываясь на исторических данных геомагнитного поля на станции Хельсинки, нами впервые была получена секторная структура межпланетного магнитного поля за период 1844–1897 гг. Этот период соответствует пяти циклам солнечной активности с 9 по 13 по цюрихской нумерации. В дополнение к ранее полученным результатам [1] мы получили практически непрерывный ряд данных полярности ММП, что позволяет провести более надежные исследования секторной структуры. Отметим ряд некоторых полученных результатов:

- ММП во второй половине 19-го века имеет схожее двух- и четырехсекторное строение, что и в 20-м веке
- Двухсекторная структура ММП с 1844 по 1897 гг. наблюдается преимущественно на спаде циклов солнечной активности, как и в последующих преимущественно четных циклах
- Правило Розенберга-Коулмана не нарушается в прошлом, что свидетельствует о переполюсовке магнитного поля Солнца в течение всего периода с 9 по 23 циклы активности.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 12-02-31531 мол_а.

Литература

1. *Vokhmyanin, M. V., and D. I. Ponyavin*, Inferring interplanetary magnetic field polarities from geomagnetic variations, *J. Geophys. Res.*, 117, A06102, doi:10.1029/2011JA017060, 2012.
2. *Svalgaard, L.*, Sector structure of the interplanetary magnetic field and daily variations of the geomagnetic field at high latitudes, *Geophys. Paper R-6*, Danish Meteorol. Inst., Charlottelund, Denmark, 1968.
3. *Мансуров, С.М.*, Новые доказательства связи между магнитными полями в космическом пространстве и Земли, *Геомагнетизм и аэрономия*. 1969. Т.9, № 4. 768–770.
4. *Svalgaard, L.*, Interplanetary magnetic sector structure 1926–1971, *J. Geophys. Res.*, 77, 4027–4034, 1972.
5. *Vennerstroem, S., B. Zieger, and E. Friis-Christensen*, An improved method of inferring interplanetary sector structure, 1905-present, *J. Geophys. Res.*, 106, 16011–16020, 2001.
6. *Berti, R., M. Laurenza, G. Moreno, and M. Storini*, Interplanetary magnetic field polarities derived from measurements of the northern and southern polar geomagnetic field, *J. Geophys. Res.*, 111, A06109, doi:10.1029/2005JA011325, 2006.
7. *Nevanlinna H.*, Gauss' H-variometer at the Helsinki magnetic observatory 1844–1912, *J. Geomag. Geoelectr.*, 49, 1209–1215, 1997.
8. *Nevanlinna, H.*, Results of the Helsinki magnetic observatory 1844–1912, *Ann. Geophys.*, 22, 1691–1704, 2004.
9. *Rosenberg, R.L., and P.J., Jr., Coleman*, Heliographic latitude dependence of the dominant polarity of the interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 74, 5611–5622, 1969.
10. *Hiltula, T., and K. Mursula*, Long dance of the bashful ballerina. *Geophys. Res. Lett.* 33, L03105, doi:10.1029/2005GL025198, 2006.
11. *Вохмянин М.В., Попявин Д.И.*, Реконструкция секторной структуры межпланетного магнитного поля по данным геомагнитных станций, *Геомагнетизм и аэрономия*. 2012. Т. 52. №6, С.755–762.

**ДИАГНОСТИКА МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СПОКОЙНЫХ
ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА. СОПОСТАВЛЕНИЕ НАБЛЮДЕНИЙ
В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ FeI 524.70 НМ И FeI 525.02 НМ,
FeI 630.15 НМ И FeI 630.25 НМ**

Демидов М.Л.¹, Стенфло Я.О.², Бианда М.², Рамелли Р.²

¹ФГБУН Институт солнечно-земной физики (ИСЗФ) СО РАН, г. Иркутск, Россия

²Институт исследований Солнца, г. Локарно, Швейцария

**DIAGNOSTICS OF MAGNETIC FIELDS ON THE QUIET SUN.
COMPARISON OF OBSERVATIONS IN SPECTRAL LINES
FeI 524.70 NM AND FeI 525.02 NM, FeI 630.15 NM AND FeI 630.25 NM**

Demidov M.L.¹, Stenflo J.O.², Bianda M.², Ramelli R.²

¹Institute of Solar-Terrestrial Physics (ISTP) SB RAS, Irkutsk, Russia

²Istituto Ricerche Solari Locarno (IRSOL), Locarno, Switzerland

Observations in the “green” spectral lines FeI 524.70 nm and FeI 525.02 nm, and in the “red” lines FeI 630.15 nm and FeI 630.25 nm are widely used to explore the properties of solar magnetic fields. The diagnostic possibilities with the red line pair has recently gained importance due to the large amount of high-quality data provided by the Hinode space observatory. These red lines differ not only in the values of their Lande factors but also in other parameters, with the consequence that they are not formed in the same way in the solar atmosphere. In contrast, as the green lines FeI 524.70 nm and FeI 525.02 nm differ only in their Lande factors, they should be much better suited for the determination of the magnetic field parameters.

In the present work we explore the Stokesmeter observations in these four spectral lines with two solar instruments equipped with high-precision spectropolarimeters – the STOP telescope at the Sayan solar observatory (Irkutsk, Russia), and ZIMPOL-III at IRSOL (Locarno, Switzerland). In the case of STOP the full-disk magnetograms of large-scale solar magnetic fields are analyzed. A major advantage at IRSOL is the possibility to observe the “green” and “red” line pairs simultaneously on the same CCD chip. Some preliminary results concerning the polarization ratios in different combinations of the selected spectral lines are presented.

1. Введение

Диагностика магнитных полей в спокойных областях Солнца, характеризующихся малой напряженностью (низкой плотностью магнитного потока), занимающих большую часть поверхности (а в периоды минимума активности – практически всю), является сложной проблемой как с инструментальной точки зрения (надёжность детектирования слабых степеней поляризации света в спектральных линиях), так и с теоретической (определение «истинной» напряженности магнитных элементов, фактора заполнения, термодинамических параметров). Особенно большие неопределённости возникают при интерпретации измерений, выполненных только в одной спектральной линии [1]. Гораздо более информативными являются

одновременные стоксометрические измерения в нескольких спектральных линиях, причем чем в большем количестве, тем лучше. Конечно, при этом большую роль играет вопрос подбора соответствующей комбинации спектральных линий.

В последние годы, особенно в связи с чрезвычайно успешной работой космической обсерватории Hinode, значительно возрос интерес к вопросу о диагностических возможностях наблюдений в линиях FeI 630.15 нм и FeI 630.25 нм [2]. Дело в том, что у этих линий существенно отличаются не только факторы Ландэ ($g = 1.667$ для первой линии и $g = 2.5$ для второй), но и значения других атомных параметров, следствием чего является существенное различие контуров и глубин образования [3]. Поэтому для этих линий применимость метода отношений напряженности (наиболее простого и надёжного способа определения «истинной» напряженности пространственно неразрешимых магнитных элементов) вызывает естественные сомнения, в отличие от линий FeI 524.70 нм и FeI 525.0.2 нм, единственным существенным отличием которых является отличие в значениях фактора Ландэ ($g = 2.0$ и $g = 3.0$ соответственно). Многолетний опыт использования этих «зелёных» линий (начиная с [4]) доказал их высокую эффективность, поэтому представляется весьма актуальным сопоставление результатов, полученных по наблюдениям в них и в «красной» комбинации спектральных линий. Наиболее подходящими для этой цели представляются одновременные наблюдения в обеих парах линий. Благодаря удачному соотношению длин волн это оказалось возможным реализовать практически на телескопе обсерватории IRSOL. Важно, что это позволило определить калибровочное (регрессионное) соотношение между измерениями в линиях FeI 630.25 нм и FeI 525.02 нм.

2. Наблюдения и результаты

Наблюдения в различных комбинациях спектральных линий, с целью изучения «скрытой» пространственной структуры магнитных полей и определения регрессионных соотношений между различными рядами данных, являются традиционными для телескопа СТОП Саянской обсерватории. Принимая во внимание сформулированные выше аргументы, были выполнены наблюдения и в вышеназванных «зелёных» и «красных» комбинациях спектральных линий. Результаты сопоставления измеренных напряженностей полнодисковых магнитограмм крупномасштабного магнитного поля (пространственное разрешение 100 угловых секунд) для одного из дней наблюдений (26 марта 2012 г.) представлены на Рис. 1: (а) для линий FeI 524.70 нм и FeI 525.0.2 нм, (б) для линий FeI 630,15 нм и FeI 630.25 нм, (в) – для линий FeI 630.25 нм и FeI 525.02 нм.

Обращает на себя внимание факт, что на Рис. 1(в) рассеяние точек намного больше, чем на предыдущих графиках, для которых коэффициенты корреляции мало отличаются от единицы. Причиной этого могут быть и

реальные различия в соотношении напряженностей в разных линиях, но более вероятно, что повышенное рассеяние обусловлено разницей во времени (около 2-х часов), необходимой для перестройки инструмента (главным образом спектрографа) при регистрации магнитограмм.

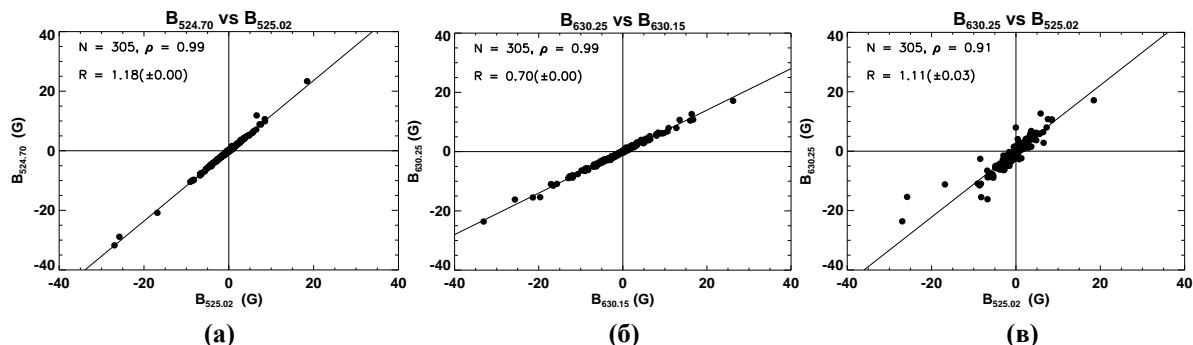


Рис. 1. Сопоставление полноточковых магнитограмм крупномасштабного магнитного поля Солнца в различных комбинациях спектральных линий. Наблюдения выполнены на телескопе СТОП Саянской 26 марта 2012 г.

Поэтому, понятно, было бы желательно иметь одновременные измерения в «зелёных» и «красных» линиях. С этой целью можно использовать тот факт, что отношение длин волн (630.15/525.02) совпадает с отношением номеров 6-го и 5-го порядков дифракции, так что интересующие нас линии можно регистрировать одновременно на одном ПЗС приёмнике, конечно, при установке непосредственно перед ним соответствующих фильтров для разделения порядков. К сожалению, большой ахроматизм линзового спектрографа СТОП не позволяет реализовать такую возможность.

Спектрограф телескопа IRSOL зеркальный, что позволило, после осуществления предварительных мероприятий и решения ряда проблем, провести эксперименты с одновременной регистрацией интересующих нас «зелёных» и «красных» линий. На Рис. 2 приведён оригинальный пример таких наблюдений: в верхней панели для параметра Стокса I (после применения процедуры коррекции плоского поля), а в нижней - для параметра V/I. Пространственное разрешение наблюдений составляло около 2 секунд дуги.

По аналогии с Рис. 1, сопоставление таких измерений (выполненных в центре диска 11 августа 2012 г.) для различных комбинаций линий представлено на Рис. 3. Пунктирными линиями на этих графиках показаны соответствующие (1.476 для (а); 1.385 для (б); 0.850 для (в)) «наклоны слабого поля», т.е. линии регрессии, которые были бы в случае, если измеряемое магнитное поле на Солнце было бы слабым, когда сигнал поляризации пропорционален (с учётом фактора Ландэ) градиенту интенсивности соответствующего I-профиля Стокса. Видно, что как для «зелёных», так и для «красных» линий имеет место отличие от режима слабого поля, причём

для «красных» линий это отличие существенно больше, что, наиболее вероятно, обусловлено различием глубин образования данных линий [3] и наличием высотного градиента напряжённости магнитного поля.

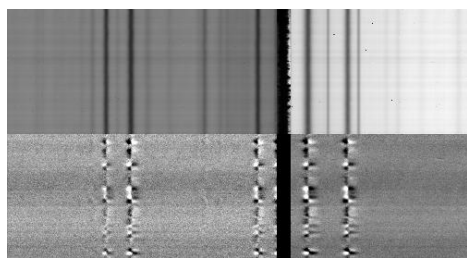


Рис. 2. Пример одновременной регистрации параметров Стокса I (верхняя панель) и V/I (нижняя панель) в «зелёных» (левая часть) и «красных» (правая часть) линиях на поляриметре ZIMPOL-III телескопа обсерватории IRSOL.

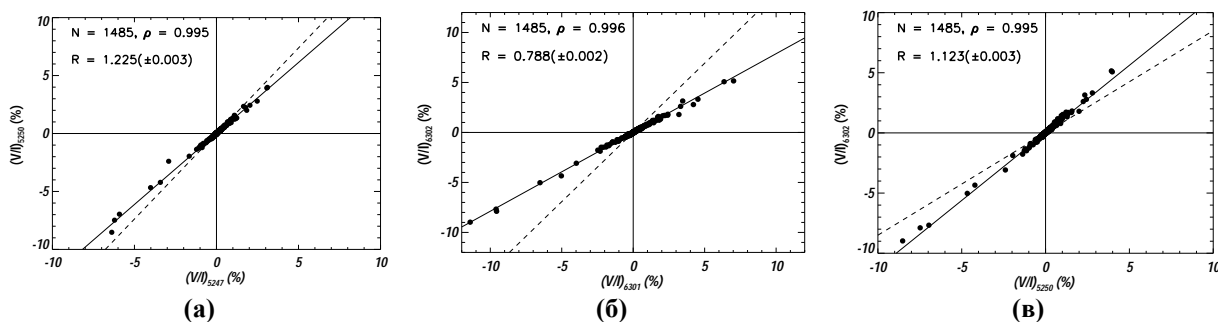


Рис. 3. Сопоставление амплитуд циркулярной поляризации (V/I) в различных комбинациях спектральных линий по измерениям на поляриметре ZIMPOL-III обсерватории IRSOL. Наблюдения выполнены в центре диска 11 августа 2012 г.

Интересно отметить, что коэффициенты регрессии $R = V_{630.25}/V_{525.02}$ на Рис. 1(в) и $R = (V/I)_{630.25}/(V/I)_{525.02}$ на Рис.3(в) заметно отличаются: в первом случае $R = 1.11$, а во втором после нормировки на наклон слабого поля $R = 1.123/0.850 = 1.32$. Возможно, это обусловлено тем фактом, что данные на Рис. 3(в) соответствуют наблюдениям в центре диска, а на Рис. 1(в) – всему диску. Поэтому естественный интерес представляет исследование центр-лимбовых вариаций R . С этой целью в IRSOL были выполнены соответствующие наблюдения - сканы от края диска с $\mu = \cos \theta = 0.1$ до центра диска ($\mu = 1.0$) в экваториальном и полярном направлениях. Они показали, что, действительно, отношение $(V/I)_{630.25}/(V/I)_{525.02}$ испытывает значительные изменения при переходе от центра диска к лимбу. Также найдено, что значительные центр-лимбовые вариации испытывает отношение градиентов интенсивности «красных» линий, в то время как для «зелёных» линий это отношение практически постоянно. В некоторых записях обнаружены признаки существования как сильных, так и слабых магнитных полей.

Литература

1. Demidov M.L., Balthasar H. // Solar Phys. 2012. V. 276. P. 43.
2. Stenflo J.O. // Astron.Astroph. 2010. V. 517. A37.
3. Faurobert M., Aime C., Ricort G., Uitenbroek H., Grec C. // ASP Conf. Ser. Solar Polarization Workshop 6. 2010. V. 437. P. 51.
4. Stenflo J.O. // Solar Phys. 1973. V. 32. P. 41.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ КЛАСТЕРЫ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН И ПЕРЕПОЛЮСОВКА ПОЛЯРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА

Золотова Н.В., Понявин Д.И.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

SPATIO-TEMPORAL CLUSTERS OF SUNSPOTS AND POLAR MAGNETIC FIELD REVERSAL

Zolotova N.V., Ponyavin D.I.

Saint-Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia

We have proposed a method to reconstruct magnetic field surges to the poles from sunspot clusters (impulses). It is shown that multiple surges to the poles can be modeled as transport of magnetic flux imbalance by meridional convection from active regions. The amplitude of the polar magnetic field and the time of magnetic field reversal depend significantly on intensity of sunspot clustering and tilt orientation of magnetic bipoles with latitude.

Введение

В 1964 году Лейтон [1] предложил транспортную модель переполюсовки магнитного поля Солнца за счет супергрануляционной диффузии, действующей на магнитные потоки биполярных магнитных областей (групп пятен). Современные транспортные модели, носящие имя динамо Бэбкока-Лейтона, основаны на решении индукционного уравнения в сферических координатах, в которое входят (i) пространственно-временное распределение источника или распределение биполярных магнитных групп пятен; (ii) коэффициент турбулентной диффузии ($k=50-1500 \text{ км}^2/\text{с}$); (iii) широтный или широтно-временной профиль меридиональной циркуляции на поверхности Солнца; (iv) профиль дифференциального течения. Заметим, что распределение биполярных магнитных групп по широте подчинено закону Джоя [2]. Согласно модели Бэбкока [3] всплытие магнитной трубки влечет за собой появление биполярной группы пятен на поверхности Солнца, причем полный магнитный поток каждой биполярной группы сохраняется и равен нулю. Однако зачастую по наблюдательным данным баланс потока нарушается [4].

В данной работе проводится реконструкция магнитных волн к полюсам Солнца от кластеров (импульсов) пятнообразования. В предложенном подходе диффузия задается косвенно посредством функции плотности вероятности. Меридиональное течение играет роль транспорта для потоков обеих полярностей к полюсам.

Результаты моделирования

В данной работе функции плотности вероятности для хвостовых и лидирующих пятен биполярных групп задаются отдельно, причем в каждом из полушарий поток от хвостовых пятен немного (не более 10%) превышает поток от лидирующих пятен. При этом полный поток по всей поверхности Солнца равен нулю. Такой изначальный дисбаланс в каждом из полушарий в пользу новой полярности объясняется добавочным потоком от трансэкваториальных магнитных трубок.

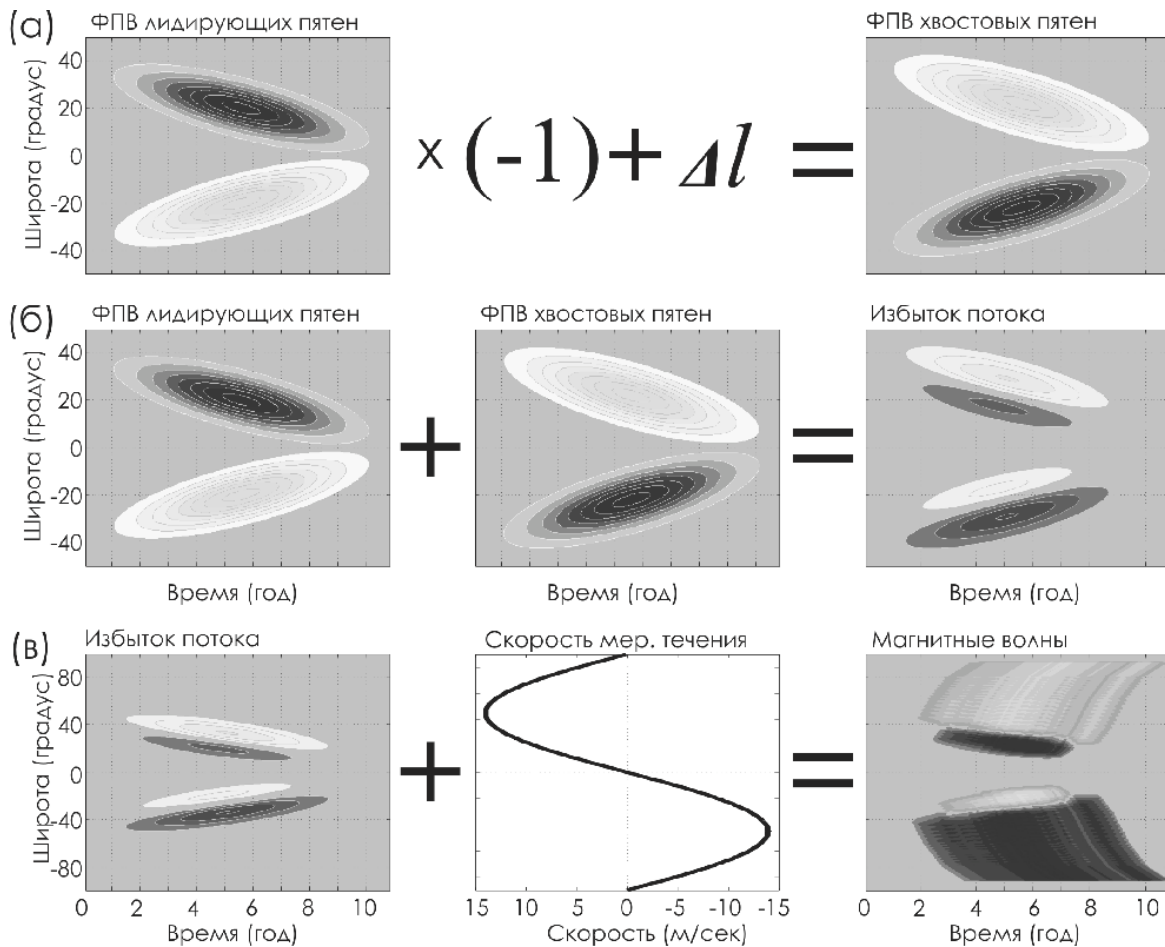


Рис. 1. Схематическое представление модели для цикла пятнообразования. **а)** функции плотности распределения для лидирующих и хвостовых пятен с учетом законов Хэйла и Джоя. **б)** Избыток магнитного потока в цикле активности как результат суммы двух плотностей распределения. **в)** Реконструкция магнитных волн новой полярности как результат действия меридионального течения на избыток потока в полушариях.

На рисунке 1 схематически представлена схема работы модели для простого солнечного цикла, в котором пятна распределены на плоскости широта-время по гауссовскому закону [5]. Рисунок 1а иллюстрирует метод задания функций плотности вероятности (ФПВ) для лидирующих и хвостовых пятен с учетом закона Хэйла – умножение на минус единицу – и учетом закона Джоя – задание широтного разделения лидирующего и хвостового пятен (детали см. в [6]). Рисунок 1б иллюстрирует способ вычис-

ления несбалансированного магнитного потока как суммы двух ФПВ разного знака. Рисунок 1с показывает реконструкцию магнитных волн новой полярности как результат действия меридионального течения на избыток потока в полушариях. Магнитные волны к полюсам обладают знаком новой полярности ввиду добавочного потока от всплытия трансэкваториальных магнитных трубок.

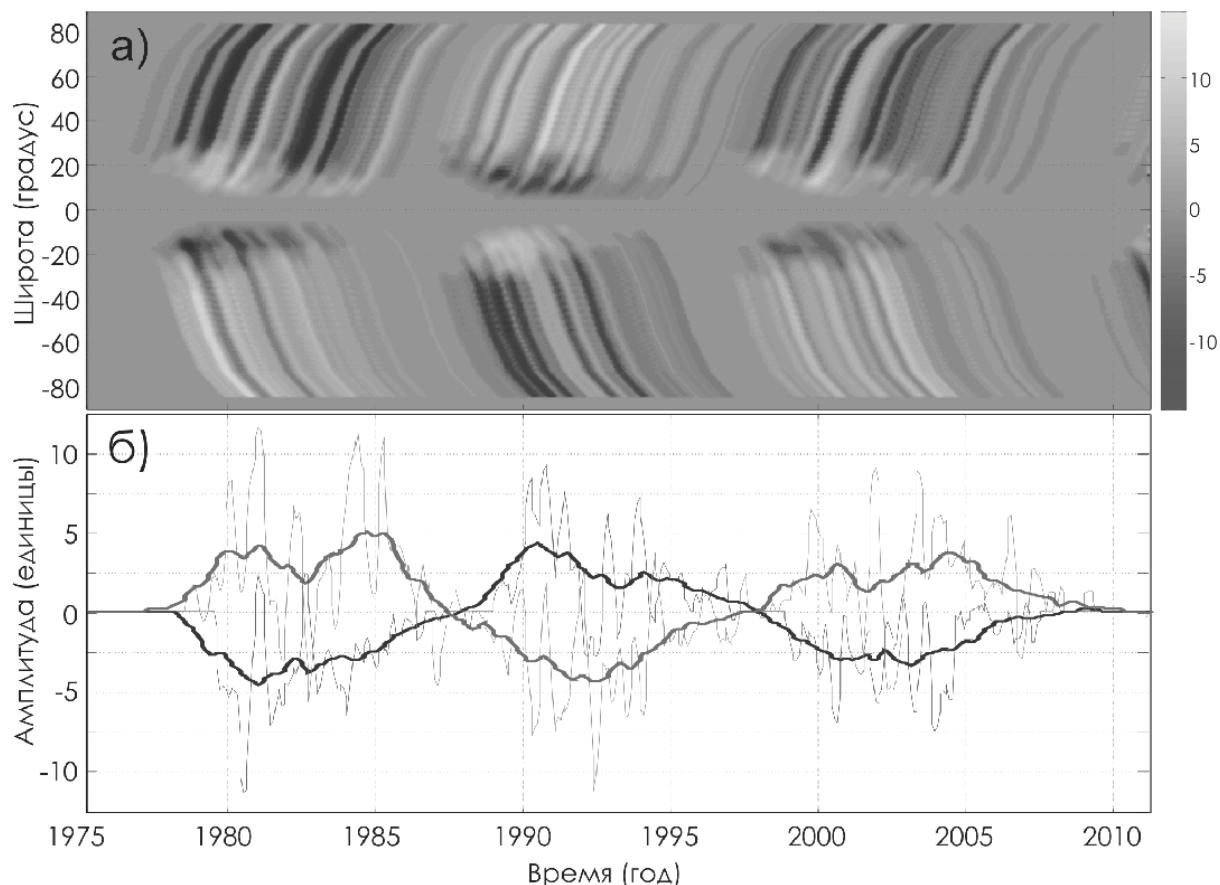


Рис. 2. а) Магнитная диаграмма бабочек Муандера, реконструированная по наблюдательным данным для 21–23 циклов активности. б) Реконструированное полярное поле для тех же данных. Жирные кривые – сглаженная величина за 20 кэррингтоновских оборотов.

На рисунке 2 показан результат реконструкции магнитных волн от кластеров (импульсов) пятнообразования с 1975 по 2011 год (использованы ежедневные данные площадей пятен RGO/USAF/NOAA – <http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>). Как было показано ранее [5, 6], каждая из волн новой полярности сопряжена с импульсом пятнообразования. Таким образом, реконструированные магнитные волны (Рис. 2а) повторяют ход наблюдаемых волн к полюсам в соответствии с законом полярности Хейла. На рисунке 2б показано реконструированное полярное поле для циклов 21–23. Видно, что величина полярного поля постепенно уменьшается, что соответствует реальным данным.

Выводы

В данной работе мы предложили модель формирования волн магнитного поля к полюсам из кластеров пятнообразования на Солнце. Модель основана на транспортном переносе дисбаланса магнитного потока. Дисбаланс образовывается в результате кластеризации ориентированных в северо-южном направлении магнитных моментов активных областей и трансэкваториальных связей всплывающих магнитных силовых трубок.

Пространственно-временная организация солнечной активности рассмотрена на реальных и модельных данных. Сложную форму солнечного цикла можно объяснить суперпозицией кластеров пятен на диаграмме широта-время. Сравнение широтно-временной диаграммы магнитных полей Солнца и импульсов пятенной активности показало, что каждая из волн новой полярности к полюсам связана со всплеском пятнообразования [5]. В результате численного моделирования распределения магнитных биполей с учетом закона Хэйла и Джоя получено, что волны полярности к полюсам объясняются переносом дисбаланса магнитного потока меридиональной циркуляцией. Величина полярного поля и время переполюсовки зависят от пространственно-временной организации кластеров пятен, их интенсивности и ориентации магнитных моментов активных областей.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 12-02-31108 мол_а.

Литература

1. *Leighton R.B.*, Transport of magnetic fields on the Sun, *Astrophys. J.*, 140, 1540–1562, 1964.
2. *Hale G.E., Ellerman F., Nicholson S.B., Joy A.H.*, The magnetic polarity of sunspots, *Astrophys. J.*, 49, 153–178, 1919.
3. *Babcock H.W.*, The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle, *Astrophys. J.*, 133, 572–587, 1961.
4. *Stenflo J.O.*, The balance of magnetic fluxes in active regions, in: *Structure and Development of Solar Active Regions*. IAU Symposium 35, ed. K.O. Kiepenheuer, Dordrecht, D. Reidel., p. 47–49, 1968.
5. *Золотова Н.В., Понявин Д.И.*, Импульсная природа пятнообразовательной деятельности на Солнце, *Астрон. Ж.*, 89, 283–288, 2012.
6. *Zolotova N.V., Ponyavin D.I.* Reconstruction of magnetic field surges to the poles from sunspot impulses, in: *Comparative Magnetic Minima: Characterizing quiet times in the Sun and Stars*. IAU Symposium 286, eds. C.H. Mandrini & D.F. Webb, Cambridge Univ. Press, p. 88–92, 2012.

РЕПЕРНЫЕ МОМЕНТЫ 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И УНИВЕРСАЛЬНОСТЬ ЗАКОНА ШИРОТНОГО ДРЕЙФА СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Иванов В.Г., Милецкий Е.В.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

REFERENCE MOMENTS OF 11-YEAR SOLAR ACTIVITY CYCLES AND UNIVERSALITY OF LAW OF SUNSPOT LATITUDE DRIFT

Ivanov V.G., Miletsky E.V.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

We describe a method for determination of reference moments in solar cycles which uses mean latitudes of sunspots rather than some power characteristics of the activity. It is found that the law of sunspot latitude drift turns to be universal if to count a phase of the cycle from these moments. It is demonstrated that the shift of the reference moments from times of minimums of the activity correlates with the amplitudes of the cycles and tends to increase in the last 12 solar cycles. It is shown that on decrease phases of the cycles, when the mean latitude of sunspot is less than 12° , the level of activity is functionally related to this latitude.

Традиционно основными опорными («реперными») моментами цикла солнечной активности принято считать моменты минимума и максимума циклов. Обычно эти моменты вычисляются по сглаженным числам Вольфа, иногда — по другим амплитудным индексам. Моменты минимумов цикла можно принять за реперные точки, относительно которых отсчитывается фаза цикла, и изучать зависимость различных параметров цикла от этой фазы. В частности, таким образом можно исследовать эволюцию средней широты пятен.

Как известно, эволюция этой широты в 11-летнем цикле солнечной активности описывается законом Шпёрера: первые пятна возникают на высоких широтах, а затем широтный центр активности дрейфует к экватору. Давно замечено (см., например, [1]), что поведение средних широт гораздо слабее варьирует от цикла к циклу, чем амплитудные характеристики. То, что характер закона Шпёрера инвариантен к номеру цикла, отмечалось ещё в работе [2, 3]. К схожему выводу пришёл автор недавней работы [4], где показано, что можно сместить начала циклов (cycle starting times) относительно моментов его минимумов таким образом, чтобы поведение средних широт пятен в разных циклах зависело от времени, отсчитываемого от этого начала, некоторым универсальным образом, то есть не было связано с мощностью цикла. Заметим, что если отсчитывать фазу цикла от его минимума, то, напротив, будет наблюдаться регулярная связь между характером широтного дрейфа и мощностью цикла. Таким образом, вопрос об универсальности закона дрейфа пятен напрямую связан с вопросом о

выборе «момента старта цикла» (МСЦ). В работе [4] такие моменты вычисляются исходя из поведения числа Вольфа. Однако интересно было бы вычислить подобные моменты, не привязываясь к конкретному амплитудному индексу. Один из возможных способов сделать это, использующий лишь информацию о средних широтах пятен, описан в данной работе.

В качестве источника данных мы будем использовать расширенный Гринвичский каталог солнечных пятен за 1874–2011 годы, по которому вычислены среднеоборотные значения ежедневного количества групп пятен G и средней широты групп ϕ . Моменты минимумов вычисляются нами по значениям индекса G , сглаженным с помощью синусоидального фильтра шириной 13 оборотов. Эти моменты близки к минимумам, вычисленным по числам Вольфа (среднеквадратичная разница 0.14 года, что, заметим, в 4 раза меньше, чем для соответствующих моментов максимума).

Рассмотрим набор среднеоборотных зависимостей широт групп пятен за каждый цикл в обоих полушариях $\phi_i(\tau)$ (каждому циклу и полушарию соответствует своё i) от фазы соответствующего цикла $\tau = t - T_{\min,i}$.

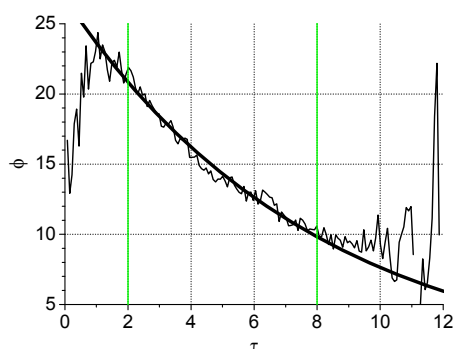


Рис. 1.

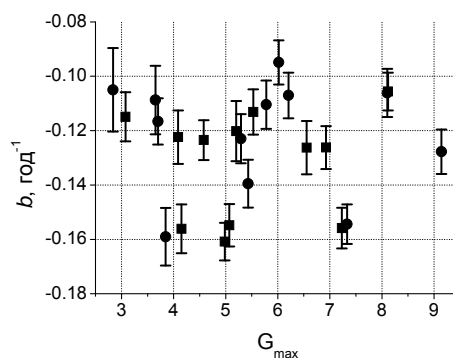


Рис. 2.

Сведём этот набор в общую по всем циклам среднюю кривую $\phi_0(\tau)$ (тонкая кривая на рис. 1) и будем искать приближение этой кривой зависимостью вида $\Psi(\tau; a, b) = a \exp(b \tau)$, где a и b – свободные параметры, с тем, чтобы эта зависимость наилучшим образом представляла $\phi_0(\tau)$ на интервале фаз $2 \leq \tau \leq 8$ лет. В результате получим следующие параметры: $a_0 = 26.8^\circ \pm 0.3^\circ$, $b_0 = -0.125 \pm 0.003 \text{ год}^{-1}$, среднеквадратичная ошибка приближения 0.5° . Фитирующая кривая изображена на рис. 1 жирной линией.

Используем полученную общую кривую дрейфа для того, чтобы описывать поведение $\phi_i(\tau)$ в отдельных циклах. Будем приближать $\phi_i(\tau)$ зависимостью $\Psi(\tau; a, b_0)$, где общее b_0 найдено выше и a – свободный параметр. Очевидно, эту зависимость можно свести к предыдущей: $\Psi(\tau; a, b_0) = \Psi(\tau - \Delta T; a_0, b_0)$, где $\Delta T = 1/b_0 \log(a_0/a)$ имеет смысл сдвига по времени. Будем искать ΔT_i , минимизирующие разницу между общей кривой и кривой для данного i . Полученные таким образом реперные моменты $T_{0,i} = T_{\min,i} + \Delta T_i$ можно рассматривать как условные моменты старта цикла (МСЦ) и использовать как точки отсчёта фазы. Очевидно, они, помимо прочего,

имеют смысл моментов, в которые средняя широта достигает определённого характерного значения: $\Psi(\Delta T_i; a_i, b_0) = \Psi(0; a_0, b_0) = a_0 = 26.8^\circ$. В случае, если для каждого цикла использовать свой параметр b , средняя ошибка фитирования уменьшается менее чем на 4%, что говорит о корректности использования общего для всех циклов b_0 .

На рис. 2 изображена зависимость коэффициентов b_i для отдельных циклов (здесь и далее кружки соответствуют северному полушарию, квадраты — южному) от их амплитуды. Видно, что систематической зависимости b от G_{\max} не наблюдается, что указывает на то, что различия b в разных циклах являются случайными. На рис. 3 изображены найденные сдвиги МСЦ относительно минимумов ΔT в обоих полушариях в зависимости от номера цикла. Заметно, что с ростом номера цикла растёт и сдвиг. Треугольники – значения соответствующих моментов (cycle starting times), полученные в работе [4] без деления по полушариям, они примерно согласуются со значениями, полученными нами.

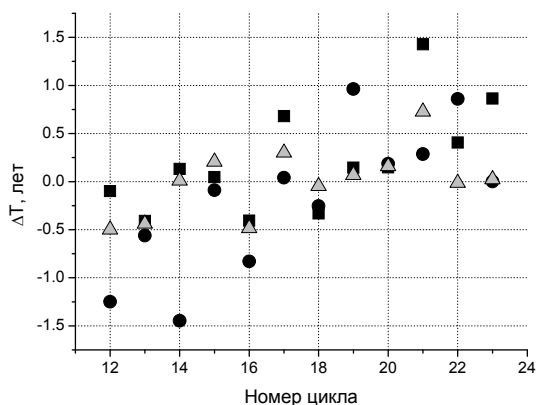


Рис. 3.

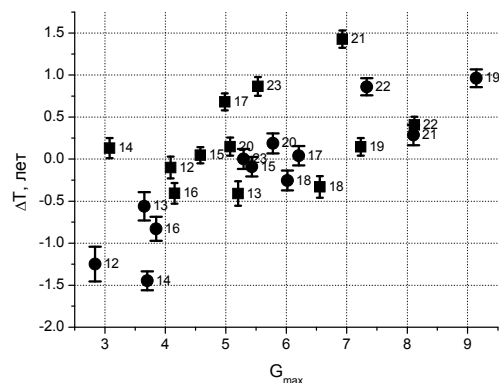


Рис. 4.

Рис. 4 иллюстрирует связь ΔT со значением G в максимуме цикла в данном полушарии (цифры у точек обозначают номера циклов). Общий коэффициент корреляции $r(G, \Delta T) = 0.66$, для северного полушария (кружки) $r = 0.91$, для южного (квадраты) – $r = 0.35$.

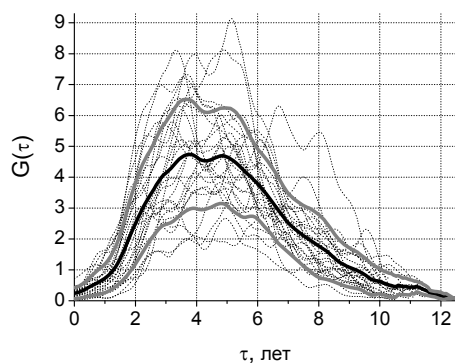


Рис. 5.

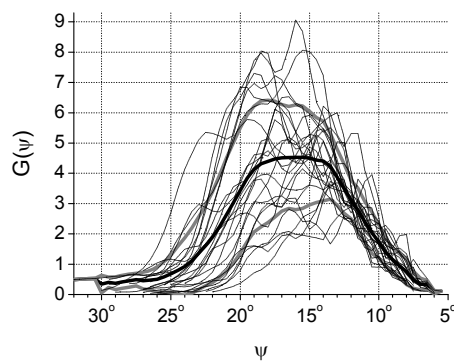


Рис. 6.

Исходя из вышесказанного, можно рассмотреть два способа описания фазы цикла. Во-первых, можно задавать время τ , прошедшее от минимума цикла. Так как широты пятен, как показано выше, ведут себя в разных циклах схожим образом, возможен и другой способ – описывать фазу временем, прошедшим с МСЦ, или, что эквивалентно, переменной $\psi = \Psi(\tau; a, b_0)$, имеющей смысл средней характерной широты пятен в данный момент.

Примечательно, что в зависимости от того, какой переменной описывается фаза, индекс G ведёт себя по-разному. Рис. 5 иллюстрирует поведение $G(\tau)$ в разных циклах и полушариях (пунктирные кривые). При этом жирные кривые соответствуют средним по всем циклам (более светлыми кривыми обозначены также стандартные отклонения). Видно, что разброс кривых на фазе роста для разных циклов примерно такой же, как на фазе спада. На рис. 6 изображён аналогичный график для $G(\psi)$. В этом случае ситуация иная – разброс кривых значительно меньше на фазе спада. При $\psi \leq 12^\circ$ индекс G хорошо описывается соотношением $G(\psi) = 0.055 \psi^2 - 0.485 \psi + 1.08$. Последний факт для случая годовых чисел Вольфа был отмечен ещё в работе [5], где показывалось, что на фазе спада цикла значение этого индекса активности определяется средней широтой.

Итак, полученные в работе реперные моменты старта цикла T_0 обладают следующими свойствами: 1) Средние широты групп пятен в циклах универсальным – не зависящим от амплитуды цикла – образом связаны со временем, прошедшим от момента T_0 ; 2) Величина сдвига МСЦ относительно минимумов $\Delta T = T_0 - T_{\min}$ коррелирует с амплитудой цикла; 3) Наблюдается вековой тренд сдвига ΔT с 12 по 23 цикл; 4) Индекс числа пятен G на фазе роста цикла лучше связан с фазой цикла, отсчитываемой относительно минимума $\tau = t - T_{\min}$, а на фазе спада – со средней характерной широтой групп пятен.

Данная работа поддержана грантами РФФИ № 10-02-00391, НШ-1625.2012.2 и программой Президиума РАН № 21.

Литература

1. Ю.И. Витинский, М. Копецкий, Г.В. Куклин. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М: Наука, 1986, С.207.
2. М.Н. Гневышев // Космические данные, N1, 31 (1944).
3. М.С. Эйгенсон, М.Н. Гневышев, А.И. Оль, Б.М. Рубашев. Солнечная активность и ее земные проявления. М.-Л.: ОГИЗ, 1948, С.34–44.
4. Hathaway D.H. // Solar Phys. 273, 221 (2011).
5. М.Н. Гневышев, Р.С. Гневышева // Бюллетень КИСО, N1(15), 1 (1949).

РОЛЬ КРУПНОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА В ОБРАЗОВАНИИ КОМПЛЕКСОВ АКТИВНОСТИ

Иванов Е.В.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН
им. Н.В. Пушкова, Московская обл., г. Троицк. E-mail: eivanov@izmiran.ru*

THE ROLE OF THE LARGE-SCALE STRUCTURE OF THE SOLAR MAGNETIC FIELD IN FORMATION OF ACTIVITY COMPLEXES

Ivanov E.V.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation,
Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow Region, e-mail: eivanov@izmiran.ru*

A correlation was made between MDI Daily Magnetic Field Synoptic Maps and Stanford maps of the large scale solar magnetic field for different phases of cycle 23. The intimate connection between the formation of active region complexes and the large scale solar magnetic field structure have been established. The relation between the index of effective solar multipole (index of the large scale solar magnetic field structure) and the maximum CME velocity and rate have been studied in cycles 21, 22 and 23.

Установлено, что наиболее заметные проявления солнечной активности (активные области, группы солнечных пятен, а также происходящие в них вспышки) имеют тенденцию к концентрации к границам структурных элементов крупномасштабного магнитного поля Солнца (КМПС) [1, 2]. Концентрация этих образований к границам структурных элементов КМПС (активным долготам и секторным границам межпланетного магнитного поля) растет с ростом их интенсивности (балла) и наиболее заметна для достаточно больших и мощных образований (в случае вспышек - для протонных вспышек и вспышек балла X). В то же время для значительного числа небольших пятен какой-либо заметной концентрации к активным долготам не наблюдается [2].

На Рис. 1 приведены синоптические карты магнитного поля Солнца, полученные с помощью SOHO MDI, с наложенными на них Стенфордскими картами крупномасштабного магнитного поля Солнца для 3-х различных фаз 23-го солнечного цикла. Значения а) 04.12.1996, б) 01.06.2000 и с) 07.06.2003 соответствуют центрам каждого из 3-х приведенных кэррингтоновских оборотов.

Заметна концентрация активных областей, выделяющихся на синоптических картах в виде темных и светлых пятен, к нейтральным линиям КМПС на поверхности Солнца и силовые линии магнитного поля, объединяющие отдельные активные области в комплексы активных областей. Длительное время считалось, что крупномасштабное магнитное поле является следствием расплывания интенсивных магнитных полей активных об-

ластей и солнечных пятен. Однако, еще в 1985 г. Макинтош и Вильсон [3], выявив целый ряд несоответствий между поведением КМПС и магнитных полей активных областей, выдвинули альтернативную теорию происхождения КМПС, основанную на вытягивании тороидального магнитного поля Солнца гигантскими конвективными ячейками. Позднее Вильсоном же было установлено, что появление пятен по отношению к уже существующему крупномасштабному магнитному полю запаздывает на 1–2 оборота. Пятна при этом появлялись непосредственно вблизи нейтральной линии КМПС. Проверка по построенным нами синтетическим картам магнитного поля, созданных посредством суперпозиции Стенфордских карт КМПС и синоптических карт магнитного поля Солнца, полученных на MDI, показала, что действительно изменения структуры КМПС предшествуют на 1–2 оборота вновь возникающим активным областям и пятнам.

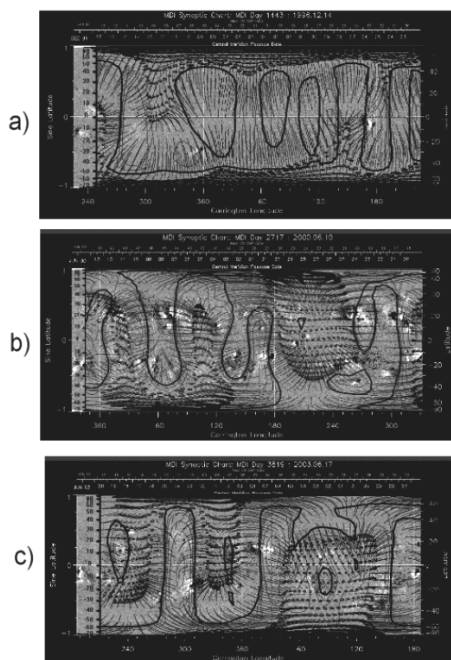


Рис. 1.

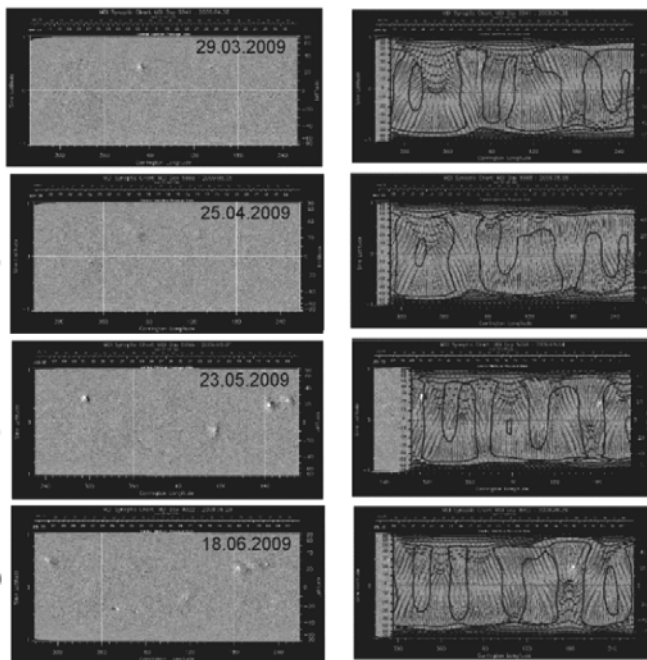


Рис. 2.

На Рис. 2 показан пример возникновения новых активных областей вблизи границ (нейтральных линий) уже существующей структуры КМПС. Приведены 4 последовательных кэррингтоновских оборота в начале 24-го цикла активности.

Для характеристики структурных элементов КМПС в работе [4] был введен индекс эффективного солнечного мультиполя $ESMI = -0.5 \lg(I_{ss}/I_{ph})/\lg(2.5)$, определяемый как логарифмическое отношение индекса энергии глобального магнитного поля Солнца на поверхности источника I_{ss} к величине этого индекса на поверхности фотосферы I_{ph} . Этот индекс определяет вклад различных компонент солнечного магнитного поля (мультиполей) и пропорционален некоторому среднему характерному

размеру структурных элементов крупномасштабного магнитного поля Солнца. С ростом ESMI характерный размер элементов КМПС уменьшается.

В работах [5–7] уже была показана тесная связь индекса эффективного солнечного мультиполя, характеризующего структуру КМПС, с максимальной скоростью и частотой появления наиболее мощных корональных выбросов массы (КВМ).

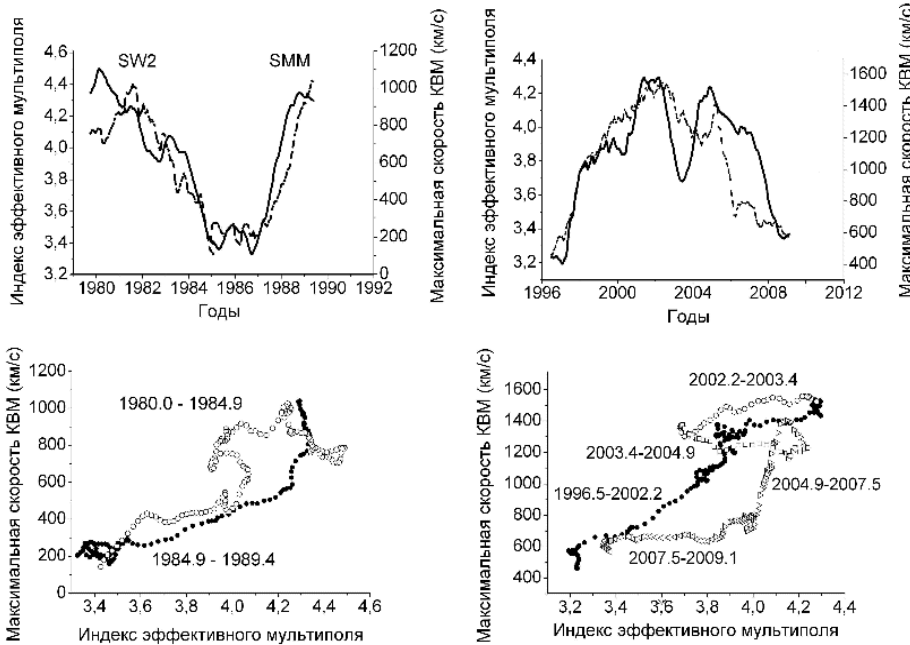


Рис. 3.

и частотой появления КВМ, следует, что наиболее мощные КВМ возникают именно в комплексах активных областей. Это подтверждают и непосредственные исследования комплексов активных областей в период, предшествующий мощным выбросам КВМ [8–10].

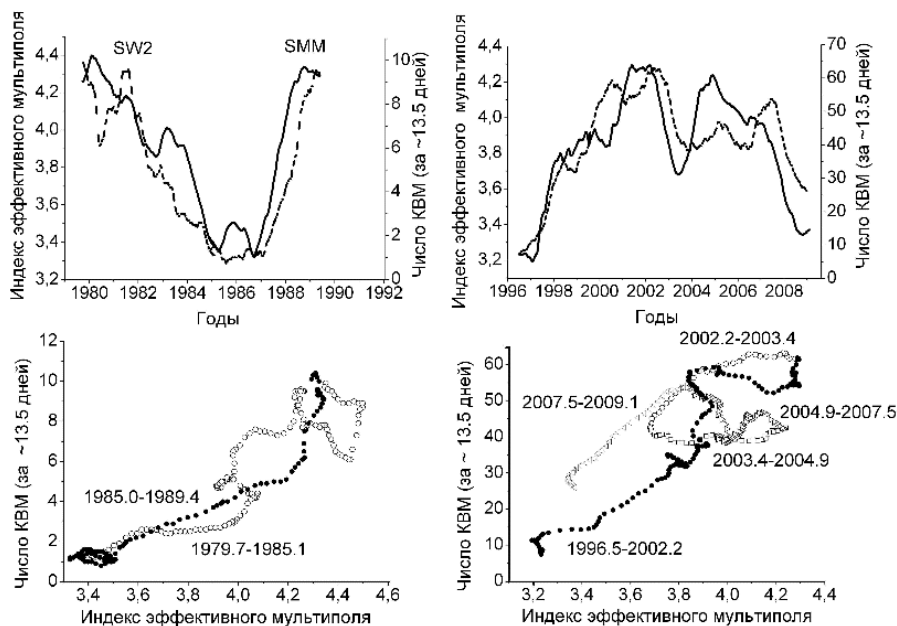


Рис. 4.

Из того факта, что величина элементов структуры КМПС определяет с одной стороны размеры и мощность возникающих комплексов активных областей, а с другой – тесно связана с мощностью (скоростью)

На Рис. 3 и 4 приведены как кривые циклических изменений индекса эффективного солнечного мультиполя (непрерывная линия), максимальной скорости и частоты появления КВМ (прерывистые линии), так и изменения характера связи

индекса эффективного солнечного мультиполя с максимальной скоростью и частотой появления КВМ в течение фазы спада 21-го, фазы роста 22-го и всего 23-го цикла активности. Максимальная скорость (V_{\max}) и N (частота появления КВМ) рассчитаны по данным, взятым из [11, 12] для фазы спада 21-го и фазы роста 22-го цикла активности и из списка ЛАСКО [13] для 23-го цикла. Все значения как $ESMI$, так и V_{\max} и N рассчитаны с шагом, равным половине Кэррингтоновского оборота (~ 13.5 дней), и затем сглажены за год. Заметны характерные петли гистерезиса на фазе спада всех 3-х циклов активности, свидетельствующие о различной роли КМПС в образовании комплексов активности и соответственно циклических изменениях максимальной скорости и частоты появления КВМ на фазах роста и спада 11-летних циклов активности.

Из всего вышесказанного следует, что структура КМПС в значительной степени определяет локализацию мест образования активных областей и больших солнечных пятен, а ее изменения тесно связаны с условиями образования комплексов активных областей, ответственных за возникновение наиболее интенсивных КВМ.

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 11-02-00259.

Литература

1. *Bumba V., Obridko V.N.*, Solar Phys., Vol. 6, 1969, pp. 104–110.
2. *Ivanov E.V.*, Advances in Space Research, 2007, 40, pp. 959–969.
3. *McIntosh, P.S.; Wilson, P.R.*, Solar Physics, vol. 97, May 1985, p. 59–79.
4. *Е.В. Иванов, В.Н. Обридко, и Б.Д. Шельтинг*, Астрономический журнал, 1997, 74, N2, с. 273–277.
5. *Иванов Е.В.*, Труды Всероссийской конференции по физике Солнца "Солнечная и солнечно-земная физика – 2011", 2011, СПб, с. 43–46.
6. *E.V. Ivanov*, Geomagnetism and Aeronomy, 2012, Vol. 52, No. 8, pp. 1–6. © Pleiades Publishing, Ltd., 2012. ISSN 0016_7932
7. *V.N. Obridko, E.V. Ivanov, A. Özgüç, A. Kilcik, V.B. Yurchyshyn*, Solar Phys, 2012, (in press).
8. *Zhang, Y., Wang, J., Attrill, G.D.R., Harra, L.K., Yang, Z., and He, X.*, Solar Phys., 2007, Vol. 241, 329–349.
9. *Chertok, I.M., Grechnev, V.V.*: 2005a, Solar Phys. Vol. 229, p. 95.
10. *Grechnev, V.V., Chertok, I.M., Slemzin, V.A., Kuzin, S.V., Ignat'ev, A.P., Pertsov, A.A., Zhitnik, I.A., Delaboudinière, J.-P., Auchère, F.*: J. Geophys. Res., 2005, Vol. 110, 9S07.
11. *Howard, R.A., Sheeley, N.R.Jr., Koomen, M.J., and Michels, D.J.*, 1991, Preliminary CME List, Washington.
12. http://lasco-www.nrl.navy.mil/solwind_transient.list
13. http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list

ОСОБЕННОСТИ ШИРОТНО-ВРЕМЕННОЙ ЭВОЛЮЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В 23-М ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

PECULIARITIES OF LARGE-SCALE EVOLUTION OF MAGNETIC FIELD IN 23RD CYCLE OF SOLAR ACTIVITY

Ikhsanov R.N., Ivanov V.G.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

The 23rd cycle of solar activity was anomalous in many respects. In particular the amplitude of this odd cycle was less than the one of the previous even cycle No.22, which happened for the first time during last 150 years. The length of the 23rd cycle was 13 years, with the minimum of activity being very deep and long.

We base our study of the large-scale magnetic field in the 23rd cycle on observations of the photospheric magnetic field of the Sun by Stanford observatory in 1976–2010.

We demonstrate that the main cause of the peculiarities of the 23rd cycle is emerging of the secondary 3-year-long activity of the large-scale magnetic field.

23-й цикл солнечной активности по многим параметрам проявился как аномальный. В частности, высота этого нечётного цикла оказалась ниже, чем предыдущего (22-го) чётного, что отмечается впервые за последние 150 лет; продолжительность цикла составила 13 лет, при этом наблюдался очень глубокий минимум (рис. 1). Аномальность 23-го цикла выражалась не только в циклической эволюции солнечных пятен. Так, исследование крупномасштабного магнитного поля (КМП) в [1] показало, что в 22-м, и особенно в 23-м, циклах произошла существенная перестройка глобального магнитного поля (м.п.) по сравнению с 21-м циклом. Это подтверждает то, что аномалии, наблюдаемые в эволюции КМП, приходятся на эпохи максимума и минимума векового цикла солнечной активности [2].

Для выяснения причины этих особенностей в 23-м цикле рассмотрим эволюцию КМП с замкнутыми конфигурациями магнитных полей методами, ранее применёнными нами к 21-му и 22-му циклам [3].

Исходным материалом для анализа нам послужили наблюдения фотосферного м.п. Солнца в Стенфордской обсерватории за 1976–2010 годы на магнитографе с 3-минутным разрешением.

На рис. 2 представлен ход развития м.п. с замкнутыми силовыми линиями в 21–23 циклах для N-полушария, которое оказалось более простым для исследования, чем S-полушарие. Обратимся сначала к 21–22 циклам (1976–1996 гг.). Как было нами показано в работе [3], одной из основных закономерностей м.п. 11-летнего цикла является, наличие двух фаз в его

эволюции: фазы I, охватывающей период подъёма и максимума цикла, и фазы II — периода спада и минимума. На рис. 1 границы этих фаз отмечены вертикальными линиями и цифрами I и II. Точность их определения составляет около полугода. Одно из свойств КМП на фазе II при закрытых конфигурациях м.п. — появление нейтральной линии м.п., которая на протяжении всей фазы II находится на гелиоширотах $\pm(40^\circ-45^\circ)$, а в начале фазы I последующего цикла начинается её подъём в высокие широты с последующей сменой полярности м.п. Солнца.

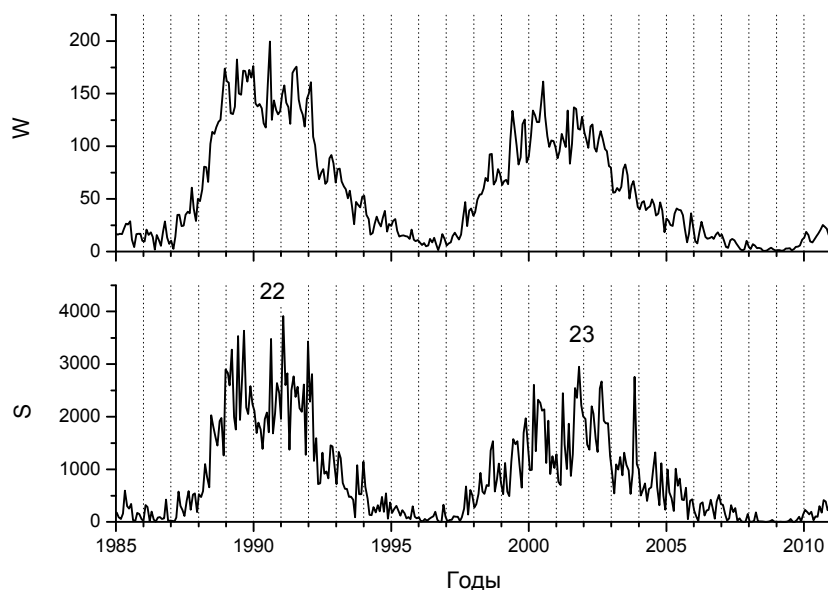


Рис. 1.

Как видно из рис. 2, ход эволюции м.п. 23-го цикла на фазе I в значительной степени аналогичен её ходу в 21-м цикле. Действительно, из рис. 3 (для наглядности 23-й и 21-й циклы представлены один под другим) следует, что в низких широтах, где происходит развитие пятенной активности, в 23-м цикле активные процессы выражены слабее, чем в 21-м. Так,

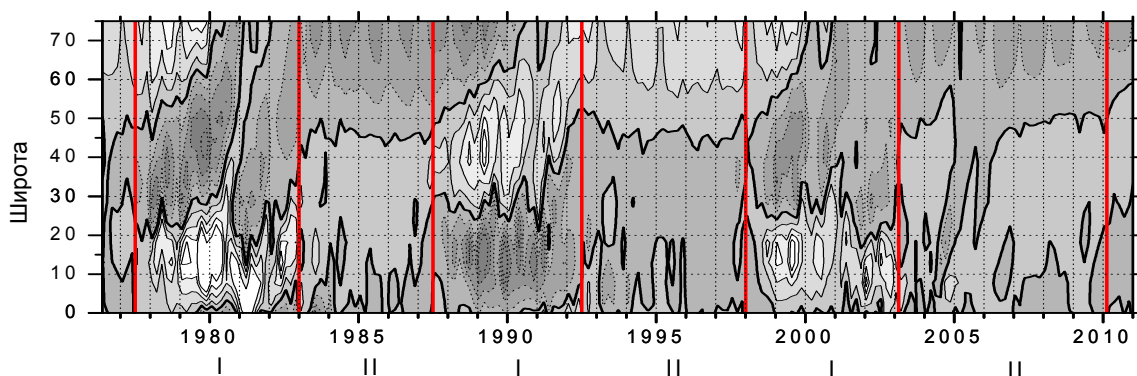


Рис. 2.

например, выброс потока м.п. в высокие широты в 21-м цикле (в 1981–82 гг.) был заметно мощнее, чем в 23-м (в 2001–02 гг.). Однако этот выброс

— канал положительной полярности — на широтах выше 30° в обоих циклах разделил м.п. отрицательной полярности на две части.

Напряжённость м.п. в 23-м цикле оказалась достаточной, чтобы поднять нейтральную линию м.п. с низких широт до зоны II в 2003 году за такой же период времени, что и в 21-м цикле (в 1983 году). Однако почти с этого момента в процессе развития циклов начинаются различия. Нейтральная линия, вместо того, чтобы оставаться, как в 21-м цикле, на этих широтах, примерно через один год направилась в высокие широты, тем самым как будто ещё раз повторяя фазу I, но уже с меньшей продолжительностью, и как бы начиная новый цикл во внеурочное время. Этот «цикл» оказался слабым и недоразвитым, так как смены полярности не произошло — был только подъём до 60° , продолжившийся в виде узкого выброса потока м.п. к полюсу в 2001.1 г. Далее последовал резкий поворот нейтральной линии м.п. в направлении экватора, аналогичный окончанию фазы I. Приблизительно в 2007 году восстанавливается фаза II, и нейтральная линия м.п. остаётся на широтах 48° – 50° до начала подъёма её в 2010 году в высокие широты, т.е. до наступления фазы I следующего, 24-го, цикла.

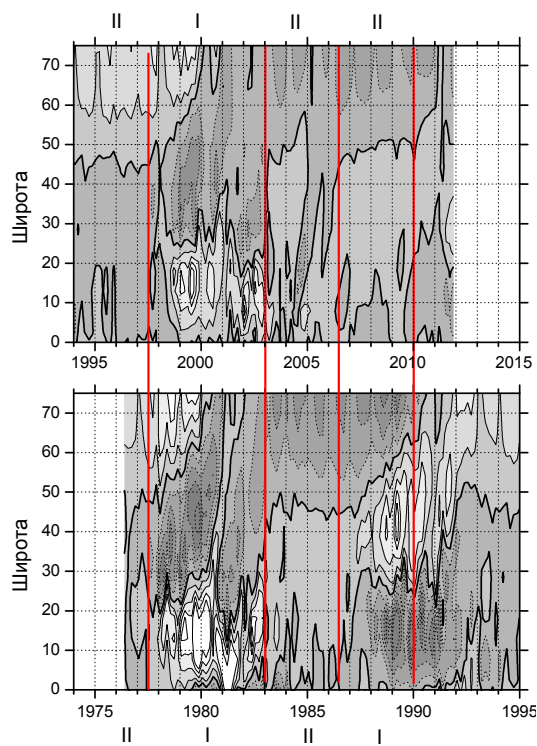


Рис. 3 .

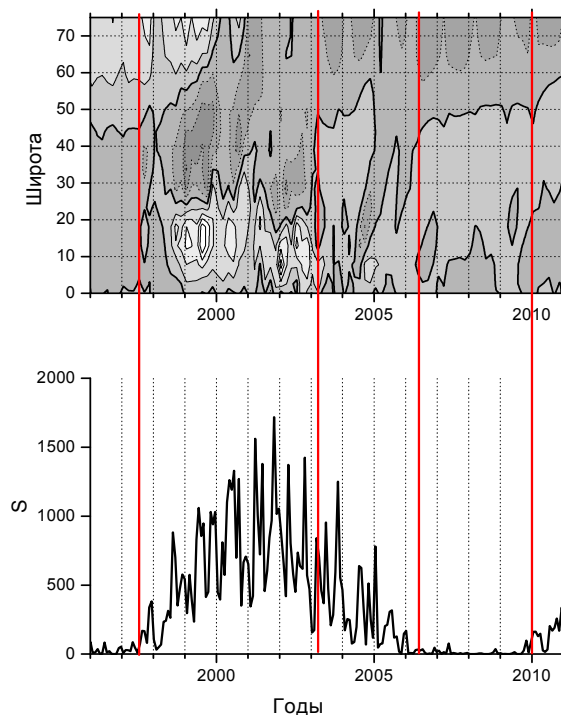


Рис. 4.

В 21-м цикле фаза II заканчивается в 1987 году, и начинается фаза I 22-го цикла, в то время как в 23-м цикле, за счёт возникающей дополнительной активности, конец фазы II оказался отодвинутым на 3 года: с 2007 до 2010 года.

Как показано в [4], трёхлетний период такой активности наблюдался в 23-м цикле и в высоких гелиоширотах по данным исследования циклической эволюции корональных дыр и полярных факелов.

В заключение рассмотрим развитие КМП в 23-м цикле параллельно с развитием суммы площадей пятен (рис. 4). Пятенная активность (нижняя панель рис.4) возрастает с 1997.5 г., т.е. с началом фазы I КМП. Последняя завершилась примерно к 2003 году вместе с резким уменьшением суммарной площади пятен в N-полушарии. Однако в 2003.9 г. она снова резко возросла, так что пик суммарной площади оказался равен по высоте пикам на фазе I. Вероятно, это стало причиной всплеска активности с центром в 2005 г., сопровождавшего вторичную активность продолжительностью в три года и сдвинувшего на это время конец фазы II КМП 23-го цикла до 2010 г., в то время как пятенная активность N-полушария закончилась в 2006 году. Это объясняет наличие наблюдавшегося глубокого и длительного минимума в 23-м цикле.

Работа выполнена при частичной поддержке НШ-1625.2012.2.

Литература

1. *Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.* // Труды VII Пулковской международной конференции по физике Солнца, СПб, Пулково, 2003, с.189.
2. *Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.* // Труды IX Пулковской международной конференции по физике Солнца, СПб, Пулково, 2005, с.367.
3. *Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.* // Труды Всероссийской ежегодной конференции «Солнечная и солнечно-земная физика — 2011», СПб, Пулково, 2011, с.47.
4. *Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С.* Статья в настоящем сборнике.

**ЦИКЛИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ КРУПНО-
И СРЕДНЕМАСШТАБНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ
В ВЫСОКИХ И НИЗКИХ ГЕЛИОШИРОТАХ 20-23 ЦИКЛОВ**

Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

**CYCLIC VARIATIONS OF LARGE- AND MEDIUM-SCALE
MAGNETIC FIELDS AT HIGH AND LOW HELIOLATITUDES
IN 20-23 CYCLES**

Ikhsanov R.N., Ivanov V.G.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

We study cyclic variations and relations between global and local indices of activity in 20–23 solar cycles. Special attention is paid to separate study of indices connected to high and low latitudes of the Sun and to peculiarity of the 23rd cycle. Study of data for 4 solar 11-year cycles makes it possible to identify regularities in evolution of even and odd cycles.

Данная работа посвящена изучению глобальных циклических вариаций солнечной активности и магнитного поля (м.п.) в 20–23 циклах, характеризующих фотосферу и корону. Для этой цели нами были привлечены ряды широко известных индексов, таких как числа Вольфа (W), суммарные площади пятен (SP), число полярных факелов (PF) [1] и интенсивности зелёной короны в линии Fe XIV 5303Å (GC) [2]. Для раздельного рассмотрения высоко- и низкоширотной активности нами были введены индексы: число экваториальных (ECH) и полярных, расположенных ниже 60° (PCH_{<60}), корональных дыр и интенсивности низко- (G_{<45}) и высокоширотной (GC_{>45}) зелёной короны, а также высокоширотные корональные дыры (PCH_{>60}), взятые из [4]. Кроме того, был использован индекс квадрата м.п. Солнца как звезды и геофизический индекс aa, опубликованный в SGD.

Нами были вычислены значения индекса энергии крупномасштабного м.п. (КМП) для периода 1960–2010 гг. по данным наблюдений фотосферного м.п. обсерваторий Маунт Вилсон, Китт-Пик и Стенфорда. Этот индекс, согласно [5], определяется как усреднённый квадрат радиального компонента м.п. на поверхности фотосферы (BR₁) и на поверхности источника (BR₂). Кроме того, были вычислены частные индексы м.п., такие как ZO (сферические гармоники с $m = 0, l = 2k + 1$) — зональный диполь, SO ($m = l = 2k + 1$) — секториальный диполь, SE ($m = l = 2k$) — секториально-чётный квадруполь и Q ($l = 2$) — полный квадруполь. К ним добавлены вычисленные значения диполеобразных Dlike ($l = 2k + 1$) и квадрупольобразных Qlike ($l = 2k$) составляющих м.п.

На рис. 1–3. приведены среднеоборотные значения перечисленных выше индексов, усреднённые по семи оборотам Солнца. Вертикальными линиями отмечены границы, разделяющие фазы I и II КМП в 11-летнем цикле [6]. Тонкие кривые на рисунках соответствуют данным обсерваторий MW и КР. Нормировки разных кривых условны.

На рис. 1 представлен циклический ход изменения индексов, отражающих активность низкоширотных областей Солнца ($<45^\circ$), и глобальных энергетических индексов м.п.

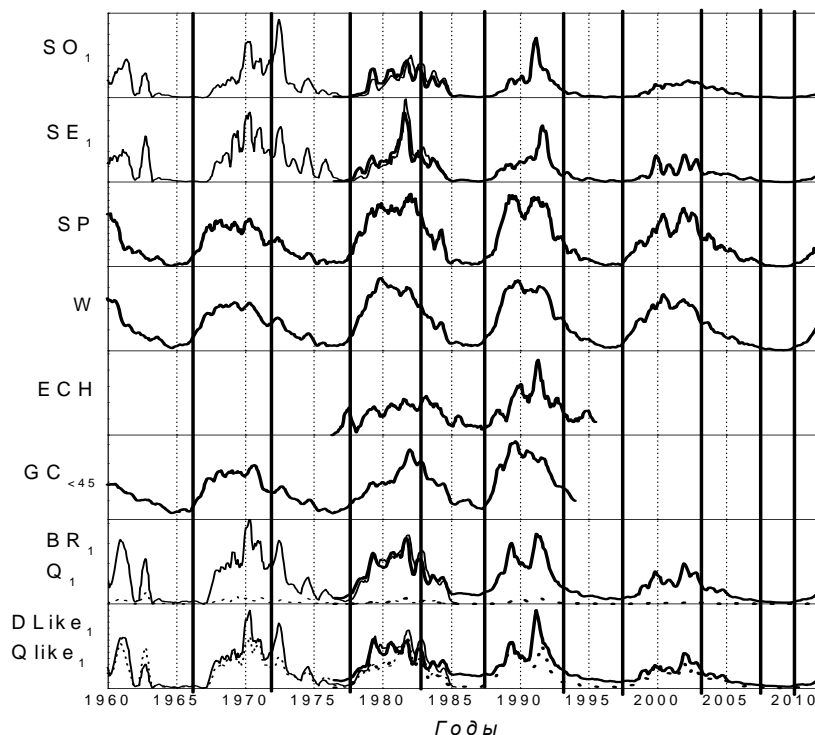


Рис. 1.

Прежде всего, следует отметить значительные различия циклического хода индексов в чётных и нечётных циклах. Особенно это заметно для индекса числа экваториальных дыр (ECH) и индексов энергии м.п. SO_1 и SE_1 .

Из сравнения W и SP с глобальными индексами м.п. следует, что они показывают хорошее сходство с BR_1 и, прежде всего, с квадруполоподобной её составляющей на уровне фотосферы Q_1 .

Совершенно другим образом ведёт себя индекс экваториальных корональных дыр ECH, показывая при этом большое сходство с секториальной составляющей энергии м.п. SO_1 . Отсюда следует, что в низкоширотной области Солнца одновременно наблюдаются два типа м.п.: преимущественно квадруполоподобное и типа наклонного диполя (SO_1). Обращает на себя внимание необычность 23-го цикла: высота SP и W в нём ниже, чем у чётного 22-го, а его продолжительность составляет 13 лет.

Более сложная картина наблюдается при рассмотрении индексов, характеризующих высокоширотные области Солнца (рис. 2). При этом дос-

таточно полные и надёжные данные существуют только для 21-го и 22-го циклов. Индекс числа полярных факелов (PF) показывает качественное согласие с циклическим ходом зональной дипольной составляющей энергии м.п. (ZO), хотя отношение их максимальных амплитуд в 21-м и 22-м циклах противоположно. Особенностью является как то, что полярные факелы 22-го цикла явно выделяются наличием двух широко расставленных пиков, так и их большая высота. Тем самым 22-й цикл предопределил аномальность эволюции пары 22–23. Подобный индексу ZO циклический ход проявляет и индекс числа полярных корональных дыр для широт, меньших 60° ($PCN_{<60}$), как и $PCN_{>60}$, если не считать пика в 1987 году. Отметим, что все рассмотренные индексы объединяет с ZO то, что они имеют максимум на фазе минимума и минимум на фазе максимума 11-летнего цикла активности пятен, и только зелёная корона ($GC_{>45}$), в противоположность рассмотренным выше полярным индексам, повторяет ход SP.

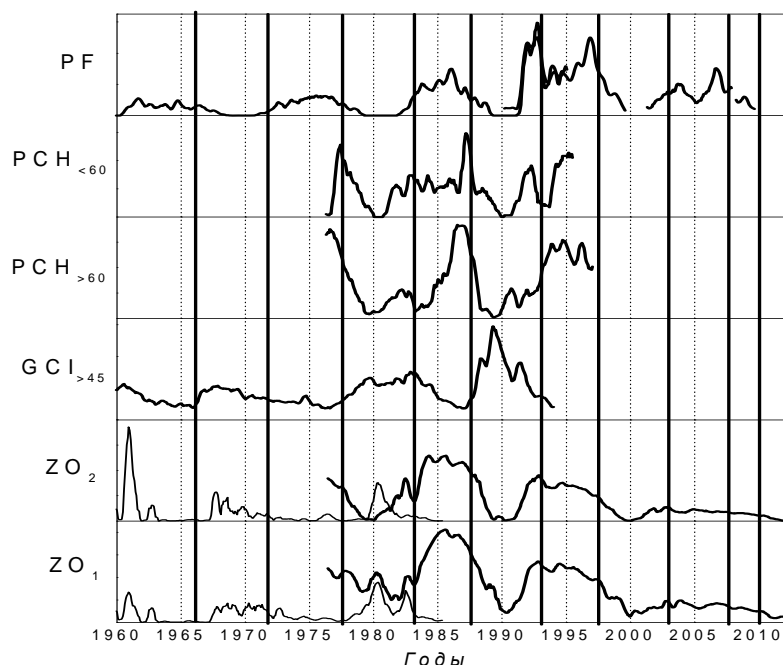


Рис. 2.

Таким образом, если полярные факелы и полярные корональные дыры ведут себя подобно зональной дипольной составляющей энергии м.п. Солнца, то высокоширотная интенсивность зелёной короны подобна квадрупольной составляющей м.п. низких широт. Всё это свидетельствует о том, что и в высоких гелиоширотах одновременно присутствуют два типа м.п.

Максимум ZO, как и полярных факелов и полярных корональных дыр, находится на границе двух циклов. Тем самым, можно ожидать, что ZO является связующим звеном между предшествующим и последующим 11-летними циклами. Поэтому, если предположить, что величина ZO опреде-

ляет высоту максимума последующего цикла пятен, то по величине отношения с предшествующим значением ZO можно предсказать высоту (мощность) последующего цикла. По существу, это одна из многих возможных модификаций идеи метода А. И. Оля [7]. Так, согласно рис. 2, высота 23-го цикла должна была быть ниже 22-го, как и оказалось в действительности, а высота 24-го цикла будет, возможно, ещё ниже.

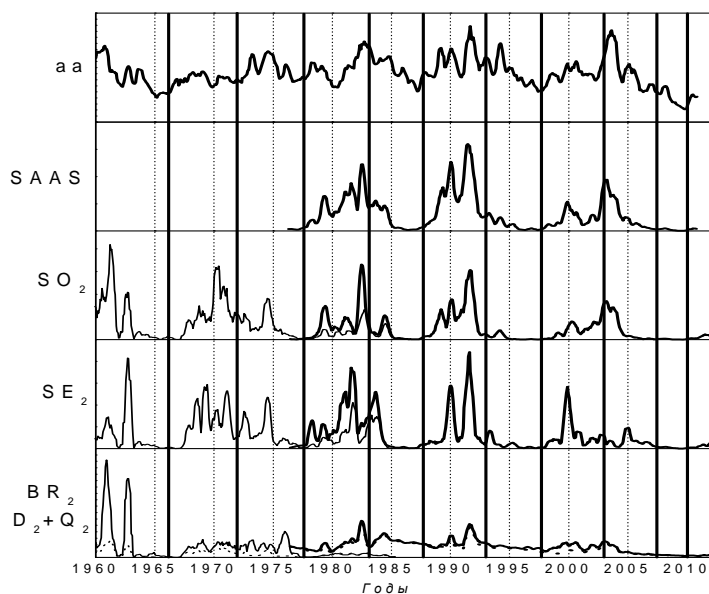


Рис. 3.

Как следует из рис. 3, в 23-м цикле необычно ведёт себя индекс SE_2 , давший неожиданный всплеск в 2005 году. Поведение индекса квадрата м.п. Солнца как звезды MS хорошо коррелирует с BR_2 , но ещё лучше — с индексом SO_2 на поверхности источника. Можно сделать вывод, что индекс MS характеризует циклические изменения м.п. на значительном расстоянии от поверхности Солнца, что находится в хорошем согласии с ходом геофизического индекса aa . Таким образом, в этом непосредственно наблюдаемом индексе существует преобладание диполеподобной части энергии крупномасштабного м.п. Солнца.

Работа выполнена при частичной поддержке НШ-1625.2012.2.

Литература

1. *Makarov V.I., Makarova V.V., Sivaraman K.R.* // Solar Phys., 1989, V.119, P.45.
2. *Rybansky M. et al.* // Solar Phys., 1994, V.152, P.153.
3. *Ikhsanov R.N., Ivanov V.G.* // Solar Phys., 1999, V.188, P.245.
4. *Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.* // Изв. ГАО, 2000, № 215, С.163.
5. *Obridko V.N., Shelting B.D.* // Solar Phys., 1992, V.137, P.167.
6. *Оль А.И.* // Солнечные данные, 1976, № 9, С.73.
7. *Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.* // Труды конференции «Солнечная и солнечно-земная физика — 2011», СПб, Пулковое, 2011, с.47.

ЭВОЛЮЦИЯ ВЫСОКОШИРОТНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР И ПОЛЯРНЫХ ФАКЕЛОВ В 21-23 ЦИКЛАХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

EVOLUTION OF HIGH-LATITUDE CORONAL HOLES AND POLAR FACULAE IN SOLAR CYCLES 21-23

Ikhsanov R.N., Tavastsherna K.S.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

The cyclic evolution of high-latitude coronal holes and polar faculae in solar cycles 21-23 has been investigated. It was noted a number of common regularities. However it was found that the 23rd irregular cycle had additional activity within three years which increased the cycle length.

Для изучения циклической эволюции высокоширотных корональных дыр (КД) был использован ряд КД (ряд I), составленный по данным наблюдений обсерватории Китт-Пик в линии HeI 10830 Å за период 1975-2003 гг. и данным SOHO/EIT в линии Fe XII 195 Å за период 1997-2010 гг. полуавтоматическим методом [1]. В дополнение к нему рассмотрен также ряд каталога [2] по данным Китт-Пик с применением автоматического метода (ряд II).

Среднемесячные числа полярных факелов (ПФ), полученные Макаровой за тот же период времени, взяты с сайта Кисловодской горной астрономической станции ГАО РАН.

Два вышеупомянутых ряда КД различаются, прежде всего, методом выбора на синоптических картах нижней пороговой величины интенсивности. В полярных областях КД и полярные факелы (ПФ) являются основными представителями магнитных полей и солнечной активности, и по своим свойствам существенно различаются как размерами, так и величиной напряженности магнитного поля (МП): ПФ относятся к мелкомасштабным, короткоживущим объектам солнечной активности и имеют более высокие величины напряженностей МП, чем КД. Последние, напротив, в значительной своей части являются крупномасштабными долгоживущими образованиями, имеющими открытые конфигурации МП, и входят в глобальную составляющую МП Солнца [3].

В предыдущих работах нами уже рассматривались циклические свойства КД и ПФ по данным 21-го и 22-го циклов [4]. В этой работе исследуется циклическая эволюция КД и ПФ в свете особенностей их совместного

развития в ходе 11-летнего цикла с учетом его двухфазности и выяснения причины аномалии в развитии на высоких широтах 23 цикла.

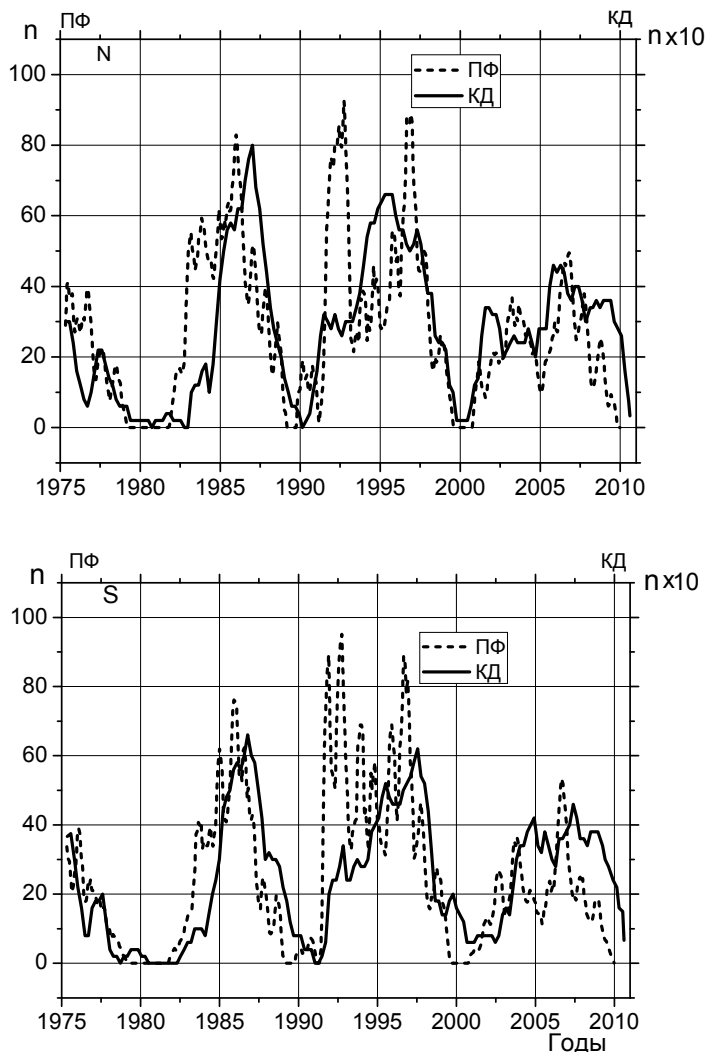


Рис. 1. Временной ход числа ПФ и КД на гелиоширотах выше 60° (сумма 3-х оборотов для ряда I) в 21–23 циклах для северного и юного полушарий Солнца.

Из рис. 1, на котором приведен временной ход числа КД (с площадями $S > 15000$ мдп) и ПФ в течение 21–23 циклов активности, следует, что, во-первых, в 21-м 22-м циклах наибольшее количество КД наблюдается в периоды минимумов 11-летних циклов. Во-вторых, положения максимумов чисел ПФ и центров КД не совпадают и часто находятся в противофазах. В-третьих, высота максимума числа КД в 23-м цикле заметно ниже, чем в четном 22. Кроме того, особенностью циклов 22–23 является наличие в них по два широко разнесенных

пика ПФ. Таким образом, оба цикла 22 и 23 явно демонстрируют аномалию в своем развитии. В особенности это проявляется в 23-м цикле.

На рис. 2а приводится диаграмма широтно-временного распределения КД и ПФ по данным Хусаинова [5]. Вертикальными линиями отмечены границы (1977 и 1983 гг.) фаз I и II 11-летнего цикла [3]. Из рис. 2а следует, что в N-полушарии высокоширотные КД положительной полярности (светлые кружки) из узкой полосы широт, выше 60° , с наступлением фазы I начинают распространяться в сторону низких. Далее вступает в действие второй поток КД, уже отрицательной полярности (темные кружки), который поднимается с гелиоширот выше 40° в виде ряда последовательных цепочек, изменяя знак МП в полярной области. Процесс подъема цепочек КД с нижних широт прекращается на границе фазы I (1983 год.) с фазой II, образуя на фазе II горизонтальную полосу на широтах выше 60° .

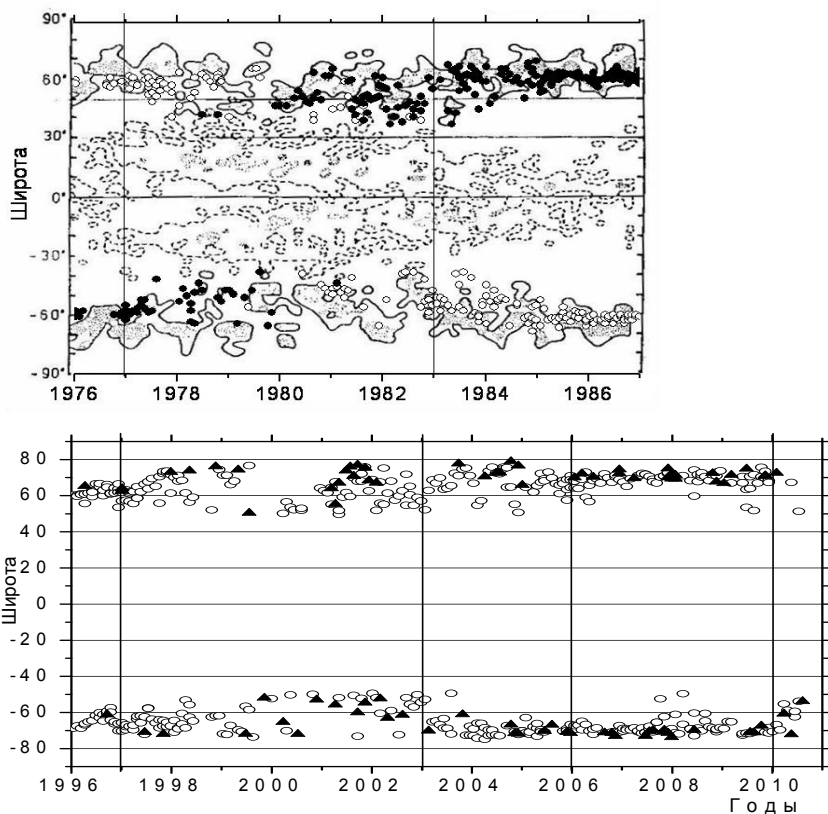


Рис. 2а. Широтно-временное распределение ПФ и КД с площадями > 15000 мдп в 21 цикле.

Рис. 2б. Широтно-временное распределение высокоширотных КД в 23 цикле с S 10000–15000 мдп (треугольники) и $S > 15000$ мдп (кружки), широты 50° – 80° .

Аналогичный процесс происходит и в S-полушарии КД. Из рис. 2а видно, что густо заполненные области ПФ в своей циклической эволюции

ведут себя подобным же образом. При этом центры КД располагаются, как правило, в районах ослабления, на границах активности ПФ.

При сравнении циклической эволюции КД в 23-м цикле с таковой в 21-м, наблюдаются те же закономерности, с одним существенным отличием. В то время как, в N-полушарии в 21-м цикле переход на фазу II произошел в 1983 году в 23-м цикле в соответствующую эпоху, т.е. в 2003 году, такого перехода не последовало, и, как видно из рис. 2б, подъем цепочек КД в высокие широты закончился только в начале 2006 года.

В связи с этим, рассмотрим циклическую эволюцию КД и ПФ в 23-м цикле подробнее. На рис. 3а приводится широтно-временное распределение высокоширотных КД, а ниже – распределение числа ПФ. В 23-м цикле, как и в 21-м, наблюдаются три цепочки КД, поднимающихся в полярную область, но расстояние между второй и третьей цепочками в отличие от 21-го цикла существенно возросло, примерно до трех лет. К тому же расстояние между вершинами этих кривых также составляет около 3-х лет.

Та же самая продолжительность во времени наблюдается между двумя основными пиками ПФ (рис. 3б.). Полученный результат, в особенности циклической эволюции 23-го цикла в высоких широтах Солнца, находится в хорошем согласии с результатами исследования замкнутых МП, где показано, что возникшее дополнительное возбуждение активности МП привело к сдвигу начала фазы II 23-го цикла примерно на три года вперед [6].

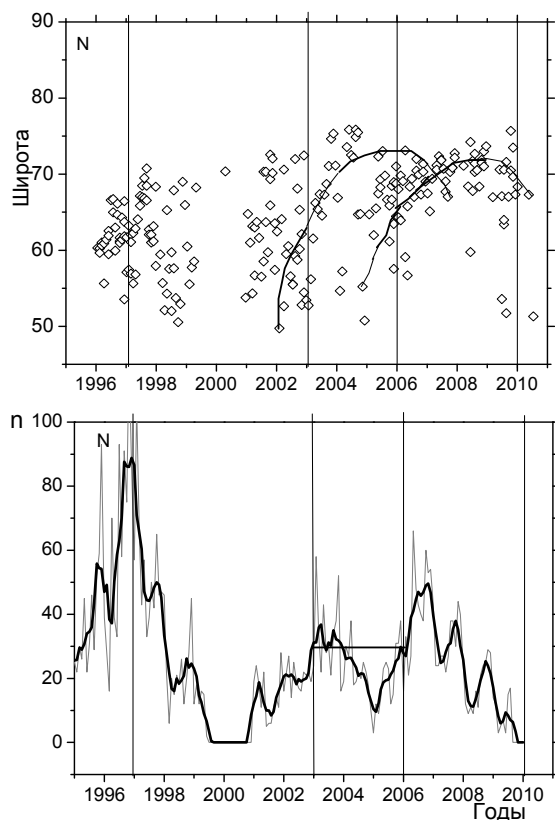


Рис. 3а. Широтно-временное распределение корональных дыр с площадями > 15000 мдп на широтах 50° – 80° в 23 цикле, в N-полушарии.

Рис. 3б. Временной ход числа полярных факелов в 23 цикле в N-полушарии.

На этой основе можно попытаться дать предварительный прогноз о времени наступления максимума активности в 24-м цикле. Естественно, он, может быть, сдвинут на найденные три года от традиционно ожидаемого среднего периода между последними наблюдаемыми циклами продолжительностью в 10.3 года, т.е. произойдет в 2013 году. Можно, однако, подойти к этому вопросу несколько иначе, основываясь на том

факте, что первый всплеск активности пятен в 24-м цикле уже произошел в 2011,8 году. Если предположить, что наблюдаемый малый подъем в N-полушарии соответствует первому из двух основных пиков ПФ в 23-м цикле (рис. 3б), то максимум 24-го цикла можно ожидать только в конце 2014 (2014,8 г.). Как видно, эти два прогноза резко отличаются.

Итак, в дополнение к результатам исследования МП в 23-м цикле [6] изучение высокоширотной циклической эволюции КД и ПФ также показало, что в 23-цикле наблюдалась дополнительная активизация солнечной активности. Последнее позволяет дать объяснение необычным особенностям 23-го цикла солнечной активности.

Литература

1. Тавастшерна К.С., Васильева В.В., Глатов А.Г. Труды конф. Солнечная и солнечно-земная физика – 2011, СПб, 2011, с.89.
2. Тавастшерна К.С., Глатов А.Г. Каталог и атлас синоптических карт корональных дыр и полостей волокон в линии $\text{HeI } 10830 \text{ \AA}$. СПб, 2006, 565 с.
3. Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г. Труды конф. Солнечная и солнечно-земная физика – 2011, СПб, 2011, с.47.
4. Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С. Труды конф. Солнечная и солнечно-земная физика – 2010, СПб, 2010, с.175.
5. Хусаинов Е.И. Исследование активн. процессов на Солнце, 1988, Владивосток, с.55.
6. Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г. В настоящем сборнике.

СОЛНЦЕ В ФАЗЕ МАКСИМУМА ТЕКУЩЕГО 24 ЦИКЛА СА: ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ

Ишков В.Н.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Москва*

THE SUN IN PHASE OF CURRENT 24 CYCLE MAXIMUM: THE BASIC CHARACTERISTICS AND EVOLUTION PARTICULARITY

Ishkov V.N.

IZMIRAN, Troitsk, Moscow

The main characteristics and course of the current solar cycle XXIV evolution after three and half years of development and some signs suggest that the current cycle is a phase of maximum are considered. At the same time, the curve of the current solar cycle is similar to the solar cycle XIV – the lowest of the authentic. The geoeffective solar flare events and coronal holes is abnormally low, and during these three and half years were not registered a single several magnetic storms ($A_p \geq 100$), only one major magnetic storm ($A_p \geq 70$) and only two solar proton event ($E_{pr} > 10 \text{ MeV}$) with a flux of protons is greater than 1000 p.f.u.

1. Вопросы развития текущего цикла солнечной активности (СА) всегда актуальны при планировании и подготовке научных экспериментов, экономических задач и, в особенности, проблем освоения околоземного космического пространства (ОКП). Возможность прогноза хода развития текущего и, возможно, последующих солнечных циклов, выявление периодов экстремальной вспышечной активности, как на Солнце, так и в ОКП, позволило бы избежать многих технологических аварий и катастроф. К сожалению, статистика научных исследований ряда чисел Вольфа (W) очень коротка (с 1849 г.): на временной шкале в 163 года нам реально доступны лишь 14 циклов (СА) – **достоверный ряд**. Эта временная точка соответствует середине 9 цикла из ряда с восстановленными значениями W по отдельным наблюдениям до 1750 года (**пронумерованный ряд**). Недавние исследования [1] показали, что спектральные характеристики пронумерованного и достоверного рядов W совершенно разные, что закрывает возможность использования пронумерованного ряда в научных целях. В ещё большей степени это относится к ряду более раннего периода вплоть до 1610 г. – года изобретения телескопа. Таким образом, на данной достоверной статистике мы не перебрали всех возможных характеристик и трендов развития отдельных циклов СА и не выявили взаимосвязи с более длительными циклами (кроме магнитного 22-летнего цикла). Это не даёт возможность найти механизмы образования солнечной цикличности и построить её модель.

2. В настоящий момент в рамках уже реализованной истории достоверных солнечных циклов становится понятно, что, начиная с 23 цикла СА, мы вступаем в эпоху циклов средней и низкой величины – период спада 150-летнего цикла. Предыдущий достоверный, низкий солнечный цикл имел номер 14 ($W^* = 64$), а самый высокий – солнечный цикл 19 ($W^* = 201$), суперцикл, который реализовался в окружении высоких циклов 18, 21 и 22, создав вершину высокой СА продолжительностью в ~ 50 лет. Исключение составил цикл средней величины – 20, который имел очень высокий уровень вспышечной активности. Характеристики цикла 22 (самый высокий из чётных циклов) дали весомые аргументы начинающейся перестройки режима генерации солнечных магнитных полей в конвективной зоне Солнца, которые изменили условия появления активных областей (АО) [2]. Как стало понятно впоследствии, признаками такой перестройки были: – появление больших групп пятен на высоких широтах ($\geq 35^\circ$) на фазе роста и в максимуме цикла; – реализация наиболее мощных солнечных вспышек в фазе максимума, обычно такие вспышки наблюдаются на фазе спада цикла; – полное отсутствие вспышек рентгеновского бала X на фазе спада цикла – впервые со времени наблюдений солнечных вспышек; – единственный из статистики достоверных циклов случай нарушения правила Гневыхшева – Оля, по которому нечётный цикл должен быть выше предыдущего чётного. Основным следствием такой перестройки стало значительное ослабление магнитных полей в тенях солнечных пятен и, соответственно, рост яркости теней пятен [3] (Рис. 1), которое проявилось с началом 23 цикла СА и продолжается до настоящего времени.

3. Вторым возможным следствием этого процесса стала рекордно затянувшаяся фаза минимума 23–24 циклов СА (V 2005– XII 2010).

В этот период осуществился спад W^* , в ходе которого как Солнце, так и гелиосфера достигли рекордно низких значений по основным параметрам. Количество беспятенных дней на видимом диске Солнца (2004–2011 г.) – 821, при среднем для всех достоверных циклов СА – 485 суток.

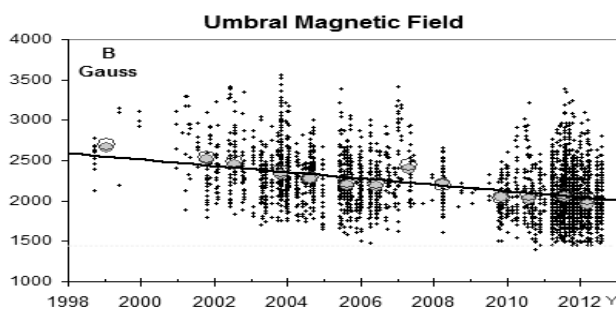


Рис. 1. Систематическое уменьшение напряжённости магнитного поля (нижний рисунок) в тенях солнечных пятен по данным [3].

Рекордсменом здесь является фаза минимума 14–15 циклов СА: 1019 беспятенных дней. Наибольший интервал самых низких значений (с 1947) г. потока радиоизлучения на 10.7 см (~ 68 с.е.п) отмечен именно в VII 2008 г.– II 2009 г. [4]. По данным спутника VIRGO [5] уровень солнечной постоянной в 2007–2009 г. держался на $0.2 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$ ниже, чем в 1996 г.– предыдущем солнеч-

ном минимуме, самом низком значении за всё время внеатмосферных измерений. Наблюдения Солнца и солнечного ветра (СВ) над полюсами (Ulysses) и в эклиптике показали значительные различия между этими минимумами СА [6]. Магнитный поток на поверхности Солнца на полюсах стал на 40% слабее, а магнитные поля в СВ уменьшились примерно втрое, также как и плотность (10–20%) и скорость (~3%) СВ. Подобные различия в средних характеристиках СВ отмечены и в ОКП: средняя напряжённость магнитного поля в СВ стала ниже на 15%, а его средняя плотность – на ~45%. Однако скорость СВ у Земли возросла в среднем на 13%. Кроме того, произошла полная перестройка характерных периодов собственных колебаний, как в характеристиках солнечного ветра, так и в индексах, характеризующих авроральную зону и радиационные пояса. Существование больших приэкваториальных КД затянулось по времени на весь период фазы минимума. Высокоскоростные потоки СВ от этих КД стали более интенсивными, длительными, но средняя плотность частиц в них значительно упала, поэтому и степень их воздействия на ОКП стало более слабым. Количество малых магнитных бурь резко упало, а сглаженное значение A_p индекса только в сентябре 2009 г. достигло своего минимума. Уменьшение средней величины магнитного поля гелиосферы облегчило проникновение галактических космических лучей во внутренние области солнечной системы и привело к тому, что их поток в межпланетном пространстве значительно вырос [7]. По измерениям ядер железа с энергиями 250 – 450 МэВ/нуклон это увеличение достигло 20% от прошлых максимальных значений. Таким образом, в этот период были получены наименьшие, фоновые значения основных наблюдательных характеристик Солнца и межпланетной среды.

4. Начавшийся в таких условиях текущий 24 цикл СА к началу 2012 г. вошёл в фазу максимума и уже немного превзошёл по высоте самый низкий 24 цикл СА. На данный момент цикл развивается как цикл низкой высоты ($W^*_{\text{макс}} \leq 80$) и среди достоверных их было всего 3 – 12, 14 16 и все чётные. Текущий цикл – первый компонент физического 22-летнего солнечного цикла и по правилу Гневнышева – Оля следующий 25 солнечный цикл должен быть выше.

Основные характеристики 24 цикла СА следующие: – начало I 2009 г. с $W^*_{\text{мин}} = 1.7$; – первая группа текущего цикла появилась в северном полушарии в I 2009 г., а в южном полушарии только в V 2009; – начало фазы роста – IV 2011 г. ($W = 54.4$, $F_{10.7} = 112.6$); – появление первой большой ($Sp \geq 500$ м.д.п.) группы солнечных пятен – II 2011, а первой очень большой ($Sp \geq 1500$ м.д.п.) – XI 2011 года; – наблюдается явное преобладание пятнообразовательной активности северного полушария Солнца: за 3.8 года развития на видимом диске Солнца появилось 564 групп пятен, из которых 335 образовались в северном полушарии и 219 – в южном; – первая большая вспышка ($M \geq 5$) осуществилась в II 2010 г; – первая мощная солнечная вспышка X6.9/2B осуществилась 9.08.2011 г; – ожидаемый максимум W^* – X 2012 – II 2013 г.; ожидаемая вели-

чина $W^*_{\max} = 75 \pm 5$. Одной из самых интересных особенностей 24 цикла является необычно большое количество комплексов активных областей (КАО), промежуточной структуры между АО и комплексами активности.

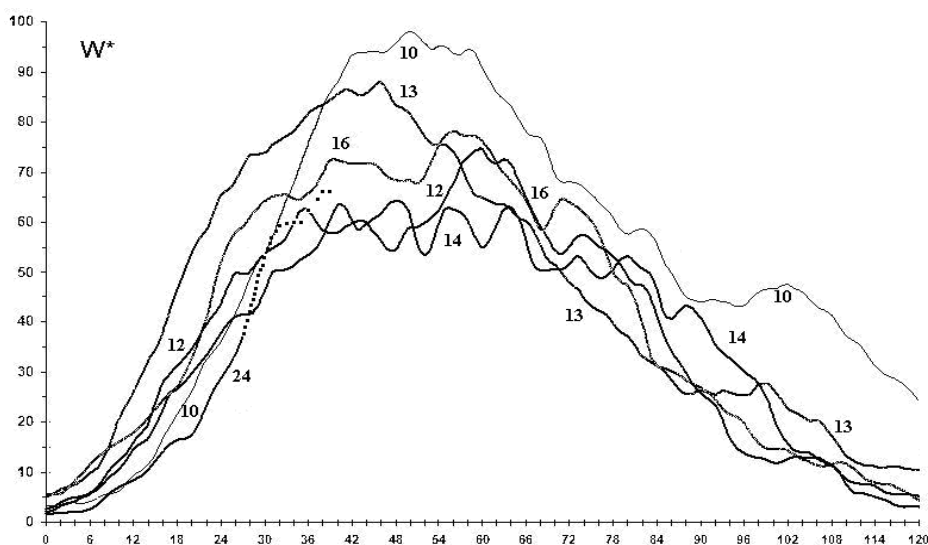


Рис. 2. Ход развития (39 мес.) 24 цикла СА среди достоверных циклов низкой и средней (10, 13) величины по сглаженным числам Вольфа (W^*). По оси ординат – месяцы после начала цикла. Точки минимумов всех циклов сведены в начало координат.

На 1 VIII 2012 г. 74 КАО включало 175 АО. За данный период видимый диск Солнца проходили 75 (КД), которые осуществили 162 прохождение по видимому диску. Для двух долгоживущих КД основное время существования было в прошедшем 23 цикле СА. Из оставшихся 73 КД один оборот наблюдались 47 КД, 2 оборота – 10, 3 – 3, 4 – 9, 5 оборотов – 2, 6 – 2 и 9 – 1.

5. Вспышечная активность на втором году развития текущего цикла СА ограничилась осуществлением вспышек рентгеновского балла М. Первая группа пятен AR11041 (S25L052; XRI= 1.18; $M_6^{3.4}$), в которой за 29^h 19–20.01 2010 г. произошло 6 вспышек среднего балла. В данной статье для характеристики группы пятен используется краткая запись, введенная автором в [9].

Первые большие вспышки (БВ) осуществились в II 2010 г. Сначала в AR11045 (N24L250; XRI= 1.52; $M_8^{6.4}+C_{24}$) за 72^h 6 – 9.02.2010г. осуществилось 7 вспышек средних балов и одна большая балла М6.4, а с 10.02 начала быстро усложняться магнитная конфигурация AR11046 (N24L186, XRI= 0.83; $M_1^{8.3}+C_4$) и 12.02 в ней осуществилась вспышка балла М8.3. Следующая БВ (М5.4) произошла в XI 2010 г. в AR11121 (S19L121, XRI=0.74; $M_3^{5.4}$). С II 2011 картина вспышечной активности кардинально изменилась. AR11158 (S19L036, Sp=620 м.д.п.; XRI=3.59; $X_1^{2.2}+M_6^{6.6}$) образовалась на видимом диске Солнца 11.02 и скорость всплывания магнитного потока была настолько велика, что уже 15 февраля площадь группы пятен стала большой ($Sp \geq 500$ м.д.п.), а магнитная конфигурация стала предельно усложнённой. Результатом такого бурного развития стали вспышки: 13 02 АО выдала большую вспышку балла М6.6/1N, а 15.02 первую в текущем цикле вспышку балла X2.2. Всего же за 69^h 13–16.02 актив-

ная область реализовала 2 больших и 5 вспышек средних баллов. 18.02 в центральной области видимого диска Солнца образовалась AR11162 (N18L336; XRI= 0.89; $M_3^{6.6}$) с очень быстрым развитием, в которой в тот же день за 11^h произошло 3 вспышки балла M, среди которых была и большая –M6.6.

Следующий всплеск значимой вспышечной активности наступил уже в начале марта 2011. Он был связан с двумя группами пятен. Первая AR11165 (S22L181, Sp=420 м.д.п.; XRI=1.53; $M_6^{5.3}+C_{25}$) образовалась 26. 02 и резко активизировалась 7–8.03. за 22^h осуществились 6 вспышек, среди которых была большая балла M5.3. Во второй AR11166 (N10L095, Sp=750; XRI=2.16; $X_1^{1.5}+M_4+C_{24}$) 9.03 за 13^h произошли одна большая ($X_{1.5}/2B$) и две вспышки среднего бала, вызвавших в ОКП умеренную магнитную бурю. Следующий период БСВ наступил в августе 2011 года и связан с AR11261 (N16L330, Sp=390 м.д.п.; XRI=2.71; $M_5^{9.3}+C_{36}$), в которой 30.07 осуществилась вспышка балла M9.3, а всплытие ещё одного всплывающего магнитного потока привело к реализации 3–4.08 за 23^h двух вспышек баллов M6.0/2B и M9.3/2B, возмущения от которых вызвали в ОКП большую магнитную бурю 5–7 августа (G4). Вторая группа пятен AR11263 (N17L301, Sp=720 м.д.п.; XRI=7.67; $X_1^{6.9}+M_3+C_{33}$) 8 – 9.08 за 13^h выдала самую мощную вспышку текущего цикла балла $X_{6.9}/2B$ и две вспышки среднего балла. За 61^h 6 – 8.09 AR11283 (N12L227, Sp=230 м.д.п.; XRI= 5.60; $X_2^{2.1}+M_5$) произвела четыре большие вспышки, в том числе $X_{2.1}/2B$ (6.11) и $X_{1.8}/3B$ (7.11). Возмущения от этих солнечных вспышек вызвали в ОКП умеренную магнитную бурю 9 – 10.09. Первая в текущем цикле очень большая группа пятен AR11302 (N13L280, Sp=1300 м.д.п.; XRI=8.73; $X_2^{1.9}+M_{17}+C_{72}$) вышла на видимый диск 21.09. Её вспышечный потенциал оказался рекордным в текущем цикле СА. За 66^h 22 – 25.09 осуществились пять больших вспышек $X_{1.4}/2N$ (22.9), $X_{1.9}/2B$, M7.1/1B и M5.4 (24.9), M7.4/2N (25.09). Они вызвали в ОКП умеренную (26–27.09) и малую (28–29.09) магнитные бури. 30.10 в полном развитии на видимый диск Солнца вышла AR11339 (N19L103, Sp=1540 м.д.п.; XRI=4.18; $X_1^{1.9}+M_9+C_{38}$), в которой за 59^h 2 – 5.11 в ней произошли 1 большая ($X_{1.9}/2B$ 3.11) и 5 вспышек среднего балла. 13 января 2012 г. на видимый диск вышел долготный комплекс АО, образованный двумя группами пятен AR11401 (N15L212, Sp=540 м.д.п.; XRI = 0.37; $M_3^{1.7}+C_{19}$) и AR11402 (N28L211, Sp=630 м.д.п.; XRI=2.89; $X_1^{1.7}+M_2^{8.7}+C_9$). После очень длинной по времени (>6 часов) вспышки M3.2/2N 19.01 в ОКП наблюдалась умеренная магнитная буря. Вспышка балла M8.7/2B 23.01 стала источником второго по интенсивности (6310 p.f.u. – S3) протонного события в этом цикле. А после большой вспышки балла $X_{1.7}/1F$ 27.01 в ОКП было зарегистрировано солнечное протонное событие интенсивностью 701 p.f.u. (S2). Следующий период высокой вспышечной активности связан со следующим комплексом АО, образованный AR11429 (N18L301, Sp = 1270 м.д.п.; XRI = 11.92; $X_2^{5.4}+M_{14}^{8.4}+C_{32}$) и AR114302 (N19L319, Sp = 200 м.д.п.; XRI = 1.3; $X_1^{1.3}+C_3$). 5.03 за 46^h большая группа пятен произвела две большие вспышки балла X и 10 вспышек балла M. Последней в этой вспышечной серии

была двойная вспышка X5.4+X1.3, которая захватила оба компонента КАО и стала источником самого большого по интенсивности (6530 p.f.u. – S3) протонного события текущего цикла СА. Кроме того, возмущение от этого вспышечного события 8–9.03 вызвал в ОКП длительную большую магнитную бурю (Dst –139 nT). 9–10 марта в большем компоненте Комплекса за 38^h осуществились две большие вспышки баллов M6.3 и M8.4. И 13 марта на W59 осуществилась протонная вспышка балла M7.9 с потоком протонов в максимуме интенсивности 469 p.f.u. (S2).

Итак, в текущем 24 солнечном цикле за 3.5 года развития на Солнце произошло 40 больших солнечных вспышек, среди которых две вспышки с баллом X>5 и 10 вспышек с баллом X≥1.0.

Из сказанного выше следует, что текущий цикл развивается по сценарию типичному для нормальных циклов СА. По этому сценарию наиболее мощные вспышечные события обычно происходят на фазе спада цикла и иногда на фазе роста. Некоторые особенности развития последних трёх солнечных циклов и картина эволюции типичных для данного цикла АО подтверждают произошедшую смену режима генерации магнитных полей в конвективной зоне Солнца. Это привело к тому, что Солнце вступило в период малых и средних солнечных циклов СА, который может продлиться примерно 5–6 солнечных циклов (50–70 лет).

Литература

1. *Ishkov V.N.*, Properties and Surprises of Solar Activity XXIII Cycle // Sun and Geosphere, 2010; 5(2): 43-46 ISSN 1819–0839.
2. *Ишков В.Н., Шубаев И.Г.*, Циклы солнечной активности: общие характеристики и современные границы прогнозирования, // Изв. РАН, сер. физ., 2006, т. 70, № 10, с.1439-1442.
3. *Livingston, W., Penn, M.*, <http://solarcycle24com.proboards.com/index/page=41>
4. *Ишков В.Н.*, Характеристики СА затяжной фазы минимума 23–24 солнечных циклов, // Сб. «Циклы активности на Солнце и звёздах», АО, Изд. ВВМ, 2009, с. 57–62.
5. *Fröhlich, C.*, // Astronomy and Astrophysics, Volume 501, Issue 3, 2009, p.L27-L30
6. *Gibson, S.E., J.U. Kozyra, G. de Toma, et all* // J. Geophys. Res., 114, A09105, 2009 doi:10.1029/2009JA014342.
7. *Ebert, R.W.; McComas, D.J.; Elliott, H.A.; Forsyth, R.J.; Gosling, J.T.* // Journal of Geophysical Research, Vol. 114, Issue A1, 2009, CiteID A01109, 2009.
8. *Harvey K.L., Recely F., Hirman J., Cohen N.* // Solar-Terrestrial Prediction. V.5. P. 77 – 84.
9. *Ишков В.Н.* Свойства текущего цикла солнечной активности // Астр. Вестник. – 2005. – Т. 39. – № 6. – С. 1–10.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ АНИЗОТРОПИЯ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК В «КОРОЛЕВСКОЙ ЗОНЕ» ПЯТЕН И ВЕКТОРНЫЕ ДИАГРАММЫ «БАБОЧЕК» В 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛАХ СОЛНЦА

Касинский В.В.

ИрГТУ, 664074 г. Иркутск, vkasins@yandex.ru

THE SPATIAL ANISOTROPY OF CHROMOSPHERIC FLARES IN THE «ROYAL ZONE» OF SPOTS, AND THE VECTOR'S «BUTTERFLY DIAGRAMS» IN THE 11-YEAR CYCLES

Kasinsky V.V.

IRGTU, 664074 g. Irkutsk, Russia

The “latitude-time” ($\varphi - t$) vector diagram of flares covering cycles N17–20 reveals the global anisotropy of flares in the coordinate system of sunspots [1, 2]. The longitude R_φ – displacement of flares is always directed toward the center of the butterfly diagram. This centripetal tendency of flare position relative to the sunspots is dominant. The value of anisotropy (R) increases to the periphery of the diagram. Thus the centre of the «butterfly» diagram is marked out by the nature of flaring process itself. In the case of the internal source of energy (the magnetic field) the spatial distribution of flares averaged over large number of flares should be isotropic, $R(\varphi, t) = 0$. However vector diagrams shows that R depends very regular on « $\varphi - t$ ». Therefore in the sunspot «royal zone» some external agent is presented. When it is striking a sunspot this leads to the R - displacement of flares. The «central Spoerer line» serves as a source of global flares disturbances. Those disturbances generates the flare in that sunspot, which one reach as a result of spreading from the Spoerer centre to the given latitude φ of group. In view of spatial anisotropy of flares (the vector diagrams) it is possible that the « magnetic» models of flares demands a modification taking into account an external source of energy in the flares.

Методика построения векторных диаграмм вспышек заключается в определении координат каждой вспышки относительно координаты центра группы. Широта группы φ_S практически не меняется [4]. Зная φ_S , определим среднее смещение вспышек по широте в группах:

$$\Delta\varphi_F = (1 / N) \sum \sum (\varphi_i - \varphi_S), \quad (1)$$

где φ_S – широта вспышки по каталогу вспышек [3], N – общее число вспышек в интервале диаграммы. Величина $\Delta\varphi_F$ в (1) усредняется дважды. Сначала по всем вспышкам (i) в группе, а затем по всем группам (s) в интервале диаграммы с шагом $\Delta\varphi = 5^\circ$ по широте и поквартально.

Векторная диаграмма всех вспышек баллов 1+, 2 и 3 насчитывает 16 474 в северном полушарии и 11 306 в южном за период 1954–1964 г. Основной вклад (80%) дают слабые вспышки балла 1+ [3]. На рис. 1 приведена векторная диаграмма вспышек в 19-ом цикле, полученная скользящим средним по трем точкам (кварталам). Как видно из рис. 1, высокоши-

ротные и низкоширотные группы пятен дают смещения вспышек направленные в центр диаграммы «бабочки». Таким образом сам процесс вспышко-образования выделяет середину диаграммы «бабочки», область максимальной частоты появления пятен [4].

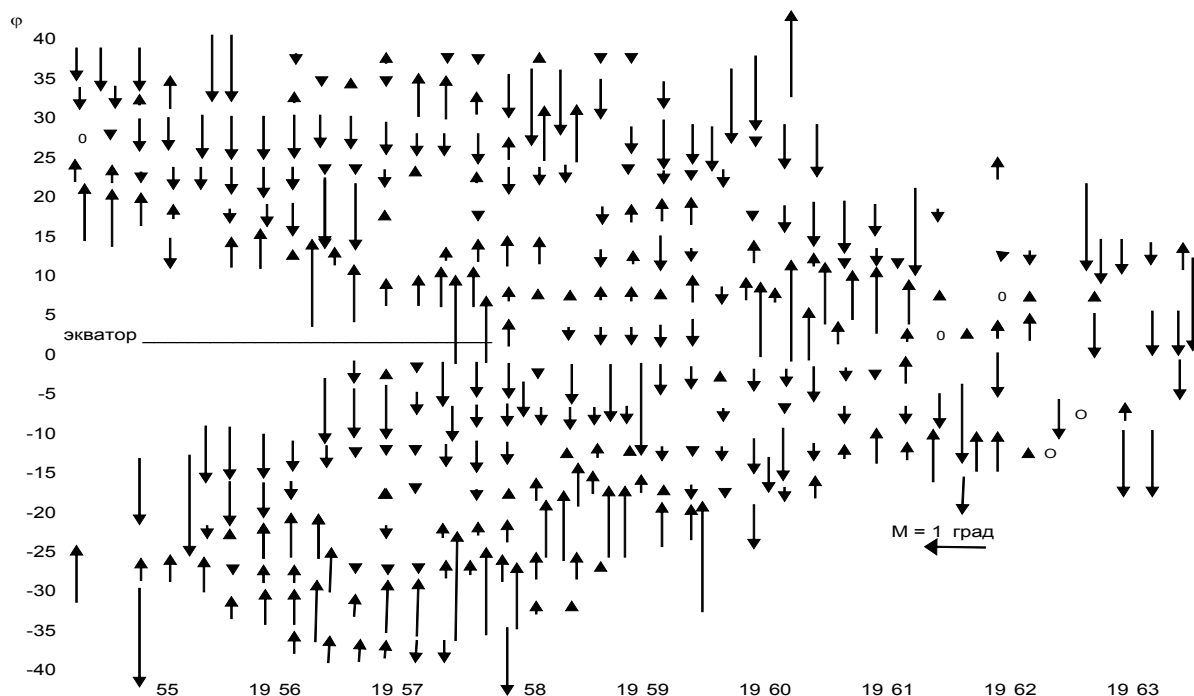


Рис. 1.

Наиболее простая интерпретация «центростремительной» тенденции R-вектора вспышек на «φ – t» диаграмме является следующей. Из «шпереровского» эпицентра исходят некоторые возмущения, которые распространяясь по всем широтам диаграммы, вызывают соответствующие сдвиги вспышек (рис. 1). Очевидно, что это внешнее по отношению к группе возмущение должно быть достаточным для генерации вспышки.

Производя сложение R-векторов по 5-градусным зонам, получим суммарную картину R-векторов в зависимости от широты. Для этого было проведено усреднение R – смещений вспышек вдоль 5-градусных широтных зон: в интервале ± 0–40° в каждом из полушарий. Средневзвешенная величина R определялась по формуле:

$$R(\varphi) = \frac{\sum R_i n_i}{\sum n_i}, \quad (2)$$

где n_i – вес равный числу вспышек за данный квартал, а R_i – величина смещения в данном интервале i . Величина тренда $R = f(\varphi)$ для суммы двух полушарий показана на графике рис. 2. В середине диаграммы R меняет знак достигая по краям 0,4–0,5° градусов, что намного больше точности измерений. Таким образом, подтверждена «центростремительная» тенденция R- смещения вспышек для вспышек всех баллов.

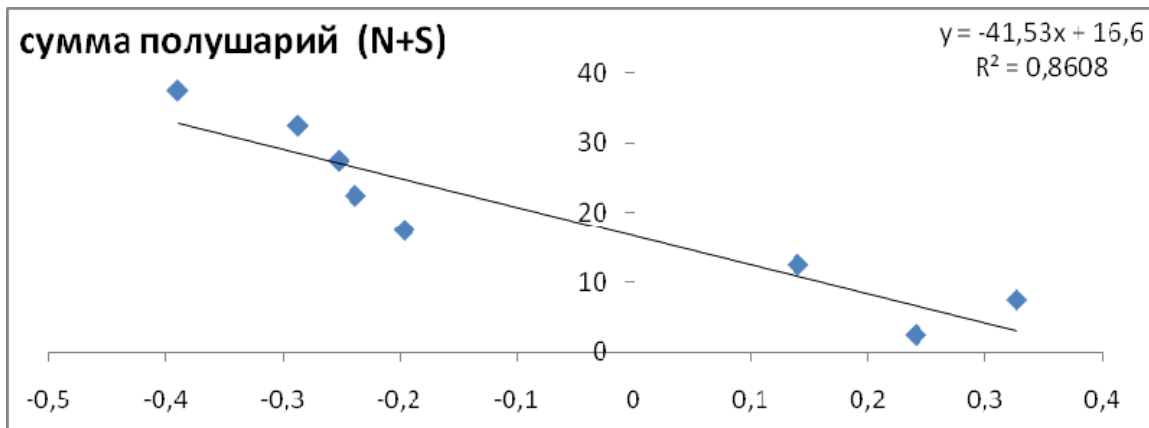


Рис. 2.

Векторная диаграмм- «бабочки» в 20-ом цикле показана на рис. 3. Она качественно не отличается от диаграммы цикла N 19.

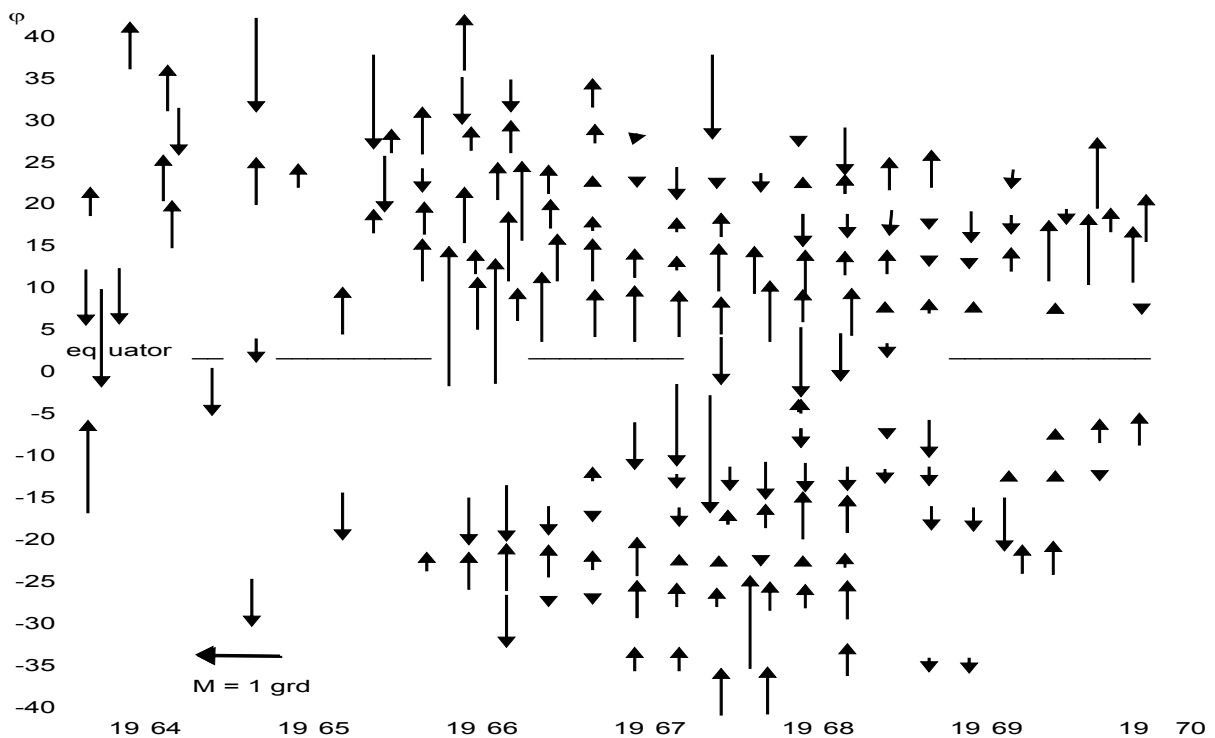


Рис. 3.

В цикле N19 были построены векторные диаграммы для больших вспышек баллов $\geq 2, 3$. Они составили 3243 вспышек в северном полушарии и 2374 вспышки в южном за период 1955–1964 гг.(34% вспышек).

На рис. 4 приведен тренд R широтного смещения вспышек для суммы двух полушарий (вспышки баллов 2, 3). В целом он подтверждает тренд для «слабых» вспышек, рис. 2.

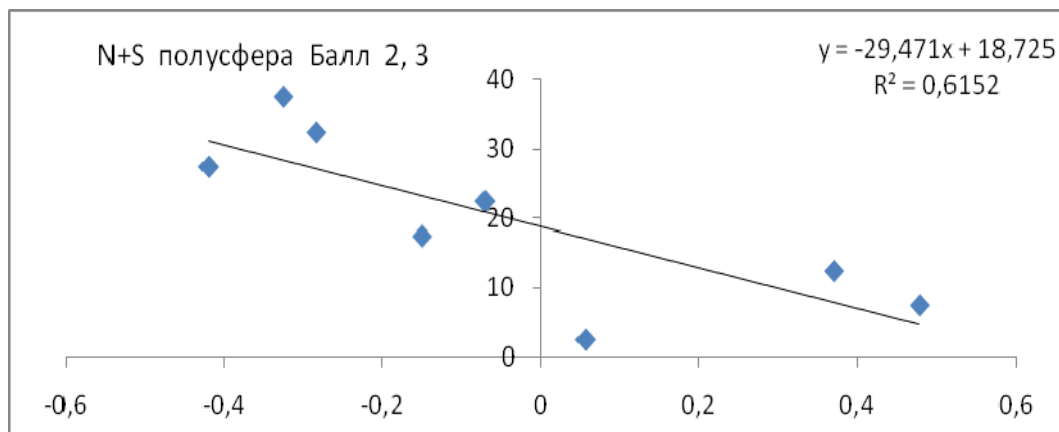


Рис. 4.

Выводы

1. Процесс вспышек – образования не является однородным и изотропным относительно пятен как инерциальных систем координат, занимающих различное широтное положение на диаграмме «бабочки».
2. Центр векторной диаграммы выделен самим процессом вспышек, и физически значим. «Центр Шпёрера» служит источником глобального триггерного возмущения вспышек. Это возмущение «генерирует» вспышку в той группе пятен, которой оно достигает в результате распространения до данной широты группы ϕ на диаграмме «бабочки» [4].
3. В связи с обнаружением пространственной анизотропии вспышек (векторные диаграммы «бабочек»), не исключено, что существующие («магнитные») модели вспышек требуют существенной переработки и модификации с учетом внешнего триггера или внешнего источника энергии во вспышках [1, 2].

Литература

1. *Касинский В.В.* Пространственная когерентность солнечных вспышек и широтно-временная структура некоторых индексов активности в 17–19 циклах // Сб. Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца // М.: Наука. – 1988. – Т.79. – С.25–40.
2. *Kasinsky V.V.* The spatial anisotropy of flares with respect to sunspot groups and vector butterfly diagrams in solar activity cycles 17–20. // *Astronomical and astrophysical Transactions*. Gordon and Breach. 1999. Vol.17. Issue 5. P.341–350.
3. *Quarterly Bulletin on Solar Activity*. Publication Tokyo Astronomical Obs. – UNESCO. – N 117 (1955) – N 172 (1970).
4. *Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В.* // *Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца*. М.: Наука. 1986. 295 с.

О ВЕКОВЫХ ЦИКЛАХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Крамынин А.П.¹, Мордвинов А.В.²

¹*Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН, г. Уссурийск*

²*Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск*

CENTURY CYCLES OF SOLAR ACTIVITY

Kramynin A.P.¹, Mordvinov A.V.²

¹*Ussuriisk Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Far East Branch, Ussuriisk*

²*Institute of Solar-Terrestrial Physics, Russian Academy of Sciences, Siberian Branch, Irkutsk*

By method of decomposition of the reconstructed numbers of sunspots (S_n) for 11400 years in terms of the natural orthogonal functions the long-time variations of the century cycles of the solar activity are investigated.

It is established, that the first three components of the decomposition describe more than 98% of all features of variations S_n , and first component of the decomposition has the contribution nearly 92%. The form of first co-ordinate function describe the averaged form of century cycle and conjugate with it the temporary function describe the modulating periodicities of the century cycles. The periodicities which modulate the century cycles, coincide by some differences with the periodicities observed in the spectrum of number of sunspots S_n . The second and third components of decomposition have the contributions about 4% and 2% accordingly. It describes the changes of the form of century cycles in the time.

Для изучения долговременных изменений солнечной активности используется реконструкция чисел солнечных пятен $S_n(t)$ по данным о содержании космогенных изотопов ^{14}C и ^{10}Be в природных архивах Земли, например [1], где данные о содержании ^{14}C охватывают 11400 лет, усредненные по 10 годам. Анализ реконструированных из этого ряда последовательности значений $S_n(t)$ [2] выявил восемь мод, которые определяют вариации солнечной активности с временным масштабом от 60 до 6000 лет. В [3] методом комплексной демодуляции показано, что выявленные долговременные периодичности модулируют амплитуду вековых циклов, продолжительность которых варьирует в достаточно широких пределах от 60 до 130 лет см. рис. 1, где приведен спектр ряда производной $S_n(t)$. Вместе с тем в спектре рис. 1 наблюдаются пики, которые говорят о более предпочтительных значениях продолжительности вековых циклов. Наиболее предпочтительная продолжительность векового цикла 88 лет. Использование вместо $S_n(t)$ ее производной позволяет вырезать из спектра долговременные гармоники, на которые наложены вековые колебания солнечной активности. Так как всякий раз, когда значение $S_n(t)$ будет проходить через локальный минимум или максимум производная $S_n(t)$ будет менять знак,

что и приведет в ряду производной $S_n(t)$ к исключению долговременных вариаций.

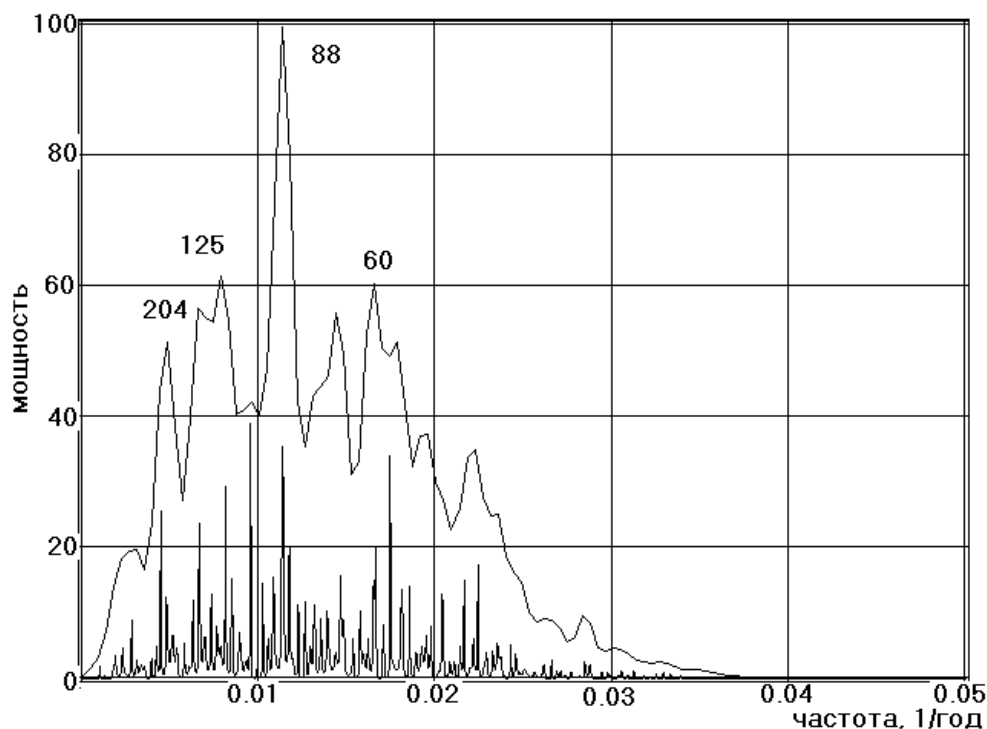


Рис. 1.

Для выявления особенностей поведения векового цикла мы использовали разложение исследуемого ряда S_n по естественным ортогональным функциям [4] в виде:

$$S_n = \sum T_{ik} X_{kj}, \quad (1)$$

где X_{kj} – k -тая координатная функция, описывающая, в нашем случае, усредненную форму векового цикла, T_{ik} – сопряженная с ней временная функция, описывающая масштаб изменений X_{kj} от цикла к циклу. Причем как X_{kj} координатные функции, так и временные функции T_{ik} взаимортогональны, т.е.

$$\begin{aligned} \sum X_{jk} X_{ij} &= 0 \text{ при } k \neq i \\ \sum T_{ik} T_{jk} &= 0 \text{ при } i \neq j. \end{aligned} \quad (2)$$

Проблема нахождения совокупности координатных функций X_{ij} сводится к проблеме отыскания собственных векторов и собственных значений корреляционной матрицы $K_{jl} = 1/m \sum S_{njl} S_{nkl}$ из уравнения вида:

$$\sum K_{jl} X_{kl} = \lambda_k X_{kj}. \quad (3)$$

А значения временной функции T_{ik} можно получить из выражения

$$T_{ik} = \sum S_{nij} X_{kj} / \sum X_{kj}^2. \quad (4)$$

Учитывая, что по смыслу λ_k представляет собой вторые моменты соответствующих временных функций, можно λ_k рассматривать как оценку вклада соответствующей временной функции.

Если предварительно из S_n исключить среднее значение, то λ_k совпадет с дисперсией соответствующей временной функции. Преимущество метода разложения S_n в ряд по естественным ортогональным функциям заключается в том, что базисная система функций не выбирается заранее, а получается естественным образом из исходного ряда. Взаимоортогональность временных функций означает их статистическую независимость, что позволяет предположить линейную независимость физических причин, вклады которых в изучаемый ряд описываются различными координатными функциями. Следовательно, разложение (1) позволяет разделить основные части изучаемого процесса, обусловленные разными факторами, и выявить наиболее общие особенности процесса, так как получаемый ряд обычно быстро сходится в первых трех-четыре членах разложения.

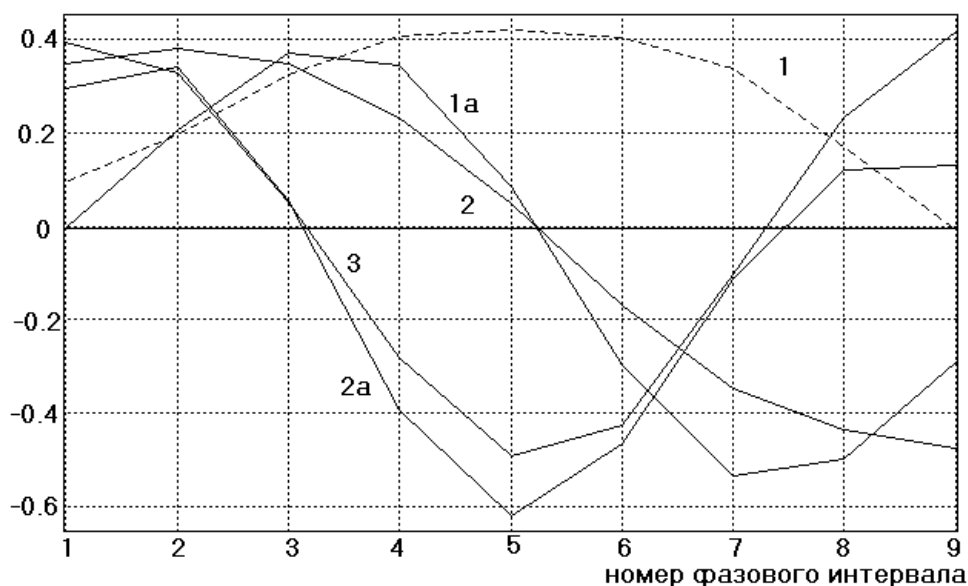


Рис. 2.

Нами было выполнено разложение рядов $S_n(t)$ и ее производной по естественным ортогональным функциям для продолжительности векового цикла 88 лет. Первые три координатных функции (кривые 1, 2 и 3) для $S_n(t)$ и первые две (кривые 1a и 2a) для ряда ее производной приведены на рис. 2. Первые две временных функции для ряда $S_n(t)$ приведены на рис.3 (кривые 1 и 2 соответственно).

Анализ рис. 1 и рис. 2 показывает, что соответствующие компоненты координатных функций (2 и 1a, 3 и 2a рис. 1) разложения рядов $S_n(t)$ и ее производной подобны, что говорит о достоверности разложения. Первые три компонента разложения описывают более 98% всех особенностей поведения $S_n(t)$, причем первый компонент дает вклад около 92%. Первая ко-

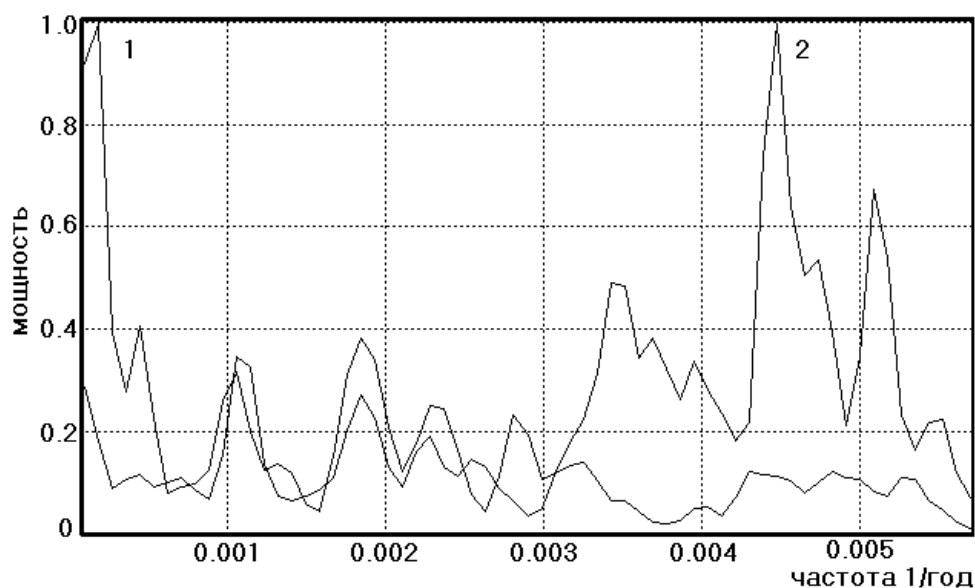


Рис. 3.

ординатная функция разложения $S_n(t)$, описывающая усредненную форму векового цикла продолжительностью 88 лет имеет асимметричный вид. Ветви роста и спада имеют несколько разную продолжительность. Второй и третий компонент разложения – вклад 4% и 2% соответственно описывают изменения формы вековых циклов. Модулирующие вековые циклы (спектры рис. 3) совпадают с квазипериодами, выявленными в [2, 3].

Литература

1. *Solanki S.K., Usoskin I. G. Kromer B., Schussler M., Beer J.* Unusual activity of the Sun during recent decades compared to the previous 11,000 year // *Nature* 2004. Vol. 431, N 7012. P. 1084–1087.
2. *Mordvinov A.V., Kramynin A.P.* Long-term changes in sunspots activity, occurrence of grand minima, and their future tendencies// *Solar phys.* 2010. Vol. 264, P.269–278.
3. *Крамьнин А.П., Мордвинов А.В.* О модуляции амплитуды вековых циклов солнечной активности //Сб. *Избранные проблемы астрономии.* 2011. С.138.
4. *Вертлиб А.Б., Копецкий М., Куклин Г.В.* Опыт применения разложения по естественным ортогональным функциям некоторых индексов солнечной активности// *Исследование по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца.* 1971. Вып. 2. С.194–209.

**ПРОЕКТ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО СПЕКТРОГРАФА
С РАЗРЕШАЮЩЕЙ СИЛОЙ БОЛЬШЕ МИЛЛИОНА
ДЛЯ ОБЛАСТИ СПЕКТРА 0.6–1.1 МКМ**

Кулагин Е.С.

ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

**PROJECT OF THE INTERFERENCE SPECTROGRAPH
WITH RESOLVING POWER MORE THAN MILLION
FOR SPECTRAL RANGE 0.6–1.1 MKM**

Kulagin E.S.

Central astronomical observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

The project of the interference solar spectrograph with the high resolving power was elaborated for the spectral range 0.6–1.1mkm on the basis of the optical scheme designed earlier [1]. The usual form of the spectrum with high resolving power of the etalon Fabry-Perot is achieving by equalization of the angular dispersions of the diffracting grating and etalon. The brightness of the observed part of the spectrum is increasing multiply owing to the free entrance of the rays from grating into the gap between plates of the etalon. The spectrograph works with the normal width of the entrance slit.

The focal length of the collimator and camera mirrors are taken equal to 4m. The spectrograph used small diffracting grating with 1200grooves/mm and air-space etalon Fabry-Perot with gap equals to 20mm. The adopted “finesse” is 30. The theoretical resolving power of the spectrograph achieves to 2.0×10^6 at the wavelength 0.6mkm and 1.1×10^6 at 1.1 mkm. The part of the spectrum observed simultaneously, corresponding to sufficient equalization of the angular dispersions, is approximately 5\AA at the ends of the spectral range. This spectrograph may be used, for example, for investigations of the narrow lines in the spectrum of the sunspot umbra and telluric lines.

На основе ранее предложенной оптической схемы интерференционного солнечного спектрографа [1] разработан проект такого спектрографа для области спектра 0.6–1.1мкм. Спектрограф обладает высокой разрешающей силой, недостижимой при использовании даже самых больших дифракционных решеток. Разрешающая сила разработанного спектрографа составляет 2.0×10^6 в области 0.6мкм и 1.1×10^6 в районе 1.1 мкм. Спектрограф рассчитан на использование в качестве приемника излучения кремниевой ПЗС-матрицы.

Высокое спектральное разрешение и обычный для спектрографа вид спектра достигается путем выравнивания угловых дисперсий дифракционной решетки и эталона Фабри-Перо. Эталон установлен перпендикулярно плоскости решетки, а решетка работает при малых углах падения и большом угле дифракции. Яркость получаемого участка спектра многократно повышена за счет открытого (свободного) входа лучей от решетки в про-

межутков между пластинами эталона. Интерференционный спектрограф работает при нормальной ширине входной щели.

Фокусные расстояния коллиматорного и камерного зеркал взяты равными 4 метра. Спектрограф рассчитан на относительное отверстие питающего телескопа 1/50. Оптическая схема разработанного спектрографа приведена на рис. 1.

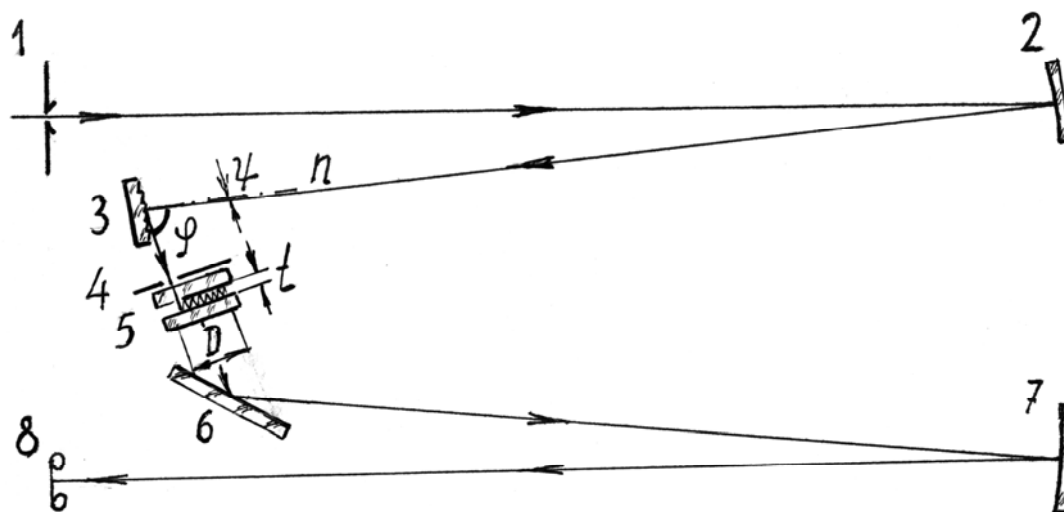


Рис.1.

Свет от источника проходит через щель 1, падает на зеркало коллиматора 2 и образует в плоскости дифракционной решетки 3 световое пятно диаметром около 80мм. Излучение, дифрагированное на решетке под углом φ близким к 85° , проходит через диафрагму 4. Эта диафрагма устраняет лишнюю засветку эталона Фабри-Перо 5, пропуская только излучение от решетки, большая часть которого затем свободно входит в промежуток между пластинами эталона. После многочисленных отражений в эталоне, расширенный волновой фронт направляется на плоское зеркало 6 (на рисунке показан средний из выходящих из эталона лучей), а затем на зеркало камеры 7. Изображение спектра регистрируется в фокальной плоскости камеры 8.

В спектрографе используется дифракционная решетка с частотой нарезки 1200 штр/мм. Размер нарезанной части решетки не менее 60×60 мм. Применение дифракционной решетки с постоянной (периодом нарезки), близкой к длине волны исследуемого излучения, обеспечивает хорошую концентрацию света для плоскости поляризации перпендикулярной штрихам решетки при малом угле падения ψ и большом угле дифракции φ [2]. На рис. 1 n – нормаль к решетке. Использование большого угла дифракции лучей на решетке необходимо по двум причинам:

1) достигается высокая угловая дисперсия и 2) волновой фронт после дифракции на решетке значительно уменьшает свою ширину. Это позволяет осуществить многократные переотражения волнового фронта, вошед-

шего в промежуток между пластинами эталона Фабри-Перо, при реально осуществимых размерах пластин. В схеме используется эталон Фабри-Перо с воздушным промежутком между пластинами $t = 20$ мм. Для “резкости” колец эталона – F взято реально достижимое значение – 30.

Для осуществления открытого входа лучей в эталон отражающее покрытие на первую по ходу лучей пластину эталона наносится не на всю ее поверхность. Оставляется без покрытия небольшая часть пластины с резкой прямолинейной границей между покрытой и не покрытой частями. Окно для открытого входа лучей в промежуток между пластинами эталона ограничивается этой прямолинейной границей и ее отражением во второй пластине эталона. Важное свойство такого окна состоит в том, что его ширина меняется и равна смещению волнового фронта при однократном переотражении в эталоне при любом угле падения на эталон. Через эталон, при любом угле дифракции на решетке φ , видна одна большая сплошная решетка с эффективным размером $2t \times F$ без зазоров и переналожений составляющих её частей. В разработанном спектрографе эффективная длина видимой через эталон дифракционной решетки равна 1.2 метра.

Ширина окна в проекции на поверхность эталона равна $2t \times \text{ctg} \varphi$, что составляет в данном случае 3.5 мм. При каждом двойном отражении в эталоне выходящий луч смещается вдоль пластин эталона на эту величину. Для обеспечения тридцати выходящих лучей необходимо, чтобы световой диаметр эталона Фабри-Перо D (Рис. 1) был равен не менее 125 мм. Практическое осуществление эталона с такими размерами вполне реально, тем более что требования к качеству пластин для эталона Фабри-Перо с открытым входом лучей пониженные. В эталоне с открытым входом волновой фронт отражается каждый раз от соседнего места пластины и местные ошибки поверхностей пластин не накапливаются.

Для изменения длины волны, наблюдаемой в центре поля зрения, поворачивается решетка 3 вместе с диафрагмой 4, эталоном 5 и зеркалом 6 вокруг оси, проходящей через центр решетки. При этом не меняется засветка решетки, но меняется угол падения ψ . Для вывода нового яркого участка спектра в поле зрения поворачивается зеркало 6. Точное выравнивание дисперсий в центре поля зрения для нового участка спектра, наблюдаемого при том же угле дифракции $\varphi = 85^\circ$, достигается небольшим поворотом эталона 5. Весь рабочий диапазон спектра от 0.6 мкм до 1.1 мкм просматривается при изменении угла падения ψ от -16° до $+19^\circ$. При постоянном для центра поля зрения $\varphi = 85^\circ$, обратная линейная дисперсия в фокальной плоскости спектрографа 8 одинаковая в центре поля для всего рабочего диапазона спектра и составляет $5.5 \text{ мм}/\text{Å}$.

Расчет показывает, что одновременно наблюдаемый участок спектра, соответствующий области выравнивания угловых дисперсий решетки и эталона с достаточной точностью, составляет на краях рабочего диапазона спектра около 5Å , что равно примерно 30 мм в плоскости установки ПЗС-

матрицы. В центральной зоне рабочей области спектра одновременно наблюдаемый участок спектра значительно больше.

Так как в эталон свободно входит участок волнового фронта от решетки равный по ширине $2t = 40$ мм, то относительное отверстие спектрографа в направлении дисперсии уменьшается до $1/100$. В столбцах таблицы приводятся основные параметры разработанного спектрографа для трех значений длины волны рабочего диапазона – $\lambda = 0.6, 0.8$ и 1.1 мкм.

λ (мкм)	$\Delta\lambda$ (мÅ)	$\delta\lambda$ (мÅ)	$\delta\lambda_{\text{л}}$ (мкм)	R	$\Delta\lambda_{\text{н}}$ (Å)	N	Ш(мкм)
0.6	90	3.0	16	2.0×10^6	4	44	60
0.8	160	5.3	29	1.5×10^6	17	106	80
1.1	302	10	56	1.1×10^6	5	17	100

Здесь:

λ – длина волны краев и центра рабочего диапазона;

$\Delta\lambda$ – область свободной дисперсии эталона Фабри-Перо при $t = 20$ мм;

$\delta\lambda$ – предел разрешения спектрографа при $F = 30$;

$\delta\lambda_{\text{л}}$ – линейный размер предела разрешения в фокальной плоскости;

R – теоретическая разрешающая сила спектрографа;

$\Delta\lambda_{\text{н}}$ – одновременно наблюдаемый участок спектра;

N – одновременно наблюдаемый участок спектра – $\Delta\lambda_{\text{н}}$, выраженный в единицах размера области свободной дисперсии эталона – $\Delta\lambda$;

Ш – нормальная ширина входной щели спектрографа.

Разработанный интерференционный спектрограф может быть использован везде, где требуется очень высокое спектральное разрешение в непрерывном спектре. Например, спектрограф может быть использован для отождествления и изучения контуров узких молекулярных линий в спектре тени солнечных пятен. В настоящее время для этой цели на обсерватории Китт-Пик используется фурье–спектрометр высокого разрешения [3, 4]. Положительными отличиями разработанного интерференционного спектрографа от фурье–спектрометра являются обычный для спектрографа вид спектра, когда нет необходимости в математической обработке интерферограмм, более высокое спектральное, временное и угловое разрешение (вдоль щели). Спектрограф может быть использован также для изучения контуров теллурических линий.

Литература

1. Кулагин Е.С. // Астрон. ж. 1980. Т.57, В.1. С.200–210.
2. Кулагин Е.С. // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. – 1983. В.64. С.111–114.
3. Jennings, D.E., Hubbard, R., Brauld, J.W. // Appl. Opt. 1985. V.24. P.3438–3440.
4. Karthikeyan, B.; Rajamanickam, N.; Bagare, S.P. // Solar Physics. 2010. V.264. P.279–285.

СВОЙСТВА АСИММЕТРИИ ШИРОТНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Милецкий Е.В., Иванов В.Г., Наговицын Ю.А.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

THE SKEWNESS PROPERTIES IN THE SUNSPOTS LATITUDE DISTRIBUTIONS

Miletsky E.V., Ivanov V.G., Nagovitsyn Yu.A.
Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Properties of latitude distributions of sunspots related to asymmetry of their latitude distribution are investigated using the extended Greenwich Catalogue for 1874–2011.

It is found that a significant asymmetry presents in most of yearly latitude distributions of the sunspot index. Increasing of the sunspot number is accompanied by growth of the asymmetry, in particular, the degree of asymmetry rises in maximums of 11-year solar cycles. In medium and high 11-year cycles the asymmetry averaged over cycle is positive and its magnitude is tightly related to the amplitude of the cycle.

The found regularities can be regarded as an argument in favor of theoretical models that consider the meridian circulation in the depth of the solar convection zone as a regulator of the equatorward drift and latitude-time distribution of sunspot in 11-year cycle.

Задача исследования широтного распределения пятен и выявления в нем параметров, связанных с уровнем пятенной активности представляется весьма актуальной. Ранее [1] нами было показано, что большинство одномодальных годовых широтных распределений активности в первом приближении можно аппроксимировать с помощью гауссового распределения. При этом оказалось, что величина широтной дисперсии хорошо коррелирует с индексом числа групп пятен (G), что согласуется с ранее сделанными нами выводами о существовании тесной связи между уровнем пятенной активности и широтным размером зоны пятнообразования [2, 3].

Важным является вопрос о присутствии в рассмотренных распределениях пятен каких-либо отклонений от «гауссовости». Дело в том, что при наличии значимой асимметрии средняя широта перестает быть единственной характеристикой центра распределения. В связи с этим нами было проведено исследование распределений на асимметричность.

Так же как в [1], материалом для исследований нам послужил расширенный Гринвичский каталог солнечных пятен за 1874–2011 годы (11-летние циклы активности 12–23), а в качестве основного временного интервала, по которому вычисляются параметры широтного распределения, был выбран один год. Очевидно, что большинство многомодальных распределений образуются в результате широтного переналожения соседних циклов. Чтобы исключить их из дальнейшего рассмотрения в каждом из

циклов был выбран фазовый интервал, соответствующий годам со 2-го по 9-й, считая от момента старта цикла. Определение этого момента приведено в работе [4], включенной в данный сборник. Всего было получено 192 широтных распределения (по 96 в каждом полушарии Солнца).

В качестве показателя асимметрии была взята величина разности средних (L_{mean}) и медианных (L_{med}) широт ($PCM = L_{mean} - L_{med}$). Эта величина входит в числитель выражения коэффициента асимметрии Пирсона $A = 3 \cdot (PCM) / \sigma$ и может рассматриваться в качестве показателя абсолютной асимметрии. Следует отметить, что между PCM и A для рассматриваемых распределений имеется высокая корреляция ($R(N \text{ п/ш}) = 0.971$ и $R(S \text{ п/ш}) = 0.972$), поэтому дальнейшие результаты, полученные для PCM , с высокой степенью надежности могут быть отнесены и к коэффициенту A . Согласно критерию, основанному на проверке значимости коэффициента A , из всех 192-х значений разности PCM 146 (76%) оказались значимыми с надёжностью $P > 95\%$. Кроме того, разности PCM имеют знак «плюс» (т.е. $L_{med} < L_{mean}$) для 141-го значения (73%) из 192-х (надёжность отличия от равновероятного выпадения знаков «плюс» и «минус» $> 99.9\%$), что указывает на присутствие систематического фактора. Таким образом, большинство годовых широтных распределений пятенной активности являются асимметричными. В этих случаях медиана обычно считается более представительной оценкой центра распределения, чем среднее значение.

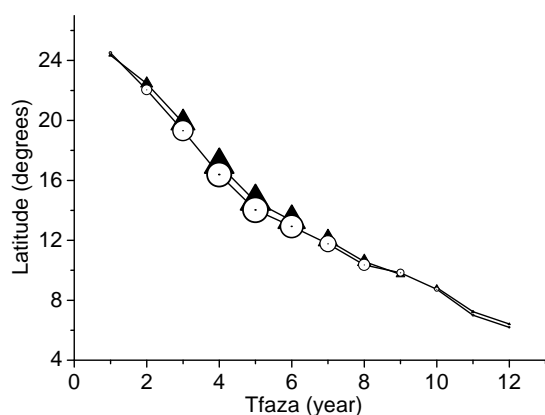


Рис. 1.

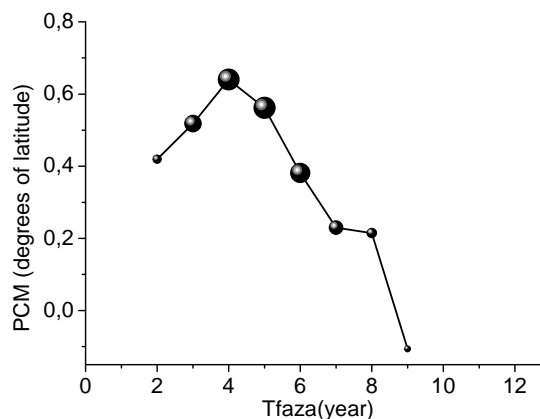


Рис. 2.

Далее был осуществлен поиск взаимосвязей показателя асимметричности PCM с характеристиками солнечной активности. Сначала была исследована зависимость PCM от фазы 11-летнего цикла. На рис. 1 представлены две кривые изменения (фаза 2–9 год) средних (L_{mean}) и медианных (L_{med}) годовых широт, осредненных по обоим полушариям всех циклов. Они получены путем сдвига по оси времени и приведения к моменту старта цикла. Обращает на себя внимание систематичность взаимного расположения кривых. Медианные широты оказываются, как правило, меньше средних, при этом асимметрия распределений (характеризуемая PCM) положительна для всех фаз (кроме $T = 9$), и возрастает к середине цикла, ко-

гда средняя широта располагается далеко и от экватора и от верхней границы пятнообразования. На рис. 2 приведен график разности РСМ этих широт, максимум которого ($PCM = 0.64^\circ$) приходится на 4-й год цикла, при значениях 17.03° и 16.39° средней и медианной широт соответственно.

Было также проведено исследование взаимосвязи между РСМ и индексом G . Оказалось, что корреляция G и РСМ невысока ($R = 0.39$, $N = 192$), однако уровень надежности отличия от нуля $>99.9\%$. При этом, если представить G в градациях (0-1, 1-2, и т.д.) (квадратики и регрессионная прямая на рис. 3), значение коэффициента резко возрастает ($R = 0.87$, $N = 9$, надежность = 99.9%). С повышением уровня активности (G) количество отрицательных значений РСМ значительно уменьшается, а несимметричность распределений в среднем увеличивается. Для больших ($G \geq 6$) все значения РСМ положительны, т.е. в этих случаях медианные значения широты всегда меньше средних. При объединении полушарий (N и S), корреляция между РСМ и G заметно возрастает ($R = 0.56$, $N = 96$; надежность $>99.99\%$).

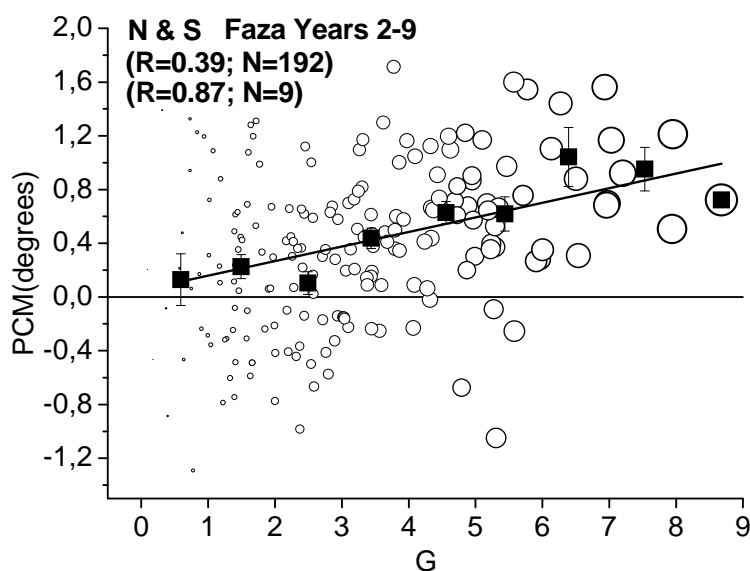


Рис. 3.

Для проверки взаимосвязи между индексами РСМ и G на масштабе 11-летних циклов в каждом из циклов (12–23) были вычислены (раздельно по полушариям) средние величины РСМ и построена зависимость РСМ от максимальных по циклу годовых значений G -индекса (G_{max}). Для 24-х точек (2 п/ш в 12-ти циклах) корреляция G_{max} и РСМ оказалась довольно высока ($R(N) = 0.70$, $R(S) = 0.78$, $R(N+S) = 0.71$), надежность $>99.9\%$. Из 24-х циклов чуть меньше нуля РСМ оказалась только в N п/ш слабых циклов (12, 14 и 16). Таким образом, в средних и сильных циклах асимметрия распределений (характеризуемая РСМ) положительна и возрастает с увеличением амплитуды цикла. При объединении полушарий ($N+S$) взаимосвязь 12-ти средних за цикл значений РСМ с соответствующими амплиту-

дами (Gmax) циклов получается еще более тесной ($R = 0.90$; надежность $>99.9\%$), причем во всех циклах РСМ положительна (рис. 4).

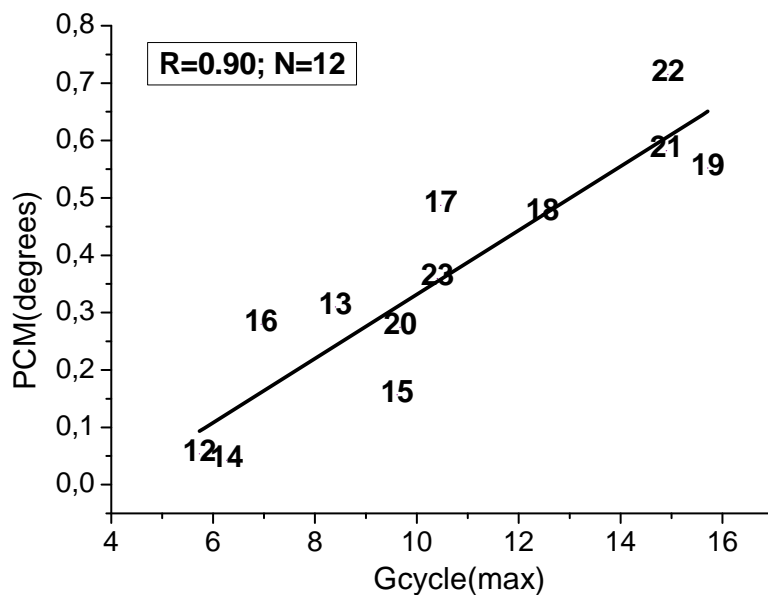


Рис. 4.

Результаты проведенного анализа указывают на присутствие значимой асимметрии в большинстве годовых широтных распределений пятенного индекса. Увеличение числа групп пятен сопровождается ростом асимметричности распределений, в частности, степень асимметрии возрастает вблизи фазы максимумов 11-летних циклов. В средних и больших 11-летних циклах средняя за цикл асимметрия распределений положительна, а ее величина тесно связана с амплитудой цикла. Это может служить аргументом в пользу теоретических моделей [5, 6], указывающих на то, что меридиональная циркуляция, существующая в глубине конвективной зоны, может в течение 11-летнего цикла управлять экваториальным дрейфом и широтно-временным распределением солнечных пятен.

Данная работа поддержана грантом РФФИ № 10-02-00391, НШ-1625.2012.2, программой Президиума РАН № 21, ФЦП «Кадры» (мероприятия 1.2.1, 1.5).

Литература

1. Иванов В.Г., Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А. // *Астрономический журнал*. Т. 88. № 10. С. 989–996. 2011.
2. Милецкий Е.В., Иванов В.Г. // *Астрономический журнал*. Т. 86, № 9. С. 922–927. 2009.
3. Ivanov V.G., Miletsky E.V. // *Solar Physics*. V. 268. P. 231–242. 2011.
4. Иванов В.Г., Милецкий Е.В. // *Труды 16-й Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2012»*. СПб. 2012.
5. Nandy D. // *First Asia-Pacific Solar Physics Meeting ASI Conference Series*. V. 2. P. 91–100. 2011.
6. Nandy D., Munoz-Jaramillo A., Martens P.C.H. // *Nature*. V. 471. P. 80–82. 2011.

МОМЕНТЫ ЭКСТРЕМУМОВ 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В ПОСЛЕДНИЕ ДВА ТЫСЯЧЕЛЕТИЯ (ВЕРИФИКАЦИЯ ДАННЫХ ШОУВА)

Наговицын Ю.А., Кулешова А.И.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия

THE MOMENTS OF EXTREMA OF 11-YR SOLAR ACTIVITY CYCLES IN THE LAST TWO MILLENIA (VERIFICATIONS OF SCHOVE'S DATA)

Nagovitsyn Yu.A., Kuleshova A.I.

Central Astronomical observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia

The verification of the Schove's data on the moments of extrema of 11-yr solar activity cycles since AD has been made. The verification based both on recent data on a number of auroras in the past (S. Silverman and L. Krivsky catalogs) and a special approach using wavelet transform. It is shown that even without external Schove's assumptions (which is repeatedly criticized) observational data can detect extrema of at least 90% of 11-yr cycles over last two millenia.

Одной из важных задач гелиофизики является реконструкция поведения солнечной активности (СА) в прошлом, до начала ее инструментальных наблюдений [1]. Это необходимо как для построения реалистичной динамо модели вариаций магнитного поля на Солнце, учитывающей весь спектр его вариаций (от 11-летнего цикла до тысяч лет), так и в прикладном плане – для анализа связей между вариациями СА и процессами на Земле, в частности, изменениями климата.

Для решения этой задачи используются так называемые “proxies” – не прямые источники данных о СА [2]. Перечислим основные из них.

1. Данные о содержании изотопов ^{14}C и ^{10}Be , образовавшихся под действием галактических космических лучей, поток которых модулируется гелиосферой в зависимости от уровня СА, в датированных образцах [3, 4]. Их преимущество – большая временная длина ряда (порядка Голоцена и более).

2. Пятна, замеченные невооруженным глазом и зафиксированные в хрониках. Основной источник таких нарративных данных – китайские летописи [5,6], вследствие особенностей китайской философии достаточно полно отражающие изменяющиеся небесные явления, в том числе и появляющиеся на Солнце крупные пятна.

3. Число замеченных и занесенных в летописи полярных сияний, свидетельствующее о вспышечной продуктивности активных областей, а значит и о мощности СА в данное время. Этот источник данных, если выделить в нем только низкоширотные полярные сияния (скажем, $< 55^\circ$, как это

предложил Крживский) – достаточно обширный архив данных о СА, причем позволяющий из-за плотности событий отождествить там, где уровень активности был достаточно высокий, отдельные 11-летние циклы.

Недостаток этого проху – потеря информации со временем [7], в результате которой имеется значительный тренд, уменьшающий число событий по направлению в прошлое. На рис.1 приведено число низкоширотных полярных сияний из двух каталогов: каталога Крживского (*KR*) – ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/AURORAE/aurorae.dat.rev и – наиболее обширного, содержащего в ~2 раза больше информации, – каталога Сильвермана (*SI*) – http://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/miscellaneous/aurora/cat_ancient_auroral_obs_666bce_1951/pre15f.txt

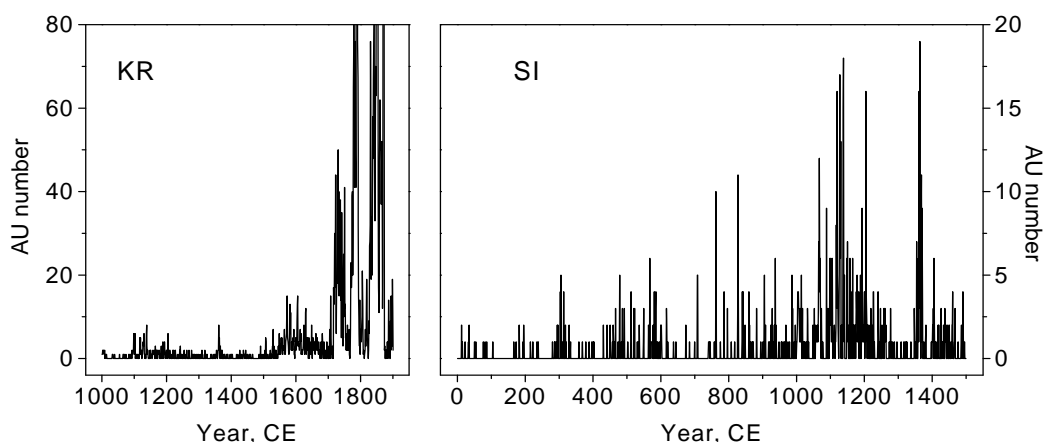


Рис. 1.

Шоув предпринял попытку найти экстремумы 11-летних циклов в прошлом, опираясь на различные прохies, главным образом - на полярные сияния [8]. На время его исследований (50-е – начало 60-х годов 20 в.) еще не было подробных каталогов полярных сияний, и ему пришлось принимать некоторые предположения, которые в дальнейшем подвергались критике [1]. Так, он предполагал, что длительность цикла составляет не менее 8 и не более 16 лет, а в столетии содержится ровно 9 циклов.

Основная задача нашей работы – верификация данных Шоува, более точно – новая версия моментов экстремумов 11-летних циклов в прошлом на основе новых каталогов полярных сияний *KR* и *SI* с применением современных математических подходов, основанных на вейвлет-анализе [9].

На первом этапе произведем коррекцию амплитуд среднегодовых рядов *KR* и *SI* за временной тренд и их нормировку на стандартный среднегодовой ряд чисел Вольфа *WO*. Для этого выполним преобразование всех трех рядов с применением МНАТ-вейвлета (хорошо локализованного во временной области). Оставим восемь первых компонент вейвлет-преобразования, образованных степенями двойки, так, чтобы наиболее короткий из всех трех рядов – *WO* – был покрыт полностью. Затем выполним обратное вейвлет-преобразование, расщепив исходные ряды на частотные ком-

поненты $KR(\omega, t)$, $SI(\omega, t)$, $WO(\omega, t)$. Теперь для каждой частотной компоненты и каждых 312 лет (длины ряда Вольфа) со сдвигом 100 лет нормируем среднеквадратические отклонения σ рядов Крживского и Сильвермана на σ ряда Вольфа, получив выравненные значения компонент:

$$KR^*(\omega, t) = \frac{\sigma[WO(\omega, t)]}{\sigma[KR(\omega, t)]} KR(\omega, t), \quad SI^*(\omega, t) = \frac{\sigma[WO(\omega, t)]}{\sigma[SI(\omega, t)]} SI(\omega, t)$$

Просуммируем все компоненты обратного вейвлет-преобразования, усредним ряды, полученные при разных столетних сдвигах, и выведем в конце новые нормированные ряды KR^* и SI^* . Сравним их для пересекающегося временного интервала. Оказывается, ряды неплохо согласуются друг с другом (коэффициент корреляции $k = 0.84$, коэффициент наклона $b = 0.947 \pm 0.020$), и можно составить из них синтетический ряд SY , который потом сравнить на интервале 1700–1900 гг. с рядом чисел Вольфа. Сделав это, убеждаемся, что корреляция $k = 0.71$ ($b = 0.673 \pm 0.027$) вполне приемлема для столь разнородных данных.

Умножив SY на $b = 0.673$, получаем детрендрованный ряд полярных сияний в шкале чисел Вольфа – рис. 2, который можно использовать для поиска положений экстремумов циклов в духе Шоува.

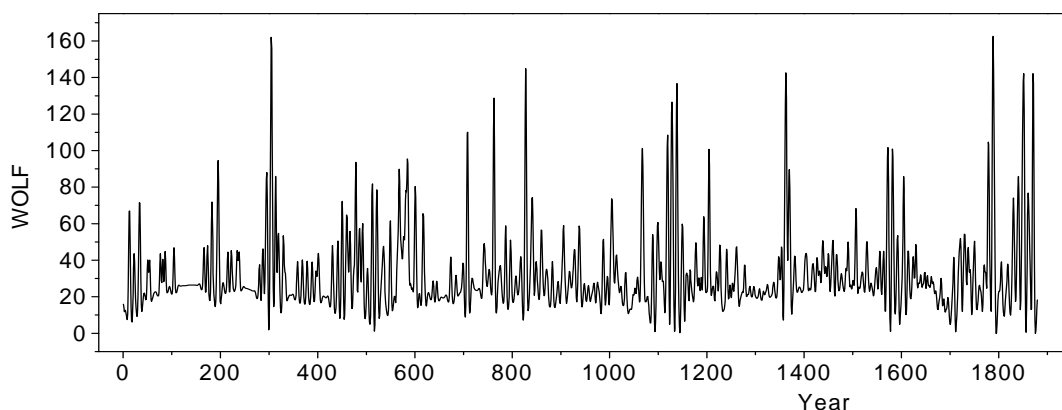


Рис. 2.

Это и было сделано. Для более точной оценки дат использовалась трехточечная интерполяция по Лагранжу. Оказалось, что для около 90% промежутка 0–1900 гг. НЭ моменты экстремумов определить можно.

Далее были вычислены продолжительности отдельных 11-летних циклов от максимума до максимума и сглажены за 5 точек. Полученное временное изменение (линия) вместе с вариациями продолжительностей циклов по ряду Вольфа (серые точки) приведено на рис.3. Мы видим, что локальный период 11-летних циклов испытывает значительные изменения во времени. Кроме вариаций около 100, 200 и 1000 лет, намечается тенденция к общему возрастанию периода с коэффициентом наклона $(6.8 \pm 1.5) \cdot 10^{-4}$ [лет периода за год времени] (пунктир).

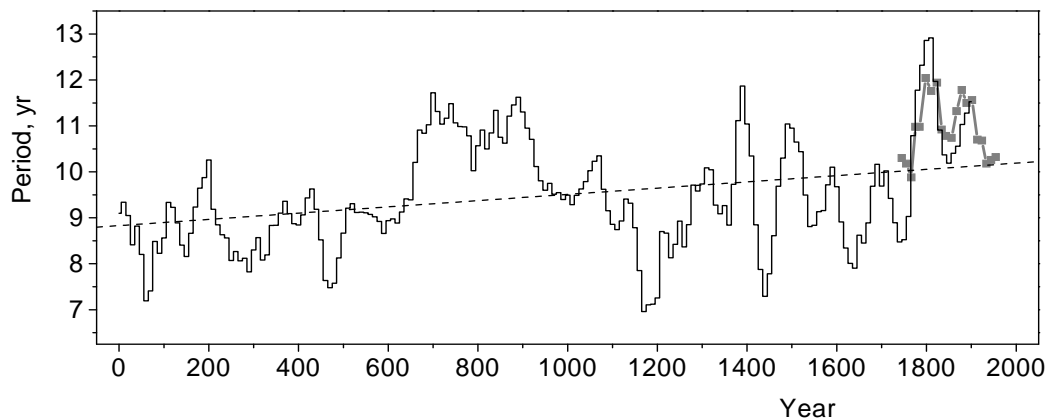


Рис. 3.

Таким образом, в этой работе мы получили новую версию моментов экстремумов отдельных 11-летних циклов СА, начиная с 0 г. Н.Э., и на ее основе – долговременное изменение продолжительности цикла.

Дальнейшее развитие работы связано с получением амплитудной информации о циклах в прошлом, для чего будут привлечены данные других proxies.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 10-02-00391), НШ-1625.2012.2, программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 21, а также ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (мероприятия 1.2.1, 1.5).

Литература

1. *Usoskin, Ilya G.* A History of Solar Activity over Millennia // *Living Reviews in Solar Physics*, vol. 5, no. 3, 2008.
2. *Nagovitsyn Yu.A., Ivanov V.G., Miletsky E.V., Volobuev D.M.* // *Solar Physics*, v. 224, No 1-2, p. 103-112. 2004.
3. *Дергачев В.А., Распопов О.М., Юнгнер Х.* // Солнечная и солнечно-земная физика-2009 (труды Пулковской конференции по физике Солнца под ред. А.В.Степанова), с.3-22, Пулково, 2009.
4. *Solanki, S.K., I.G. Usoskin, B. Kromer, M. Schuessler and J. Beer* // *Nature*, v. 431, p.1084-1087, 2004.
5. *Wittman A.D., Xu Z.* // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, v.70, p.83-94, 1987.
6. *Наговицын Ю.А.* // *Геомагнетизм и Аэрономия*, т. 41, № 5, с. 711-720, 2001.
7. *Наговицын Ю.А.* // *Письма в Астрон. журн.*, т.31, № 8, с. 622-627, 2005.
8. *Schöve D.J.* *Sunspot cycles.* NY.: Hutchinson Ross Publ. Co., 1983.
9. *Астафьева Н.М.* // *Успехи физ. наук*, т.166, № 11, с. 1145-1170, 1996.
10. *Volobuev D. M., Nagovitsyn Yu.A., Jungner H., Ogurtsov M.G., Ivanov V.G., Miletsky E.V.* Holocene ^{14}C production rate and solar activity. // *Proceedings of IAU Symposium No 223. Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity.* St. Petersburg. p. 565-566, 2004.

СОЛНЕЧНАЯ КОРОНА В СВЕТЕ СОВРЕМЕННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

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*

THE SOLAR CORONA IN THE LIGHT OF NEW OBSERVATIONS

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.ru*

TRACE observations of the solar corona with high spatial resolution (~ 1arc sec) taken mainly from scientific publications are generalized and interpreted. Very interesting peculiarities of the corona discovered ask for revision of the corona paradigm. The general questions of the coronal physics are discussed on the base of TRACE observations including structure and temperature, magnetic fields as well as corona formation and heating. It is showed that corona cannot be heated due to the random explosive processes on the solar surface. Possible heating mechanism for corona creation is considered. Arguments are presented that the energy for corona heating as well the plasma come from the depth of the photosphere. The latter means that solar corona is a phenomenon of the Sun as a star.

Исследование выполнено по результатам наблюдений TRACE, опубликованным в различных журналах. Телескоп TRACE (Transition Region And Corona Explorer) с высоким разрешением ~ 1.25 arcsec функционировал на околоземной орбите с апреля 1998 по 21 июня 2010 г.

Структура и температура короны по наблюдениям TRACE

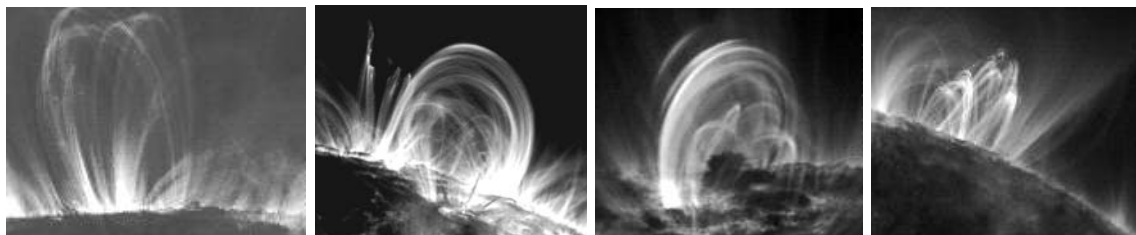


Рис. 1. Корональные петли в линии $\lambda 171\text{A FeX}$ (0.7-1.0)MK – TRACE.

- Вся плазма, ответственная за излучение короны, сконцентрирована в виде ансамблей тончайших в сравнении с их длиной арочных и петельных образований. Диффузная среда отсутствует. Диаметр и яркость петель не зависят от высоты (гидростатика не работает). Петли изотермичны по всей их длине. При всем разнообразии форм петли спокойной короны не имеют разрывов – свидетельство об их магнитоплазменной природе.

- Корональные петли характеризуются «сверхтонкой» пространственной суб-структурой в виде «связок» большого числа вытянутых по всей длине петель тончайших изотермичных нитей («жил») *с различными температурой и плотностью плазмы*. Эта неразрешаемая телескопом сверхтонкая политермичность петель объясняет, почему изображения одной и той же петли в линиях разнотемпературных ионов выглядят идентичными [1, 2].

SDO. 2012.01.14; 10 UT; E - лимб; Структура спокойной короны

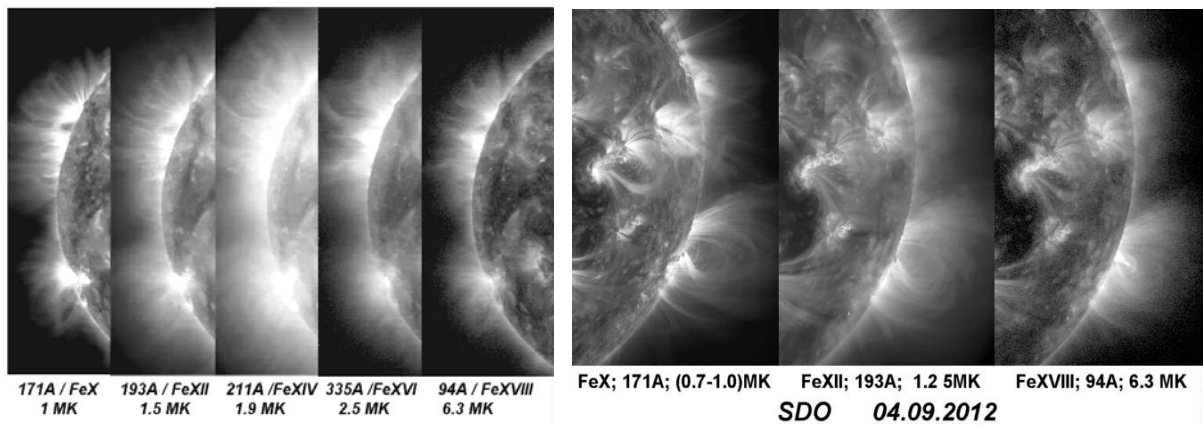


Рис. 2. Монотемпературные составляющие политемпературных петель на лимбе-SDO. Между крайними изображениями на обоих кадрах $\Delta T \approx 5$ МК.

Магнитные поля Солнца — главный коронообразующий фактор

Едва ли можно сомневаться в том, что мультижильная структура корональных петель – следствие вмешательства солнечных магнитных полей в плазменные процессы в СК. Уже достаточно давно, с появлением рентгеновской телескопии Солнца, исследователи обратили внимание на связь пространственной структуры и температуры СК с магнитными полями Солнца. “Корона образуется только над теми областями Солнца, где наблюдаются замкнутые магнитные поля (ЗМП): есть ЗМП – есть корона, нет ЗМП – нет короны” [5]. МПС играют ключевую роль в формировании короны – они создают каркас короны в виде магнитных арок и петель [1, 2, 6].

Некоторые исследователи считают, что роль МП Солнца ограничивается удержанием плазмы в пределах корональных петель (Real et al., 2000a).

Существуют, однако, наблюдательные свидетельства участия МПС в процессах нагрева короны [6]. Другое свидетельство – расположение наиболее горячих областей короны, как правило, в структурах с наибольшими напряжениями МП.

Магнитные системы, способные захватить плазму или ограничивающие ее распространение в пространстве – это магнитные ловушки. *Поэтому магнитный каркас СК, можно рассматривать как совокупность «укорененных» в фотосфере магнитных ловушек. Плазма не может уйти из короны произвольно.*

Заключение: О механизме нагрева короны

Согласно наблюдениям TRACE, нагрев корональных структур включается резко, по-видимому, в самом начале всплытия на поверхность фотосферы ЗМП, и остается постоянным в течение всей фазы роста петли [8, 9]. Нагрев начинается в основаниях петель. Разные ветви одной петли могут нагреваться с различной скоростью. Весь процесс – формирование и нагрев петли занимает несколько десятков минут [8], после чего устанавливается режим равновесия. Накачка плазмы в петли и ее нагрев должны продолжаться в течение всего времени жизни магнитной петли.

Захват и нагрев плазмы происходят избирательно [8, 9] – только в магнитных ловушках. Горячие корональные петли формируются в любом месте солнечной поверхности, где всплывают замкнутые магнитные структуры. **Этот наблюдательный факт свидетельствует о том, что нагревающий корону поток энергии поступает перманентно и распределен равномерно по поверхности фотосферы, но диссипирует в высшей степени локально – только в петлях замкнутых МП [5, 9].**

Итак, “корона образуется только над теми областями Солнца, где наблюдаются замкнутые магнитные поля (ЗМП): есть ЗМП – есть корона, нет ЗМП – нет короны” [5]. Вопрос: каким образом плазма и энергия для ее нагрева поступают в корону?

Наблюдающаяся зависимость скоростей СВ от характера и напряженностей солнечных магнитных полей, приводит к представлениям о существовании первичных высокоскоростных плазменных истечений, которые, проходя через пространство между поверхностью фотосферы и поверхностью источника, либо тормозятся вплоть до остановки в замкнутых МП Солнца, превращаясь в медленный СВ, либо через фоновые МП и полярные КД свободно уходят в гелиосферу как высокоскоростной СВ [10, 11].

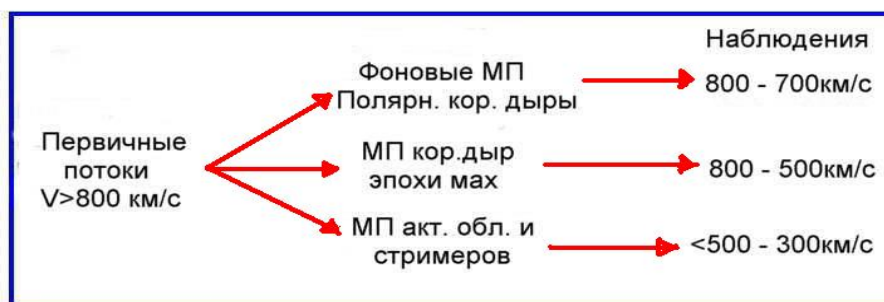


Рис. 3.

Диаграмма на Рис. 3 поясняет утверждение о том, что первичные высокоскоростные потоки солнечной плазмы вблизи поверхности фотосферы – *не гипотеза, а реальное явление* [10, 11]. Потоки с наблюдаемыми скоростями 700 - 800 км/с (верхняя строка на диаграмме), ассоциирующиеся с полярными КД и фоновыми МП, абсолютно проницаемыми для быстрых плазменных истечений, и потому не тормозятся в корональном пространстве, сохраняя первоначальную скорость. Т.е. наблюдаемые в гелиосфере

потоки 700–800 км/с, по существу, идентичны первичным высокоскоростным потокам вблизи поверхности фотосферы. Таким образом, **солнечная корона и солнечный ветер – общий результат единого процесса – взаимодействия с магнитными полями Солнца первичных высокоскоростных потоков фотосферной плазмы: корона – это ПВП, захваченные магнитными ловушками и разогретые в них; СВ – ПВП, покинувшие Солнце. ПВП поставляют в корону плазму, и энергию – в форме кинетической энергии потоков, которая при остановке потоков в магнитных ловушках конвертируется в тепловую.**



Отмеченные выше наблюдаемые стабильность и равномерное распределение по поверхности Солнца поступающей в корону энергии и согласующаяся с ними стабильность высокоширотных потоков СВ эпохи минимумов, свидетельствуют в пользу фотосферного происхождения ПВП. Предполагаемый механизм генерации ПВП качественно рассматривался в [9, 10].

Идея о возможном нагреве короны потоками вскользь рассматривалась в [5]. Помимо восходящих потоков горячей плазмы в корональных петлях на высотах в несколько тыс. км над фотосферой наблюдения TRACE обнаружили движение вверх более холодной с $T \leq 20000$ К плазмы. По мнению авторов [5], рассмотрение последствий инъекции этих потоков во внешнюю атмосферу Солнца может дать ключ к разгадке тайны нагрева короны.

Возможно, эти потоки тождественны тем Первичным Высокоскоростным Потокам, (ПВП), поступающим из фотосферы, с которыми в данном исследовании связывается существование короны и СВ.

Литература

1. Aschwanden, M., et al. 2000, ApJ., 541, 1059.
2. Aschwanden, M., & Nightingale, R., 2005, ApJ., 633, 499.
3. Rosner, R., et al. 1978, ApJ., 222, 317.
4. Litwin, C., & Rosner, R., 1993, ApJ., 412; 375.
5. Schrijver, C., et al. 1999, SoPh. 187, 260
6. Achwanden, M., & Nitta, 2000, ApJ., 535, L59.
7. Real et al., 2000, ApJ., 535, 412; ApJ., 535, 423.
8. Zhang J., et al. 1999, ApJ .527, 977.
9. Могилевский и Никольская, 2010, Геомагн. и Аэроном. т.50, №26, с.159.
10. Mogilevsky and Nikolskaya, 2012, Astrophys. and Space Sci. Proc., V.30, 189.

ОТЛИЧИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ 24-ГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Откидычев П.А., Скорбеж Н.Н.

Кисловодская горная астрономическая станция Пулковской обсерватории, Кисловодск

THE DISTINCTIVE CHARACTERISTICS OF THE 24-TH SOLAR ACTIVITY CYCLE

Otkidychev P.A., Skorbezh N.N.

Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Pulkovo Observatory, Kislovodsk

A set of peculiarities of the 24-th solar activity cycle is considered on the base of the data of Kislovodsk Mountain Astronomical Station as well as NASA/Marshall data. The peculiarities of the 24-th cycle are: the asymmetry between sunspot areas of northern and southern solar hemispheres; the difference between sunspot latitudes in northern and southern solar hemispheres; low activity of the first years of the cycle.

Введение

Наблюдения Солнца в белом свете на Горной астрономической станции Главной астрономической обсерватории РАН (ГАС ГАО РАН) ведутся с 1954 года. В настоящее время наблюдения производятся на CCD с помощью телескопа MEADE ($D = 15$ см, $f = 1200$ мм). Обработка изображений осуществляется посредством специально разработанного комплекса программ, позволяющего получать основные индексы активности солнечных пятен. Данные ГАС размещены на сайте www.solarstation.ru.

Асимметрия между северным и южным полушариями

Существует значительная разница между среднемесячными площадями групп солнечных пятен в северном и южном полушариях. Принимая начало 24-го цикла за январь 2009 года [1], получаем следующее значение среднемесячных площадей по данным ГАС: на севере 334.0 мдп, на юге 185.7 мдп (здесь и далее данные приводятся по состоянию на август 2012). Различие, таким образом, составляет 1.9 раза (при том что, например, в июле 2012 площадь на юге, наоборот, превысила площадь на севере в 8.5 раз). Кроме того, коэффициент корреляции между среднемесячными площадями на севере и юге составляет всего 0.29. Фактически это означает, что солнечная активность в северном и южном полушариях находится в антикорреляции. На рис. 1 слева показаны среднемесячные площади пятен в северном и южном полушариях, а также общая площадь.

Числа Вольфа на севере также превосходят числа Вольфа на юге. Среднемесячные значения чисел Вольфа по данным ГАС: на севере 30.3,

на юге 18.4 (различие 1.6 раза). Графики чисел Вольфа (по северу, югу и общее число) представлены на рис. 1 справа.

Асимметрия существует также в широтном распределении пятен. В таблице 1 приведены средние широты групп солнечных пятен по данным NASA/Marshall за каждый год с начала 24-го цикла (рассчитанные как сумма произведений широт на площади пятен, делённая на общую сумму пятен за каждый год для каждого полушария). Средние широты пятен в южном полушарии заметно больше, чем в северном полушарии. Кроме того, в 2012 году средние широты пятен на юге практически не изменились по сравнению с 2011 годом, что противоречит закону Шпёрера. Далее, согласно [2], темп изменения широты солнечных пятен должен составлять 1.6 градуса в год, немного уменьшаясь к концу цикла. Это соотношение примерно выполняется лишь для 2009-10 годов. Данные таблицы 1 отображены на рис. 2 слева.

Таблица 1.

Год	Средняя широта солнечных пятен	
	По северу	По югу
2009	22,2	25,8
2010	20,4	24,5
2011	16,7	18,8
2012	15,6	18,6

На рис. 2 справа отображены средние широты за каждый месяц (рассчитанные аналогично), таблица с данными среднемесячных широт не приводится из-за громоздкости. Обращает на себя внимание тот факт, что, хотя за начало цикла принимается январь 2012, пятна в южном полушарии «перешли на новый цикл» только в мае 2012.

Что касается экстремальных значений широты, то наименьшая средняя широта была зарегистрирована 24.12.2011 у группы № 11383 по нумерации NASA/Marshall: 2.3° с.ш. Также следует отметить группу № 11560: за период 02-06.09.2012 она, имея среднюю широту менее 3° с.ш., пересекла экватор. Столь малые значения широт характерны обычно для конца цикла, в то время как с начала цикла прошло менее 4 лет.

Активность начальной фазы 24-го цикла

Начальная фаза 24-го цикла имеет низкую активность по сравнению с предыдущими циклами. В таб. 2 представлена активность циклов с 20-го по 24-й: дана средняя площадь пятен (S_{cp}) и среднее число Вольфа (W_{cp}) за первый год и за первые три года по данным ежемесячных площадей ГАС.

Данные NASA/Marshall позволяют сделать сравнение первые лет 24-го цикла с первыми годами прошлых слабых циклов. Из тех циклов, ежемесячные площади которых имеются в базе данных NASA/Marshall, к слабым относятся 12-й и 14-й циклы. В таб. 3 представлена активность 12-го и 14-го циклов: дана средняя площадь (S_{cp}) и среднее число Вольфа

(W_{cp}) за первый год и за первые три года по данным ежемесячных площадей пятен NASA/Marshall и ежемесячных чисел Вольфа по данным [3].

Таблица 2.

№ цикла и начало	S_{cp} за 1-й год	S_{cp} за 1-е 3 года	W_{cp} за 1-й год	W_{cp} за 1-е 3 года
20 (1964/10)	83,2	564,2	17,3	61,6
21 (1976/06)	158,6	926,5	18,5	83,4
22 (1986/09)	325,2	1279,7	30,7	91,1
23 (1996/05)	113,5	567,9	12,9	51,9
24 (2009/01)	30,6	403,0	5,5	40,3

Таблица 3.

№ цикла и начало	S_{cp} за 1-й год	S_{cp} за 1-е 3 года	W_{cp} за 1-й год	W_{cp} за 1-е 3 года
12 (1878/12)	33,7	369,8	5,4	29,6
14 (1901/09)	32,2	237,8	2,8	19,1

Таким образом, 24-й цикл сравним по активности с двумя слабейшими циклами со времени начала наблюдений в RGO.

Данные таблиц 2 и 3 сведены на рис. 3 (площади), и 4 (числа Вольфа).

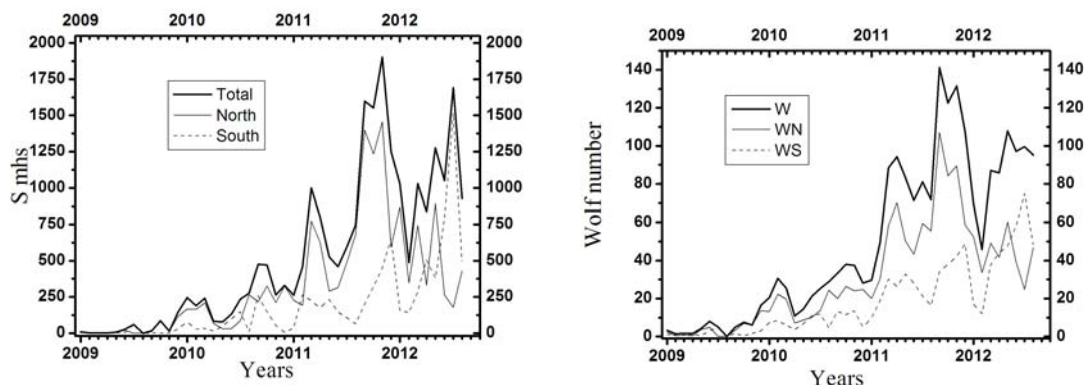


Рис. 1. Среднемесячные площади солнечных пятен (слева) и числа Вольфа (справа) с начала 24-го цикла (январь 2009 – август 2012).

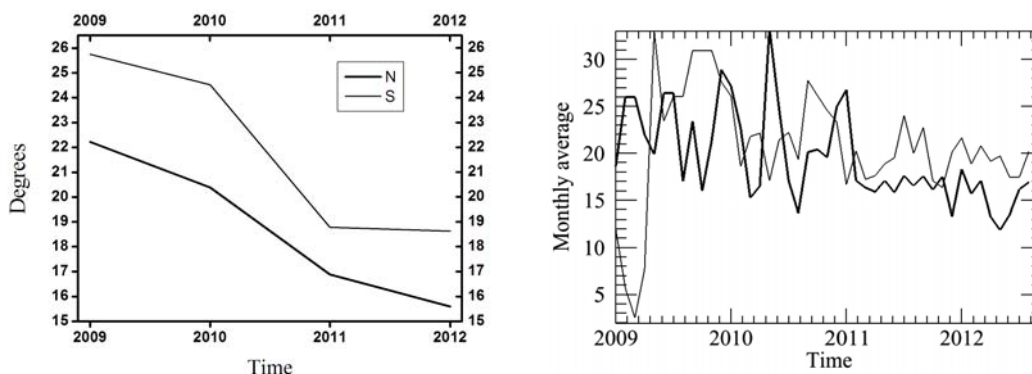


Рис. 2. Среднегодовые (слева) и среднемесячные (справа) широты пятен с начала 24-го цикла (январь 2009 – август 2012).

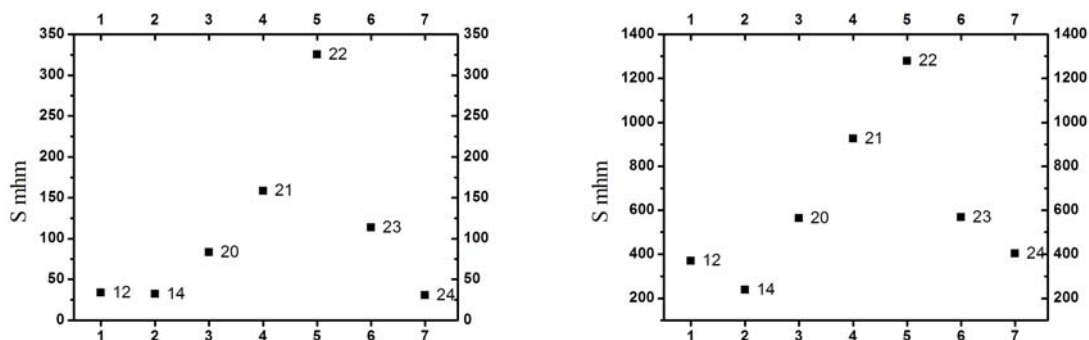


Рис. 3. Средние площади пятен за первый год с начала цикла (слева) и за первые три года с начала цикла (справа).

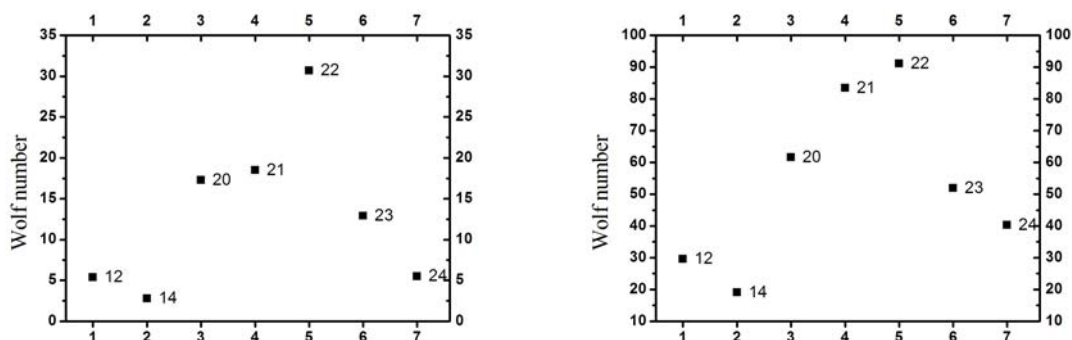


Рис. 4. Средние числа Вольфа за первый год с начала цикла (слева) и за первые три года с начала цикла (справа).

Выводы

24-й цикл солнечной активности является слабейшим циклом со времён 14 цикла, т.е. за последние примерно 100 лет. Также ему свойственна значительная асимметрия как площадей, так и широт солнечных пятен в северном и южном полушариях.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 12-02-31128 и ФЦП «Кадры» (мероприятие 1.2.1).

Литература

1. <http://www.swpc.noaa.gov/ftplib/weekly/RecentIndices.txt>.
2. Li K.J. et al. Latitude Migration of Sunspot Groups / K.J. Li, H.S. Yun, X.M. Gu. – The Astronomical Journal, v. 122. p. 2115–2117, 2001.
3. <http://sidc.oma.be/>

СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ НАБЛЮДЕНИЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН НА ГОРНОЙ СТАНЦИИ ГАО РАН

Откидычев П.А., Тлатов А.Г.

Кисловодская горная астрономическая станция Пулковской обсерватории, Кисловодск

THE COMPARISON OF METHODS OF SUNSPOT OBSERVATIONS ON THE MOUNTAIN STATION OF GAO RAN

Otkidychev P.A., Tlatov A.G.

Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Pulkovo Observatory, Kislovodsk

At the Kislovodsk Solar Station we use an automatic image processing to detect solar activity elements that are observed in the white light. These techniques were applied to automatically or semi-automatically detect for sunspots and active regions. The results of the automated recognition are verified with the available statistical data from manual image processing during 2010–2011 and revealed high detection accuracy.

Введение

Наблюдения Солнца в белом свете на ГАС ведутся с 1954 года [1]. Основным телескопом до апреля 2011 включительно являлся телескоп-рефрактор с диаметром апертуры 5 см и эквивалентным фокусом 8 м. В качестве носителя изображения служили сначала фотопластинки, затем фотоплёнки Fu5. При обработке пластинки (плёнки) проецировались на экран, а площадь солнечных пятен считалась вручную. В связи с переходом на цифровую обработку на фотогелиографе ГАС был установлен телескоп MEADE с диаметром объектива 15 см и фокусом 120 см, при этом изображения регистрируются цифровым носителем, а обрабатываются на компьютере. С 01.08.2010 по 30.04.2011 телескопы работали совместно, после чего наблюдения целиком перешли на MEADE.

Описание методики обработки

1. Ручная обработка. При съёмке на фотопластинки (фотоплёнки) перед пластинкой была натянута тонкая медная нить, которая, проецируясь на изображение, давала суточную линию. Время экспозиции составляло 1/100 секунды. Фильтр не использовался.

После съёмки подготовленные пластинки (плёнки) проецировались на специально подготовленный трафарет, на котором был изображён солнечный диск с нанесенной на него координатной сеткой (для каждого значения В-угла от $-7,2^\circ$ до $+7,2^\circ$ с шагом 1° существовал отдельный трафарет), так, чтобы изображение Солнца на пластинке точно совмещалось с краями диска на трафарете. При этом суточная линия на пластинке совмещалась с суточной линией, изображённой на диске, после чего пластинка поворачи-

валась на P -угол, рассчитанный для каждого дня. Затем производились измерения координат: для каждой группы измерялось значение широты и долготы ведущего и хвостового пятен с точностью до $0,5^\circ$, а также значение r/R с точностью до $0,01$ с помощью миллиметровой линейки. Для каждого значения r/R рассчитывался секанс угла.

Измерение площадей происходило следующим образом. Сначала вычислялась площадь каждой группы в квадратных мм с помощью миллиметровой бумаги. При этом 1 кв. мм соответствовал площади $2,55$ м.д.п. «плоского» Солнца (т.е. без учёта секанса угла). Таким образом, площадь каждой группы в кв. мм умножалась на $2,55$, а затем на секанс угла. В итоговую сводку вносились следующие данные: дата наблюдения; номер группы пятен; среднее значение широты; среднее значение кэррингтоновской долготы; r/R ; удвоенная площадь в м.д.п., делённая на секанс угла (т.е. фактически удвоенная площадь «плоского» Солнца); реальная площадь всей группы в м.д.п.; площадь максимального пятна в м.д.п.; число пятен в группе; время прохождения группы через меридиан (после перехода на цифровую обработку в сводки не заносится).

2. Цифровая обработка. Используется телескоп MEADE с диаметром объектива 15 см и фокусом 120 см. Перед объективом телескопа натянута специальная светоотражающая плёнка, ослабляющая солнечный свет. Перед байонетом, на который крепится фотоаппарат, установлен стеклянный зелёный фильтр ЖЗС12 для уменьшения хроматической аберрации.

Съёмка происходит на фотоаппарат Canon 550 D (разрешение 5184·3456 пикс., 14 bit). Устанавливаются следующие настройки на камере: ISO = 100; качество изображений: в режиме Raw данных (CR2); режим выбора экспозиций – ручной (M). При ясном небе диапазон значений выдержки составляет от $1/100$ до $1/320$ секунды. При облачном небе начальное и конечное значение выдержки сдвигаются на несколько позиций в сторону увеличения выдержки.

Делается ряд (20–25) снимков с различными выдержками. Затем ведение телескопа отключается и через некоторое время (1–2 минуты), пока край солнечного диска не вышел за пределы кадра, делается ещё один снимок (для проведения суточной линии).

Далее полученные изображения конвертируются из RAW режима в Grayscale и 16 bit. Полученное изображение сохраняется в формате TIFF. Аналогично обрабатывается кадр, полученный при смещении Солнца при отключении ведения фотогелиографа (с Солнцем в правом верхнем углу).

Полученные два изображения в формате TIFF обрабатываются в программе оригинальным программным обеспечением. На оба изображения программа накладывает координатную сетку, после чего вычисляет P -угол. После вычисления P -угла изображение со смещённым Солнцем закрывается, и далее происходит работа с основным изображением. Обработка происходит в полуавтоматическом режиме. Программа обводит контурами

пятна и ядра в пятнах, после чего вычисляет координаты, площадь и яркость каждого пятна и ядра. Результаты обработки сохраняются в текстовых файлах. Итоговая сводка данных имеет тот же формат, что и при ручной обработке.

Сравнительный анализ

Для сравнения не брались дни, если хотя бы на одном из телескопов не было наблюдений, а также дни, когда на Солнце не было пятен. Общее количество дней для сравнения – 212. Данные были сведены в таблицу пакета Origin и проанализированы. В таблице 1 представлены данные среднемесячных чисел Вольфа и площадей солнечных пятен.

Таблица 1.

Year	Mon	WH	WD	WRatio	SHand	SDig	SRatio
2010	8	28,9	28,8	0,99654	275,419	290,6	1,05512
2010	9	34,7	40,3	1,16138	459,964	516	1,12183
2010	10	38	41	1,07895	471,333	471,5	1,00035
2010	11	37,6	40	1,06383	264,133	293,7	1,11194
2010	12	28,1	27,7	0,98577	341,379	358,1	1,04898
2011	1	29,8	28,5	0,95638	262,154	284,2	1,0841
2011	2	49,4	46,7	0,94534	506,227	522,8	1,03274
2011	3	88,4	88,4	1	999,172	1117,2	1,11813
2011	4	94,3	95,9	1,01697	800,762	842	1,0515

Здесь Year и Mon – год и месяц наблюдений, WH и WD – числа Вольфа при ручной и цифровой обработке, SHand и SDig – площади пятен при ручной и цифровой обработке, WRatio и SRatio – отношение данных цифровой обработки к ручной для чисел Вольфа и площадей соответственно.

Общая сумма среднемесячных чисел Вольфа при ручной и цифровой обработке: 429,2 и 437,3, различие составляет 1,019, или 1,9%. Коэффициент корреляции между одними и другими данными составляет 0,995. Данные таб. 1 для среднемесячных чисел Вольфа отображены на рис. 1 слева.

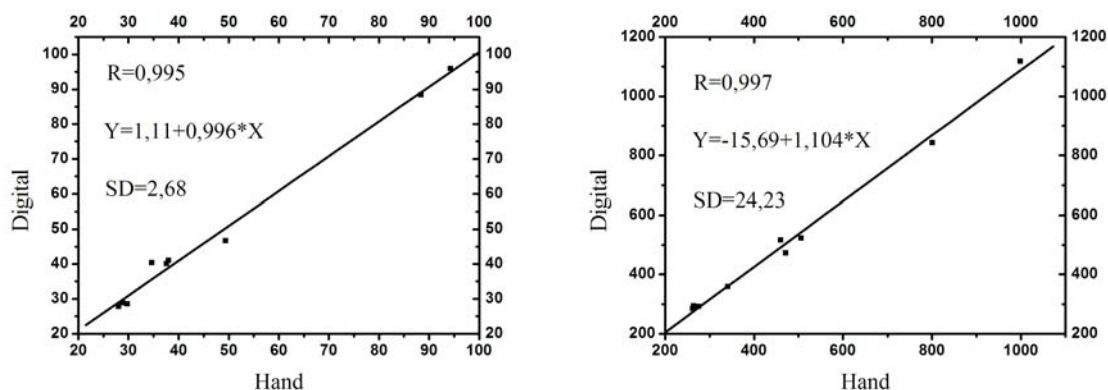


Рис. 1. Среднемесячные числа Вольфа (слева) и среднемесячные площади пятен (справа) с августа 2010 по апрель 2011 согласно ручной и цифровой обработке.

Общая сумма среднемесячных площадей при ручной и цифровой обработке: 4380,5 и 4696,1, различие равно 1,072, или 7,2%. Коэффициент корреляции между одними и другими данными составляет 0,997. Данные таб. 1 для среднемесячных площадей пятен отображены на рис. 1 справа.

Общая сумма ежедневных чисел Вольфа при ручной и цифровой обработке: 10436 и 10533, различие составляет 1,009, или 0,9%. Коэффициент корреляции между одними и другими данными составляет 0,972. Данные для ежедневных чисел Вольфа отображены на рис. 2 слева.

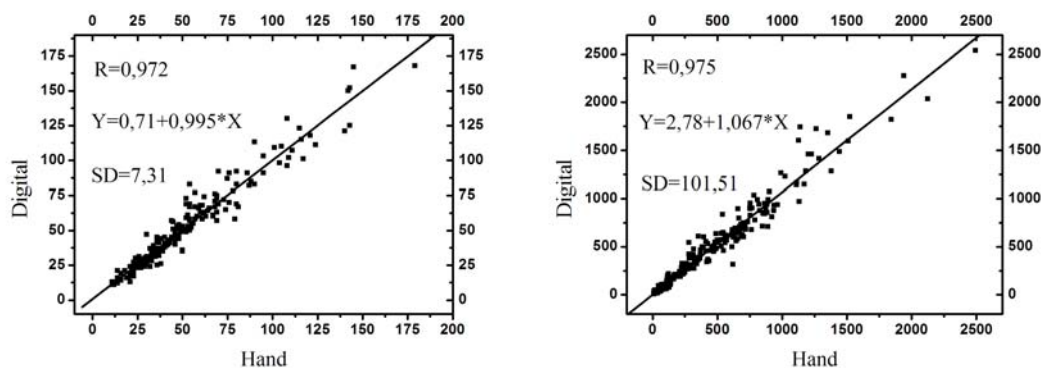


Рис. 2. Ежедневные числа Вольфа (*слева*) и ежедневные площади пятен (*справа*) с августа 2010 по апрель 2011 согласно ручной и цифровой обработке.

Общая сумма ежедневных площадей пятен при ручной и цифровой обработке: 106680 и 114464, различие составляет 1,073, или 7,3%. Данные для ежедневных площадей пятен отображены на рис. 2 справа. Коэффициент корреляции между одними и другими данными составляет 0,975.

Другим индексом, позволяющим сравнить наблюдательные данные двух методик, является количество групп, состоящих из одного пятна. За время совместных наблюдений (т.е. с 01.08.2010 по 30.04.2011) при обработке фотоплёнок было зафиксировано всего 685 групп, из них 178 групп состояло из одного пятна (26%). При цифровой обработке было зарегистрировано всего 650 групп, из них 182 группы состояло из одного пятна (28%). (Различие в значении общего числа групп для обоих телескопов объясняется тем, что общее число дней наблюдения на телескопе MEADE было меньше, чем на втором телескопе).

Выводы

При переходе с ручной методики обработки изображений на полуавтоматическую не произошло существенных изменений в числах Вольфа и площадях солнечных пятен. Кисловодский ряд данных солнечных пятен остаётся непрерывным с 1954 года (www.solarstation.ru).

Работа частично поддержана НШ-1625.2012.2 и ФЦП «Кадры» (мероприятие 1.2.1).

Литература

1. Гневъшев М.Н., Макаров В.И., Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО АН СССР, Л.: Наука, 46 с., 1989.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СМЕШАННОГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ С ПОМОЩЬЮ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Попова Е.П.

Московский государственный университет, физический факультет

Ророва Н.Р.

Department of Physics, Moscow State University

We investigated the Parker dynamo model by the low-mode approach for different symmetries of the solar magnetic field. We obtained the dynamic systems and built the time distribution and butterfly diagrams for the poloidal and toroidal magnetic fields at different intensity of the dynamo number in case of a mixed cycle.

В последние годы накапливается все больше наблюдательных данных, подтверждающих существование короткого цикла магнитной активности Солнца (1–2.5 года) на фоне 22-летнего.

В [1] на основании исследований источников полоидального магнитного поля было получено подтверждение идеи одновременного существования динамо-волн с длинным периодом (примерно 22 года) и с коротким квазидвухлетним периодом. В [2] была выделена 1.3-летняя периодичность в колебаниях крупномасштабного магнитного поля для восьми циклов. На основе вейвлет анализа данных для крупномасштабного магнитного поля за 1960–2000 в [3] были выявлены квазипериодические 22.7 и 2-летние колебания.

В настоящей работе для моделирования смешанного цикла мы будем использовать маломодовый подход, который был предложен и развит в [4–9]. Основная идея такого приближения состоит в том, что система дифференциальных уравнений, описывающих магнитное поле небесного тела, заменяется определенным образом подобранной динамической системой не очень высокого порядка. При этом предполагается, что магнитное поле довольно просто устроено, и его можно описать, используя относительно небольшое число параметров.

Уравнения динамо Паркера [10], описывающие поведение магнитного поля Солнца, получаются из системы уравнений электродинамики средних полей [11] в предположении, что динамо-волна распространяется в тонкой сферической оболочке. При этом производится усреднение магнитного поля по радиусу в пределах некоторой сферической оболочки, и отбрасываются члены, описывающие эффекты кривизны вблизи полюса. В результате уравнения динамо приобретают вид

$$\frac{\partial A}{\partial t} = R_\alpha \alpha B + \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = R_\omega \sin \theta \frac{\partial A}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 B}{\partial \theta^2}. \quad (2)$$

Здесь B – тороидальное магнитное поле, A пропорционально тороидальной компоненте векторного потенциала, которая определяет полоидальное магнитное поле, θ – широта, которая отсчитывается от экватора. R_α и R_ω характеризуют интенсивность α -эффекта и дифференциального вращения соответственно. Предполагается, что происходит алгебраическое подавление спиральности, т. е. $\alpha = \cos \theta / (1 + \xi^2 B^2) \approx \cos \theta (1 - \xi^2 B^2)$. $B_0 = \xi^{-1}$ величина магнитного поля, при котором происходит существенное подавление α -эффекта.

Динамическая система получается при проектировании уравнений (1)–(2) на минимально возможную систему нескольких первых собственных функций для задачи о затухании магнитного поля в случае отсутствия источников генерации. Для того чтобы динамическая система воспроизводила основные режимы генерации магнитного поля (осцилляции, васцилляции, динамо-всплески), в [8] уравнения динамо проектировались на две старшие собственные функции тороидального магнитного поля и две полоидального.

В настоящей работе система уравнений (1–2) проектируется на большее число старших собственных функций. В случае дипольной симметрии на три старшие моды тороидального поля и на три полоидального. Режим смешанных осцилляций реализуется при $-450 < R_\alpha R_\omega < -210$. Широтно-временное распределение, т.н. баттерфляй-диаграммы, полоидального магнитного поля и тороидального изображены на рис. 1 и рис. 2 соответственно. Время измеряется в тех же безразмерных единицах, в которых выписаны уравнения (1,2). На рисунках можно видеть существование колебаний с коротким периодом на фоне более длительных паттернов.

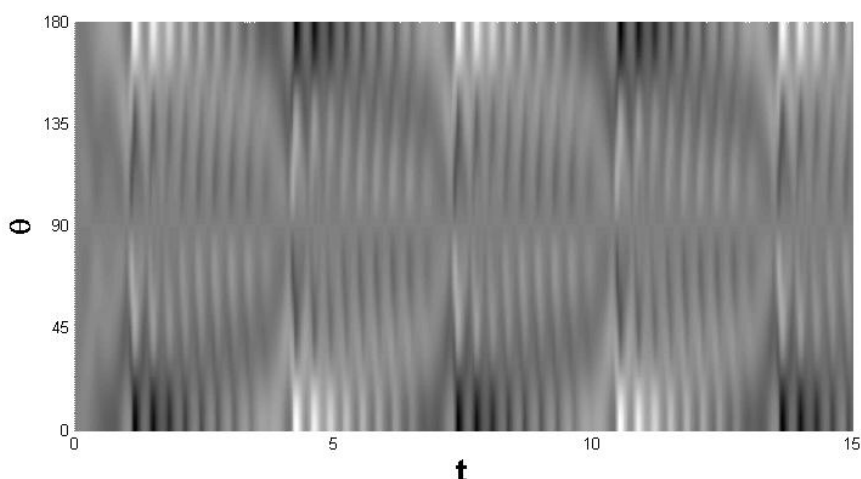


Рис. 1. Баттерфляй-диаграмма для полоидального поля в случае дипольной симметрии магнитного поля, $R_\alpha R_\omega = -430$.

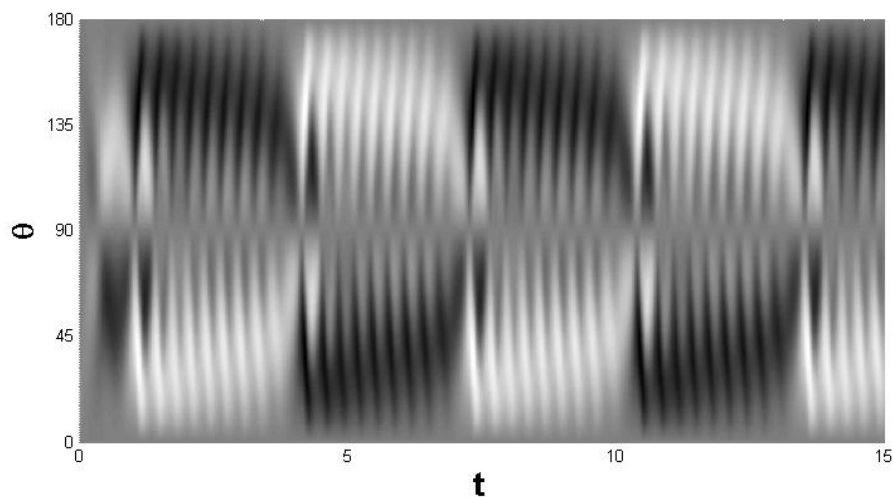


Рис. 2. Баттерфляй-диаграмма для тороидального поля в случае дипольной симметрии магнитного поля, $R_\alpha R_\omega = -430$.

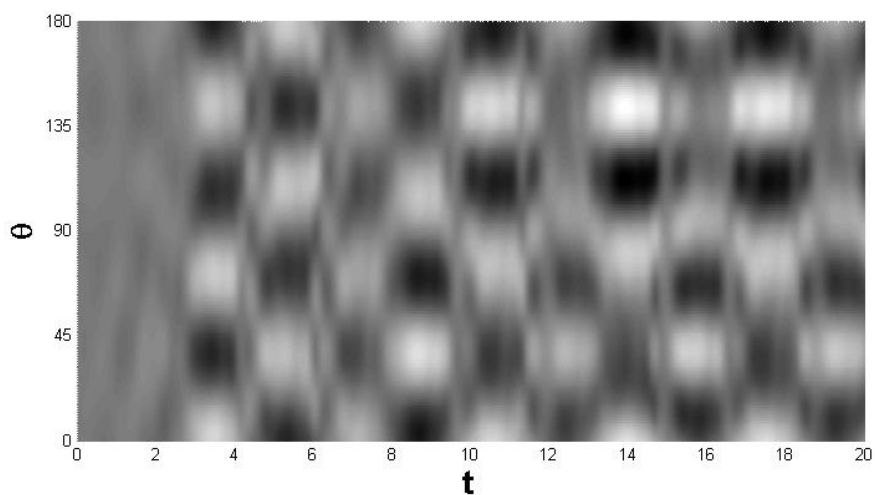


Рис. 3. Баттерфляй-диаграмма для полоидального поля в случае смешанной симметрии магнитного поля, $R_\alpha R_\omega = -200$.

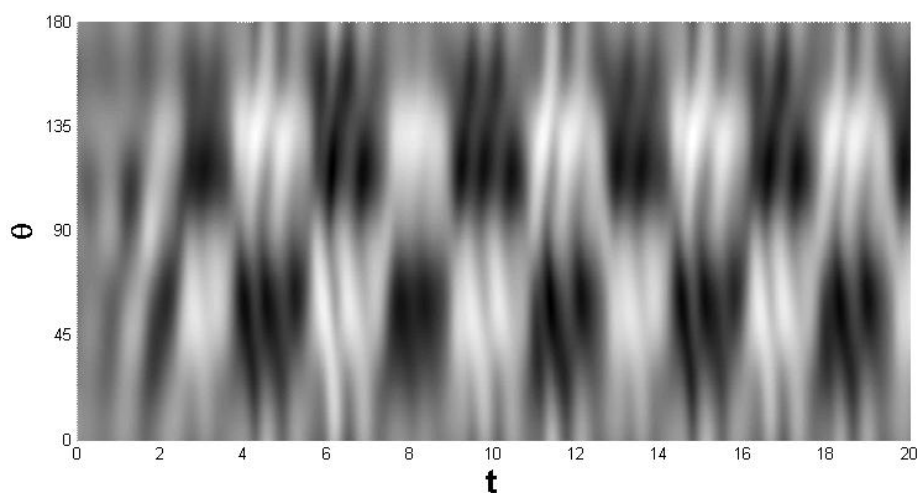


Рис. 4. Баттерфляй-диаграмма для тороидального поля в случае смешанной симметрии магнитного поля, $R_\alpha R_\omega = -200$.

Быстрые осцилляции соответствуют волне с дипольной симметрией, которая распространяется в направлении полюсов. Длительные паттерны соответствуют волнам с дипольной симметрией, распространяющимся к экватору. Чем больше $R_\alpha R_\omega$ по модулю, тем больше коротких циклов укладывается в один длинный.

В случае смешанной симметрии (дипольной и квадрупольной) система (1)–(2) проектируется на две дипольные и три квадрупольные старшие моды тороидального магнитного поля и такие же моды полоидального. В этом случае режим, воспроизводящий смешанный цикл, реализуется при $-220 < R_\alpha R_\omega < -190$. На рисунках 3 и 4 представлены баттерфляй-диаграммы полоидального магнитного поля и тороидального соответственно. На рис. 3 длительные паттерны имеют вид стоячих волн, быстрым колебаниям соответствуют волны, распространяющиеся к полюсам. Для тороидального поля режим смешанных осцилляций выражен гораздо ярче, чем для полоидального. Так же как и в предыдущем случае, при увеличении $R_\alpha R_\omega$ по модулю, количество коротких циклов на фоне длинного возрастает.

Таким образом, в рамках теории динамо для однослойной модели возможно воспроизведение режима смешанных циклов.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований 10-02-00960, 12-02-00170, 12-02-00884 и 12-02-31128.

Литература

1. *E. Benevolenskaya* (1995) *Solar Phys.*, 161, 1.
2. *V.N. Obridko, B.D. Shelting* (2007) *Advances in Space Research*, 40, 1006.
3. *V.N. Obridko, D.D. Sokoloff, K.M. Kuzanyan, B.D. Shelting, and V.G. Zakharov* (2006) *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 365, 827.
4. *A.A. Ruzmaikin* (1981) *Comments on Astrophysics*, 9, 85.
5. *I. Kitiashvili and A.G. Kosovichev* (2008) *Astrophys. J.*, 688, L49.
6. *I. Kitiashvili and A.G. Kosovichev* (2008) *Geophys. and Astrophys. Fluid Dyn.*, 103, 53.
7. *Д.Д. Соколов, С.Н. Неведов*, (2007) *Вычислительные методы и программирование*, 8, 195.
8. *D.D. Sokoloff and S.N. Nefedov* (2010) *Astronomy Letters*, 54, 247.
9. *Е.П. Попова* (2012) *Астрономический журнал*, 89, 866.
10. *E.N. Parker* (1955) *Astrophys. J.*, 122, 293.
11. *Ф. Краузе, К.-Х. Рэдлер*, *Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо* (М.: Мир, 1984).

«ВЕКОВОЕ» ИЗМЕНЕНИЕ ВЫСОТ ЦИКЛОВ ЧИСЕЛ ВОЛЬФА И ЕГО РАЗЛИЧИЯ НА РАЗНЫХ ИНТЕРВАЛАХ НАБЛЮДЕНИЙ

Ривин Ю.Р.

Ju_rivin@online.de

“SECULAR” CYCLE IN CHANGES OF NUMBERS WOLF AND ITS DISTINCTIONS ON DIFFERENT INTERVALS OF SUPERVISION

Rivin Yu.R.

Data of supervision maximum in a cycle of changes of numbers of Wolf from the termination of a minimum of Maunder up to now (only ~310 years) are considered. It is shown that they can be divided into three stages. The first two approximately identical length (~130 years): 1) from the termination of a minimum of Maunder on a cycle No.09 (numbering of Zurich), 2) cycles No.No. 10–21. It is assumed that cycles No.No.22, 23 begin the third stage. Each of these stages has the specifics in a range of more short-period fluctuations that finds reflection in the received curves after their filtration and in results of spectral analyses of the first of two. The conclusion is drawn that the rule Gnevysheeva-Olya is carried out only at the second stage.

Одна из важных особенностей изменения высот 11-летних циклов чисел Вольфа (W) на интервале более 300 лет – существование у них длительного минимума в течение ~60 лет (1645–1715 гг.). Благодаря Эдди, этот минимум получил название Маундеровский [1]. Как отмечают те же авторы, данные по максимальным значениям W (W_{\max}) в циклах тех и мно-

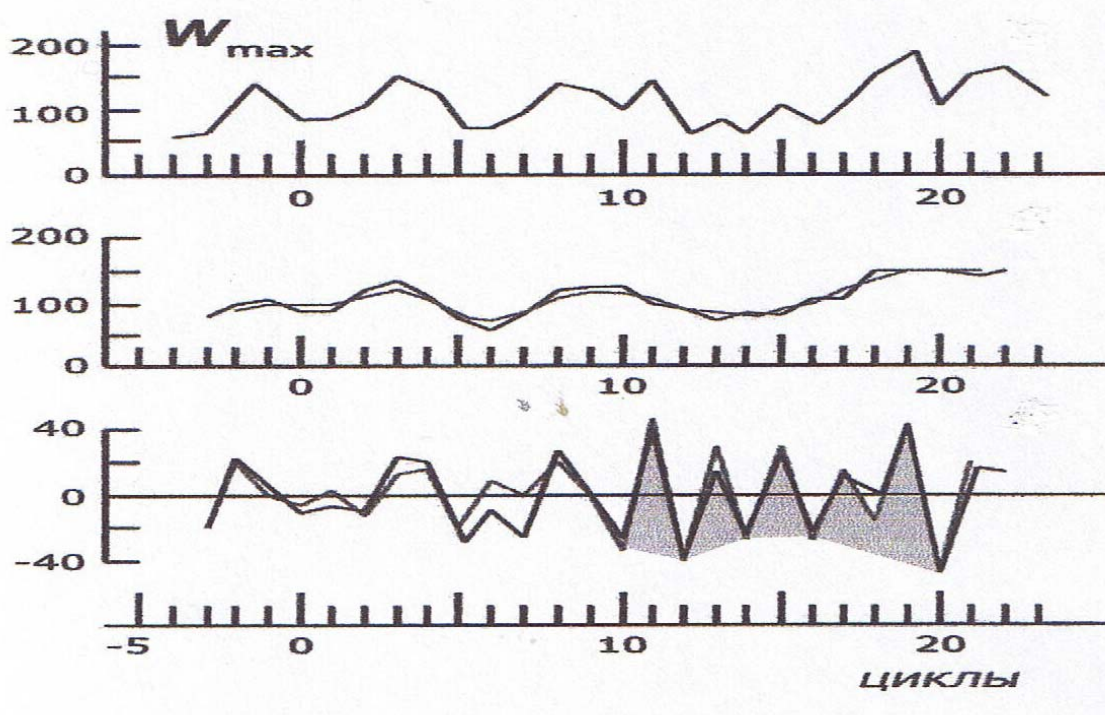


Рис. 1.

гих последующих лет отличаются «фрагментарностью, а также, возможно, неоднородностью». Поэтому для обоснования реальности такого минимума Эдди привлёк дополнительно данные наблюдений изотопа радиоуглерода ^{14}C . Кривая изменения W_{max} за 1700–2010 годы приведена на рис. 1 сверху. Своим началом она захватывает окончание минимума Маундера (ММ). Это позволяет проследить «вековые» изменения W_{max} от ММ до их самых высоких значений в наше время. Ниже на том же рисунке приведены результаты сглаживания этой кривой скользящим интервалом 3 цикла (в середине низкочастотная и ниже высокочастотная части, более жирная кривая – сглаживание один раз, более тонкая – два раза, на нижней кривой закрашена область выполнения правила ГО).

Как показывают анализы высокочастотной (вч-) части в [2], её изменения могут быть разделены на три этапа: 1) циклы №№ (-3) – №9, на котором отсутствуют любые закономерности изменения высот 11-летних циклов (в том числе и последовательности ~22-летних); общая продолжительность ~130 лет; 2) циклы №№10–21 (такая же длина ~130 лет; в тече-

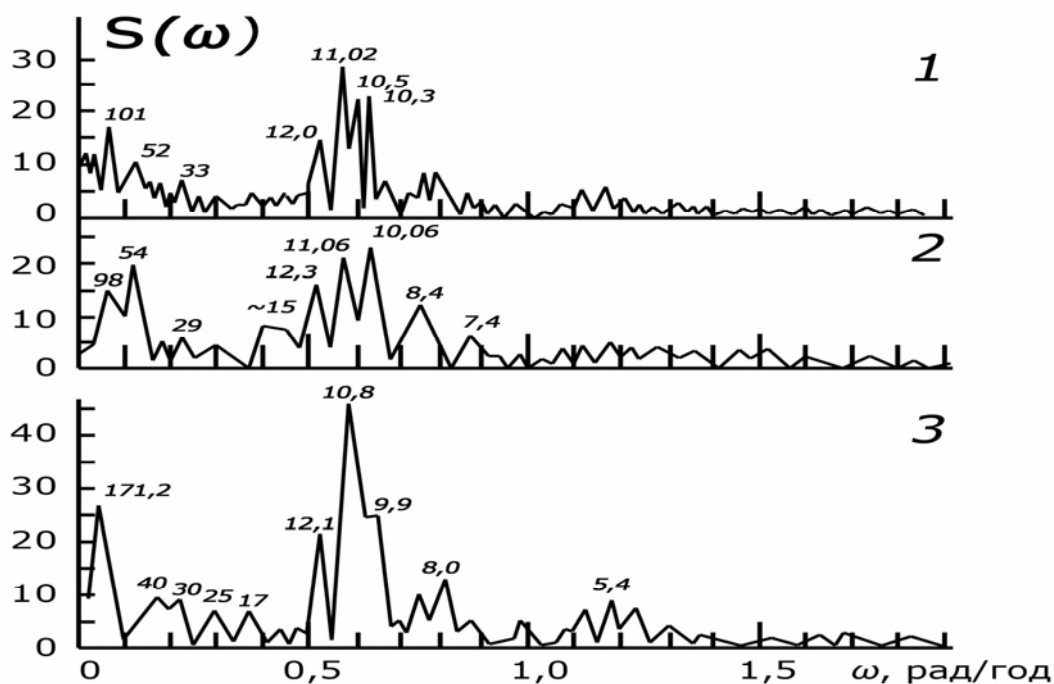


Рис. 2.

ние этого второго этапа возникают и наблюдаются на всём интервале пары соседних циклов (четный, нечётный), свойства которых были сформулированы примерно в середине прошлого века в виде «правил Гневышева-Оля (ГО)»; 3) циклы №№22,23, которые, как можно предположить, являются началом следующего «векового» цикла.

Спектры среднегодовых значений W на интервале 1700–1994 гг., а также отдельно для интервалов первого и второго этапов приведены на рис. 2 (фрагмент фиг. 2 из [3]). Их сравнение показывает:

(1) Основной максимум первого этапа имеет сложную структуру, которая представлена двумя примерно равными по высоте максимумами с периодами $T_1 = 11.06$ лет и $T_2 = 10.06$ лет. На втором этапе в основном максимуме спектра присутствуют также две гармоники, но высота первой с $T_1 = 10.8$ лет примерно в два раз больше, чем последующей с $T_2 = 9.9$ лет. Небольшие расхождения величин последних T со спектром первого этапа находятся в пределах погрешностей определения.

(2) В низкочастотной (нч) части спектра первого этапа основная гармоника имеет $T \approx 50$ лет, однако присутствует и гармоника с $T \approx 100$ лет, высота которой несколько меньше, но сравнима с высотой основного максимума спектра на $T \approx 11$ лет. Низкочастотная часть спектра второго этапа имеет принципиально другую структуру:

– в области основного максимума, как отмечалось, высота гармоники T_1 почти вдвое больше высоты гармоники T_2 ;

– максимум нч-части на $T \approx 170$ лет и полное отсутствие гармоник тех периодов, которые были на предыдущем этапе, высота этой гармоники примерно вдвое меньше высоты основного максимума.

Обсуждение

Оба рисунка уже при визуальном рассмотрении показывают значительные различия двух этапов нарастания нч-части кривой W_{\max} от MM до наших дней. Эти различия наблюдаются и в спектре изменения среднегодовых значений W на всём интервале ~ 300 лет. Действительно, на первом этапе (до цикла №10) в нч-части это почти квазигармоническое изменение с $T \approx 50$ лет и амплитудой ~ 30 условных единиц вокруг уровня ~ 100 усл. ед.; в основной части спектра оно имеет два максимума примерно равной высоты. На втором этапе происходит непрерывное нарастание значений кривой нч-части. Оно продолжалось, по-видимому, до циклов №№20,21, что и отразилось в этой особенности спектра. Значение $T = 174$ года здесь, вероятно, довольно условно, по крайней мере, поскольку интервал разложения меньше. Важнее другое – в спектре второго этапа пропали в нч-части гармоники первого этапа и изменилось соотношение высот гармоник в основном максимуме.

Прежде чем перейти к гелиофизической интерпретации таких изменений W , необходимо остановиться на следующем.

Когда в 1848 г. Р. Вольф стал директором солнечной обсерватории Цюрих, он – под влиянием публикации результатов наблюдений Г. Швабе (вблизи начала ветви спада цикла №9) – организовал систематические наблюдения Солнца и ввёл понятие «относительное число пятен», позже названное числом Вольфа. Таким образом, цикл №10 оказался первым полным циклом, полученным по новой методике наблюдений. В предыдущие циклы измерения количества пятен и их групп проводились разными наблюдателями, в основном, в астрономических обсерваториях Европы

фрагментарно, на телескопах с разным разрешением (это меняло значимый вклад малых пятен), обработка наблюдений велась разными методами, что приводило к неоднородности полученных по ним впоследствии рядов чисел Вольфа.

Указанные обстоятельства связаны с вопросом, в какой мере среднегодовые значения W до цикла №10 при малых случайных ошибках их получения свободны от систематических погрешностей. Этот вопрос, на мой взгляд, нельзя считать окончательно решенным, поскольку сохраняются сомнения в соответствии реальных изменений нч-части процессов пятнообразования на Солнце тем, которые получены по результатам наблюдений, и ещё более относительно изменений вч-части W_{\max} на этом этапе, высоты которой много меньше, чем высоты нч-части.

Если же все эти сомнения отбросить, то мы вынуждены будем признать, что значительные визуальные и спектральные расхождения между двумя этапами изменений W примерно равной продолжительности (на пути от минимума Маундера к нашим дням) возникли вблизи середины 19-го века. Возможно, они были связаны с важными неизвестными событиями на Солнце, которые оказались незамеченными астрономами того времени. Эти события привели к появлению в вч-части второго этапа устойчивого режима в виде систематической последовательности ~20-летних изменений, к изменениям механизмов пятнообразования нч-части чисел Вольфа. При такой ситуации можно также предположить, что циклы №№22,23 служат индикатором появления нового ~130-летнего этапа (третьего после MM), но, к сожалению, нельзя предугадать какие сюрпризы он преподнесёт из-за нестационарности вековых изменений высот циклов чисел Вольфа.

Автор благодарен А.Ю. Воропаеву за помощь в технической подготовке текста, а также рисунков для демонстрации и печати.

Литература

1. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука. 296 с. 1986.
2. Ривин Ю.Р. Правило Гневьшева-Оля и проблема его интерпретации // Настоящий сборник.
3. Rivin Yu. R. The magnetic cycle of the Sun in the Spectral Region// Astron. Astrophys. Transactions. Vol.18. P.287. 1999.

ПРАВИЛО ГНЕВЫШЕВА-ОЛЯ И ПРОБЛЕМА ЕГО ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Ривин Ю.Р.

ju_rivin@online.de

THE GNEVYSHEV-OL RULE AND PROBLEM OF ITS INTERPRETATION

Rivin Yu.R.

The method of a digital filtration carried out the analysis of change of heights of ~11-year cycles of numbers of Wolf in ~310 years. Its results show that variations with $T \approx 20$ the years which properties will be correspond with rules Gnevysheva-Olya, on this interval exist only ~130 years (cycles No.No. 10–21). In years of their growth from Maunder's minimum to a cycle No.10; and also in cycles No.No.22, 23 it wasn't carried out.

Впервые доказательства существования реального ~22-летнего цикла изменения магнитных полей солнечных пятен (с учетом их полярности) были получены в начале 20 века Хэйлом, поэтому иногда такой цикл называют магнитным или хейловским [1]. Этот цикл имеет и другие проявления.

В изменениях высот ~11-летних циклов чисел Вольфа (W) о его существовании упоминали Р. Вольф, Тернер и ряд других авторов, но некоторые свойства такого изменения сформулировали впервые Гневышев и Оль [2]. Для этого они использовали корреляционную плоскость при разных комбинациях двух соседних циклов. По результатам анализа ими были сделаны известные выводы, которые в дальнейшем получили название «правила Гневышева-Оля (ГО)». Один из них: правило имеет место для сумм чисел Вольфа (W) за цикл с 1700 года.

Ривин применил для анализов той же последовательности, дополненной последующими циклами [3], ряда W_{\max} в цикле, а также ряда Шов [4] метод цифровой фильтрации. Он показал, что магнитный цикл в изменениях высот циклов W систематически и надёжно существует только с цикла №10 (нумерация Цюриха). До этого имели место перемежающиеся изменения, состоящие из трёх циклов или двух с разным соотношением высот четного и нечетного циклов.

На рис. 1 представлены результаты анализа тем же методом изменений максимальных высот циклов от №(-5) по №23 (цикл №-5 близок к окончанию минимума Маундера). Здесь сверху исходная кривая W_{\max} , в середине – низкочастотная часть сглаживания W_{\max} скользящим интервалом 3 цикла один раз (жирная) и два раза (более тонкая), внизу соответствующая высокочастотная часть сглаживания исходной кривой, на которой

заштрихована последовательность циклов, согласующихся с правилом ГО. Сравнение нижней и верхней кривых показывает, что последовательность магнитных циклов появилась только с цикла №10. Судя по нарушению правила ГО циклами №№22,23, она отсутствует после цикла №21.

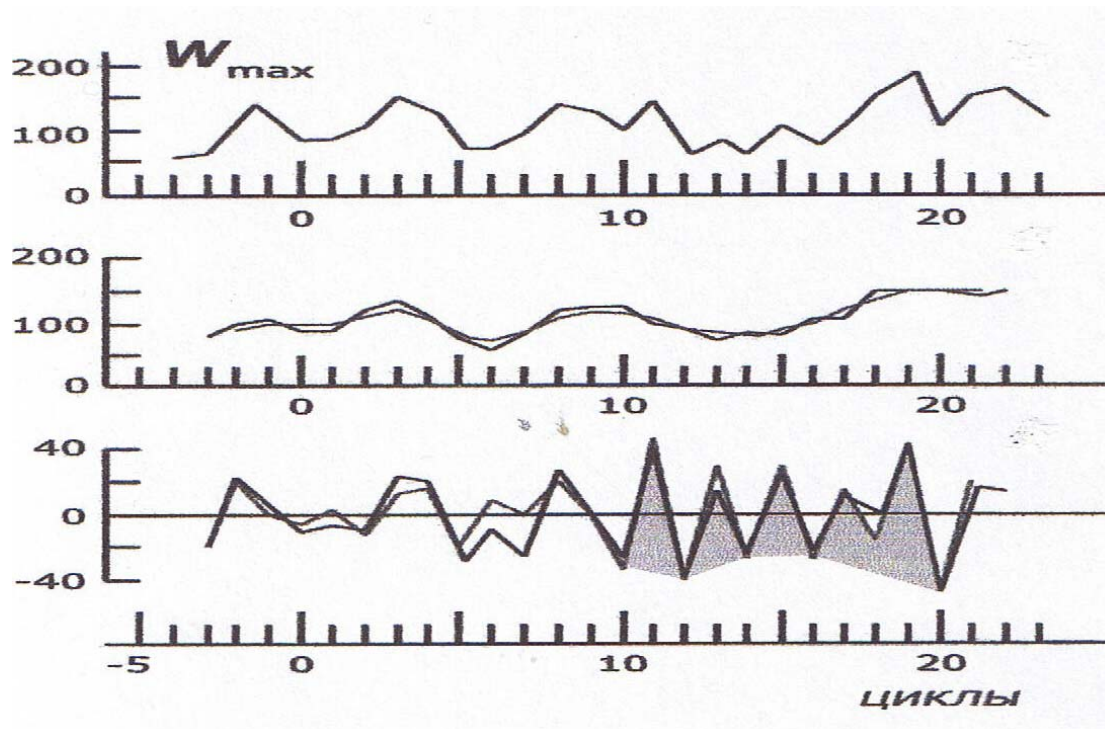


Рис. 1.

Почему по данным наблюдений двух последних полных циклов сделан такой вывод. В таблице ниже приведены разности высот нечётных и чётных циклов для всех пар непрерывной последовательности, начиная с цикла №10. После первых шести приведено их среднее значение (все имеют знак плюс) и затем разность пары циклов №№22,23, которая имеет другой знак. Согласно таблице непрерывная модуляция высот циклов W двадцатилетним циклом через ~130 лет после своего возникновения, по-видимому, прервалась (или закончилась?).

Таблица

Циклы	11-10	13-12	15-14	17-16	19-18	21-20	Среднее	23-22
Δ	43	21	40	36	38	49	~40	-38

Из анализов кривых рисунка следует:

1. Интерпретация результатов анализов Хейла, полученных в начале 20 века, и правил ГО, опубликованных в его середине, заключающаяся в представлении о 22-летнем цикле в изменениях высот 11-летних циклов W как существующем всегда (по крайней мере, с 1700 года), ошибочна, поскольку доказательства того, что он имел место до цикла №10, отсутству-

ют. Таким образом, магнитный цикл - основной цикл солнечной активности только после середины 19 века [5]. 11-летний цикл W на этом интервале, возможно, результат детектирования основного в верхней части конвективной зоны [6, 7].

2. Малые величины высот вч-части циклов W до цикла №10 (средняя высота <20 ед.) позволяют высказать две версии смены режимов: 1) реальное отсутствие магнитных циклов, 2) существование в исходных данных систематических ошибок, превышающих изменения высот вч-части на рис.1. Данные по соотношениям высот циклов №№22,23 дают основания в пользу выбора первой версии.

3. Наиболее мощная энергетическая часть изменений высот циклов W (100–150 ед.) обусловлена низкочастотными изменениями с $T \approx 50, 100, 200$ и более лет. Такое соотношение амплитуд нч- и вч-частей изменений W свидетельствует о большой зашумленности, а, следовательно, возможных искажениях в последней при её анализе без предварительного выделения из общей кривой.

4. Использованный метод анализа снимает проблему циклов №№4,5 в правиле Гневешева-Оля. Поэтому нет необходимости введения ошибочного предположения о «потерянном» цикле, которое высказано некоторыми авторами (в частности, [8]). Об этом же свидетельствует продолжительность цикла W №23, которая составляет 13–14 лет, что близко к длине цикла №4. К тому же, как следует из нижней кривой, вопреки мнению авторов [9, 10], разделение цикла №4 на два, как это сделано в [8], ни в коей мере не позволяет распространить правило ГО в этом диапазоне периодов на изменения высот циклов ранее цикла №10.

Заключение

Существующие данные наблюдений солнечных пятен и полученных по ним чисел Вольфа, по-видимому, не дают оснований утверждать о наличии магнитного цикла и выполнении правила ГО на интервале первых ~130 лет после минимума Маундера. Этот вывод альтернативен выводам авторов [2, 9, 10], которые предполагают выполнение правила ГО на интервалах 300 лет и более. Два разных по методам анализа подхода к выявлению 22-летних вариаций W создают проблему интерпретации динамики таких вариаций на интервалах более 100 лет. Представляется, что первый из них с применением цифровой фильтрации предпочтительнее.

Автор благодарен А.Ю. Воропаеву за помощь в технической подготовке текста, а также рисунков для демонстрации и печати.

Литература

1. *Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В.* Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. – М.: Наука. 296 с. 1986.
2. *Гневешев М.Н., Оль А.И.* О 22-летнем цикле солнечной активности // *Астрономический журнал*. Т.25. №1. С. 18. 1948.

3. *Ривин Ю.Р.* О нестационарности 22-летней вариации чисел Вольфа // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. Выпуск 56. С. 88. 1981.
4. *Ривин Ю.Р.* К вопросу о роли 22-летнего цикла в динамике солнечной активности // Там же. Выпуск 72. С. 65. 1985.
5. *Ривин Ю.Р.* Прогнозы максимальной солнечной активности в 11-летнем цикле чисел Вольфа. Вопросы без ответов // Сб. Современные проблемы солнечной цикличности. Труды конференции, посвящённой памяти М.Н. Гневышева и А.И. Оля (26-30 мая 1997 года). Санкт-Петербург. ГАО РАН. Пулковое. С. 394. 1997.
6. *Ривин Ю.Р.* Основные этапы формирования магнитного цикла внутри конвективной зоны Солнца // Сб. Год астрономии: солнечная и солнечно-земная физика 2009. Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца (5–11 июля 2009). Санкт-Петербург. ГАО РАН. Пулковое. С. 381. 2009.
7. *Ривин Ю.Р.* Циклические вариации магнитных полей Солнца по данным наблюдений и возможные механизмы их генерации// Сб. Солнечная и солнечно-земная физика 2010. Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца (4–8 октября 2010). Санкт-Петербург. ГАО РАН. Пулковое. С. 359. 2010.
8. *Usoskin I.G., Mursula K., Kovaltsov G.A.* Was one sunspot cycle lost in late XVIII century? // *Astron. Astrophys.* V.370. L 31. 2001.
9. *Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю., Макарова В.В.* Правило Гневышева-Оля для физических параметров солнечного магнитного поля: 400-летний интервал // Письма в АЖ. Т. 35. №8. С. 625. 2009.
10. *Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю., Макарова В.В.* Правило Гневышева-Оля и затянувшийся минимум цикла солнечной активности №23 // Сб. Год астрономии: солнечная и солнечно-земная физика 2009. Труды ежегодной конференции по физике Солнца. Санкт-Петербург. ГАО РАН. Пулковое. С. 325. 2009.

ЭФФЕКТ ВАЛЬДМАЙЕРА КАК ОБЪЕДИНЕНИЕ ДВУХ СВОЙСТВ 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛОВ

Рощина Е.М., Сарычев А.П.

ГАИШ МГУ, Москва, Россия

THE WALDMEIR EFFECT AS THE UNIFICATION OF TWO PROPERTIES OF 11-YEAR CYCLES

Roshchina E.M., Sarychev A.P.

Sternberg Astronomical Institute of Moscow State University, Moscow, Russia

It is shown that sunspot cycle amplitude is linearly dependent on the average rate of rise. This dependence leads to anticorrelation between rise times of sunspot cycles and their strengths

Обнаруженную Вальдмайером [12] антикорреляцию между длительностью роста активности в 11-летнем солнечном цикле и его амплитудой обычно называют эффектом Вальдмайера. Согласно работе [8] это первый эффект Вальдмайера WE1. Вторым эффектом WE2 здесь названа линейная корреляция между скоростью роста активности и амплитудой цикла. Некоторые авторы называют WE2 «правилом» Вальдмайера (например, [9]). При анализе 11-летних циклов с помощью индексов относительного числа пятен (число Вольфа), числа групп пятен [7] и суммарной площади пятен эффект WE2 всегда хорошо заметен [3, 8]. При использовании трёх перечисленных индексов активности эффект WE1 проявляется по-разному. Соответствующие коэффициенты линейной корреляции равны -0.73 для чисел Вольфа и -0.34 для числа групп пятен [6]. По утверждению Дикпати и др. [4] для индекса суммарной площади пятен эффект WE1 практически отсутствует, но с этим выводом не согласны авторы работы [8]. Вообще говоря, амплитуда цикла теснее коррелирует со скоростью роста активности (WE2), чем с длительностью этого роста (WE1) [10]. Возможно, это обусловлено некорректностью определения продолжительности роста активности как разности дат максимума и предшествующего минимума цикла. Как известно, физический цикл начинается раньше минимума активности, а момент и величина максимума зависят от способа сглаживания результатов наблюдений [5]. Эти объективные обстоятельства затрудняют исследование эффекта WE1 и, в меньшей степени, эффекта WE2. Указанные трудности *формально* устраняются при аппроксимации каждого цикла функцией с несколькими свободными параметрами. В этом случае начало цикла можно определить путём экстраполяции аппроксимирующей функции к нулевому уровню активности, а сглаживание происходит в процессе аппроксимации. Однако следует иметь в виду, что полученные данные о

начале и максимуме цикла будут зависеть от выбора аппроксимирующей функции.

В предлагаемой работе эффекты WE1 и WE2 рассматриваются для аппроксимирующих функций вида

$$R(t) = R_M \left(\frac{t-t_0}{T} \right)^2 e^{-\left(\frac{t-t_0}{T} \right)^2} \quad (1)$$

с эмпирическими параметрами t_0 , T , R_M , имеющими смысл соответственно даты начала цикла t_0 , длительности роста активности T и значения индекса активности R в максимуме цикла R_M . Функция (1) получена нами в предыдущей работе [2] в результате тождественного преобразования аппроксимирующей функции Волобуева [11]. При аппроксимации цикла функцией (1) одновременно определяются его традиционные характеристики t_0 , T , R_M . Для функции (1) легко вычислить скорость увеличения индекса R на любом участке фазы роста активности. Производная $R(t)$ по времени t равна

$$\frac{dR}{dt} = 2\tau(1-\tau^2) \exp(1-\tau^2) \frac{R_M}{T} = f(\tau) \frac{R_M}{T}, \quad (2)$$

где $\tau = (t-t_0)/T$ – безразмерное время, отсчитываемое от начала цикла t_0 и выраженное в долях продолжительности T фазы роста активности. На протяжении этой фазы величина τ изменяется от 0 до 1; при этом значение $f(\tau)$ монотонно увеличивается от нуля до максимума $f(\tau) \approx 1.6$ при $\tau \approx 0.47$, а затем уменьшается до нуля. Отношение R_M/T является постоянной для данного цикла величиной, а функция $f(\tau)$ показывает относительные изменения скорости роста активности. В интервале $0 \leq \tau \leq 1$ среднее значение $f(\tau)$ равно единице. Следовательно, среднее значение скорости увеличения индекса активности в цикле, описываемом соотношением (1), равно отношению амплитуды цикла к продолжительности роста активности R_M/T . Этот вывод справедлив для непрерывной функции $R(t)$ произвольного вида, поскольку среднее значение производной dR/dt в интервале $t_0 \leq t \leq t_M$ равно отношению $(R(t_M) - R(t_0)) / (t_M - t_0)$.

Эффект WE2 для аппроксимирующих функций вида (1) иллюстрирует рис. 1, построенный по результатам аппроксимации среднемесячных чисел Вольфа для циклов №№ 8–23 по цюрихской нумерации [2]. Более ранние циклы не рассматривались из-за сомнений в качестве их реконструкции [1].

На рис. 1 амплитуда цикла R_M выражена в шкале чисел Вольфа, а средняя для данного цикла скорость роста активности R_M/T в единицах «число Вольфа/год». Прямой линией показана регрессия вида

$$R_M = a + b(R_M/T), \quad (3)$$

где $a = 25.09$; $b = 3.50$. Коэффициент корреляции для регрессии (3) равен $r = 0.98$, что указывает на близость статистической закономерности (3) к функциональной.

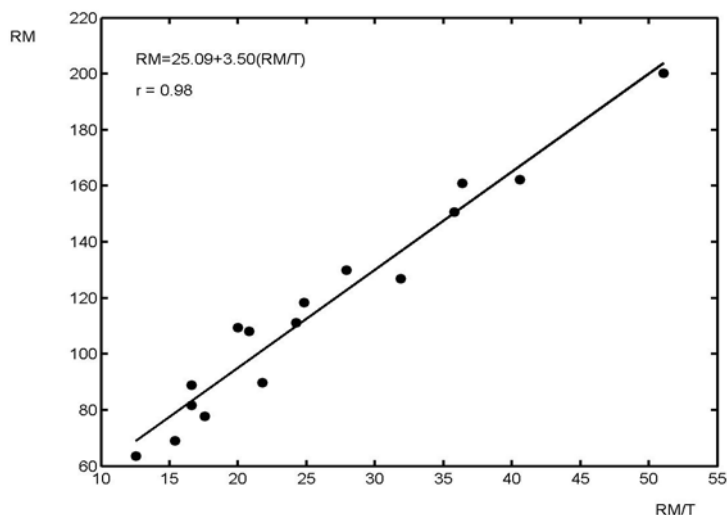


Рис. 1.

Используя соотношение (3) как функциональное, получим два варианта математической формы классического эффекта Вальдмайера WE1:

$$T=b (1-a /R_M)^{-1} \text{ и } R_M=a (1-b/T)^{-1} . \quad (4)$$

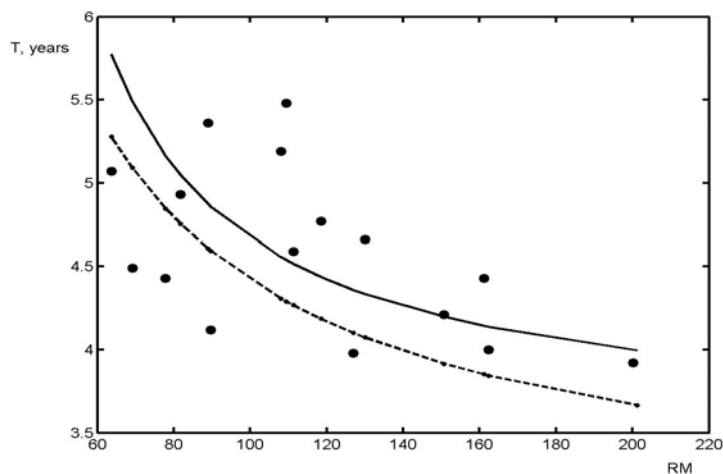


Рис. 2.

Левое соотношение (4) показано на рис. 2 сплошной линией на фоне точек, соответствующих параметрам аппроксимации T , R_M для 16 рассматриваемых циклов. Для сравнения пунктирной линией показан эффект Вальдмайера в форме, предложенной в работе [5]. Чтобы совместить пунктирную линию со сплошной, нужно сместить её вверх, то есть в каждом цикле увеличить промежуток времени от его начала до максимума. В данных [5]

этот промежуток, очевидно, был занижен, поскольку началом цикла считался месяц минимальной активности. Таким образом, левое соотношение (4) не противоречит современным исследованиям классического эффекта Вальдмайера.

Общий вид функций (4) и конкретные значения коэффициентов a , b были получены при анализе аппроксимации (3). Несмотря на это, обе функции (4) хорошо аппроксимируют наблюдаемые взаимосвязи между амплитудой цикла R_M и продолжительностью фазы роста T (для левого соотношения (4) это можно видеть на рис. 2). Очевидно, что соотношения (4) имеют физический смысл, когда $R_M > a$ и $T > b$. Следовательно, коэффициенты a , b в соотношении (3) показывают нижний предел допустимых значений амплитуды R_M и длительности фазы роста T . Напомним, что линейная функция (3) с этими коэффициентами описывает зависимость амплитуды цикла от средней скорости роста активности от момента начала до максимума цикла. По-видимому, такая зависимость является фундаментальным свойством 11-летних циклов. Если справедливо соотношение (3), то одновременно выполняются оба соотношения (4). Таким образом, эффекты WE1 и WE2 формируются совместно и, скорее всего, обусловлены единым физическим механизмом. Эффект Вальдмайера следует рассматривать как целостное явление, две характерные черты которого отражены в формулировках WE1 и WE2.

Литература

1. Ишков В.Н., Шубаев И.Г. // Изв. РАН. Сер. физич. 2006. Т.70. С. 1439.
2. Рощина Е.М., Сарычев А.П. // Астрон. вестн. 2011. Т. 45. С. 552.
3. Cameron R., Schüssler M. // *Astrophys. J.* 2008. V. 685. P. 1291
4. Dikpati M., Gilman P.A., de Toma G. // *Astrophys. J.* 2008. V. 673. L. 99.
5. Hathaway D.H. // *Living Rev. Sol. Phys.* 2010. V. 7. N 1. P. 1.
6. Hathaway D.H., Wilson R.M., Reichmann E.J. // *Sol. Phys.* 2002. V. 211. P. 357.
7. Hoyt D.V., Schatten K.H. // *Sol. Phys.* 1998. V. 181. P. 491.
8. Karak B.B., Choudhuri A.R. // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2011. V. 410. P. 1503.
9. Komitov B., Duchlev P., Stoychev K., Dechev M., Koleva K. 2010. arXiv: 1008.0375v1.
10. Lantos P. // *Sol. Phys.* 2000. V. 196. P. 221.
11. Volobuev D.M. // *Sol. Phys.* 2009. V. 258. P. 319.
12. Waldmeier M. // *Mitt. Eidgen. Sternw. Zürich.* 1935. V. 14. P.105.

КЛАССИФИКАЦИОННЫЙ ИНДЕКС МАЛДЭ И ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СРЕДНИХ СВОЙСТВ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Рыбак А.Л.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

MALDE'S CLASSIFICATION INDEX AND LONG-TERM VARIATIONS OF TYPICAL SUNSPOT PROPERTIES

Rybak A.L.

Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St.-Petersburg

This paper is dedicated to rather little-known so-called Malde's classification index. This index among others allows to study time variations of qualitative properties of solar activity.

В этой заметке мы коснемся вопроса различия между индексами солнечной активности и покажем, как некоторые из них могут помочь нам в решении ряда вопросов, касающихся изменения со временем средних характеристик активных областей Солнца.

Солнечные пятна – наиболее яркое проявление сильного магнитного поля активных областей – имеют в своём развитии определённые общие закономерности. Они зарождаются как поры, далее растут в размерах, приобретают биполярную или т.н. мультиполярную магнитную конфигурацию – и это, как правило, продолжается несколько дней.

Достигнув пика своей эволюции, группы начинают распадаться, постепенно теряя мелкие пятна. Спустя несколько недель на месте некогда большой группы солнечных пятен мы наблюдаем одиночное пятно с симметричной полутенью, которое может существовать в таком состоянии несколько солнечных оборотов.

Характерный сценарий развития солнечных пятен – это видимое проявление эволюции магнитных полей Солнца. Вальдмайер [1] описал цюрихскую классификацию эволюции солнечных пятен, а впоследствии уточнил её [2]. Цюрихская классификация делит развитие групп пятен на девять этапов. Мак-Интош изучал вспышечную активность солнечных пятен, по итогам своей работы он предложил [3] детализировать цюрихскую классификацию, добавив в неё класс полутени наибольшего пятна и класс компактности пятен в группе. Классификация по Мак-Интошу описывает все возможные характерные состояния групп солнечных пятен и включает в себя шестьдесят эволюционных классов.

Эволюционная классификация по Мак-Интошу носит описательный характер, в связи с чем её сложно сопоставить известным индексам пятно-

образования, таким как числа Вольфа, числа групп или суммарная площадь солнечных пятен. Особенно трудно такое сопоставление при статистических расчётах уровня пятнообразования. Малдэ [4] "взвесил" боулдеровскую классификацию, присвоив каждому классу вполне "осязаемое" числовое значение. В своей статье [4] он подробно описывает процедуру взвешивания каждого боулдеровского класса. Малдэ ранжировал эволюционную классификацию Мак-Интоша в порядке возрастания мощности группы в процессе её развития. В первом десятке оказались одиночные и биполярные поры, небольшие группы с мелкой полутенью вокруг основного пятна. Во втором и третьем десятках – биполярные пятна с небольшими полутенями и открытой магнитной конфигурацией. Четвёртый десяток заняли небольшие биполярные группы с закрытой магнитной конфигурацией. Последние два десятка достались группам пятен с крупными полутенями в порядке увеличения степени компактности в магнитном распределении пятен внутри группы.

Таблица 1. Боулдеровские классы групп солнечных пятен и соответствующие им значения индекса Малдэ CV [4].

AXX	1	CSO	11	FAO	21	DAC	31	CHO	41	FHO	51
BXO	2	CSI	12	DAI	22	EAC	32	CHI	42	DHI	52
BXI	3	DRO	13	EAI	23	FAC	33	DKO	43	EHI	53
HRX	4	ERO	14	FAI	24	DSC	34	EKO	44	FHI	54
CRO	5	FRO	15	DSO	25	ESC	35	FKO	45	DKC	55
CRI	6	DRI	16	ESO	26	FSC	36	DKI	46	EKC	56
HAX	7	ERI	17	FSO	27	HKX	37	EKI	47	FKC	57
CAO	8	FRI	18	DSI	28	CKO	38	FKI	48	DHC	58
CAI	9	DAO	19	ESI	29	CKI	39	DHO	49	ENC	59
HSX	10	EAO	20	FSI	30	HNX	40	EHO	50	FHC	60

Помимо самой возможности статистической оценки отдельно взятой группы солнечных пятен по степени её физической мощности, индекс Малдэ CV («Classification Value after Malde» – так его назвал сам автор) позволяет изучать комплексы пятнообразования с тем или иным набором морфологических характеристик.

Одной из задач данной работы является предварительный анализ вопроса о сравнительном увеличении доли мелких пятен за последние 11-летние циклы СА, связанного с так называемым "эффектом Ливингстона-Пенна" [5].

В качестве статистического материала была взята сводка с результатами ежедневных наблюдений солнечных пятен за последние тридцать лет, осуществлённых по программе Национального центра геофизических данных (NGDC, Боулдер, США), и доступная по адресу ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_REGIONS/.

Поскольку обсерватории, занятые в этой наблюдательной программе, разбросаны по всему земному шару, и не всегда в прошлом данные доступны, итоговая сводка носит непрерывный ежедневный счёт с 1 декабря 1981 года по сегодняшний день. Выбранный в данной сети формат наблюдений позволяет определить как среднесуточные числа Вольфа, так и среднесуточные значения суммарного индекса Малдэ. Используя это, был составлен массив среднемесячных значений числа Вольфа W и индекса Малдэ CV за период с 1982 по 2011 годы включительно.

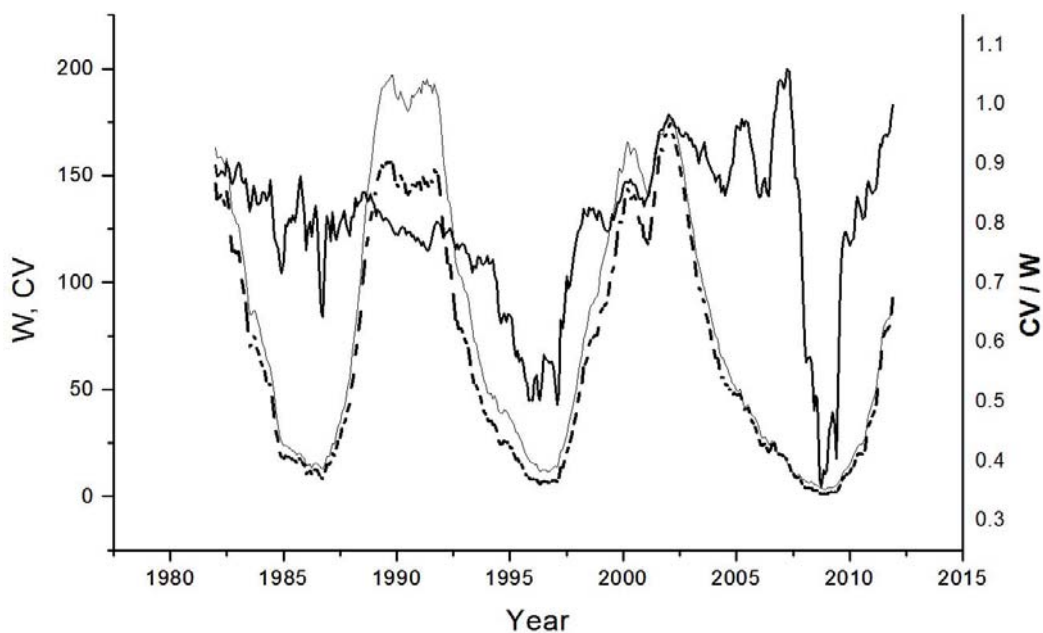


Рис. 1. Среднемесячные значения индекса Малдэ (пунктирная кривая), чисел Вольфа (сплошная кривая), сглаженные по 11 точкам, а также их отношение (жирная кривая).

Имея в виду, что по определению число Вольфа для самого мелкого пятна не может быть меньше одиннадцати единиц ($W_{\min}=11$), а также принимая во внимание, что индекс Малдэ для мелких пятен изменяется от единицы до десяти ($CV=1:10$), возьмём соотношение сглаженных среднемесячных значений индекса Малдэ к числу Вольфа и сопоставим полученный массив CV/W с самими значениями массивов CV и W . На рис.1 мы видим, как увеличивается доля мелких пятен от минимума 21-го к минимуму 22-го и далее к минимуму 23-го одиннадцатилетнего цикла СА – индекс Малдэ позволяет нам визуализировать качественные изменения в средних характеристиках пятен.

Найденная закономерность не противоречит выводам [6] и подтверждает интерпретацию эффекта Ливингстона-Пенна как долговременное изменение доли мелких пятен в общее их число [7].

В конце заметим, что одной из задач этой работы было привлечение внимания исследователей к сравнительно малоизвестному индексу сол-

нечной активности – индексу Малдэ, который, как представляется, может быть полезен при решении вопросов, связанных с качественными изменениями активности на длительной временной шкале.

Литература

1. *Waldmeier M.* // *Zs.Astrophys.*, v.16, p. 285–287, 1938.
2. *Waldmeier M.* // *Publ. Sternw. Zurich*, v. 2, p. 2, 1947.
3. *McIntosh P.S.* The classification of sunspot groups // *Solar Physics*, vol. 125, p. 251–267, 1990.
4. *Malde K.I.* // "Klassifikationswerte", eine neue Messung der Sonnenaktivitat? *Sonne*, Jahrg. 9, Nr. 36, p. 159 - 163, 1985.
5. *Livingston W., Penn M.* Are sunspots different during this solar minimum? // *EOS. Trans. Amer.* vol. 90, N 30, P.257–264, 2009.
6. *Pevtsov, A.A., Nagovitsyn, Yu.A., Tlatov A.G., Rybak A.L* // Long-term Trends in Sunspot Magnetic Fields. *Ap. J.L.*, 742, L36, 2011.
7. *Nagovitsyn Yu.A., Pevtsov A.A., Livingston W.* // On a Possible Explanation of the Long-Term Decrease in Sunspot Field Strengths. *Ap. J.L.*, 758, L20, 2012.

ВЫСОТНАЯ СТРАТИФИКАЦИЯ И ПЕРЕПОЛЮСОВКА СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В 21–23 ЦИКЛАХ

Степанян Н.Н.¹, Ахтемов З.С.¹, Файнштейн В.Г.², Руденко Г.В.²

¹КРАО, Научный, Крым, Украина, e-mail: nataly@crao.crimea.ua

²ИСЗФ СО РАН, г. Иркутск, Россия, e-mail: vfain@iszf.irk.ru

HEIGHT STRATIFICATION AND POLARITY REVERSAL OF THE SUN'S MAGNETIC FIELDS IN CYCLES 21–23

Stepanian, N.N.¹, Akhtemov, Z.S.¹, Fainshtein, V.G.², Rudenko, G.V.²

¹Crimean Astrophysical Observatory, Ukraine

²Institute of solar-terrestrial physics of the RAS, Irkutsk, Russia

We have obtained synoptic maps of the magnetic field radial component B_r calculated in a potential approximation depending on $R = (1-2.5)R_o$ (R is measured from the center of the solar disk; R_o is the solar radius) for the solar cycles 21–23. We have found latitude of the polar magnetic field boundary with a preferred sign for each solar rotation at different distances R . The latitude was demonstrated to approach the equator as the height increased during minima, increases and decreases in solar activity. We have determined beginnings and duration of the magnetic field polarity reversal at various heights for the Sun's southern and northern hemispheres. It has been established that the polarity reversal may occur some times. Moreover, it ends by 2–14 Carrington rotations earlier at high heights than that on the solar surface. The commencement of a unipolar period in the northern and southern hemispheres is separated in time by several solar rotations. The radial field component was averaged in a latitude band $0^\circ-40^\circ$ for each longitude and separately for either hemisphere. The longitude range with a like-sign averaged field was designated a sector. It has been found that the rotation periods of T_B boundaries between the sectors may be less and larger than that of the Carrington rotation T_{CR} and may also coincide with it. It emerged that the boundaries with $T_B < T_{CR}$ can be observed at all heights; those with $T_B > T_{CR}$, at relatively low heights.

1. Введение

В настоящее время измерения магнитного поля в солнечной короне на регулярной основе не проводятся. Одним из способов оценить характер изменения свойств магнитного поля с высотой до нескольких радиусов Солнца являются расчеты поля в короне в потенциальном приближении [1]. В последние десятилетия с помощью таких расчетов поля было сделано несколько важных выводов о свойствах поля в солнечной атмосфере и их изменении в цикле солнечной активности (см., например, [2, 3]). В работах [2, 3] установлены закономерности изменения со временем нейтральной линии магнитного поля на поверхности источника (близкой по форме к конфигурации пояса стримеров) и оснований открытых магнитных трубок – аналогов корональных дыр.

В данной работе продолжено изучение циклических свойств магнитного поля в солнечной атмосфере на разных высотах над поверхностью Солнца с использованием расчетов поля в потенциальном приближении.

2. Данные и методы исследования

Для анализа использовались синоптические карты радиальной компоненты магнитного поля $V_r(R, \theta, \varphi)$, рассчитанной в потенциальном приближении для 21–23 солнечных циклов. Здесь R – радиус поверхности, на которой рассчитывается поле, θ и φ – широта и долгота точки на сферической поверхности радиусом R . Расчеты магнитного поля в короне проводились с использованием V_d – технологии [4]. В рамках этой модели в потенциальном приближении рассчитывались три компоненты магнитного поля в пространстве между фотосферой и поверхностью источника (сферой радиусом 2.5 радиуса Солнца). При этом использовалась так называемая «радиальная коррекция» [3]. В данных расчетах поля использовалось разложение потенциала поля по 30 гармоникам сферических функций. На поверхности Солнца это соответствует пространственному разрешению примерно 102 угловых секунд. Формирование синоптических карт радиальной компоненты поля V_r осуществлялось стандартным образом (см. [4]). Расчеты магнитного поля проводились с использованием данных высокого пространственного разрешения, полученных на магнитографах KPNO и SOLIS NSO (США).

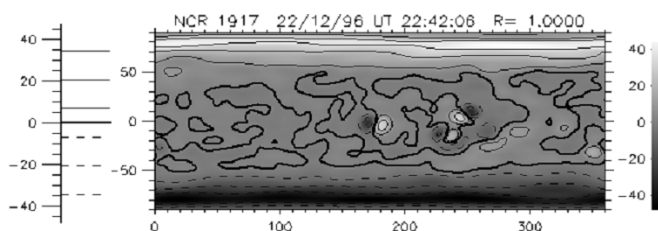


Рис. 1. Пример синоптической карты распределения V_r на поверхности Солнца ($R = R_0$). Слева отмечены значения V_r на приведенных изолиниях, справа – связь уровней серого с V_r .

Для исследования использовались синоптические карты $V_r(R, \theta, \varphi)$, Рис. 1, на 10 высотах: $R = R_0$ (фотосфера), $1.0036R_0$, $1.0144R_0$, $1.1R_0$, $1.25R_0$, $1.5R_0$, $1.75R_0$, $2R_0$, $2.25R_0$, $2.5R_0$.

3. Результаты

Синоптические карты были разбиты на 10-градусные широтные зоны. Для каждой зоны определена доля площади зоны в процентах, занятая полем положительной полярности. Обозначим ее S_{+field} . Все зависимости $S_{+field}(T)$, где T – время в солнечных оборотах, были сглажены скользящим средним по 5 оборотам. На Рис. 2 показаны распределения $S_{+field}(T)$ для трех широтных зон на 4 высотах. Из Рис. 2 следует, что вблизи экватора в течение значительных промежутков времени на $R = R_0$ величина $S_{+field}(T)$ близка к 50%, а на $R = 2.5R_0$ в течение времени $dT \approx (20-60)T_{CR}$ в окрестности минимума активности составляет $\approx 100\%$ или 0% .

В полярной области длительность периода, когда поле является практически униполярным, может достигать $\approx (50-110)T_{CR}$. Между моментами переполюсовки полярного поля в 22 и 23 циклах поле практически униполярное в течение $\approx 80T_{CR}$ на всех высотах. Примем, что во всей широтной

зоне радиальная компонента поля имеет знак «+», если $S_{+field} \geq 80\%$ и знак «-», если $S_{+field} \leq 20\%$. Поскольку такие униполярные зоны чаще всего относятся к высоким широтам вплоть до полюса, назовем такое поле полярным. Было проанализировано распределение знака поля в разных широтных «полосках» в зависимости от высоты. Оказалось, что на $R = R_0$ поле практически униполярное в течение большей части цикла от полюса до северной и южной широты $\approx 60^\circ$. В окрестности минимумов между 21 и 22 циклами, а также 22 и 23 циклами в течение нескольких оборотов Солнца поле оказывается практически униполярным в диапазоне широт $(-40^\circ) - 90^\circ$. На $R = 2.5R_0$ в течение большей части каждого цикла поле униполярное в диапазоне широт $(-20^\circ - (-90^\circ))$ и $(20^\circ - 90^\circ)$. Согласно нашей интерпретации, смещение границы полярного поля к экватору с высотой отражает сверхрадиальное расширение открытых магнитных трубок из полярных корональных дыр.

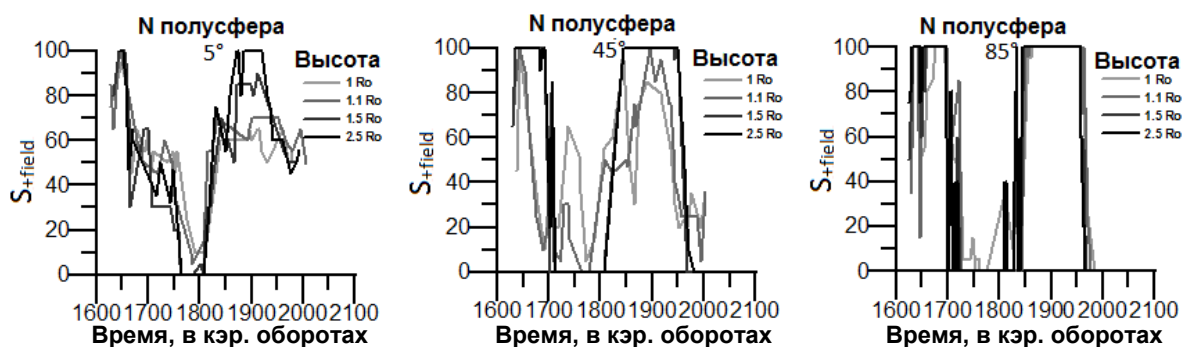


Рис. 2. Распределения S_{+field} (T) для широтных зон с центрами на широтах 5° , 45° и 85° на разных высотах.

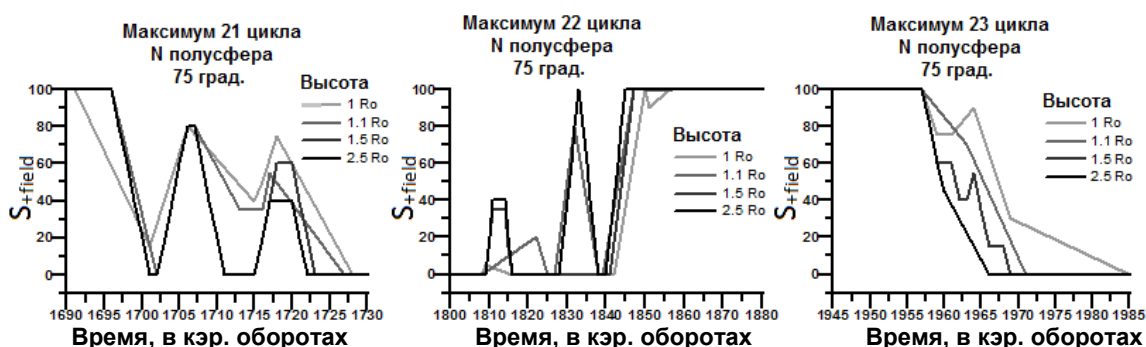


Рис. 3.

Рассмотрим подробнее изменение «+» магнитного поля на разных высотах в атмосфере Солнца на примере полосы с широтой центра 75° в северной полусфере. На Рис. 3 представлено изменение со временем величины S_{+field} на четырех высотах для периодов максимума трех циклов.

Графики на этих рисунках характеризуют процесс переполюсовки полярного магнитного поля в максимумах трех циклов. Этот процесс длится

20–50 оборотов Солнца. В максимум 21 цикла после изменения знака полярного поля наблюдаются всплески поля со знаком, предшествующим началу переполюсовки. При этом амплитуда всплесков возрастает с высотой. Всплески поля, но уже нового знака полярного поля с растущей с высотой амплитудой, наблюдаются в процессе переполюсовки 22 цикла солнечной активности.

Возможно, что эти всплески являются аналогами трехкратной переполюсовки, наблюдавшейся в одной из полусфер Солнца в четных циклах, [5]. Из Рис. 3 следует, что переполюсовка начинается на 1–2 оборота, и заканчивается от 2 до 14 оборотов Солнца раньше на больших высотах, чем на поверхности Солнца. Этот результат можно интерпретировать таким образом, что вначале происходит переполюсовка крупномасштабного поля, а затем мелкомасштабного.

На всех синоптических картах, отдельно для каждого полушария, находились долготные распределения значений B_r , усредненных по широте в интервале 0° – 40° . Область вдоль долготы, занятую полем одного знака, назовем сектором. Анализировались свойства границ между секторами (секторных границ) – см. пример на Рис. 4 для северной полусферы.

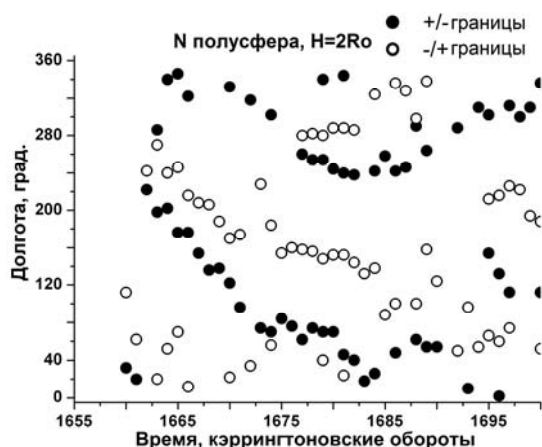


Рис. 4.

Мы отобрали секторные границы, существовавшие более пяти оборотов Солнца, и разбили их на три группы по периоду обращения: $T = T_{CR}$, $T > T_{CR}$ и $T < T_{CR}$. Оказалось, что границы, вращающиеся с периодом $T < T_{CR}$, простираются до больших высот. В то же время, медленно вращающиеся границы ($T = T_{CR}$, $T > T_{CR}$) достигают небольших высот.

Мы предполагаем, что границы первого типа образуются крупномасштабными структурами магнитного поля, границы второго типа определяются активными областями.

Литература

1. Altschuler M.D., Levine R.H., Stix M., Harvey J. Solar Phys., v. 51, p. 345, 1977.
2. Hoeksema J.T. Adv. Space Res., v. 9, p.15, 1991.
3. Wang Y.-M. and Sheeley N.R. Astrophys. J., v. 392, p. 310, 1992.
4. Rudenko G.V. Solar Physics, v. 198, p. 5, 2001.
5. Makarov V.I., Sivaraman K.R. Solar Physics, v. 119, p. 35, 1989.

ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Тлатов А.Г.

Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН

LONGTERM VARIATION OF THE SUNSPOTS

Tlatov A.G.

Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Pulkovo Observatory, Kislovodsk

The analysis of the relative change in the number of sunspots and sunspot groups in cycles of activity according to the Kislovodsk solar station and international indices. We obtained the following conclusions: 1) The relative percentage of small area spots ($S < 30$ mhm) N_{small} / N_{all} decreases linearly, and the relative fraction large spots N_{large} / N_{all} ($S > 700$) increases with increasing amplitude of activity cycle W_{max} . 2) Change in the average number of umbra per one group ($S > 50$) is decreased from ~ 12 to 19-rd cycle to ~ 7.5 in the 24-rd cycle. 3) Find the prognostic index, made up of the sum of of areas of all the spots in the cycle and the coefficient with the magnetic field in a cycle where the coefficient b in the formula $B = a + b \text{Log}(S)$. 4) In the sunspot area were Gleisberg cycle variation.

Введение

Правило Гневнышева-Оля, которое выполнялось на протяжении около 150 лет, начиная с 10 цикла, было нарушено в 22–23-м циклах активности. Это может свидетельствовать о грядущей смене режима солнечной цикличности, которое возможно происходило при нарушении правила Г-О [1–3]. Так появились свидетельства, что в 23-м цикле активности наблюдался дефицит пятен малой площади [5], хотя на относительное число больших пятен это не повлияло. Данный вывод противоречит предположению, что среднее число пятен в группе изменяется с вековым циклом, но средняя площадь пятна в минимуме векового цикла больше, чем в максимуме [1].

В данной работе поставлена задача – проследить относительное изменение пятен различной площади за последние циклы и их изменения с вековым циклом активности.

Анализа данных

В качестве исходных данных брались ежедневные данные наблюдений групп солнечных пятен Кисловодской Горной астрономической станции в период с 1954 по 2011 гг. и другие данные. Помимо координат и площади, в данных ГАС представлено число ядер и пор N_{sp} , участвующих подсчете индекса числа Вольфа, а также площадь наибольшего пятна в группе S_{max} . Т.о. мы можем провести анализ различных индексов активности, в зависимости от площади группы или наибольшего пятна. На Рис. 1 представлен вклад групп различной площади в индекс числа Вольфа.

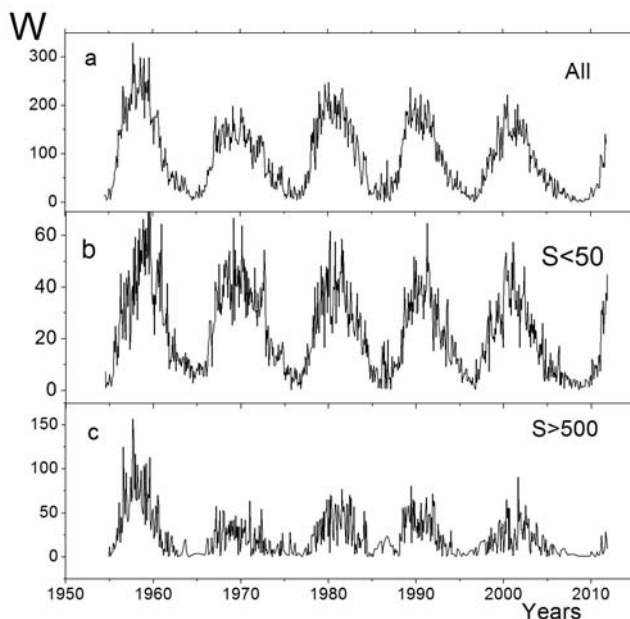


Рис. 1. Вклад групп солнечных пятен различной площади в индекс числа Вольфа. **а)** индекс W для всех групп пятен по данным Горной станции; **б)** индекс W для групп пятен малой площади $S < 50$ мдп; **в)** индекс W большой площади $S > 500$ мдп.

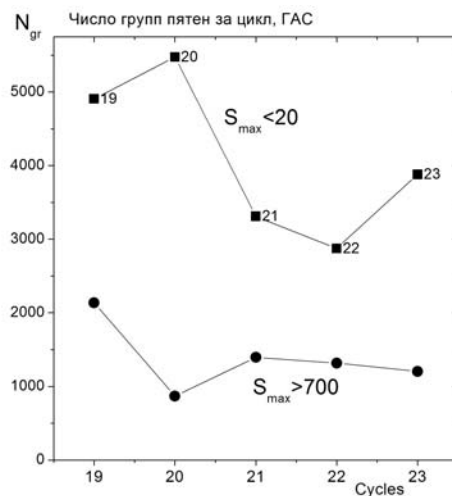


Рис. 2. Число пятен малой площади и большой площади по данным ГАС.

Амплитуда циклов 20–23 для групп малой площади $S < 50$ практически не менялась (Рис. 1b), в то время как амплитуда циклов для пятен большой площади испытывала значительные вариации (Рис. 1c). Анализ общего числа групп малой и большой площади показывает, что вклад пятен малой и большой площади в индекс числа Вольфа ведет себя различным образом. Относительное число малых пятен уменьшается в зависимости от амплитуды цикла активности, а доля больших пятен растет с амплитудой цикла активности (Рис. 3). Такая закономерность действует и для общего числа групп с наибольшим пятном площадью $S_{\max} < 20$ мдп (малые пятна) и $S_{\max} > 700$ мдп (большие пятна) (Рис. 2). Относительное число групп пятен малой и большой площади меняется разнонаправлено в зависимости от интенсивности цикла активности.

Среднее число ядер и пор в группах пятен монотонно уменьшалось от цикла к циклу за последние 60 лет (Рис. 4). Особенно это заметно для пятен средней и большой площади $S > 50$. Причина такого уменьшения не совсем понятна. Как правило, основную долю в подсчете индекса W для средних и больших пятен составляют ядра и поры. Возможно, за данный период увеличивалась средняя площадь отдельных ядер (суммарная площадь ядер по отношению ко всей площади пятна оставалась неизменной). Но при этом должно было наблюдаться увеличение средней напряженности магнитного поля в ядрах. Такая тенденция видна на Рис. 5 для средней в цикле напряженности магнитных полей по данным обсерватории Mount Wilson. С середины прошлого века до цикла 22 наблюдается рост магнит-

ного поля B . При этом в четных циклах магнитное поле в среднем выше, чем в нечетных.

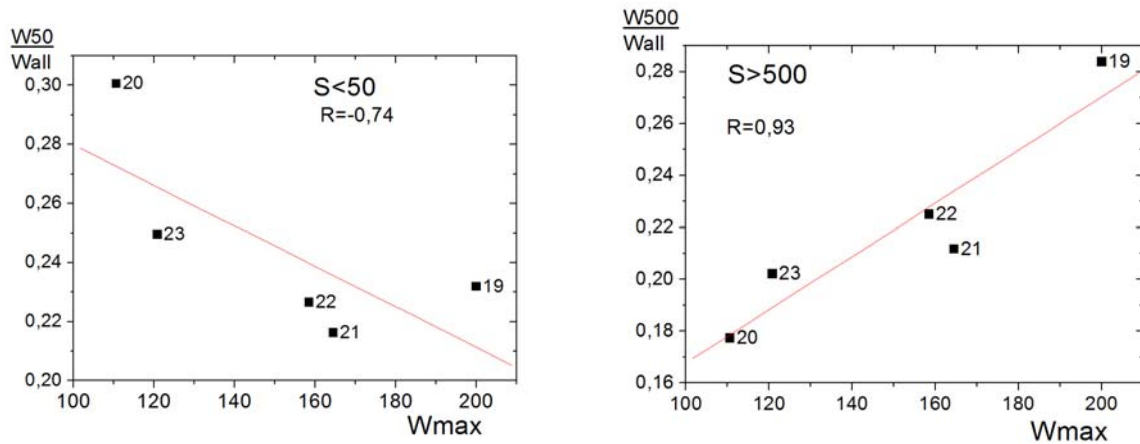


Рис. 3. Изменение относительногоклада в индекс числа Вольфа W пятен малой площади (слева) и большой площади (справа) в зависимости от амплитуды цикла.

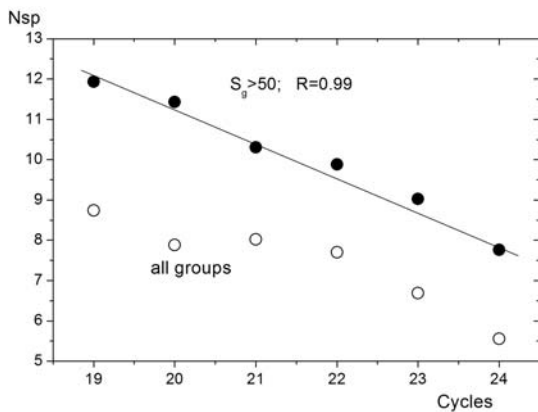


Рис. 4. Изменение среднего числа солнечных пятен в группе за цикл.

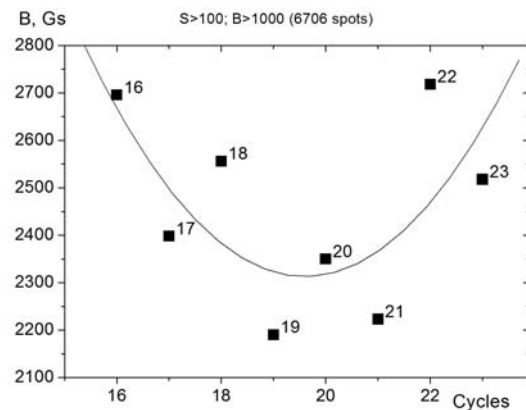


Рис. 5. Изменение средней напряженности магнитного поля по данным обсерватории MNTW для пятен с площадью более $S > 100$ мдп в период 1915–2002 гг.

Для циклов 15–19 по данным обсерватории Mount Wilson были найдены соотношения между магнитным полем и площадью $B = a + b \log(S)$. На Рис. 7 представлено соотношение между суммарной площадью за цикл $b \sum S$ в данном цикле и амплитудой последующего цикла W_{n+1} активности. Корреляция составила $r = 0.96$.

Долговременные изменения можно проследить в изменениях средней площади пятен в различных диапазонах выборки. На Рис. 6 представлено отношение S_{sp}/S_{um} и средняя площадь для групп пятен при условии $S:30$ – 100 мдп.

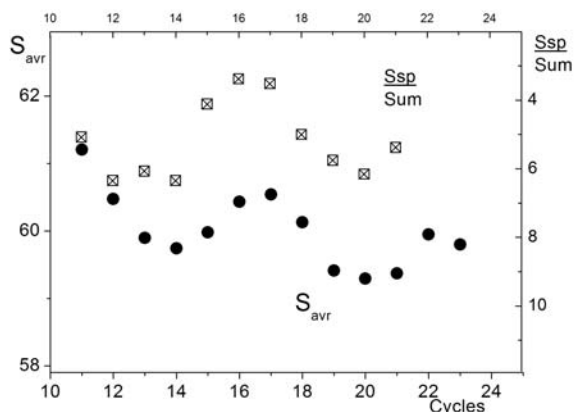


Рис. 6. Изменение средней за цикл площади групп пятен в диапазоне $S:30-100$ мдп по данным RGO (<http://solarscience.msfc.nasa.gov>) циклы 11–20 и ГАС 21–23. Также представлено отношение площади групп к площади ядер по данным RGO.

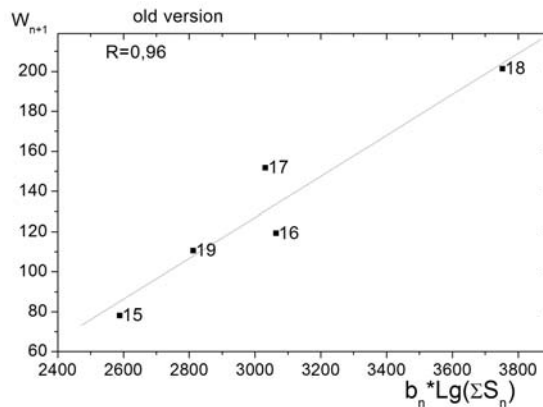


Рис. 7. Связь амплитуды следующего цикла активности с индексом $b \sum S$, составленный из суммы площадей всех пятен в цикле и коэффициента связи с магнитного поля в цикле, где b коэффициент в формуле $B = a + b \text{Log}(S)$.

Обсуждение

Рост активности в середине 20-го века сопровождался перераспределением групп пятен различной площади (Рис. 1, 2, 6). Увеличение доли больших пятен в число W с ростом активности (Рис. 3) говорит о росте числа отдельных ядер N_{um} в пятнах. Поскольку соотношение $S_{\text{um}}/S = N_{\text{um}} * \langle S_{\text{um}} \rangle \sim 0.17$ для них сохранялось примерно одинаковым [5], то уменьшалась средняя площадь одного ядра $\langle S_{\text{um}} \rangle$, что согласуется с (Рис. 5).

В целом, подтверждено предположение [1], что среднее число пятен в группе изменяется с вековым циклом, но средняя площадь пятна (точнее, средняя площадь ядер) в минимуме векового цикла больше, чем в максимуме.

Связь между площадью и магнитным полем изменяется в ходе векового цикла, но произведение суммарной площади на коэффициент связи b характеризует суммарное магнитное поле пятен в текущем цикле и определяет уровень следующего цикла активности (Рис. 7). Этот факт может служить ключом к пониманию солнечной цикличности.

Работа частично поддержана ФЦП «Кадры» (мероприятие 1.2.1), НШ-1625.2012.2.

Литература

1. Витинский, Ю.И., Конецкий М., Куклин, Г.В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца, М.: Наука, 1986.
2. Mursula, K.; Usoskin, I.G.; Kovaltsov, G.A. Solar Physics, v. 198, p. 51-56, 2001.
3. Чистяков В.Ф. Солн. Данн., N2 с 64-68, 1959
4. Lefe`vre, L., and F. Clette. A global small sunspot deficit at the base of the index anomalies of solar cycle 23, A&A, 536, L11, DOI: 10.1051/0004-6361/201118034, 2011.
5. Antalova, A. 1971, BAICz, 22, 352.

МОДЕЛЬ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА ВИХРЕВЫМ ДИНАМО

Тлатов А.Г.

Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН

MODEL OF GENERATION OF THE SOLAR MAGNETIC FIELD THE VORTEX DYNAMO

Tlatov A. G.

Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Pulkovo Observatory, Kislovodsk

The possibility of generating a magnetic field at the base of local vortex convection zone. Cycle generating a magnetic field in the model can be represented as a series of processes. Near the base of the convection zone, there are vortices with axis directed azimuthally. This leads to the generation of twisted flux tubes due to the helical dynamo. As the magnetic field leads to surface circular loops. During ascent and pulling azimuthal field flux tubes is converted into axial and reaches the surface of a bipole sunspots U-configuration. Due to the differential rotation of the residual field bipole pulled to the surface toroidal field and the meridional flow is transferred to the base of the convection zone at high latitudes. The direction of the toroidal field in the generation changes its sign, and the cycle repeats.

Based on this model we propose a new prognostic index of activity spots with a correlation coefficient $R = 0,86$.

Введение

В настоящее время считается, что генерация магнитного поля Солнца происходит в результате дифференциального вращения. В результате из полоидального магнитного поля формируется тороидальное поле, сосредоточенное в сферической оболочке у основания конвективной зоны. Вместе с тем наблюдаемые поля на фотосфере представлены в виде локальных силовых трубок магнитного поля относительно малого размера [1]. Другая проблема заключается в том, что величина первичного полоидального поля составляет порядка несколько гаусс, а интенсивность наблюдаемых полей пятен – несколько килогаусс. Есть основания считать, что в зоне генерации напряженность поля еще на несколько порядков выше. Однако вследствие ω -эффекта в течение цикла коэффициент усиления поля не превышает одного-двух порядков [1, 2].

Для решения этих проблем представлена модель генерации поля, отличная от ω -эффекта. В ней рассмотрена возможность генерации магнитного поля локальными вихревыми потоками у основания конвективной зоны.

Описание модели

Одним из основных противоречий существующие парадигмы динамо механизма является трудность объяснения свойств магнитных биполей,

проявляющихся в виде солнечных пятен, как следствие всплытия частей тороидального магнитного поля, сформированного у основания конвективной зоны в виде "листа" с напряженностью около $B \sim 10^5$ Гс. Решение может быть найдено в предположении, что генерация силовых трубок магнитного поля происходит в виде локальных процессов и механизмом, отличным от ω -эффекта. Таким механизмом могут быть конвективные ячейки, существующие в области тахоклина. Формирование таких ячеек происходит при взаимодействии конвективного переноса с силой Кориолиса, отклоняющей восходящие потоки к полюсам, а нисходящие – к экватору. Подобные вихревые течения были получены при численном моделировании потоков у основания конвективной зоны Солнца [3]. Возможность генерации вихревыми течениями хорошо известна из экспериментов [4].

Цикл генерации магнитного поля в данной модели можно представить в виде последовательности процессов (Рис. 2). Поток меридиональной циркуляции переносит полоидальное магнитное поле от поверхностных слоев к основанию конвективной зоны (1). Вблизи солнечного тахоклина существуют конвективные ячейки, которые приводят к скручиванию тороидального магнитного поля, имеющего конфигурацию листа, и генерации локальных силовых трубок с винтовым магнитным полем (2). Под действием плавучести скученные силовые трубки теряют устойчивость и всплывают к поверхности (3). Происходит отрыв, презамыкание магнитного поля и формирование кольцевых структур, в которых магнитное поле имеет вид скученных силовых трубок (4). В результате всплытия и вытягивания кольцевых структур, их азимутальное магнитное поле преобразуется в поле направленное вдоль оси. При всплытии к фотосфере, эти трубки наблюдаются как солнечные пятна. Под фотосферой трубки имеют U-образную конфигурацию (5).

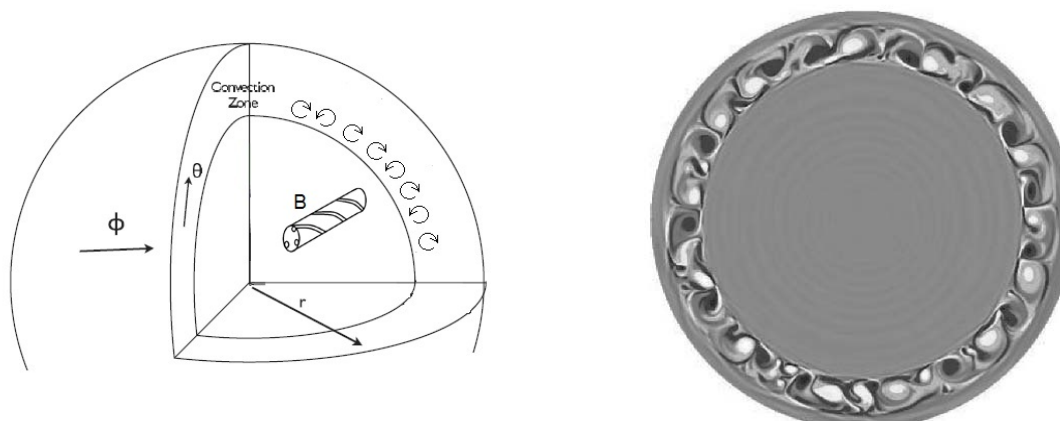


Рис. 1. (Слева) Схема конвективных вихрей у основания конвективной зоны в участвующих в генерации магнитного поля. (Справа) вихри, возникающие в результате конвективной неустойчивости у основания конвективной зона согласно [3].

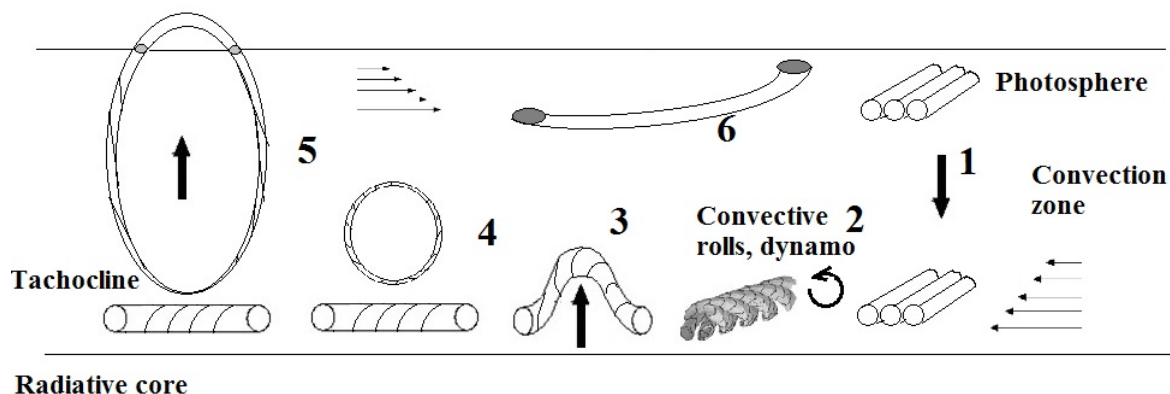


Рис. 2. Схематическая иллюстрация солнечного магнетизма с участием вихревого динамо.

Магнитное поле силовых трубок вытягивается дифференциальным вращением, формируя поверхностное тороидальное поле, которое переносится меридиональным потоком к полюсам и зоне генерации (6). Далее цикл повторяется.

Данная модель опирается на четыре новых гипотезы: 1) генерация происходит локальными вихрями у основания конвективной зоны; 2) преобразование азимутального поля в аксиальное происходит при растяжении скрученных кольцевых силовых трубок к поверхности; 3) магнитное поле U-трубок у поверхности вследствие дифференциального вращения преобразуется в поверхностное тороидальное поле; 4) меридиональный транспорт переносит тороидальное поле от поверхности к зоне генерации.

Проверка гипотезы

Полноценная проверка гипотезы требует знания многих параметров, например, скорости вращения вихрей, их размера, эффективности преобразования азимутального поля в аксиальное поле и т.д. Однако существенное отличие данной гипотезы от существующих моделей есть то, что усиление поля происходит в локальных областях существования вихря. А это требует условия, чтобы скрученные трубки ограниченной протяженности по долготе всплывали в виде колец. В дальнейшем из них у поверхности формируется поле тороидального направления, которое является основой для генерации следующего цикла. Следовательно, мы можем качественно проверить эту гипотезу. Интенсивность последующего цикла активности будет пропорциональна интенсивности текущего цикла и времени, при котором происходит вытягивания остатков U-образных трубок в новое поверхностное тороидальное поле (этап 6 на Схеме 2). Это время тем больше, чем ниже широта всплытия пятен. Выполним следующие расчеты. Умножим суммарную площадь ΣS пятен за цикл на средневзвешенную широту всплывших групп, отсчитываемую от полюсов $\langle \theta \rangle$. При этом подсчет групп будем вести не на всем времени жизни группы, а однажды

на момент ее наибольшей площади. Оказывается, что величина $\langle \theta \rangle$ при этом минимальна для 19-го цикла и составляет 72° .

На Рис. 3. представлена регрессия произведения $(\langle \theta \rangle - 70^\circ) \Sigma S$ в зависимости от интенсивности следующего цикла. Коэффициент корреляции этих величин по данным Гринвичской обсерватории составил $R \sim 0.86$.

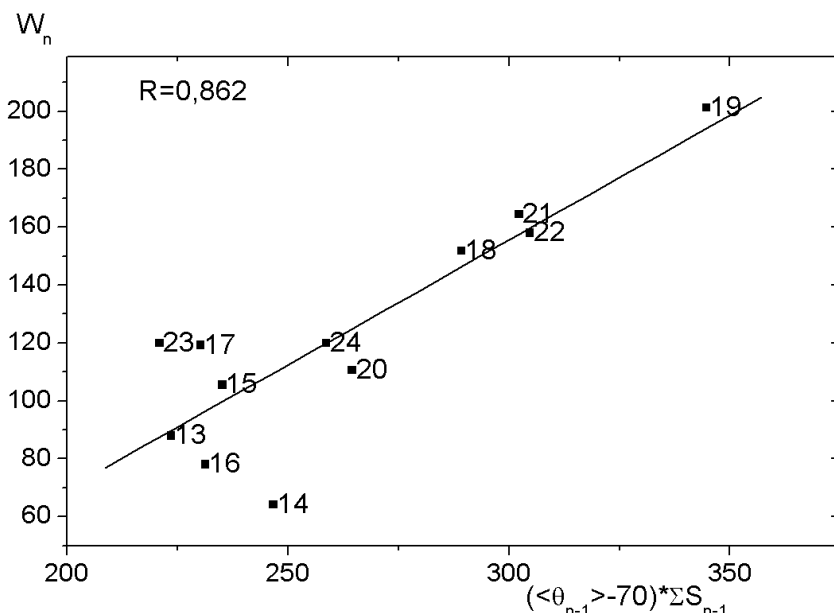


Рис. 3. Связь параметров текущего цикла с амплитудой последующего цикла активности, вследствие вытягивания полей U-биполей в поверхностное тороидальное поле.

Обсуждение

Представленная модель генерации солнечного магнитного поля позволяет объяснить такие эффекты, как генерацию сильных полей солнечных пятен, наблюдаемую скрученность магнитных трубок, объясняет процессы исчезновения пятен. Проверка гипотезы может быть осуществлена по наблюдениям. В частности: 1) должны существовать группы пятен с различным направлением скрученности м.п. 2) Группы пятен, всплывающие недалеко друг от друга, могут иметь разные направления скрученности.

Работа выполнена при частичной поддержке ФПП «Кадры» (мероприятие 1.2.1), НШ-1625.2012.2, РФФИ и программ РАН.

Литература

1. Schussler M., Astron. Nachr. **325**, 2004
2. Brandenburg, A., The Astrophysical Journal, 625:539-547, The Case for a Distributed Solar Dynamo Shaped by Near-Surface Shear Axial, 2005
3. Rogers, T.M., & Glatzmaier, G.A., MNRAS, 364, 1135, 2005
4. P. Frick, V. Noskov, S. Denisov, S. Khripchenko, D. Sokoloff, R. Stepanov, and A. Sukhanovsky, Magnetohydrodynamics **38**, 136, 2002.

ОБРАЩЕНИЯ ПРАВИЛА ГНЕВЫШЕВА-ОЛЯ В ПЕРИОД ВЕКОВЫХ МИНИМУМОВ АКТИВНОСТИ

Тлатов А.Г.

Кисловодская Горная станция ГАО РАН, Кисловодск

REVERSE GNEVYSHEV-OHL RULE DURING SECULAR ACTIVITY MINIMUM

Tlatov A.G.

Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Pulkovo Observatory, Kislovodsk

Consider the Gnevyshev-Ohl rule according to a number of groups of sunspots during 1610–2009 years. The index of the average of the average daily cycle of sunspot groups is different for even and odd cycles. It is shown that the index generally changes gradually for 400 years, and between cycles -4 and 10 intensity of odd cycles was less than even. In cycles that coincide with secular minima observed considerable variation in the pattern.

Введение

Эмпирическое правило Гневывшева-Оля [1] сформулировано для пары последовательных солнечных циклов. Существуют несколько формулировок правила Гневывшева-Оля: а) амплитуда четного цикла активности меньше, чем высота последующего нечетного цикла; б) сумма чисел Вольфа четного цикла меньше чем сумма последующего нечетного; с) площадь под кривой чисел Вольфа коррелирует с площадью под кривой в нечетных циклах при этом четный цикл с последующим нечетным образует пару [5, 6, 9]. Однако на основе чисел Вольфа это справедливо для циклов, начиная с 10, но не выполняется для пары 4–5 и 8–9 [1, 2].

Как правило, для проверки правила Гневывшева-Оля используют ряд чисел Вольфа, реконструированный Р. Вольфом с 1748 г. Однако, как показано в работе [8] этот ряд имеет достаточно большой шум, из-за сложного учета мелких солнечных пятен и не учета ряда наблюдений. Основываясь на дополнительных данных, [8] предложили индекс групп солнечных пятен, реконструированный ими в период с 1610–1995 г. Как показали [9], индекс Групп солнечных пятен дает лучший коэффициент корреляции между четным и нечетным циклом, по сравнению с числами Вольфа. В работе [3] для проверки правила Гневывшева-Оля было предложено использо-

вать индекс групп солнечных пятен в виде $I_{GO}(k) = 1/132 \sum_{j=J(k)}^{J(k+1)-1} Rg$, где Rg -

среднемесячный индекс групп солнечных пятен, $J(k)$ - месяц начала цикла k , константа 1/132 введена для масштабирования получаемого индекса к стандартным индексам солнечных пятен. Авторы показали, что в период 1725–1782 гг. соотношение четных и нечетных циклов изменяется на про-

тивоположное. Предложенный авторами [3] индекс аналогичен сумме солнечных пятен за цикл. Но при большом пропуске наблюдательных дней существует сложность подсчета суммы групп пятен за цикл, также как и определение амплитуды цикла.

В данной работе предложено использовать индекс Групп солнечных пятен, но основанный не на суммировании числа групп пятен за цикл, а на определении среднего числа групп пятен за цикл.

Метод анализа

Для характеристики циклов активности мы можем использовать среднее число групп в день в цикле. На Рис. 1 представлено среднее число групп, регистрируемых в день, вычисленное по индексу Групп солнечных пятен $G_d(k) = \sum_{T_k}^{T_{k+1}-1} Rg / Nd$, где Nd – число наблюдательных дней в цикле k , T_k – момент начала цикла k . В качестве моментов начала и конца цикла активности мы воспользовались данными с NGDC. На Рис. 1 представлено изменение индекса G_d для 12–22 циклов активности по данным [8]. Можно отметить, что в период 12–22 циклов наблюдалась тенденция роста средне-

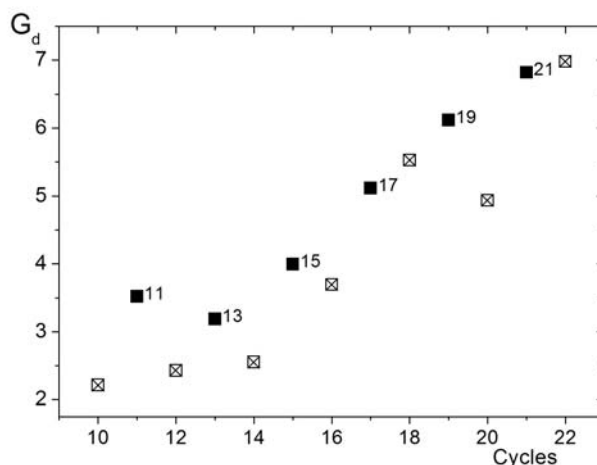


Рис. 1. Число групп в день в циклах солнечной активности по данным индекса Групп солнечных пятен. Нечетные циклы помечены кружками, четные квадратами.

го числа групп пятен в день. Причем их наибольшее количество наблюдалось в 21-м цикле активности. Такой же тренд наблюдается и при подсчете групп солнечных пятен по данным (<http://solarscience.msfc.nasa.gov>) Рис. 2. В период 12–21 циклов активности в четные циклов среднее число групп пятен G_d меньше, чем в последующих нечетных и это соотношение $G_d^{odd} / G_d^{even} \approx 1,39$. Поэтому индекс среднедневного числа групп пятен в цикле мы можем использовать для проверки правила Гневышева-Оля. На Рис. 3 представлено отношение G_d^{odd} / G_d^{even} в период с 1610 по 2009 гг. Здесь к ежедневным данным числа групп пятен [8] были добавлено число групп по

данным <http://solarscience.msfc.nasa.gov>) для 23-го цикла активности. Как видно из приведенного графика отношение G_d^{odd} / G_d^{even} соответствует стандартным формулировкам правила Гневывшева-Оля после цикла N10, но

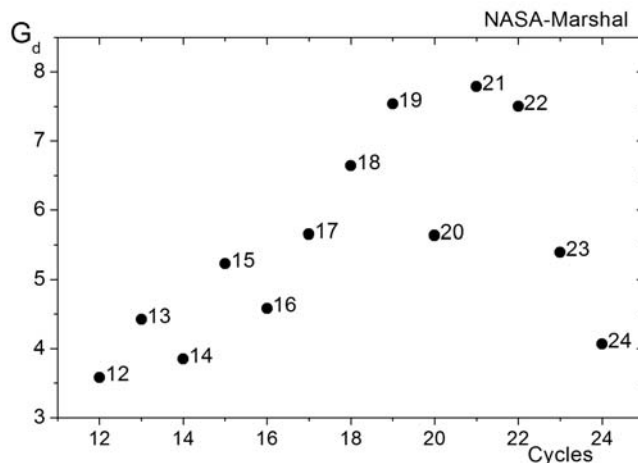


Рис. 2. Число групп в день в циклах солнечной активности по данным числа групп (<http://solarscience.msfc.nasa.gov>).

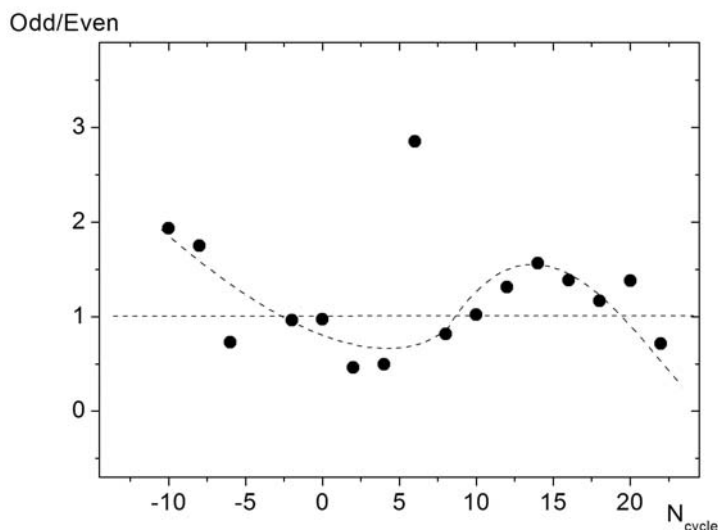


Рис. 3. Отношение среднего количества групп солнечных пятен в нечетном цикле к аналогичной величине в предшествующем четном цикле.

также показывает и плавную огибающую для циклов в предшествующую эпоху, за исключением нескольких отдельных циклов. Для сравнения проведена прямая, где это отношение равно 1. Данные цикла N –4/–3 не представлены.

Обсуждение

Исследование правила Гневывшева-Оля может дать важную информацию о природе солнечной цикличности. В частности, о возможном реликтовом поле, с которым обычно связывают этот эффект [4]. Часть авторов считает, что закономерность, что четные циклы менее интенсивны, чем

последующие нечетные, имеет постоянный характер [3, 5]. Однако пара 22–23-го циклов активности уверено показывает нарушение этого правила вне зависимости от количества наблюдений в цикле [10]. Поэтому, возможно, это правило обращалось и в предыдущие века. Авторы [11, 3] пришли к выводу, что 22-летняя цикличность исчезала в период, когда уровень солнечной активности быстро изменялся, например, во время восстановления активности после Маундеровского минимума, или около минимума Дальтона.

По-видимому, нарушение правила 22-летних циклов имеет циклический характер, при котором Солнце переходит из одного режима цикличности в другой. Как правило, при этом наблюдаются минимумы долговременных 100-летних вариаций солнечной активности.

При этом мы можем предположить, что на длительных промежутках времени существует остаточное перманентное поле Солнца, которое, тем не менее, может менять свой знак, что приводит к обращению в последовательности 22-летних циклов. Причиной появления такого перманентного поля может быть "магнитная память" под зоной генерации солнечных пятен [10].

Таким образом, нарушение правила Гневышева-Оля может служить признаком изменения характера цикличности. Обращения правила Гневышева-Оля в циклах 22–23 служит предвестником долговременно минимума солнечной цикличности.

Работа выполнена при частичной поддержке ФЦП «Кадры» (мероприятие 1.2.1), НШ-1625.2012.2, РФФИ и программ РАН.

Литература

1. *Gnevyshev, M.N. and Ohl, A.I.*: *Astron. Zh.*, v. 25, p. 18, 1948.
2. *Wilson, R.M.*, *Solar Phys.* v. 117, p. 269, 1988.
3. *Mursula, K.; Usoskin, I.G.; Kovaltsov, G.A.* *Solar Physics*, v. 198, p. 51–56, 2001.
4. *Charbonneau, Paul; Beaubien, Geneviève; St-Jean, Cédric*, *ApJ*, v. 658, pp. 657–662, 2007.
5. *Nagovitsyn, Yu.A.; Nagovitsyna, E.Yu.; Makarova, V.V.*, *Astronomy Letters*, v. 35, pp. 564–571, 2009.
6. *M. Kopecky*, *Bull. Astron. Instit. Czechoslovakia*, v. 2, p. 14. 1950.
7. *Hathaway D.*, *Living Rev. Solar Phys.*, v. 7, 2010.
8. *Hoyt and H. Schatten*, *Solar Physics* v.181: 491–512, 1998.
9. *Hathaway, R.M. Wilson and Reichmann E.J.* *Solar Physics* v. 211, 357–370, 2002.
10. *Глатов А.Г.*, Тр. 11-я Пулковск. конференция "Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизических проявлений" с. 343. 2007.
11. *Чистяков В.Ф.*, *Солн. Данн.*, N2 с. 64–68, 1959.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТЕЙ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ЯДРАХ И ПОЛУТЕНИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Тлатов А.Г., Васильева В.В.

Кисловодская Горная станция ГАО РАН, Кисловодск

DISTRIBUTION INTENSITY OF MAGNETIC FIELDS IN UMBRA AND PENUMBRA OF SUNSPOT

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

Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Pulkovo Observatory, Kislovodsk

A program for automatic selection of borders umbra and penumbra of sunspots. According to HMI/SDO in the period 2010–2012 performed combining umbra and penumbra boundaries on dopplerograms and magnetograms obtained at the same time, and appropriate measurements of the magnetic field and the velocity fields. We investigated about ~ 5000 and ~ 7000 penumbras cores of sunspots. In particular, the average characteristics defined vector deflection of the magnetic field to the horizontal Evershed flow in the penumbra ~ 36°. Summarizes the characteristics of the magnetic fields and velocity fields depending on the size, latitude, contrast, and other characteristics of sunspots.

Введение

Характеристики активных областей, такие как контраст, напряженность магнитных полей, потоки скорости вещества, являются важными параметрами для оценки потока солнечного излучения и моделей солнечного магнетизма. Солнечные пятна и факелы исследуются в течение многих лет, и в настоящее время набор данных наблюдений представляет собой компиляцию долговременных наблюдений, которые обычно включают только координаты и площади, и краткосрочные исследований физических свойств, таких как контраст, вектор магнитного поля, поляризация и пр. В настоящее время наблюдения на спутнике SDO дают возможность комплексного изучения тонкой структуры солнечных пятен на долговременной основе.

В данной работе мы представляем результаты анализа тонкой структуры солнечных пятен в период 2010–2012 гг.

Выделение ядер солнечных пятен внутри пятна

Процедура выделения внешних границ солнечных пятен описана в [1]. Для определения границ ядер мы использовали следующую процедуру. 1) определялась средняя интенсивность внутри пятна $I_{SP} = \sum I/n$, где суммирование проводилось по всем точкам пятна и интенсивность внешней границы пятна I_{BND} . Затем, для условий $I > 0,99 \cdot I_{SP}$ рассчитывалась пороговая интенсивность ядер. Для этого вычислялась пороговая интенсивность, взвешенная с градиентом сумма $I_1 = \sum g \cdot I / \sum g$, где g – градиент. Далее

точка, в пятне с минимальной интенсивностью при условии $I < 0.95 * I_{BND}$, принималась за начальную, и включалось итерационная процедура роста, в котором новые точки включались в список. При этом рассматривались точки из окружения граничной точки из списка, и в случае удовлетворения условия $I < I_1$ точки включались в список и помечались на данной итерации как граничные. Точки из списка, имеющие со всех сторон окружение, исключались из признака граничных. Далее процедура повторялась до тех пор, пока в текущей итерации больше не добавлялось новых точек. Точки из списка принимались за первое ядро в пятне. Далее точки этого ядра исключались из списка точек пятна, и процедура повторялась для поиска второго и последующих ядер

Изучения изменения контраста солнечных пятен

Контраст активных областей довольно легко измерить, но вопрос их зависимости от площади, положения, напряженности магнитных полей остается нерешенными.

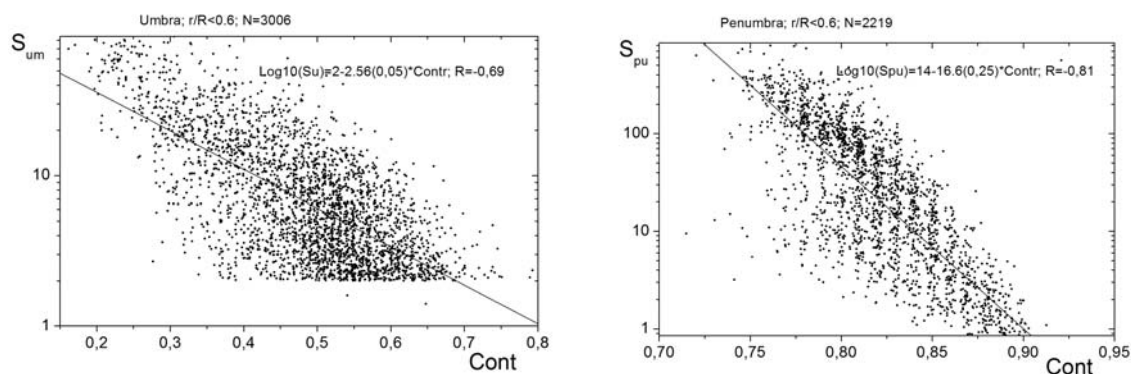


Рис. 1. Изменения контраста солнечных пятен: **а)** изменения контраста ядер в зависимости от площади ядер; **б)** изменения контраста полутени пятен в зависимости от площади.

Метод автоматического выделения позволили нам провести отождествление 13611 пятен и пор, 5799 ядер и 4443 полутени. Для выделения мы использовали 1 изображение HMI/SDO в день, соответствующее моменту 5 UT. Также мы проводили совместные измерения структур пятна с магнитным полем и скоростью на тот же момент времени. Рассмотрим некоторые соотношения между контрастом, вычисляемым как отношение средней интенсивности объекта к интенсивности спокойного Солнца, и другими параметрами пятен. На Рис. 1 представлены соотношения между контрастом и площадью ядра и контрастом и максимальной напряженностью магнитного поля в ядре. Контраст увеличивается с ростом напряженности магнитного поля и площадью ядра.

Данные HMI/SDO дают уникальную возможность проводить измерения магнитных полей и поля скорости в объектах, выделенных на изображениях интенсивности, поскольку наблюдаются на одном телескопе прак-

тически в одно и тоже время. Это дает возможность проведения поиксельного сопоставления разных параметров.

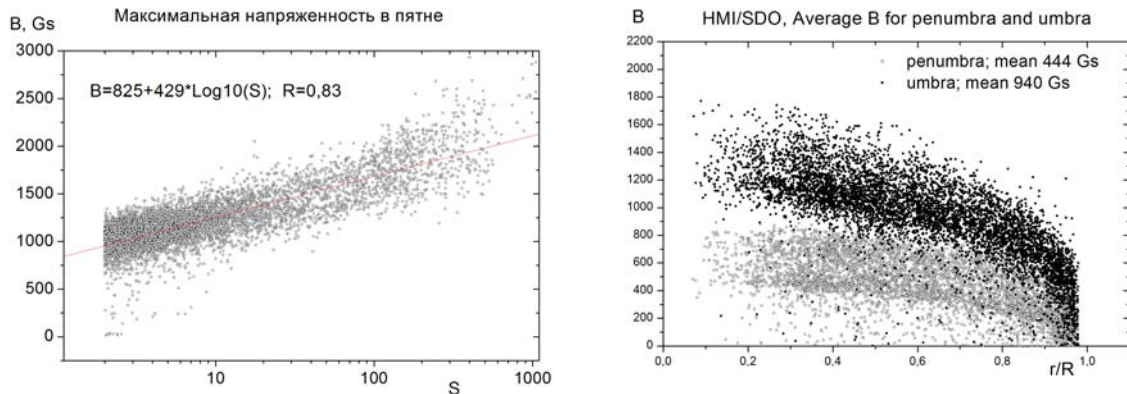


Рис. 2. (Слева) соотношение между магнитным полем и площадью пятен. (Справа) Изменения напряженности ядер и полутени в зависимости от расстояния до центра диска.

В обзоре [2] представлены различные закономерности связи между площадью и напряженностью магнитных полей. Наш анализ показал, что наиболее подходящей функцией является логарифмический закон, предложенный [3] (Рис. 2а). Поведение магнитного поля ядер и полутени различается друг от друга. На Рис. 2b представлено изменение магнитных полей в зависимости от расстояния до центра диска.

Направление магнитного поля в полутени

Исследуя эффект Эвершеда, можно определить конфигурацию магнитных силовых линий и направление потоков в полутени пятна. Проведем следующую процедуру. Разделим пятна на лимбовую часть, которая находится дальше от центра, чем была средняя геометрическая точка, и центральную часть полутени и рассмотрим их независимо. На Рис. 3 представлены изменения интенсивности магнитного поля вдоль луча зрения от

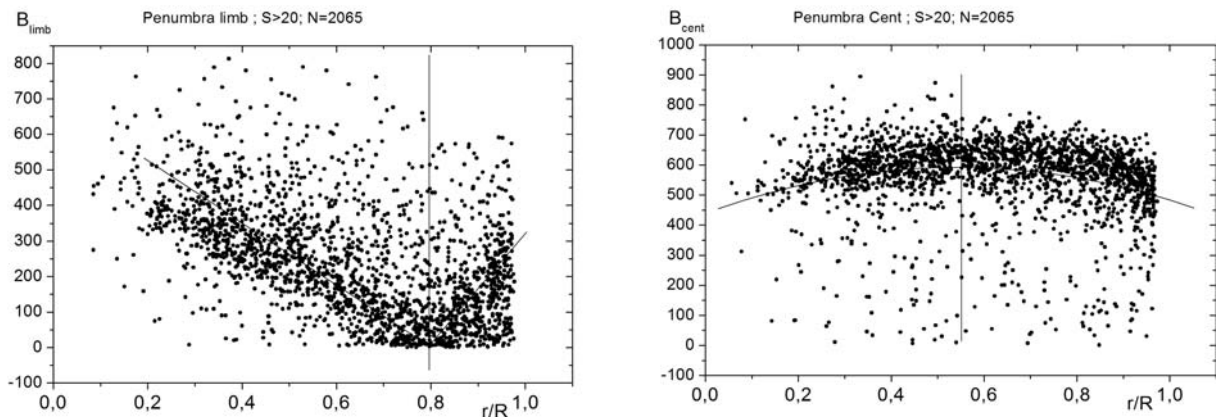


Рис. 3. Изменения напряженности магнитного поля а) для части полутени пятна ближе к лимбу, б) для части полутени пятна ближе к центру диска.

расстояния от центра. Видно, что закон изменения центральной и лимбовой части полутени совершенно различен. Магнитное поле области полутени, близкой к лимбу, обращается в 0 на расстоянии ($r/R \sim 0,8$). Напротив, часть полутени, расположенная ближе к центру, имеет максимум вблизи ($r/R \sim 0,55$). Возможно, это связано с наклоном магнитных силовых линий

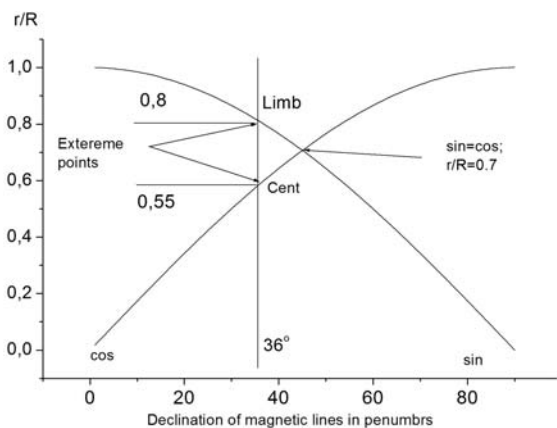


Рис. 4. Интерпретация наблюдаемых максимумов магнитного поля в полутени.

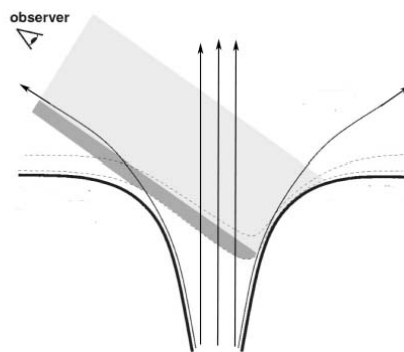


Рис. 5. Отношение напряженности магнитных полей части полутени ближе к центру и диску.

(см. схему 5). Так, для части ближе к лимбу, обращение в 0 ($r/R \sim 0,8$) означает, что направление поля перпендикулярно лучу зрения, а максимум ($r/R \sim 0,55$) части ближе к центру, что поле направлено вдоль луча зрения. Если эта гипотеза справедлива, то должно наблюдаться соответствие этих углов. Действительно, схема на Рис. 4 позволяет определить угол наклона магнитных силовых линий и оценить ее величиной $\sim 36^\circ$.

Выводы

Полученные результаты, в частности высокая корреляция между контрастом и магнитным полем пятен, позволяют применить архивные наблюдения для восстановления напряженности магнитных полей.

Полученные данные по направлению магнитного поля в полутени могут быть использованы для моделей солнечного пятна.

Работа выполнена при частичной поддержке НШ-1625.2012.2, ФЦП «Кадры» (мероприятие 1.2.1), РФФИ и программ РАН.

Литература

1. Tlatov A.G., Valisieva V.V., Makarova V.V., Otkidychev P.A., Sol. Phys. in press, 2012.
2. Витинский, Ю.И., Конецкий М., Куклин, Г.В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука, 397 с., 1986.
3. Ringnes, T. S.; Jensen, E. Astrophisica Norvegica, v. 7, p. 99–121. 1960.

Секция 2

**ФИЗИКА ПРОЦЕССОВ
В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ
И МОДЕЛИРОВАНИЕ
АКТИВНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ**

ЭВОЛЮЦИЯ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ NOAA 11263 ПЕРЕД ВСПЫШКОЙ X6.9 (АВГУСТ, 2011 г.)

Абрамов-Максимов В.Е.¹, Боровик В.Н.¹, Опейкина Л.В.²

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург

²SAO РАН, Нижний Архыз, Россия

EVOLUTION OF MICROVAWE EMISSION OF NOAA 11263 BEFORE X6.9 FLARE (AUGUST, 2011)

Abramov-Maximov V.E.¹, Borovik V.N.¹, Opeikina L.V.²

¹Pulkovo Observatory, St. Petersburg

²SAO RAS, Nizhnii Arhiz, Russia

The microwave emission of the active region NOAA 11263 before the X6.9 flare is analyzed. Everyday multi-wavelengths solar radio observations in the range of 1.65–6.0 cm on the RATAN-600 radio telescope during the period of August 1–9, 2011 have been used in this analysis. The radio data were compared with SDO data and magnetic maps of active region, obtained at different observatories (Solar Station at Kislovodsk, Crimea Astrophysical Observatory, Mount Wilson Observatory). NOAA 11263 appeared on the solar disk on July 27, 2011 and up to August 4 it had a simple bipolar structure. Later its structure became more complicated form. The flaring productivity of active region was very low during August, 1–7. The first significant flare of M3.5 class (GOES) has been registered on August, 8 (at 18:00 UT), and the powerful flare of X6.9 class occurred on August 9 at 07:48 UT. In August 1–6 the microwave radio source above the NOAA 11263 consisted of two main components associated with leader sunspot and following part of the group. The new dominated radio source associated with neutral line in the central part of the active region appeared on August 7 (two days before the X6.9 flare). The radio characteristics of this source (high spectral index (more than 7) at short centimeter wavelengths, high brightness temperature (more than 10MK at 4 cm), the angular size of 20–30 arc. sec at short cm-wavelengths and low degree of polarization), are the similar to those of microwave "peculiar sources" which have been discovered and investigated earlier on RATAN-600 in many flaring active regions as a typical factor of powerful flares prediction.

Комплексный анализ динамики активных областей на Солнце, в которых регистрируются мощные рентгеновские вспышки класса X, важен как для понимания природы и механизма вспышек, так и с точки зрения выявления их прогностических факторов.

В данной работе представлена эволюция микроволнового излучения активной области NOAA 11263, в которой произошла вспышка класса X6.9 (GOES) 9 августа 2011 г. Анализируются результаты ежедневных многоволновых спектрально-поляризационных наблюдений Солнца в диапазоне 1.65–6.0 см за период 1–9 августа 2011 г., выполненные на РАТАН-600.

Активная область NOAA 11263 вышла на видимый диск 27 июля 2011 г. и имела простую биполярную структуру. Согласно данным SDO и

магнитным картам Солнца, полученным на ГАС ГАО, в КрАО, обсерватории Маунт Вилсон, начиная со 2 августа, в группе регистрировались новые мелкие пятна различной магнитной полярности как в хвостовой части группы, так и в области между головным и хвостовым пятнами. Всплывание новых магнитных потоков продолжалось до 9 августа. Максимальный градиент магнитного поля перпендикулярно линии инверсии полярности отмечен 7 августа, о чем свидетельствуют данные SDO/HMI и карты магнитного поля (например, по данным обсерватории Маунт Вилсон в центральной части АО находятся два близко расположенные пятна противоположной магнитной полярности напряженностью 2600 Гс).

До 8 августа исследуемая область отличалась низкой вспышечной активностью: в ней регистрировались вспышки класса С (GOES). Вспышка M3.5 произошла 8 августа в 18UT, а затем 9 августа были зарегистрированы две вспышки – M2.5 (в 03:19UT) и X6.9 (в 07:48 UT).

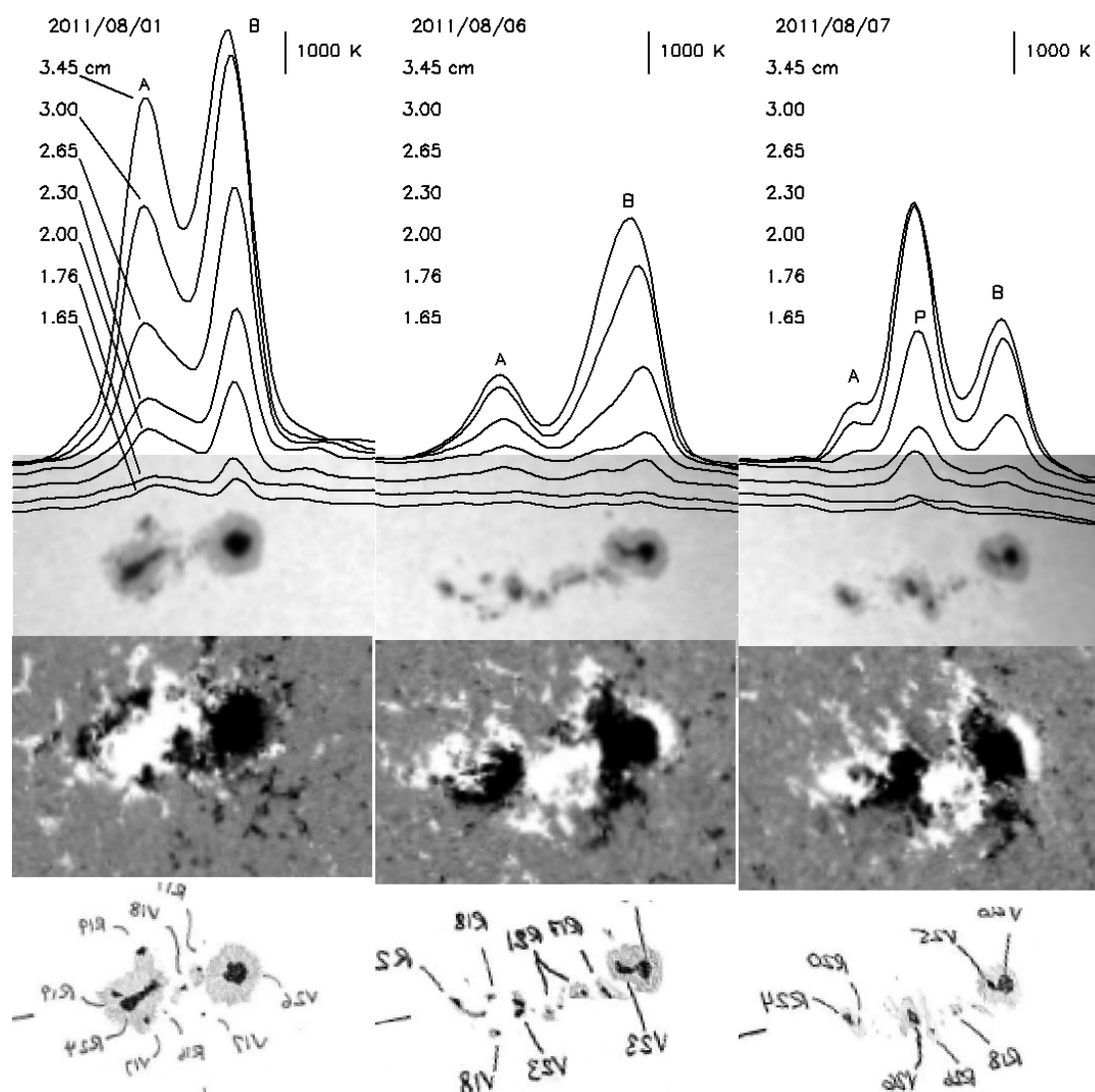


Рис. 1.

Сопоставление фрагментов записи Солнца (РАТАН-600) на ряде волн с изображением АО (SDO/AIA/HMI) и с картами магнитных полей (Маунт Вилсон) дано на рис. 1. Видно, что 1–6 августа локальный радиоисточник на всех волнах отражал биполярную структуру группы пятен и состоял из двух основных компонент, отождествленных с головным и хвостовым пятнами группы. При этом доминировала компонента "В", связанная с головным пятном. 7 августа доминирующей компонентой стал новый источник "Р", проектирующийся на линию инверсии фотосферного магнитного поля в центре АО. Такое же соотношение компонент "Р" и "В" сохранилось и на следующий день. Сопоставлялись спектральные и поляризационные характеристики радиоисточников "В" и "Р". Спектры потоков этих источников для 7 августа приведены на рис. 2, где слева – спектр источника "В", справа – спектр источника "Р". Сплошные линии – аппроксимация спектров полиномом 4-ой степени. Видно, что спектральный индекс "n" у источника "Р" выше, чем у источника "В". На рис. 3 (слева) видно, что в коротковолновой части спектра размеры источников практически одинаковые, а яркостная температура источника "Р" (справа) превосходит яркостную температуру источника "В" и на волнах 3–4 см она составляет более 10МК.

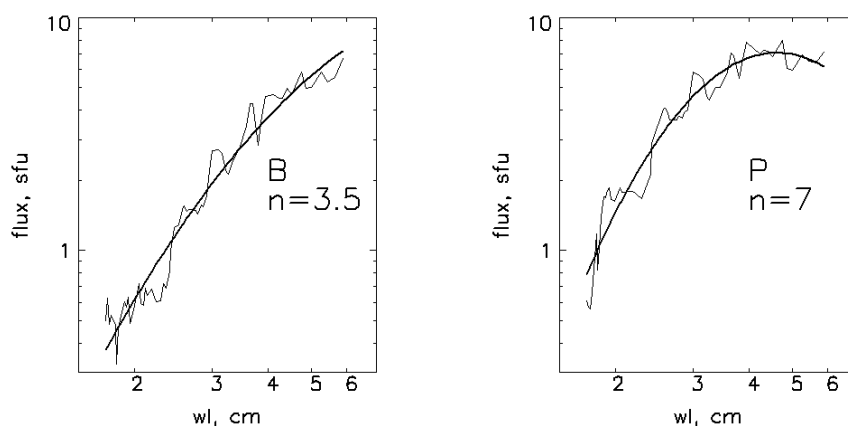


Рис. 2.

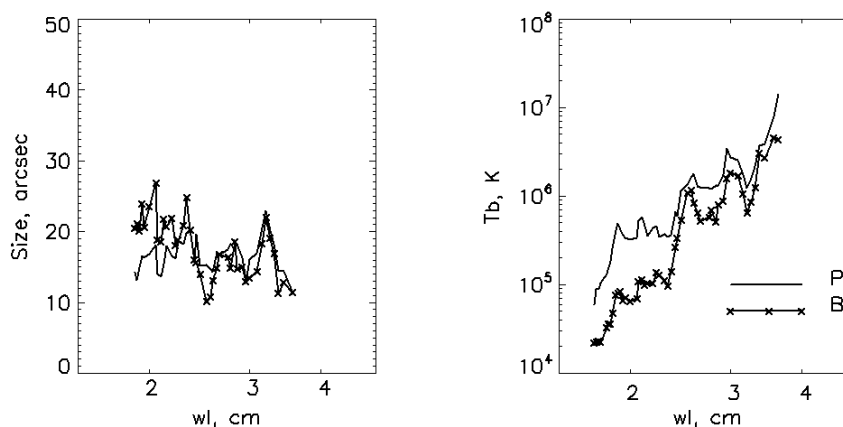


Рис. 3.

Характеристики появившегося в АО за два дня до мощной вспышки микроволнового источника "P" позволяют отнести его к категории "пекулярных" источников (ПИ), которые были обнаружены на РАТАН-600 и при наблюдениях затмений Солнца в 70–80 годы, и позднее исследовались во многих вспышечно-активных группах в [1–3]. ПИ диагностируют расположенные в короне на высотах порядка 10–15 тыс. км области высокого энерговыделения. Для объяснения необычных параметров ПИ было предположено, что они представляют собой магнито-тормозное (гиротронное) излучение из области аномального энерговыделения, содержащей субрелятивистскую плазму с $T = 10^7\text{--}10^8$ К и концентрацией электронов порядка 10^{10} см⁻³ в умеренных магнитных полях. Такие условия ожидаются в моделях высокотемпературных токовых слоев [3]. В работе [4] на основе 3D МГД моделирования, выполненного по характеристикам состояния фотосферы в период перед вспышкой, показано, что в короне над активной областью в предвспышечном состоянии возникает токовый слой, в магнитном поле которого запасается энергия, необходимая для вспышки.

Результатом анализа эволюции микроволнового излучения активной области NOAA 11263 перед вспышкой X6.9, представленного в данной работе, явилось обнаружение за два дня до события микроволнового "пекулярного" источника (ПИ) над областью максимального градиента фотосферного магнитного поля. Отметим, что этот результат согласуется с выводами работы [5]. Раннее выявление ПИ в структуре микроволнового радиоизлучения активной области может использоваться в качестве прогностического критерия мощных вспышек.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы П-22 Президиума РАН и грантом НШ-3645.2010.2. В работе использованы наблюдения Солнца, выполненные на РАТАН-600 при поддержке Минобрнауки РФ (ГК 16.518.11.7062 и 16.552.11.7028)" и гранта РФФИ 11-02-00072.

Литература

1. Боровик В.Н., Коржавин А.Н. Пекулярные источники в микроволновом излучении активных областей // Доклад на конференции "Физика плазмы в солнечной системе", ИКИ РАН, 6–10 февраля 2012 г.
2. Ватрушин С.М., Коржавин А.Н. Пекулярные радиоисточники во вспышечно-активных областях на Солнце и их возможная связь с токовыми слоями // Труды 6-го семинара "Специальные теоретические и экспериментальные исследования солнечной плазмы", Москва, Наука, сс.100–106, 1989.
3. Borovik V.N., Grigorieva I.Yu., Korshavin A.N. Local maximum in the microwave spectrum of solar active regions as a factor in predicting powerful flares // *Geomagnetism and Aeronomie*. vol.52, № 8, 2012.
4. Подгорный А.И., Подгорный И.М. Выяснение механизма солнечной вспышки путем МГД моделирования // Настоящий сборник, 2012.
5. Подгорный И.М., Подгорный А.И., Мешалкина Н.С. Динамика магнитного поля активной области в предвспышечном состоянии и во время вспышек // Настоящий сборник, 2012.

ГЕНЕРАЦИЯ НАДТЕПЛОВЫХ ПРОТОНОВ В ХРОМОСФЕРЕ (МЕХАНИЗМ, АЛЬТЕРНАТИВНЫЙ «ПЕРЕСОЕДИНЕНИЮ»)

Алексеева Л.М.¹, Кшевецкий С.П.²

¹*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына
МГУ имени М. В. Ломоносова, Москва 119991, lilialeks@yandex.ru,*

²*Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта,
Калининград 236041, renger@mail.ru*

SUPRATHERMAL PROTON GENERATION IN THE CHROMOSPHERE (NON RECONNECTION MECHANISM)

Alekseeva L.M.¹, Kshevetskii S.P.²

¹*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University,
Moscow, 119991 Russia, lilialeks@yandex.ru*

²*Immanuel Kant Baltic federal university, Kaliningrad, 236041 Russia, renger@mail.ru*

The dynamical coupling between the solar chromospheric plasma and magnetic field is investigated by numerically solving a fully self-consistent, two-dimensional initial-value problem for nonlinear collisional MHD equations. The transformation of the magnetic-field energy into the mechanical energy of its motion in the contact zone between two horizontal magnetic fields of opposite polarities is analyzed. The pinch effect is indicated as a suprathermal proton generator.

В связи с ключевыми проблемами физики солнечной атмосферы приходится обращаться к свойствам хромосферы: в нее «заякорены» корональные явления; остается неразрешенным парадокс нарастания ее температуры с высотой; хромосферу рассматривают как возможный источник солнечного ветра и т. д. Однако хромосфера намного хуже изучена, чем фотосфера и корона. Наблюдения показывают, что хромосферная плазма крайне динамична, поведение ее сложно. В ней легко развивается турбулентность и образуются фронты, что говорит о нелинейности текущих процессов, но практически невозможно понять, какой вклад вносит каждый из них в наблюдаемую картину. Разобраться в этом может помочь теоретическое исследование с поэтапным введением в рассмотрение все более сложных ситуаций и выяснением причинно-следственной связи все более широкого круга явлений. Сейчас, говоря словами М. Карлссона, «необходимо вести численные эксперименты и моделирование упрощенных случаев, чтобы создать базисное физическое основание для выстраивания нашего понимания» [1].

Мы отталкиваемся от наработок теории лабораторных плазменных каналов, развивавшейся таким же образом. Путем численного решения задачи Коши для системы нелинейных полностью самосогласованных 2D уравнений столкновительной МГД протонно-электронной плазмы там ста-

ла изучаться совместная эволюция магнитного поля и плазмы, проходящая от тех или иных начальных распределений величин вплоть до появления (в принципе) огромных скоростей [2]. Подобную 2D задачу можно поставить для хромосферной плазмы, если предположить неизменность величин вдоль магнитного поля \mathbf{B} (однако это сразу исключает из рассмотрения возможность пересоединения силовых линий, поскольку скорость плазмы неодинакова на пересоединившейся линии). Известно, что примерно 95 % магнитного потока, покидающего фотосферу, не поднимается до корональных высот. Идеализированно считая верхушечные части силовых линий параллельными горизонтальными прямыми в рассматриваемой области $300 \text{ км} * 4200 \text{ км}$, мы численно решаем задачу с плоской геометрией для B, v, ρ, P, T ; вводя в уравнения работы [2] силу тяжести и учитывая зависимость коэффициентов магнитной вязкости и теплопроводности от меняющихся величин. (Обозначения общеприняты, компонента скорости вдоль \mathbf{B} отсутствует). Конечно-разностный численный метод (он аппроксимирует уравнения со вторым порядком точности по времени и пространству; консервативный; формулы численного интегрирования по своей структуре напоминают формулы метода Лакса – Вендроффа) специально был разработан одним из соавторов данной статьи С.П. Кшевецким [3, 4]; особенностью метода является автоматический переход к использованию аппарата обобщенных функций в случае потери решением гладкости. Еще

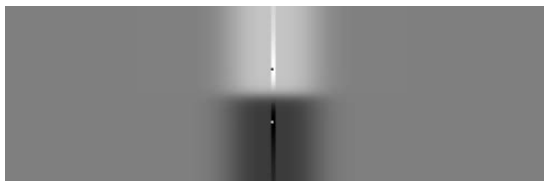


Рис. 1. Распределение величины начального магнитного поля B в плоскости, перпендикулярной его направлению. Светлые (темные) тона соответствуют $B > 0$ ($B < 0$). Белая точка на черном фоне и черная на белом отмечают местоположение минимума и максимума B соответственно. Разнополярные области, лежат друг под другом.

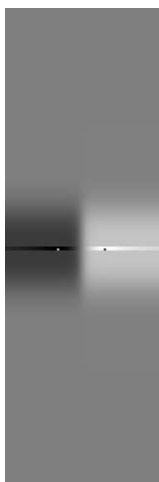


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для случая, когда магнитные разнополярные области расположены рядом друг с другом.

усовершенствовав программу, мы обнаружили случаи своеобразного «взрыва скорости» — кратковременного появления сильных локализованных потоков плазмы. Здесь мы покажем, как это выглядит в изначально неподвижной, с одинаковой температурой плазме (на удалении от магнитного поля пусть $T_* = 50000 \text{ К}$, а концентрация протонов $N_* = 10^{15} \text{ м}^{-3}$), если в ней в начальный момент контактируют две разнополярные магнитные области, расположенные либо друг под другом (рис. 1), либо рядом (рис. 2); при этом магнитное

и газовое давления считаются сбалансированными на треть; а значения характерного плазменного параметра составляют $\beta_{0*} = 1.6$ и 1.5 (см. также [4]).

В токовой области между разнополярными магнитными областями возникает неустойчивость — природный аналог лабораторного пинч-эффекта. Характерные стадии развития последнего [5]: сжатие, формирование токового осевого канала с непрерывным потоком вещества, обрыв тока (у нас это образование крестообразной фигуры на полутоновой карте B , т.к. в данной геометрии линиями уровня B являются линии электрического тока), — проявили себя в хромосферной плазме [4]. На стадии обрыва тока пинч может превратиться в генератор потоков быстрых ионов [5, 6] — мы тоже обнаружили (рис. 3), что вслед за появлением крестообразной

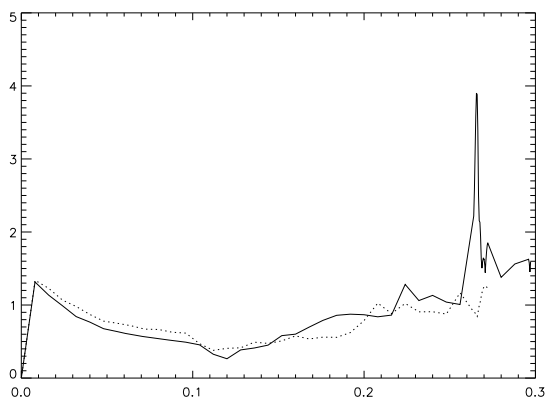


Рис. 3. Изменение максимального (по счетной области) модуля скорости со временем в случае расположения магнитных областей друг под другом (сплошная кривая) и рядом друг с другом (пунктир). По ординате отложена скорость в единицах 23 км/с; по абсциссе время в единицах 1.1 мин.

фигуры на короткое время (0.2 с из прослеженных 17 с) возникают очень быстрые потоки плазмы (v в МГД совпадает со скоростью ионов); при этом кинетическая температура протонов достигала 0.5 и 100 МК соответственно (энергии протона в 44 эВ и 9.9 кэВ). Явление локализовано вблизи перетяжки (рис. 4). «Взрыв скорости» имел место, когда разнополярные области находились одна под другой, его не было при расположении областей рядом на одной высоте, так как плазма, уплотняясь вблизи перетяж-

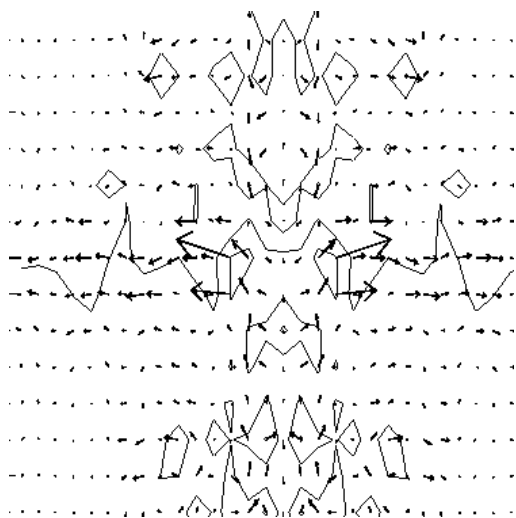


Рис. 4. Взрыв скорости в начале своего развития (в момент времени, соответствующий полупику на рис. 3), представленный векторами скорости v и линиями уровня величины B вблизи центральной точки области, изображенной на рис. 1. Нейтральная линия $B = 0$ тянется через весь рисунок слева направо (зубчатая линия). Вдоль этого направления бьют как обычные, коллинеарные току струи пинча (векторы умеренной величины), так и скоростные потоки, возникшие при скоростном взрыве (большие векторы). Видно, что последние связаны с градиентом магнитного давления.

ки, начинала тонуть и вываливалась вниз. Мы наблюдали его в случае частичной сбалансированности газового и магнитного давлений в начальный момент (несбалансированная часть магнитного поля превышала сбалансированную в два раза), при полном отсутствии такого баланса давлений он не происходил. Этот результат, по-видимому, тоже соответствует лабораторным данным. В самом деле, взрыв скорости напоминает появление пучка быстрых дейтериевых ионов, создающих «нетермоядерные» нейтроны в лабораторном Z-пинче; для увеличения их выхода применяется прием последовательного включения батарей — сначала батареи меньшей мощности «для образования частично стабилизированного пинча перед включением высоковольтной батареи» [7].

В условиях хромосферы частичная сбалансированность полей, очевидно, не является чем-то исключительным. Она проявится, например, когда две магнитные трубки с противоположным полем окажутся рядом друг с другом на излете всплывания; когда «свежее», еще не успевшее сбалансироваться, магнитное поле попадает в область «старого», и т.п. В подобных случаях можно ожидать описанного «взрыва скорости». Однако полученные здесь значения резко увеличенной кинетической температуры протонов имеют лишь ориентировочный характер. Явление взрыва скорости характеризуется резкими пространственными градиентами, поэтому ее пиковые значения должны уменьшиться, а обычная температура возрасти при учете газовой вязкости в уравнениях.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 12-02-00792-а).

Литература

1. Carlsson M. In: The Physics of Solar Chromospheric Plasmas, 49, 2007.
2. Брушлинский К.В. и Морозов А.И., Вопросы теории плазмы, **8**, 88, 1974.
3. Kshevetskii S.P., Gavrilov N.M. Journ. Atmos and Solar-Terr. Physics., 67, p. 1014, 2005.
4. Алексеева Л.М., Кшевецкий С.П. Астрофиз. бюлл., **66**(1), 76, 2011.
5. Бурцев В.А., Грибков В.А., Филиппова Т.И. Итоги науки и техники. Физика плазмы. 2, 80, 1981.
6. Haines M.G. Plasma Physics and Controlled Fusion, 53(9), 093001, 2011.
7. Hagerman D.C., Mather J.W. В сб. «Управляемый термоядерный синтез», 35, 1958.

ТОПОЛОГИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ И ИЗЛУЧЕНИЕ КОРОНЫ В СОЛНЕЧНОМ ЦИКЛЕ

Бадалян О.Г., Лившиц М.А.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова, Троицк, Москва, Россия, maliv@mail.ru*

THE TOPOLOGY OF MAGNETIC FIELDS OF ACTIVE REGIONS AND THE CORONAL EMISSION OVER AN ACTIVITY CYCLE

Badalyan O.G., Livshits M.A.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,
142190 Troitsk, Moscow, Russia, maliv@mail.ru*

During the past solar minimum, one could observe a few centers of activity with potential magnetic field in the corona. The temperature at such currentless sources does not exceed 2 MK. Their microwave emission is weak, and the polarization is absent. At the rise of the cycle, the bipoles begin to interact generating large active regions and complexes of activity. It is shown that the correlation between the brightness of the coronal green line and the intensity of magnetic fields of the corresponding scales is significantly high until very complicated active complexes arise.

Введение

В рамках общей работы, посвященной эволюции активных областей (АО), было изучено самое начало их развития в короне и роль магнитных полей в этих процессах. Некоторые авторы связывали многие явления в АО с протеканием там электрических токов. Обсуждается также их возможная роль в нагреве короны. Прямая регистрация токов в солнечной короне невозможна. Поэтому мы постарались отобрать случаи, когда токи в АО отсутствовали. В прошедшие минимумы циклов этого сделать не удалось, вероятнее всего, по той причине, что в примыкающих к АО участках существовали небольшие ядра противоположной полярности. Это проявлялось также в том, что фон мягкого рентгеновского излучения, например, в канале 1–8 А спутников GOES превышал 10^{-7} Вт м⁻². В прошедший, очень глубокий минимум солнечной активности удалось провести современные многоволновые наблюдения нескольких слабых АО, и есть основания полагать, что их магнитная конфигурация в короне была потенциальной, т.е. токи там отсутствовали.

Топология АО типа “простого биполя”

В 2007–2008 гг. наблюдалось несколько небольших центров активности с магнитным полем в виде “простого биполя”. Одно или два небольших пятна могли существовать в его основаниях. По магнитным картам, например, MDI, можно было вычислить ход силовых линий потенциально-

го магнитного поля. Для многих АО результат сравнения хода силовых линий с петлями, наблюдавшимися на TRACE, приведен на сайте <http://www.lmsal.com/forecast/TRACEview/>. Один из примеров для области 20.06.2008 приведён на рис. 1. В этом случае весьма точное совпадение силовых линий с петлями свидетельствует о близости магнитной конфигурации к потенциальной. Отметим, что такая ситуация возникает только при очень спокойном состоянии окружающего фона – при существовании на диске 20.06.2008 единственной АО 10999 рентгеновский фон в мягком канале GOES'a был ниже $10^{-8} \text{ Вт м}^{-2}$.

Эта область подробно изучена в работе Testa et al. [1], где показано, что основная дифференциальная мера эмиссии DEM имеет максимум около 1.5 МК, и только иногда возникает небольшое количество плазмы с температурами несколько МК. Доминирование в DEM в максимуме при $T = 1\text{--}2$ МК над более высокотемпературным является характерной чертой “бестоковых” АО. В таких группах лишь иногда развиваются транзитные явления, сопровождающиеся бóльшим нагревом плазмы [2].

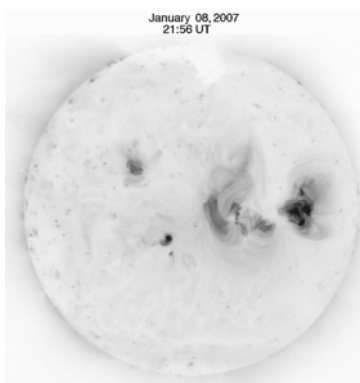
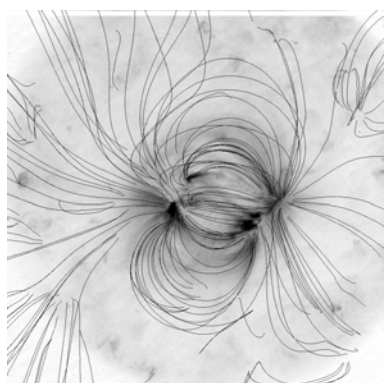


Рис. 1. MDI магнитограмма и ход силовых линий в короне для АО 10999.

Рис. 2. XRT изображение Солнца 8 января 2007 г. <http://xrt.cfa.harvard.edu/data/>.

Еще два типичных случая небольших АО иллюстрируются на рис. 2. В западной части диска видны группы 10935 и 10933. Первая, большей площади, представляет собой систему петель, связанную с большим пятном. Эта АО была очень устойчивой и не изменялась значительно за время прохождения по диску. В группе 10933 8 января 2007 г. произошло всплытие нового магнитного поля, и возник дополнительный очаг противоположной полярности. Это усложнение магнитной конфигурации привело к увеличению яркости и появлению горячей плазмы ($T = 3\text{--}4$ МК). Об этом свидетельствует как приводимое на рис. 2 изображение XRT Hinode (с Al-фильтрами), так и снимки EIT/SOHO в диапазоне 284 Å. Микроволновые наблюдения этих источников в 2008 и 2007 гг. обсуждаются в [3]. В частности, показано, что источник АО 10999 является очень слабым, и круговая поляризация излучения фактически отсутствует. В спокойной группе 10935 доминирует источник над пятном, а усложнение топологии магнитной конфигурации уже сопровождается повышением интенсивности и поляризации микроволнового излучения.

Большие центры активности все чаще стали рассматривать как совокупность простых диполей. По наблюдениям полного вектора поля можно вычислить в таких АО положение сепаратрис и выяснить условия, при которых возникает существенный нагрев плазмы вблизи них (см. рис. 5 и 9 в [4]). Вероятнее всего, нагрев плазмы здесь связан с диссипацией токов и слабыми нестационарными процессами типа микровспышек. В результате большие массы газа нагреваются вплоть до 8–10 МК. Эти источники уже близки к системам постэруптивных петель.

В последнее время удается представить себе пространственное распределение областей, занятых горячей и более холодной плазмой. Это есть результат трехмерного численного моделирования (рис. 1 в [5]). Горячий источник простирается до высот около 30 тыс. км и располагается в центральной части; он окружен более холодным газом. Холодная плазма светится и близ оснований петель на периферии источника, в то время как горячая – в центре его. Основное свечение возникает в низких плотных петлях, а горячий источник простирается существенно выше.

Развитие комплексов активности

Поскольку такие сложные источники возникают на фазе роста цикла активности, мы попытались понять, с каким масштабом магнитного поля они связаны. Для исследования количественной связи между яркостью зеленой корональной линии 530.5 нм Fe XIV и напряженностью магнитного поля в короне была вычислена кросс-корреляция соответствующих синоптических карт за период 1977–2001. Карты распределения яркости зеленой линии построены по данным патрульных наблюдений ряда корональных станций в единой фотометрической системе. Расчеты напряженности магнитного поля в короне проведены в потенциальном приближении для расстояния 1.1 радиуса Солнца на основе наблюдений на уровне фотосферы Wilcox Solar Observatory.

В стандартных расчетах магнитное поле представляется как сумма 10 сферических гармоник (“полное” магнитное поле). Отдельно также были выполнены расчеты магнитных полей при суммировании гармоник – с 0 по 3-ю и с 4 по 9-ю. Условно будем их называть полями больших и малых масштабов, соответственно. Наблюдательные данные по зеленой линии и рассчитанное магнитное поле были усреднены за 6 последовательных кэррингтоновских оборотов со сдвигом в 1 оборот. Карты, построенные по таким сглаженным данным, позволяют проследить крупномасштабные долгоживущие образования в короне на высоте свечения зеленой линии.

На рис. 3 представлен коэффициент корреляции между яркостью линии и напряженностью магнитных полей малых масштабов в широтной зоне 10°–20°. Показан коэффициент k и его долговременные изменения. Они получены методом фильтрации: ряд из n значений функции разлагается в ряд Фурье из $n/2$ гармоник, а затем проводится свертка по меньшему

числу гармоник. Здесь свертка отсекает гармоники с периодами менее 5 лет. Рис. 3 показывает, что значительный коэффициент корреляции наблюдается на ветви роста цикла активности вплоть до времени возникновения очень сложных активных комплексов.

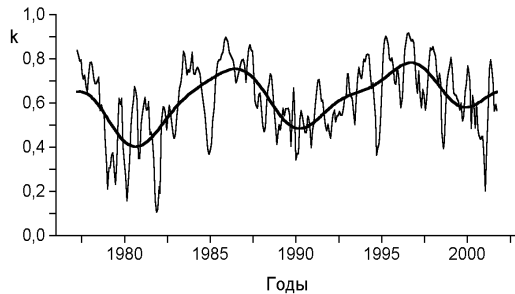


Рис. 3. Коэффициент корреляции яркости зеленой линии и напряженности магнитных полей малых масштабов (тонкая линия). Жирная линия – долговременные изменения.

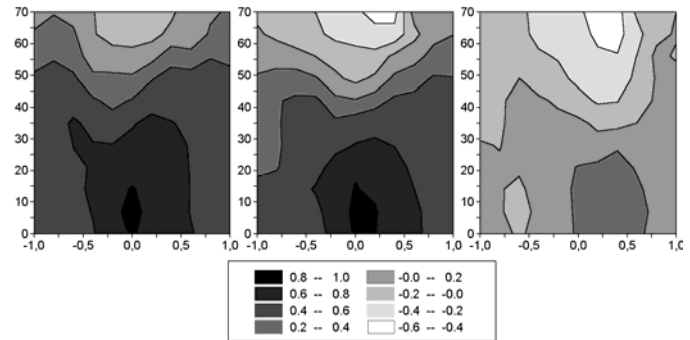


Рис. 4. Карты распределения коэффициента корреляции в зависимости от фазы цикла (абсцисса) и широты (ордината). В центре – корреляция с полным магнитным полем, слева и справа – с полями малых и больших масштабов.

На рис. 4 приведены карты пространственно-временного распределения коэффициентов корреляции между напряженностью магнитных полей различных масштабов и яркостью зеленой линии. Фаза цикла рассчитана как $\Phi = (\tau - m)/(|M - m|)$, где τ – текущий момент времени, M и m – моменты ближайших максимума и минимума 11-летнего цикла соответственно. Как видно из рис. 4, в зоне пятнообразования коэффициенты корреляции всегда положительны. Они достигают наибольших значений в минимуме активности и значительно уменьшаются к максимуму. В этой широтной зоне корреляция яркости зеленой линии с напряженностью полного магнитного поля (карта в центре) схожа с корреляцией с напряженностью полей малых масштабов (карта слева). Именно поля малых масштабов, в основном, определяют здесь светимость зеленой линии. Масштаб этих полей соответствует размерам больших активных областей и комплексов активности [6].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 11-02-00264.

Литература

1. Testa P., Reale F., Landi E., et al. // 2011, *AphJ*, **728** (1), article id. 30 (12pp).
2. Warren H.P., et al. // 2007, *PASJ*, **59**, No. SP3, pp. S675-S681.
3. Григорьева И.Ю., Просоветский Д.В. // 2012, Настоящий сборник.
4. Lee J.-Y. et al. // *AphJ*, 2010. **723** (2), pp. 1493-1506.
5. Testa P. et al. // 2012. *AphJ*, **758** (1), article id. 54.
6. Бадалян О.Г. // 2013, *Астрон. журн.* (в печати).

НЕСОВПАДЕНИЕ ЭКСТРЕМУМОВ ПРОФИЛЕЙ СТОКСА КРУГОВОЙ И ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ И ПОЛОЖЕНИЙ КОМПОНЕНТ РАСЩЕПЛЕНИЯ МАГНИТОАКТИВНЫХ ЛИНИЙ

Баранов А.В.

Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН, Уссурийск, Россия

MISMATCH BETWEEN STOKES PROFILES EXTREMA OF THE CIRCULAR AND LINEAR POLARIZATION AND POSITIONS OF SPLITTING COMPONENTS OF THE MAGNETOACTIVE LINES

Baranov A.V.

Ussuriysk Astrophysical Observatory of FEB RAS, Ussuriysk, Russia

From Unno's formulae the expressions for values of u - the distance between the position of σ -component and the position of the extremes of the profiles rV -circular and rQ -linear polarization were found. We studied the extent to which the formulas reflect the real picture for the real solar atmosphere and really changing the parameters of H and lines.

Were studied:

Relationship of extremes rQ -and rV -profiles with H for the line Fe I 630.25 nm. Relationship of the position of the extrema rQ -and rV -Stokes profiles with respect to line center and velocity of microturbulence. Relationship of extremes rQ -and rV -sections relative to the centers of lines and H for 14 magnetoactive lines and for three umbral models. Relationship of extremes rQ -and rV -profiles with respect to σ -components.

There is no unambiguous dependence between u and the line parameters or H in the real atmosphere.

Из формул Унно нами [1–3] получены простые соотношения, полезные при анализе профилей круговой r_V и линейной r_Q поляризации магнитоактивных линий ($v = \Delta\lambda/\Delta\lambda_D$, $\Delta\lambda$ – расстояние от центра линии, $\Delta\lambda_D$ – доплеровская полуширина, η_0 – отношение коэффициента селективного поглощения в центре линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре, H – напряженность поля). При значительных, $\Delta\lambda_H > \Delta\lambda_D$ расщеплениях, величины $r_V = (1/(1 + \eta_l) - 1/(1 + \eta_r))/2$. В продольном поле формулы, определяющие значения η_l и η_r имеют вид (обозначения общепринятые [4]):

$$\eta_p = \eta_0 * \exp(-v^2), \quad \eta_l = \eta_0 * \exp(-(v - v_H)^2), \quad \eta_r = \eta_0 * \exp(-(v + v_H)^2).$$

Сделаем замену переменной $v = v_H + u$ и, полагая $v_H \gg u$ в уравнении для r_V , после преобразований имеем, что сильные линии имеют экстремумы r_V -профилей, смещенные от центров линий относительно положения компонент расщепления на величину u , которую можно найти из формулы

$$u * \exp(-u^2) \approx (1 + \eta_0)^2 * 2 * v_H * \exp[-(2 * v_H)^2]. \quad (1)$$

В поперечном поле r_Q -профили определяются как $r_Q = [1/(1 + \eta_p) - 1/(1 + (\eta_r + \eta_i)/2)]/2$. Можно найти, что экстремумы r_Q -профилей смещены относительно положения компонент расщепления на величину u , равную

$$u * \exp(-u^2) \approx (1 + \eta_0/2)^2 * 2 * v_H * \exp(-v_H^2). \quad (2)$$

Обращает на себя внимание выраженная зависимость величин u от η_0 .

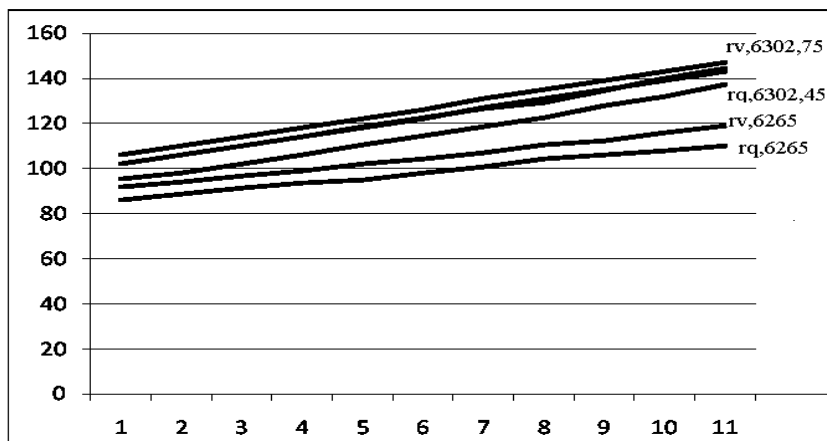


Рис. 1. Связь u линии Fe I 630.25 nm экстремумов r_Q - и r_V -профилей и H (по оси абсцисс число 1 соответствует $H = 2000$ Э, число 11 – 3000 Э, одно деление соответствует 100 Э) при $\gamma = 45^\circ$ и 75° . Нижние линии – положения r_Q - и r_V -экстремумов профилей линии Fe I 626.51 nm при $\gamma = 75^\circ$ (нижняя линия показывает значения r_Q -профиля). По оси ординат даны расстояния r_Q - и r_V -экстремумов от центров линий в мÅ.

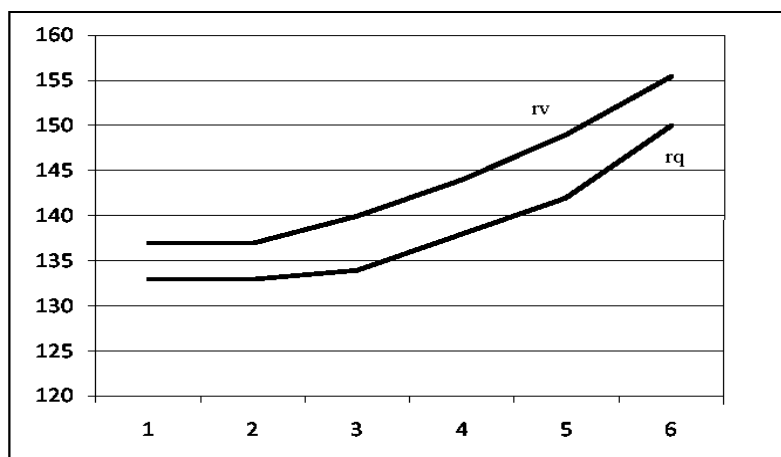


Рис. 2. Связь между скоростью микротурбулентности и экстремумами r_Q - и r_V -профилей линии Fe I 630.25 nm (по оси абсцисс деления соответствуют 0.5 км/сек). Нижняя линия показывает значения r_Q -профиля. По оси ординат даны расстояния r_Q - и r_V -экстремумов от центров линий в мÅ. Расчет выполнен для $H = 2860$ Э, $\gamma = 60^\circ$.

Важно знать, в какой мере формулы Унно отражают картину для реальной солнечной атмосферы и реально меняющихся параметров H и линий.

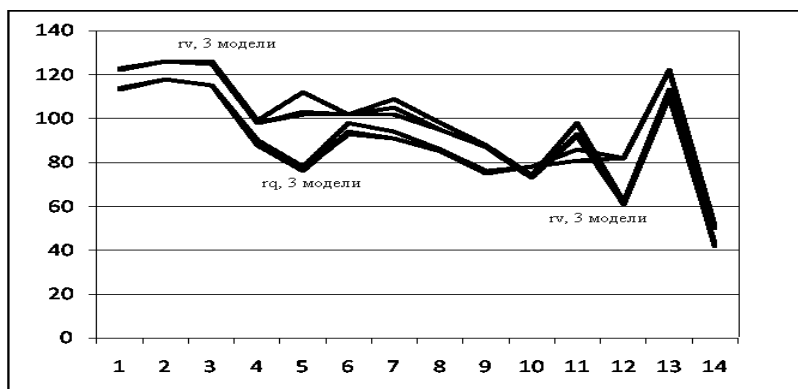


Рис. 3. Сравнение расстояния от центров линий экстремумов r_Q - и r_V -профилей и H по 14 магнитоктивным линиям (табл. 1) и трем моделям солнечных пятен: Книра, Стельмахера-Вири и Цваана [4]. Ряды 1–3 показывают положение экстремумов r_Q - профилей. Ряды 4–6 показывают положение экстремумов r_V -профилей. По оси ординат приведены расстояния r_Q - и r_V -экстремумов от центров линий в $m\text{Å}$. $H = 2400 \text{ Э}$, $\gamma = 60^\circ$. Следует отметить очень хорошее совпадение (как правило $\sim 1\%$) расстояния r_Q - и r_V -экстремумов от центров линий для всех моделей.

Таблица 1.

Эл-т	λ_i , нм	E_i , эВ	$Lg(gf)_i$	h_i	h_{ip}	g_i
Fel	621.34	2.22	-2.58	-125	-306	2
V1	621.38	0.30	-1.84	-110	-192	1.495
Fel	621.93	2.20	-2.39	-140	-326	1.667
Fel	623.26	3.65	-1.22	15	-258	2
Fel	626.51	2.18	-2.57	-130	-316	1.583
Fel	627.02	2.86	-2.64	-15	-224	0.5
Fel	628.06	0.86	-4.37	-110	-304	1.45
Fel	629.10	4.73	-0.69	10	-192	1.5
Fel	629.78	2.22	-2.74	-110	-300	1.0
Fel	630.15	3.65	-0.56	-205	-286	1.667
Fel	630.25	3.69	-1.14	-80	-264	2.5
Fel	632.27	2.59	-2.37		-285	1.5
Cr1	633.01	0.94	-2.49		-202	1.833
Fel	633.68	3.69	-0.75		-283	2

В табл. 1 приведены: элемент, длина волны линии, потенциал возбуждения ее нижнего уровня, силы осцилляторов, глубина образования линии в тени пятна и в фотосфере, эффективные факторы Ланде. При расчетах использованы данные атомных параметров из [6–7].

Для 12 спектральных линий железа, одной линии ванадия и одной – хрома (данные о них приведены в табл.1), расположенных в диапазоне $\lambda\lambda$ 621,3–633,7 нм, выполнены решения уравнений переноса излучения. Использована модель солнечного пятна Книра. Расчет велся для значений H от 2400 до 2800 Э, углы наклона силовых линий брались от 45° до 75° .

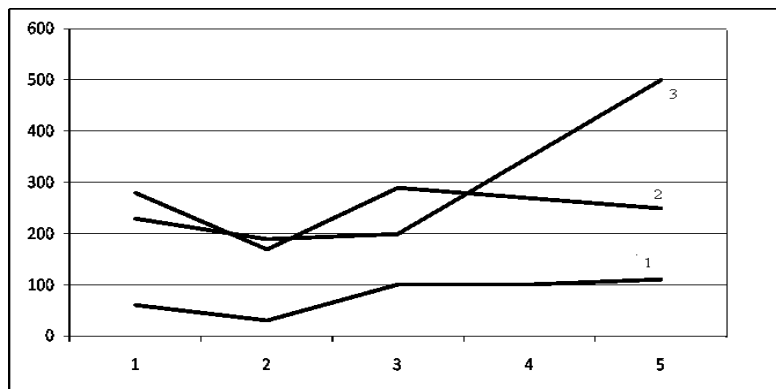


Рис. 4. Связь расстояния от центров σ -компонентов триплета (Fe I 630.25 нм, ряд 1) и 2 сложных линий (Fe I 623.26 и Cr I 633.01 нм, ряды 2 и 3) экстремумов r_Q и r_V -профилей (ось ординат, данные в мÅ) и H (по оси абсцисс 1 соответствует $H = 2400$ Э, 5 – 2800 Э).

Мы видим, что нет однозначных зависимостей u от того или иного параметра на приведенных рисунках. Основных причин четыре.

1. Недоучет особенностей расщепления магнитоактивных линий.
2. При аппроксимации функции Фойгта использовано выражение из [5], обеспечивающее точность расчета только $\approx 1\%$.
3. Программа расчета выполнена для расщеплений в долях $\Delta\lambda_D$. Шаг при расчете составлял 3.25 мÅ и неточности $\sim 1-2$ мÅ могут иметь место.
4. Для большинства спектральных линий условие $v_H \gg u$ не выполняется из-за их относительно небольшого расщепления в магнитном поле.

Работа выполнена при поддержке грантов ДВО РАН 12-I-0-02-038, 12-II-0-02-006, 12-III-A-02-01.

Литература

1. Баранов А.В. Поведение экстремумов профилей Стокса магнитоактивных линий в спокойной солнечной фотосфере // Солнечно-земная физика. Изд-во СО РАН. Вып.8. 2005. С.38–39.
2. Баранов А.В., Григорьев В.М. Особенности поведения магнитоактивных линий со сложным расщеплением и проблема интерпретации по ним магнитного поля // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 2006. С.5–12. (Тр. УАФО, т. 9, вып. 9).
3. Баранов А.В. Некоторые особенности поведения экстремумов профилей Стокса магнитоактивных линий в фотосфере Солнца // Труды XV Пулковской международной конференции по физике Солнца. СПб. 3–7.10.2011 г. С.105–108.
4. Обридко В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М.: Наука. 1985. С. 256.
5. Dobrichev V. A simple one per cent approximation of the Voigt function // COMPTES RENDUS de l'académie bulgare des sciences. 1984. Tome 37, №8. P. 991–993.
6. <http://kurucz.harvard.edu/linelists.html>
7. <http://www.astro.uu.se/~vald/php/vald.php>

АНОМАЛЬНОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ЛИНИЙ V I λ 6058.1 Å и λ 6111.6 Å В СПЕКТРЕ ТЕНИ КРУПНОГО СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА

Баранов А.В., Можаровский С.Г.

Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН, Уссурийск, Россия
sw@newmail.ru

THE ANOMALOUS SPLITTING OF THE V I λ 6058.1 Å и λ 6111.6 Å LINES IN THE SPECTRUM OF THE BIG SUNSPOT

Baranov A.V., Mozharovsky S.G.

Ussuriysk Astrophysical Observatory of FEB RAS, Ussuriysk, Russia
sw@newmail.ru

On the spectrograms of sunspot we observed two lines of vanadium – V I 6058.13 Å and 6111.64 Å with an unusual splitting. Line V I 6058 Å has five components of the splitting instead of four, and the line V I 6111 Å -has four instead of two as it should have according to the theory. The splitting of the lines V I at 5 and 4 component can be explained by assuming that the Lande factor G of the lower level of these lines is not equal to 0, but to $-4/3$. The calculation explains the picture for the vanadium lines but only in case, when angle between field vector and line of sight differ on 45° with same for comparison triplet Ti I 6064.6 Å.

An attempt was made to describe the apparent splitting of the lines' effect on the anomalous dispersion. But it does not lead to the desired result.

Another possibility to explain the situation - a crossover-effect. However, the smaller the g is, the stronger the profiles of the Stokes line must be distorted, which is not observed. For these conditions the comparison to the lines of one element with different g is needed.

На спектрограммах крупного пятна в области длин волн 6056–6180 ÅÅ отмечено две линии ванадия – V I 6058.13 Å и 6111.64 Å с необычным расщеплением. Серия снимков получена 13.05.1985 г. для пятна № 26 СД. Наблюдения проведены фотографически без анализаторов поляризации.

Наши наблюдения, как и данные Бурмана [7], показывают отличия картины расщепления этих линий от теоретических. Линия V I 6058 Å имеет пять компонент расщепления вместо четырех, а линия V I 6111 Å – четыре вместо двух. Величина расщепления компонент оценивалась по линии Ti I 6064.6 Å ($g = 2.0$).

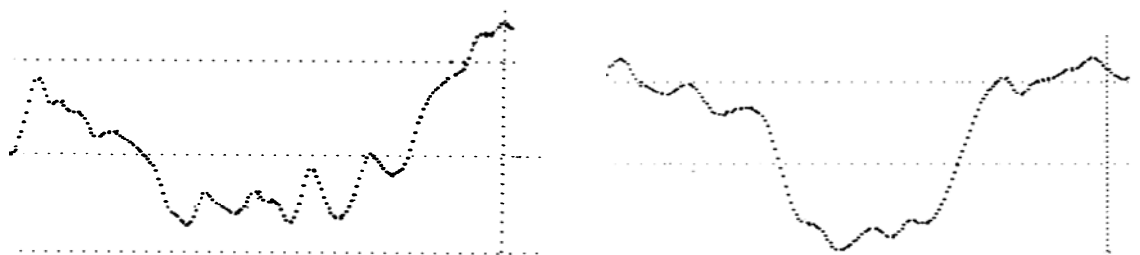


Рис. 1. Слева – профиль интенсивности τ_1 линии V I 6058 Å, справа – линия V I 6111 Å.
Шаг сетки по X равен 20 мÅ.

Если посчитать профили указанных линий, добившись максимального соответствия линии Ti I 6064 Å (на рис. 2 – тонкая линия) между фотометрией и расчетом, которые достигаются при $N = 3100$ Э и $\gamma = 15^\circ$, то имеем несоответствие теоретического и наблюдаемого расщеплений линий.

Рассмотрим возможные варианты объяснения наблюдаемого эффекта.

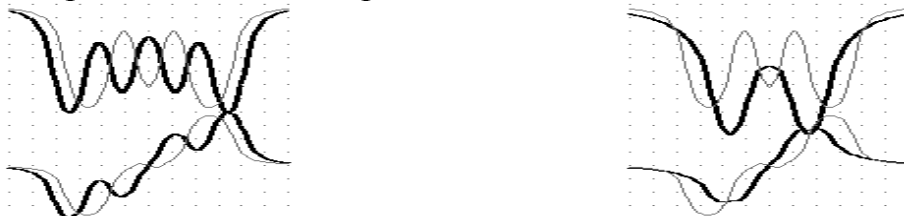


Рис. 2. Расчетные профили интенсивности (сверху), и круговой поляризации (снизу). Слева линия V I 6058 Å, справа – V I 6111 Å, обе на фоне профилей Ti I 6064 Å. Шаг по X 40mÅ.

1. Расщепление рассмотренных линий ванадия на 4 и 5 компонент можно объяснить, если предположить, что G_{Low} – Ланде фактор нижнего уровня $a^4D_{1/2}$ равен не нулю, а $-4/3$.



Рис. 3. Построен по тому же принципу, что и рис. 2. $N = 3100$ Э, $\gamma = 60^\circ$.

Расчет при $N = 3100$ Э и $\gamma = 60^\circ$ показывает правдоподобную картину (Рис. 3.) для линий ванадия. Но по хорошо изученной линии Ti I λ 6064 Å $\gamma = 15^\circ$. Изменение угла γ на 45° говорит о том, что положения π - и σ -компонент оказываются каким-то образом перепутаны, если следовать предположению $G_{Low} = -4/3$.

2. Чтобы выяснить закономерности, при которых возникает аномалия расщепления, использован атлас спектра тени Харви [9]. Рассмотрены другие линии, имеющие тот же самый или аналогичный по конфигурации нижний уровень перехода. В линиях другого элемента – Mn I $\lambda\lambda$ 4257.66 Å и 4284.09 Å аномалий расщепления не наблюдается. Также не наблюдается аномалий у линии V I λ 8144.56 Å с верхним уровнем $(4F)_{sp} z4D_{3/2}$. Зато у линий с тем же нижним уровнем и с верхними уровнями $(5D)4p y4D_{3/2}$ и $D_{1/2}$ V I $\lambda\lambda$ 5604.93 и 5626.02 Å аномалии наблюдаются. Видимая структура V I λ 5604 Å совпадает со структурой V I λ 6058 Å, только сжата пропорционально g_{Eff} . Линия V I λ 5626 Å теоретически является нерасщепленной, а на деле видны три одинаковых компоненты, ко-

торые не показывают признаков круговой поляризации, и похоже, что их расщепление не зависит от величины поля.

Таким образом, все 4 линии V I с нижним уровнем $(5d)4s a^4 D_{1/2}$ и верхним уровнем, обозначение которого начинается с $(5D)4p$, показывают аномальную структуру расщепления. Она не укладывается ни в какие теории и, исходя из анализа лабораторных факторов Ланде G уровней, не может быть объяснена отклонениями от LS- связи. Привлечение 4-х линий исключает возможную ошибку идентификации, которая возможна при массовых измерениях структур линий [10].

3. Сделана попытка объяснить наблюдаемое расщепление линий влиянием аномальной дисперсии [2, 4, 6, 11]. Для изучаемых линий выполнен ряд расчетов, целью которых было найти, при разумных значениях параметров поля и среды, в которой линии образуются, максимальные проявления аномальной дисперсии.

Или, говоря несколько другими словами, искался максимум инверсии r_V -профилей в области длин волн, близкой к положению π -компонента данной линии, имеющей сложное расщепление.

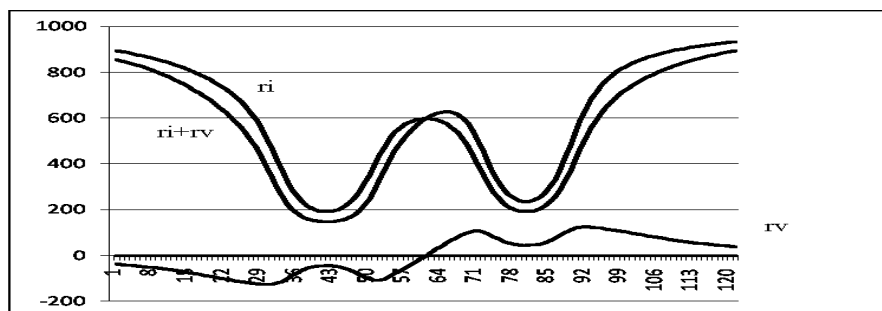


Рис. 4а. Профили Стокса линии V I 6011 \AA r_i и r_v . Профиль r_Q для линии совпадает с линией абсцисс. По оси абсцисс даны номера пикселей (1 пиксел – 4 m\AA), по оси ординат – интенсивность непрерывного спектра в тысячных долях. Приведена сумма r_i и r_v -профилей. Принятые при расчете параметры: модель пятна Цваана [12], $\cos\theta = 0.7$, $H = 3000 \text{ \AA}$, $\gamma = 45^\circ$, микротурбулентная скорость $V_{mi} = 0.5 \text{ км/сек}$. Глубина «ямок» на r_v -профилях достигает 7.3%, или амплитуда инверсии r_v -профилей $\approx 3.6\%$.

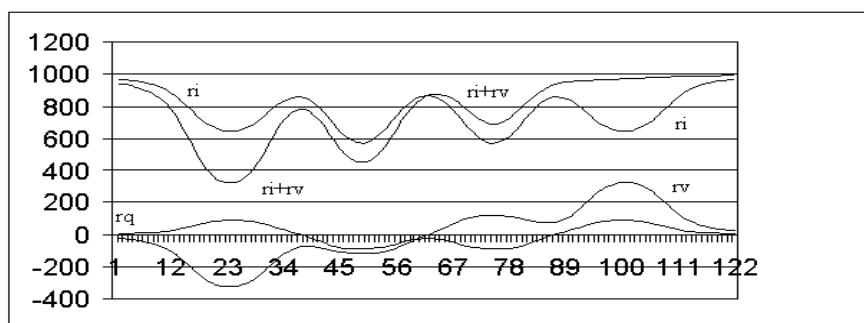


Рис. 4б. Профили Стокса линии V I $\lambda 6058 \text{ \AA}$. Обозначены те же величины, что и на рис. 7а. Принятые при расчете параметры: $\cos\theta = 0.7$, $H = 3500 \text{ \AA}$, $\gamma = 40^\circ$, микротурбулентная скорость $V_{mi} = 0.5 \text{ км/сек}$. Глубина «ямок» на r_v -профилях оценить трудно, но, качественно, амплитуда инверсии r_v -профилей $\geq 2\%$.

Видно, что попытка объяснить наблюдаемое расщепление линий влиянием аномальной дисперсии не приводит к желаемому результату.

4. Еще возможность объяснить ситуацию – кроссовер-эффект. Эффект был открыт при изучении звездных спектров и присутствует в спектре Солнца как звезды, т.е. является общей особенностью фотосфер звезд.

Однако и здесь есть определенные трудности. Чем меньше фактор Ланде используемой линии, тем сильнее (при сложении профилей линии, образующихся в разных элементах с разной лучевой скоростью) должны быть искажены наблюдаемые профили Стокса этих линий, чего нет.

В этих условиях, как нам кажется, необходимо сравнение профилей Стокса линий одного элемента (лучше даже одного мультиплета), имеющих заметно разные факторы Ланде или особенности структур расщепления, позволяющие явным образом разделить воздействие на суммарные профили линий элементов с разным полем и разными лучевыми скоростями (и разными физическими условиями в компонентах). Линии ванадия в диапазоне длин волн $\lambda\lambda$ 6056–6300 Å пригодны для подобного анализа.

5. Проведен анализ влияния сверхтонкой структуры расщепления линий ванадия на основе данных, имеющих в таблицах Куруча [8]. Если данные об СТС интересующих нас линий в этих таблицах верны и полны, то СТС не может объяснить аномалии расщепления. Значит надо искать какой-то иной, необычный механизм, объясняющий аномалию.

Однако линия $V I \lambda$ 5626 Å отчетливо показывает расщепление на 3 компоненты немагнитной природы, хотя, согласно [8], у неё нет СТС компонент. А линия $V I \lambda$ 6111 Å по нашим наблюдениям (см. Рис.1) имеет интервалы между пиками 50, 80 и 50 mÅ, а расстояние между двумя компонентами СТС равно 40 mÅ, что между собой никак не стыкуется. Из этого следует, что, возможно, данные [8] не полны или содержат ошибки.

Работа выполнена при поддержке грантов ДВО РАН 12-I-0-02-038, 12-II-0-02-006 и 12-III-A-02-011.

Литература

1. Баранов А.В. // 1975. Солнечные данные, №5, с.77–82.
2. Баранов А.В., Можаровский С.Г. // 2010. Изв. КрАО, т.106, №16, с.235–238.
3. Grigorjev V.M., Katz J.M. // 1972. Solar Phys., v.22, p.119–128.
4. Демкина Л.Б., Обриджко В.Н. // В кн.: Физика солнечных пятен, М.: Наука, 1976. с.58–62.
5. Можаровский С.Г. // 1992. АЖ. т.69, с.368–376.
6. Рачковский Д.Н. // 1962. Изв. КрАО, т.28, с.259–270.
7. Buurman J. // 1974. Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 1974. v.15, №1, p.35–47.
8. Kurucz R. <http://kurucz.harvard.edu/LINELISTS/GFHYPERS100/>
9. Harvey J.W. <ftp://vso.nso.edu/pub/polatlas/>
10. Moore C.E., Minnaert M.G.J., Houtgast J. The solar spectrum from 2935 Å to 8770 Å // Second revision of Rowland's preliminary table of Solar spectrum wavelengths. Washington, 1966. 349 p.
11. Wittmann A. // 1971. Solar Phys., v.20, №2, p.365–368.
12. Zwaan C. // 1974. Solar Phys., v.37, p.99–111.

ЭВОЛЮЦИЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ NOAA 11101 ПО ДАННЫМ SDO/HMI

Беневоленская Е.Е., Кузнецова М.А.

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Санкт-Петербург, 196140, Россия*

EVOLUTION OF THE ACTIVE REGION NOAA 11101 FROM THE SDO/HMI DATA

Benevolenskaya E.E., Kuznetsova M.A.

Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St.-Petersburg

In this paper we have presented the results of the detailed investigation of the solar active region NOAA 11101 during 10 days from 26 August 2010 to 4 September 2010 using magnetic data of the line-of-sight component of the magnetic field and intensitygrams in continuum with 720 sec cadence. We have obtained areas, the positive, negative, signed and total fluxes for umbra and penumbra. It is found that the positive magnetic flux appears inside the 'negative' umbra near the solar limb due to the projection effect (JHarvey effect).

Wavelet analysis shows strong periodicities (about 20 and 10 hours) increased to the solar limb, which are very close to the daily harmonic and first subharmonic.

Введение

Активная область NOAA 11101 представляет собой биполярную область, в которой последующая часть магнитного потока замыкается на факельные площадки (f-пятно отсутствует). В континууме хорошо видна ведущая часть магнитного потока в виде изолированного пятна (p-пятно) с координатами N12E61 ($\phi \sim -60^\circ$) в момент начала выборки. В течение всей выборки (10-ти дней) пятно переместилось с восточного лимба на западный лимб. Согласно закону Хейла это пятно должно быть отрицательной полярности в текущем 24 цикле солнечной активности. Используя данные космической обсерватории 'Solar Dynamics Observatory' мы исследовали эволюцию p-пятна (тени и полутени) в зависимости от положения на солнечном диске.

Анализ данных

Мы использовали однородные данные магнитного поля и изображения активной области в континууме, измеренные инструментом 'Heliospheric & Magnetic Imager' (Scherrer et al., 2012) на борту космической обсерватории 'Solar Dynamics observatory' (W. Pesnell et al., 2012).

Магнитные данные представлены в виде компоненты магнитного поля по лучу зрения ($B_{||}$) и изображения Солнца в континууме ($\lambda = 6173.0\text{\AA}$) с временным интервалом 720 секунд. Это изображения Солнца в виде «fits» формата размером 4096 на 4096 значений. Каждое изображение автоматиче-

чески преобразовывалось в Кэррингтоновскую систему координат. И как результат, были получены фрагменты синоптических карт, с изображением активной области с разрешением 0.1 градуса по долготе и 0.001 по синусу широты относительно центра активной области (Рис. 1а, с). Были вычислены следующие характеристики данной области для тени и полутени, соответственно. Это – размеры, координаты центра масс, среднее магнитное (по лучу зрения и радиальное) поле, общий магнитный поток, чистый магнитный поток, положительный и отрицательный магнитные потоки.

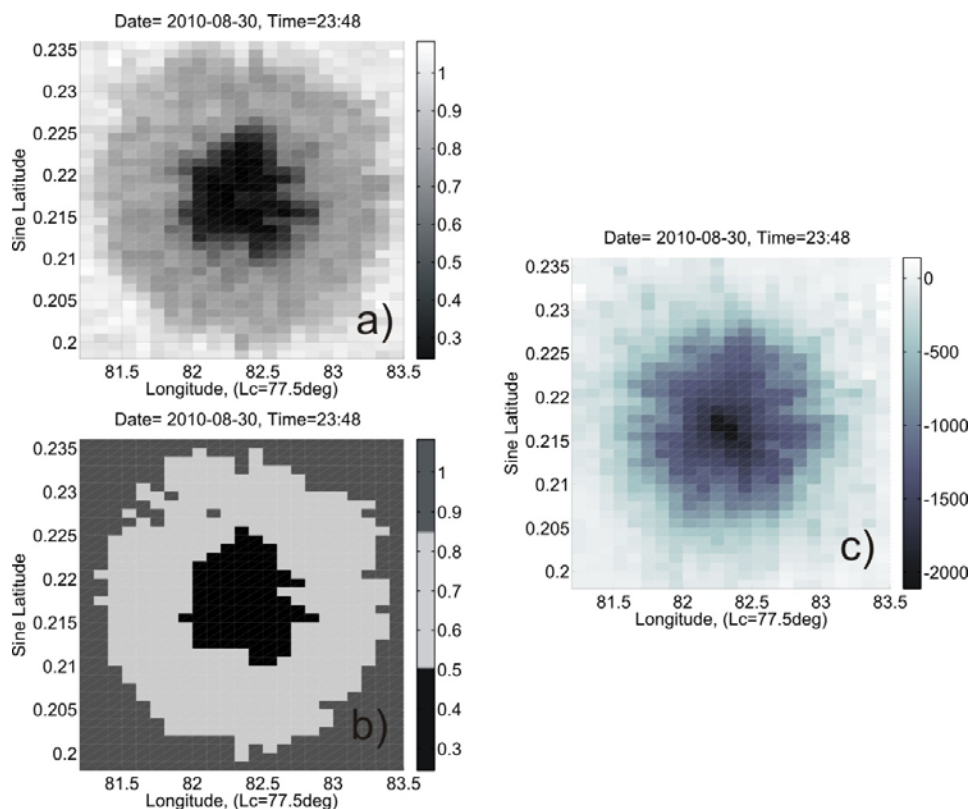


Рис. 1. Изображения активной области NOAA 11101 в континууме (а) и распределение магнитного поля по лучу зрения в гауссах (с). Тень пятна обозначена чёрным, а полутень – светло-серым (b).

На краю западного лимба наблюдался эффект частичного изменения полярности тени пятна (Эффект Джека Харви).

Результаты

На рисунке 2 представлено поведение положительного и отрицательного магнитных потоков внутри тени солнечного пятна. В среднем за время эволюции активной области общий и отрицательный магнитные потоки уменьшились по величине для центральной части пятна (области тени). Появления небольшого положительного магнитного потока вызвано эффектом проекции магнитного поля на краю солнечного лимба. Вейвлет анализ эволюции радиального магнитного поля выявил следующие закономерности в области тени и полутени данной активной области.

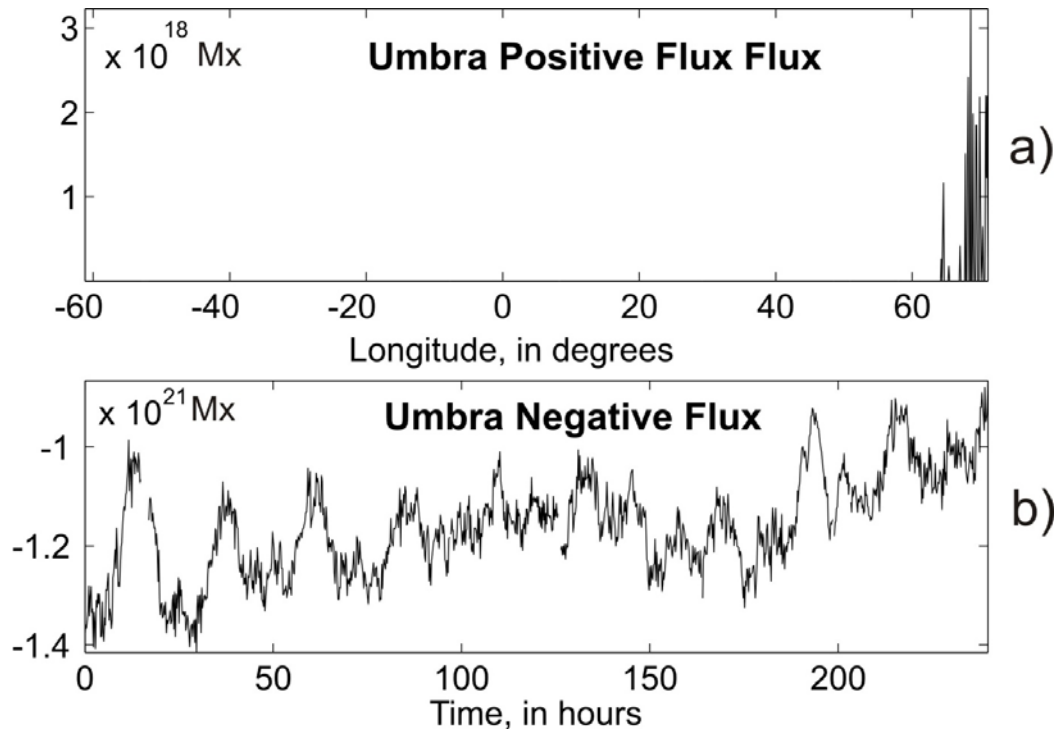


Рис. 2. а) Средний положительный магнитный поток в области тени как функция долготы, отсчитываемой от центрального меридиана, за время эволюции NOAA 11101 (26.08–4.09 2010); б) Средний отрицательный магнитный поток в области тени как функция времени от 00:00UT 26.08.2010.

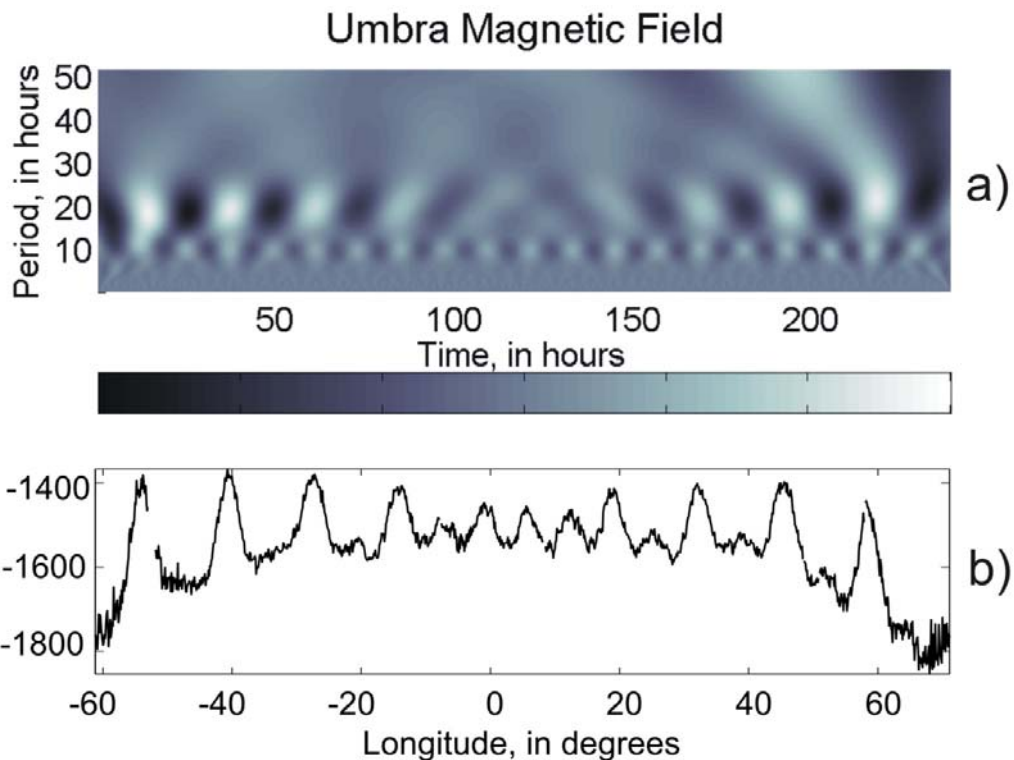


Рис. 3. Область тени NOAA 11101: а) Морле Вейвлет спектр для нормализованного радиального поля в чёрно-белом цвете (от -15 до 15); по оси ординат отложены периоды в часах, по оси абсцисс – время в часах; б) распределение радиального магнитного поля в гауссах в зависимости от положения области на диске Солнца.

В области тени (сильного магнитного поля) наблюдались осцилляции магнитного поля с периодом порядка 20 часов, наиболее ярко выраженные ближе к солнечному лимбу. Также в области тени присутствует менее выраженная, но регулярная, субгармоника около 10 часов. В области полутени картина резко меняется. Субгармоника с периодом около 10 часов, практически отсутствует. И хорошо выражена суточная вариация вблизи солнечного лимба.

Работа частично поддержана Программой 22 Президиума РАН.

Авторы выражают благодарность SDO научным командам за предоставленные данные.

Литература

- Scherrer, P.H., Schou, J., Bush, R.I., Kosovichev, A.G., Bogard, R.S., Hoeksema, J.T., Liu, Y., Duvall Jr., T.L., Zhao, J., Title, A.M., Schrijver, C.J., Tarbell, T.D., Tomczyk S.* The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) investigations for the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Phys.*, V. 275, p. 207–227, 2012.
- Pesnell, W.D., Thompson, B., J., Chamberlin, P.C.* The Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Phys.*, V. 275, 3–15, 2012.

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В НИЖНЕЙ КОРОНЕ СОЛНЦА ПО СОПОСТАВЛЕНИЮ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ И МОДЕЛЬНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Богод В.М.¹, Кальтман Т.И.¹, Ступишин А.Г.², Яснов Л.В.²

¹*СПб филиал Специальной астрофизической обсерватории РАН, Россия*

²*Санкт-Петербургский государственный университет, Россия*

MAGNETIC FIELDS IN THE LOW SOLAR CORONA: THE OBSERVATIONAL SPECTRAL DATA BY COMPARISON WITH THE MODELING

Bogod V.M.¹, Kaltman T.I.¹, Stupishin A.G.², Yasnov L.V.²

¹*SPb branch of Special astrophysical observatory, Russia*

²*Saint-Petersburg State University, Russia*

Magnetic fields of active regions are investigated with RATAN-600 observational data and with the modeling. Different types of active region structures are studied: one spot region and a complex multipolar one with peculiar source are presented. 3D method of magnetic field extrapolation by nonlinear force-free approximation is elaborated.

The microwave emission of solar regions is calculated on the base of the reconstructed magnetic field with simple electron density and kinetic temperature distributions. Thermal gyroresonance and free-free mechanisms of emission are taken into account.

The characteristics of simulated radio emission are compared with ones of the observational data of RATAN-600. Spatial and spectral polarized structures of emission are analyzed. The general accordance between the model calculations and the observational data is reached after the correct fitting of the model parameters, this procedure allow to estimate the values of electron density and temperature of plasma. The model calculations provide appropriate tools to give a more precise definition of the effective heights of emission, to calculate an optical depth of the different gyro resonance levels and to draw an output fine structure of the brightness temperature distributions over the source region. Some discrepancies are discussed: too smooth modeled scans of emission and the low values of the modeled flux emission on the longer wavelengths compared to the observational data. Some problems could be explained by the simplicity of the model, but the stronger magnetic fields at coronal heights and additional plasma heating are steel needed.

По сопоставлению наблюдательных радиоастрономических (РАТАН-600) и модельных спектральных данных исследованы структуры магнитных полей двух солнечных активных областей в нижней короне. Методика диагностики основана на многоволновых поляризационных наблюдениях на РАТАН-600 в сантиметровом диапазоне, экстраполяции фотосферного магнитного поля и расчетах радиоизлучения. При анализе сравнивались пространственные структуры реконструированного магнитного поля и скан зарегистрированного на РАТАН-600 радиоизлучения активной области.

Согласно разработанному нами методу, восстанавливаются трехмерное распределение магнитного поля (рис. 1) и по сопоставлению расчетно-

го и наблюдаемого радиоизлучения оцениваются значения электронной плотности и температуры на разных высотах и в разных частях активной области. Сам метод, включая описание спектрально-поляризационных микроволновых наблюдательных данных, реконструкции нелинейного бессилового магнитного поля и модельных расчетов циклотронного излучения, подробнее описан в [1].

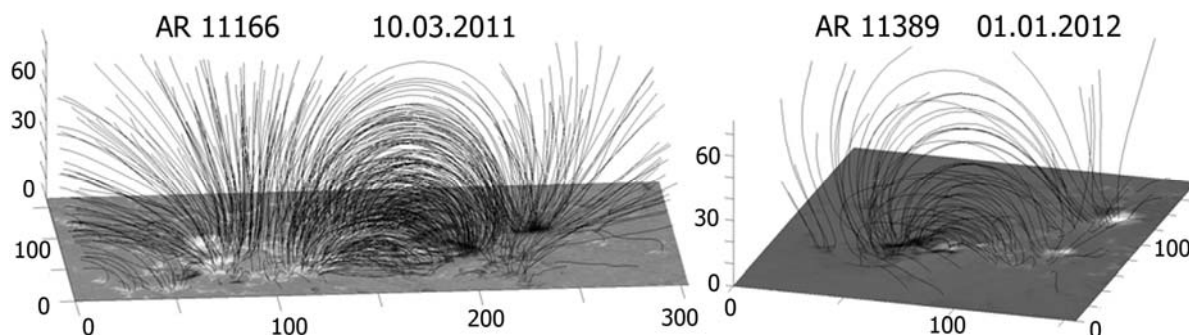


Рис. 1. Силовые линии реконструированного магнитного поля, наложенные на магнитограмму H_{inode} .

Ранее было показано [1], что для областей с простой структурой типа одиночного пятна удается достичь удовлетворительного согласия между модельными расчетами и наблюдательными данными. В настоящей работе на основе реконструированного магнитного поля было промоделировано радиоизлучение двух комплексных активных областей со сложной магнитной структурой, каждая из них, согласно наблюдательным данным, полученным на РАТАН-600, содержала пекулярный источник.

Ниже на рисунках показано сопоставление расчетных (на основе реконструированного магнитного поля) и наблюдаемых сканов для областей АО 11166 (рис. 2, 3) и АО 11389 (рис. 4). Для этих активных областей обнаруживаются некоторые противоречия, возможно связанные с упрощенными моделями как реконструированного магнитного поля, так и с принятыми распределениями электронной плотности и температуры (последние взяты такими же, как в [1]). Так, если для АО 11166 расчетные сканы в целом соответствуют наблюдательным данным с характерным для пекулярного источника максимумом интенсивности над линией перемены знака поляризации, то для АО 11389 максимумы интенсивности циклотронных источников находятся над максимумами соответствующей им поляризации, что расходится с данными наблюдений.

Структура рассчитанного излучения слабо зависит от значений электронной температуры и плотности, как видно из рис. 3. Модель, показанная сплошной линией, соответствует корональной температуре $T = 5$ млн. К и плотности в основании короны на два порядка большей, чем для второй модели (пунктирная линия, $T = 3$ млн. К). В основном структура скана следует за изменениями величины магнитного поля, при этом абсолютное

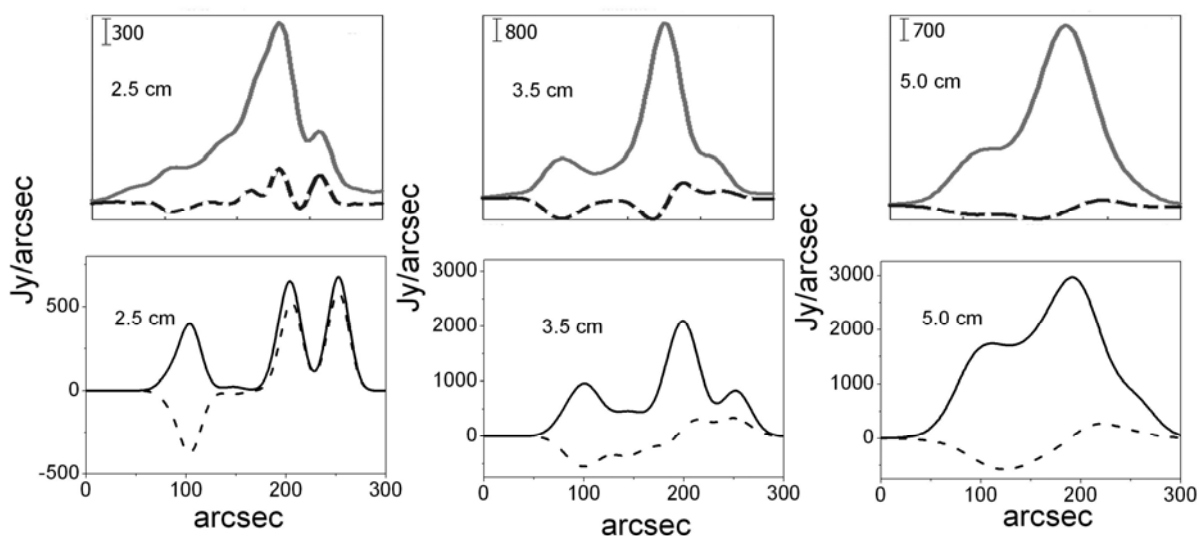


Рис. 2. Сканы АО 11166 на трех длинах волн, в полном (сплошные линии) и поляризованном (пунктирные) излучении, сглаженные с диаграммой направленности антенны РАТАН-600. В верхнем ряду показаны данные наблюдений на РАТАН-600, в нижнем — модельные расчеты циклотронного излучения.

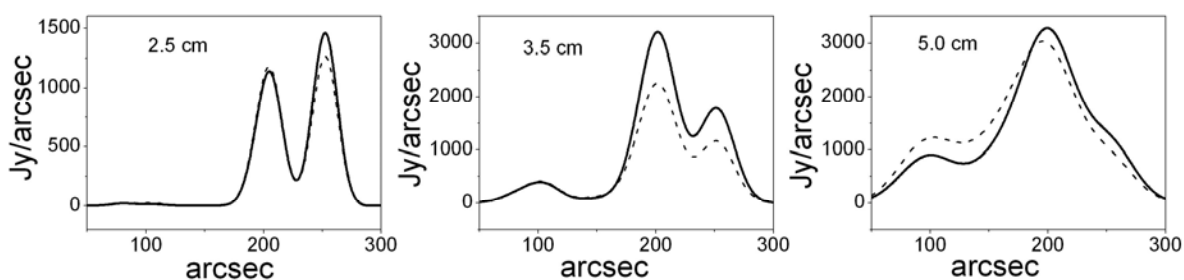


Рис. 3. Расчетные сканы право-поляризованного излучения АО 11389 на трех длинах волн, смоделированные для двух моделей распределения электронной плотности и температуры и сглаженные с диаграммой направленности антенны РАТАН-600.

значение потока изменяется в соответствии с заданным значением температуры. Изменение электронной плотности даже на два порядка не приводит к заметным изменениям потока, пока оптическая толщина соответствующих гироуровней остается значительно больше единицы. Таким образом, сравнение пространственной структуры сканов позволяет выявлять сходство или расхождение расчетной и реальной структуры магнитного поля даже без точного подбора параметров распределения электронной плотности и температуры.

Размеры тепловых тормозных источников зависят только от размеров корональной конденсации в отличие от размеров циклотронных источников, зависящих от размеров гирорезонансных уровней магнитного поля. С этим свойством связан использованный при обработке наблюдений метод разности сканов на соседних длинах волн, который позволяет с большой

точностью разделить на коротких волнах наблюдаемое слабое циклотронное излучение пятенных источников и тепловое тормозное излучение тонкой структуры флоккулярной компоненты: при низких абсолютных значениях потока вклад циклотронного излучения и размер его источника значительно возрастает с длиной волны, в то время как источник тормозного излучения остается практически стабильным.

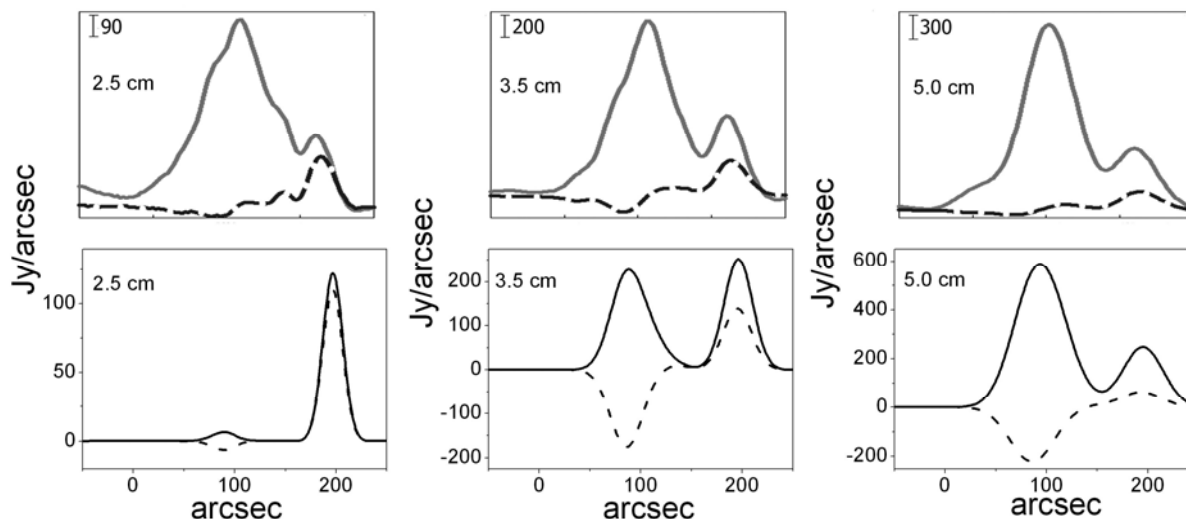


Рис. 4. Сканы АО 11166 на трех длинах волн, в полном (сплошные линии) и поляризованном (пунктирные) излучении, сглаженные с диаграммой направленности антенны РАТАН-600. В верхнем ряду показаны данные наблюдений на РАТАН-600, в нижнем — модельные расчеты циклотронного излучения.

С учетом этих погрешностей метод позволяет рассчитать эффективные высоты излучения, оценить относительные доли теплового тормозного и циклотронного механизмов излучения на различных длинах волн, исследовать тонкую пространственную структуру магнитного поля и радиоизлучения и скорректировать оценки размеров компонентов активной области.

Работа проводилась при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (ГК 16.518.11.7062 и 16.552.11.7028), а также гранта РФФИ 11-02-00072-а.

Литература

1. Astronomy Reports, 2012, Vol. 56, No. 10, pp. 790–799.

О СВОЙСТВАХ МИКРОВОЛНОВЫХ ИСТОЧНИКОВ НАД НЕЙТРАЛЬНОЙ ЛИНИЕЙ РАДИАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Богод В.М.¹, Кальтман Т.И.¹, Яснгов Л.В.²

¹*СПб филиал Специальной астрофизической обсерватории РАН, Россия*

²*Санкт-Петербургский государственный университет, Россия*

ON PROPERTIES OF MICROWAVE SOURCES OVER THE NEUTRAL LINE OF THE RADIAL MAGNETIC FIELD

Bogod V.M.¹, Kaltman T.I.¹, Yasnov L.V.²

¹*Saint-Petersburg branch of Special astrophysical observatory, Russia*

²*Saint-Petersburg State University, Russia*

Study of spectral characteristics of several active regions in a wide range of wavelengths with high spatial resolution show, that radio sources over the neutral line separating opposite polarity of the magnetic field exist in a wide range of sizes and radiation fluxes and they are stable. Here, sometimes, there exist sources with inversion of polarization in a narrow frequency band.

The interpretation of the radio sources over neutral line separating opposite polarity of the magnetic field is given. It is based on location of these sources in the top of the coronal loop (or arcade), the high stability of their existence and the proximity of their spectrum to the spectrum of neighboring cyclotron sources. The proposed interpretation is based also on the thermal mechanism of the emission. Model calculations of the emission spectra of sources show the spectral characteristics corresponding to the emission of such sources.

Радиоисточники над нейтральной линией, разделяющей противоположные полярности магнитного поля (NLS), были обнаружены на инструменте апертурного синтеза WSRT [1, 2]. В наблюдениях VLA и ПАТАН-600 были обнаружены “пекулярные” радиоисточники [3, 4]. Вопрос о механизмах излучения дискутировался в ряде работ. Но до сих пор исследование природы излучения NLS продолжает оставаться актуальным. В данной работе мы приводим результаты наблюдений NLS в широком диапазоне их размеров, потоков, приводим некоторые новые их свойства и делаем попытку рассмотреть их излучение с единых позиций.

Рассмотрим результаты наблюдений некоторых NLS. Анализ пространственного расположения NLS относительно других радиоисточников в активной области, проведенный по наблюдениям в крайних азимутах (± 24 градусов), показал, что NLS расположены в вершине силовых линий, связывающих циклотронные источники. Излучение всех NLS было стабильным, по крайней мере, в течение двух дней наблюдений.

В работе [5] было показано, что в активной области NOAA 10486 по наблюдениям на частоте 17 ГГц имеется NLS, который является основанием токового слоя. На рис. 2 видно резкое изменение вида скана на 5.26 см. Такие эффекты могут быть связаны с тонкоструктурными особенностями

атмосферы активных областей [2, 6]. Из рис. 2 видно, что особенность на 5.26 см связана с преобладанием обыкновенного излучения. В работе [2] указывается на существование областей с излучением преимущественно обыкновенного типа при внедрении в них магнитного поля противоположной полярности по сравнению с преобладающим полем. Излучение этих областей связывается с наличием на луче зрения либо горячих петель, либо горячих токовых слоев [6]. Исходя из этих работ можно показать, размеры такой области по лучу зрения $\Delta x = 5 \cdot 10^7$ см.

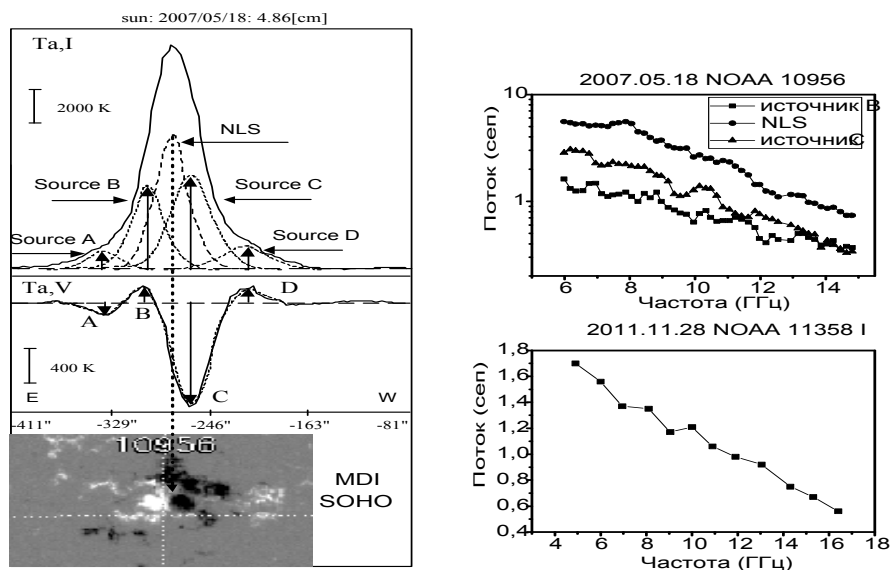


Рис. 1. Скан сложной активной области NOAA 10956 (слева) по параметрам I и V, и его сопоставление с магнитограммой SOHO MDI. Представлено разбиение на отдельные радиоисточники. Справа сверху, спектры потоков циклотронных источников (B и C) и NLS в АО и спектр NLS в АО NOAA 11358 (внизу).

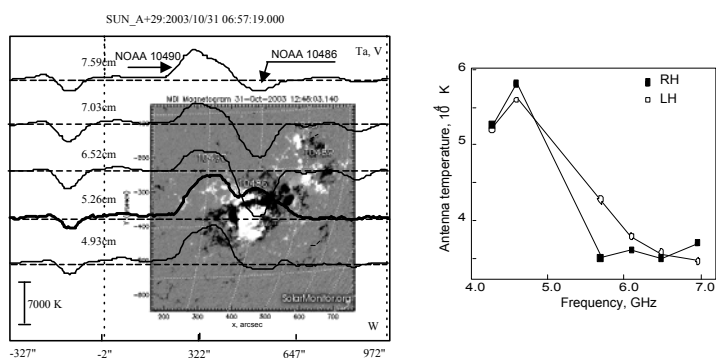


Рис. 2. Сканы в поляризованном излучении за 2003.10.31 на нескольких длинах волн (слева) и спектры антенной температуры T_a по R и по L в точке скана, где имеется RHP максимум на 5.26 см (справа).

Другой тип NLS – гало (см. рис. 3) – наблюдался, например, 13 августа 2006 г. в активной области 10904. Размер NLS-гало около 120". Из гео-

метрии положений источников в разные дни следует, что NLS-гало располагалось в верхней части корональной арки (или аркады).

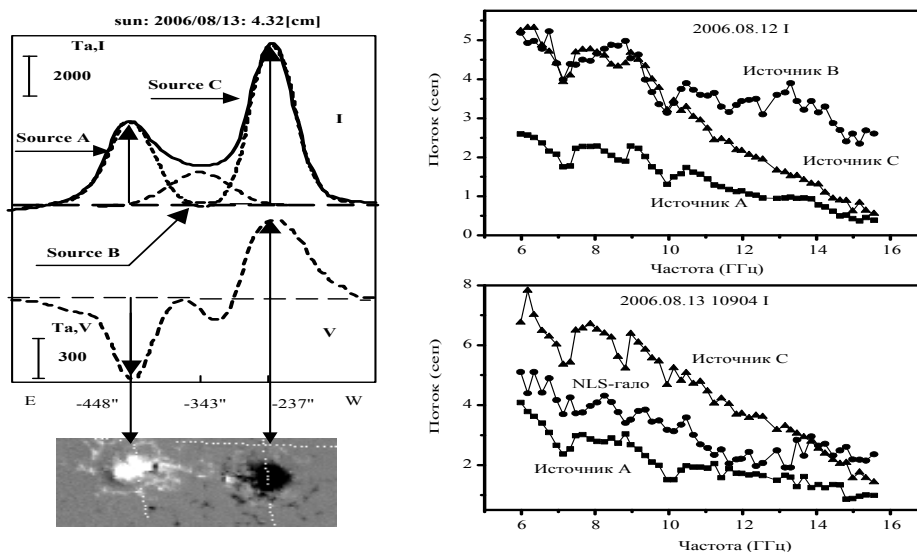


Рис. 3. Спектры потоков (а), яркостных температур (б), за 2006.08.12 в канале I для циклотронных источников (А и С) и NLS-гало.

Возникает вопрос, почему при отсутствии поляризации (значение параметра V для NLS и NLS-гало близко к нулю) спектр потока этих источников растет с длиной волны при относительном постоянстве их размеров. Мы полагаем, что это связано с особенностями магнитного поля между пятнами и с квазипоперечностью генерации волн в вершине корональной арки. Анализ радиоизлучения модели с плоским слоем под различными углами показывает, что на углах от 60 до 85 градусов имеет место существенное увеличение яркостной температуры и степени поляризации. При радиусе кривизны арки, равному половине расстояния между поляризованными источниками в АО NOAA 10904, область малой степени поляризации будет иметь размеры на 2 ГГц около $120''$, что достаточно близко соответствует приведенному выше размеру NLS-гало.

Обратимся к модели магнитного поля, составленного из двух разнесенных разнонаправленных диполей. Для распределений электронной плотности и температуры возьмем модель активной области, аналогичную [7]. Будем полагать, что поле на фотосфере на оси диполей есть 2000 Гс с глубиной залегания диполей равной $3 \cdot 10^9$ см. Поле между этими диполями – 1000 Гс. Тогда нужно расположить эти диполи на расстоянии $d = 6,23 \cdot 10^9$ см. Зависимости магнитного поля с высотой на оси диполей ($y = d/2$) и между диполями ($y = 0$) показывают, что градиент магнитного поля в области между диполями существенно ниже, чем на оси диполей.

Расчеты спектров, приведенные на рис. 4, показывают, что в петельных структурах удается получить низкую степень поляризации при росте интенсивности с длиной волны, что может быть использовано для объяс-

нения излучения источников NLS с помощью только циклотронного излучения.

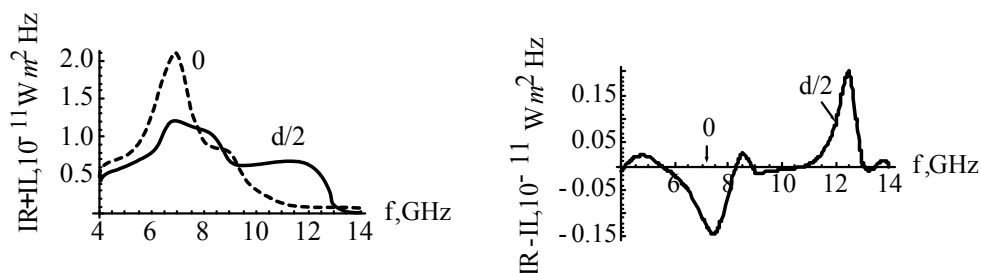


Рис. 4. Спектры параметров Стокса I и V для модели: высота петли $6 \cdot 10^8$ см, толщина петли $2 \cdot 10^8$ см, температура петли $5 \cdot 10^6$ К, плотность в петле $3 \cdot 10^9$ см⁻³ высота короны $3 \cdot 10^8$ см, высота хромосферы $2.8 \cdot 10^8$ см, температура короны вне петли 10^6 К. Для $d = 0$ параметр $V = 0$ на всех частотах.

Естественно, количество параметров в модели, которая может дать приемлемый результат, очень много, поэтому затруднительно решить обратную задачу и тем самым выбрать какой-то определенный набор этих параметров. Но проведенные расчеты по другим моделям с разными параметрами позволяют выбрать из них основные. Конечно, основное – нахождение источника в вершине корональных арок. Второе – не слишком сильное различие фотосферного магнитного поля и коронального магнитного поля. Понятно, что это условие легко выполняется, так как источник находится над областью фотосферы, где поле относительно мало, а в короне из-за кривизны петель и иногда их слабой расходимости [8] поле может иметь напряженность достаточной величины.

Литература

1. *Alissandrakis C.E., Kundu, M.R.* *Astroph. J.*, 1982, **253**, L49.
2. *Kundu, M.R., Alissandrakis, C.E.* *Solar Phys.*, 1984, **94**, 249.
3. *Akhmedov, Sh.B., Borovik, V.N., Gelfreikh, G.B., Bogod, V.M., Korzhavin, A.N., Petrov, Z.E., Dikij, V.N., Lang, K.R., and Willson, R.F.* *Astroph. J.*, 1986, **301**, 460.
4. *Bogod, V.M., Gelfreikh, G.B., Willson, R.F., Lang, K.R., Opeikina, L.V., Shatilov, V., Tsvetkov, S.V.* *Solar Phys.*, 1992, **141**, 303.
5. *Uralov A.M., Grechnev V.V., Rudenko G.V., Rudenko I.G., Nakajima H.* *Solar Phys.*, 2008, **249**, 315.
6. *Железняков В.В., Злотник Е.Я.* *Астрономический журнал*, 1980, 57, 778.
7. *Яснов Л. В., Кальтман Т.И., Богод В.М.* *Астрономический журнал*, 2011, 88, №1, 86.
8. *Klimchuk, J.A.* *Solar Phys.*, 2000, **193**, 53.

ИЗОФОТОМЕТРИЯ ВНЕПЯТЕННОЙ ВСПЫШКИ 16 МАРТА 1981 г.

Боровик А.В., Мячин Д.Ю.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия.

ISOPHOTOMETRY OF THE SUNSPOTLESS FLARE MARCH 16, 1981

Borovik A.V., Myachin D.Yu.

Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia.

Using observations in the $H\alpha$ line we reported the results of the study izofotometric structure of the sunspotless flare March 16, 1981. Phases of compression and expansion of isophots of flare elements are found. The detailed analysis of parameters of pulsations is carried out over time. Consecutive transfer of excitement from a coronal source on other areas, process of reconnection of magnetic field lines can be the reason of pulsations of isophots.

Первые исследования изофотометрической структуры солнечных вспышек показали, что во время flash-фазы вспышки происходит сжатие изофот, световые кривые вспышечных очагов приобретают флуктуационный характер [1]. Обнаружено также, что во вспышечных очагах существуют точечные флоккульные области («живые точки»), которые имеют высокую продолжительность жизни и во время вспышек ярчают раньше других [2]. Эффект сжатия изофот во время последовательных flash-фаз был обнаружен нами при исследовании внепятенной вспышки 16 марта 1981 г. [3–6] (рис. 1).

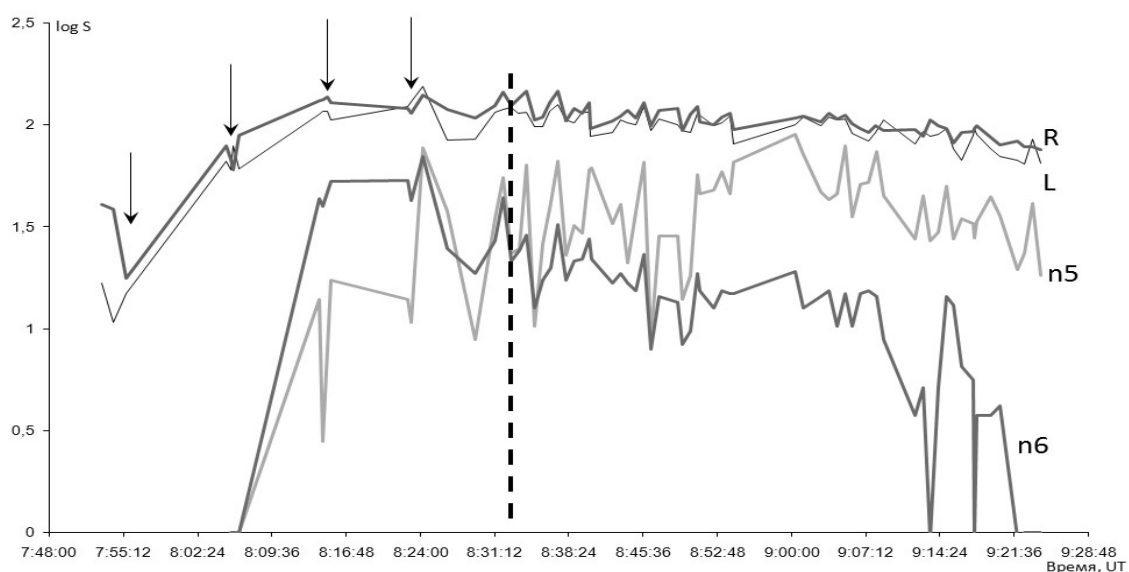


Рис.1. Изменение площади изофот вспышечных лент и очагов.
R – правая лента, L – левая лента; n5, n6 – вспышечные очаги.

На графиках рис. 1 в логарифмическом масштабе показаны изменения площади изофот вспышечных лент и очагов относительно спокойной хромосферы на уровне $\frac{1}{2}$ максимальной интенсивности вспышки. Пунктирной линией вспышка разделена на два временных интервала: активную фазу и фазу относительно спокойного развития.

Установлено, что площади лент хорошо коррелируют между собой (рис. 2). Вспышечные очаги n5 и n6 имели самую высокую продолжительность жизни и вели себя независимо. Вспышечными очагами мы называем отдельные компактные области, включающие в себя несколько вспышечных узлов.

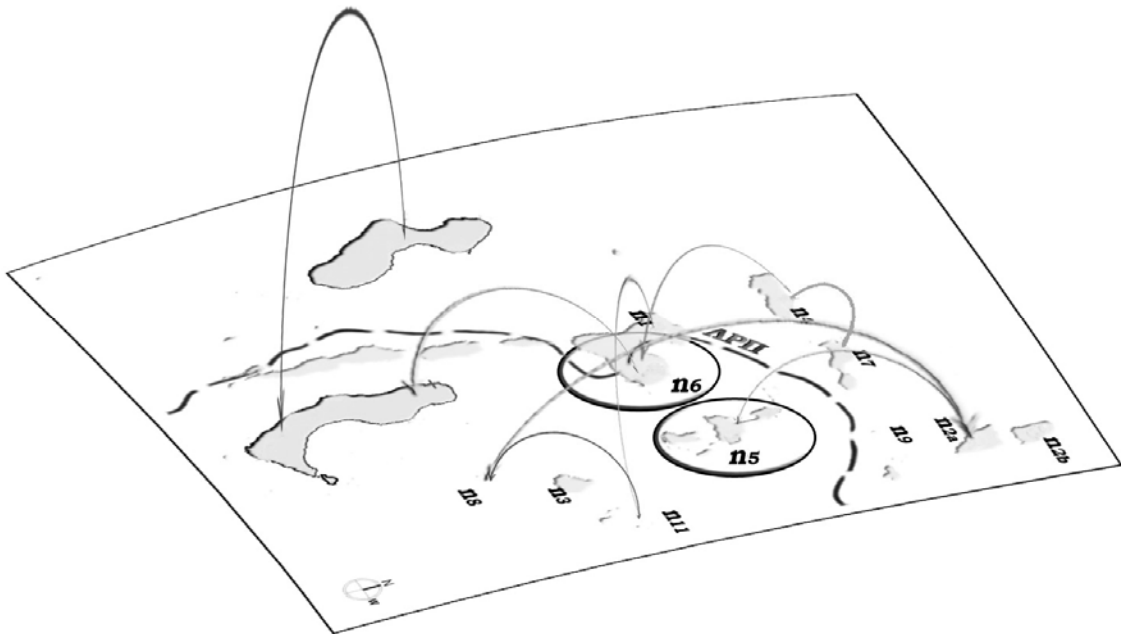


Рис. 2. Схема расположения лент, узлов и очагов внепятенной вспышки (n). Корреляционные связи обозначены стрелками. Тонкими линиями – корреляция 0.7–0.8; пунктиром – корреляция 0.8–0.9; жирным – корреляция 0.9–1.0. Овалами выделены вспышечные очаги n5, n6. В определенные моменты времени (показаны стрелками) во вспышечных лентах и очагах наблюдается сжатие изофот, сопровождаемое увеличением яркости вспышки.

В активной фазе среднее значение глубины сжатия (ΔS_{cp} , мдп) левой ленты несколько выше, чем у правой. Практически одинаковы для лент среднее значение величины расширения и степень сжатия изофот $\Delta S_{c,cp}$ (отношение глубины сжатия к первоначальной величине площади изофот). Обращают на себя внимание следующие факты. Скорость сжатия изофот левой ленты ΔV_{cp} почти в 1.8 раза выше, чем у правой, а скорость расширения напротив почти в 2.4 раза ниже. Левая лента превосходит правую по отношению параметров расширения и сжатия $(\Delta t_p/\Delta t_c)_{cp}$ и $(\Delta S_p/\Delta S_c)_{cp}$. У правой ленты в 7 раз выше среднее значение отношения скорости расширения к скорости сжатия – $(V_p/V_c)_{cp}$. Во вспышечных очагах по средней глубине сжатия n5 и n6 ближе всего к левой ленте, а по скорости сжатия – к правой. По средней величине расширения очаги уступают лентам (n6

почти в 2.5 раза), а по скорости расширения и параметру $\Delta S_{с.ср.}$ значительно превосходят их. У вспышечных очагов значительно ниже параметр $(\Delta t_p/\Delta t_c)_{ср.}$ (время сжатия в среднем в пять раз больше, чем время расширения).

Во время спокойной фазы средняя глубина сжатия изофот снижается. В левой ленте в 1.6 раз и практически сравнялась с $\Delta S_{ср}$ правой ленты (второй и третий раздел таблиц). Обращает на себя внимание факт, что в правой ленте значение $\Delta S_{ср}$ по сравнению с первым временным интервалом изменилось незначительно. До одинаковой величины снизился в лентах (почти в 2 раза) параметр $\Delta S_{с.ср.}$. Снизилась глубина сжатия и во вспышечных очагах (в п6 в 3.2 раза). Что касается других параметров, то, например, скорость сжатия изофот правой ленты увеличилась почти вдвое и стала в 1.4 раза больше, чем в левой ленте (ситуация, обратная по отношению к первому временному интервалу). Более чем в 2 раза увеличилась скорость сжатия в очаге п5.

Величина расширения вспышечных лент упала более чем в 2.5 раза до практически одинакового значения. Скорость расширения левой ленты увеличилась почти в 2.5 раза и стала выше, чем у правой ленты (ситуация схожая со скоростью сжатия). Самую высокую величину расширения показал очаг п5, самую низкую – п6. В левой ленте увеличилось значение отношения скорости расширения к скорости сжатия, во вспышечных очагах – значительно уменьшилось.

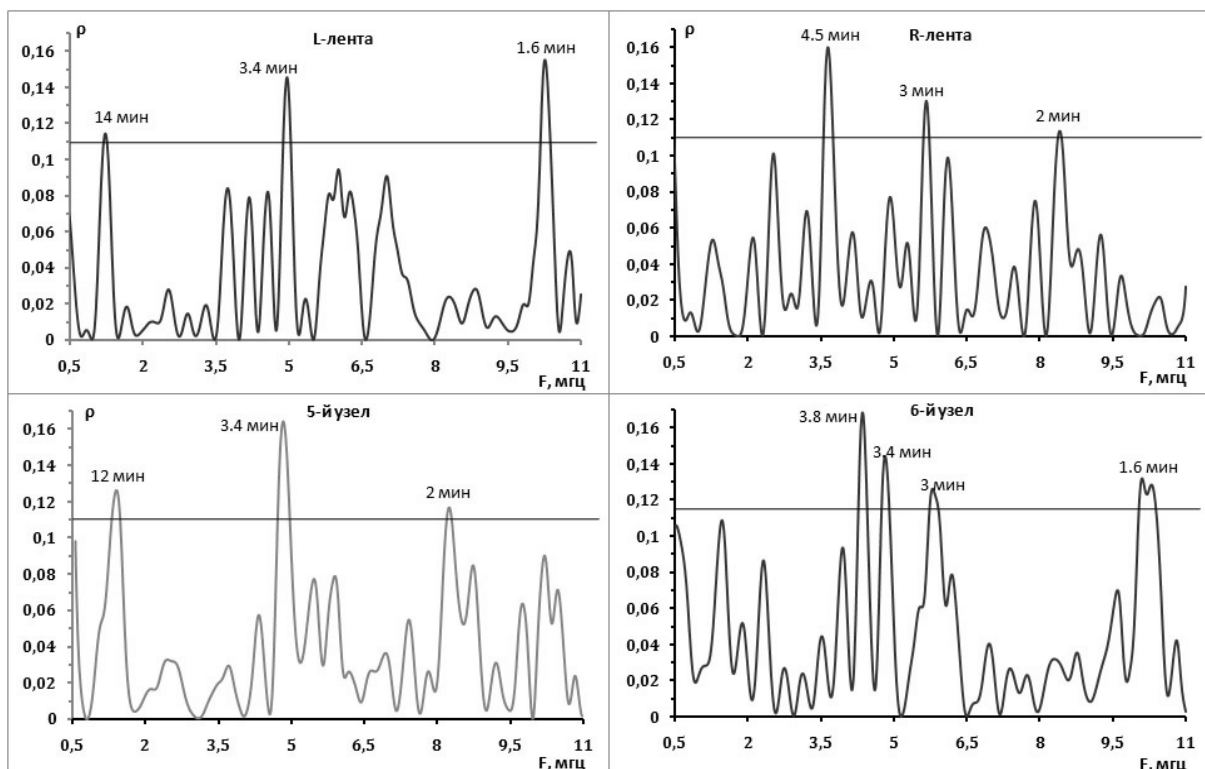


Рис. 3. Спектр мощности пульсаций площади изофот вспышечных лент и очагов.

Вычисленный методом КПГА спектр мощности пульсаций площади изофот вспышечных лент и очагов показал, что во время спокойной фазы в них присутствуют колебания, близкие к пятиминутным (рис. 2).

Полученные результаты дополняют результаты работы [1] новыми фактами. Они также показывают, что параметры изофот могут нести в себе информацию о протекающих в короне и хромосфере процессах, об источнике вспышки. Возможно, их поведение отражает аннигиляцию магнитного поля, инжекцию частиц в хромосферу и процессы пересоединения магнитных силовых линий в короне. Исследование изофотометрической структуры вспышек с привлечением наблюдений в других спектральных линиях, возможно, позволит ответить на поставленные вопросы.

Авторы выражают признательность с.н.с. ИСЗФ СО РАН И.П. Туровой за помощь в расчете спектров мощности внепятенной вспышки 16 марта 1981 г.

Литература

1. *Falciani R., Rigutti M.* Analysis of some aspects of 25 chromospheric events. II. Discussion on optical data. *Solar Phys.*, 1972, 26, p.114.
2. *Diezer M.* Izophotal photometry and morphological changes in the flares. *Solar Phys.*, 1969, 10, p.416.
3. *Borovik A.V. and Myachin D.Yu.* The spotless flare of March 16, 1986. Preflare activations of fine structure of chromosphere. *Solar Physics 2002*. v.205. 105–116.
4. *Borovik A.V. and Myachin D.Yu.* The structure and development of solar flares outside sunspots. *Proceedings 10th European Solar Physics Meeting, Prague. 2002.* 80–84.
5. *A.V. Borovik and D.Yu. Myachin.* Structure and Development of the Spotless Flare on March 16, 1981. *Geomagnetism and Aeronomy*, 2010, Vol. 50, No. 8, pp. 937–949.
6. *Боровик А.В., Мячин Д.Ю.* Особенности развития предвспышечной ситуации внепятенных солнечных вспышек. III Всероссийская астрономическая конференция «Небо и Земля». Иркутск, 2011, с.82–91.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ И КИНЕМАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ ТИПА ГАЛО В ТРЕХМЕРНОМ ПРОСТРАНСТВЕ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВРЕМЕНИ

Вишнева А.В.¹, Файнштейн В.Г.², Егоров Яр.И.²

¹ИГУ, 664003, г. Иркутск, ул. Карла Маркса, 1

²ИСЗФ СО РАН, 664033 г. Иркутск, а/я-291

EXAMINING 3D GEOMETRIC AND KINEMATIC CHARACTERISTICS OF HALO CORONAL MASS EJECTIONS DEPENDING ON TIME

Vishneva A.V.¹, Fainshtein V.G.², Egorov Ya.I.²

¹Irkutsk State University, 1, Karl Marx Street, Irkutsk, 664003, Russia

²Institute of Solar-Terrestrial Physics, SB RAS, Irkutsk, Russia

The "ice-cream cone model" from SOHO/LASCO data has been used to calculate three-dimensional (3D) geometric and kinematic parameters of halo coronal mass ejections (HCME) depending on time for ejections with different velocities. It was established that the velocity of most HCME considered decreased with time. At the same time there were a group of the slowest ejections whose velocity increased with time. For the fastest HCME with the velocity $V_P > 1500$ km/s in the plane of the sky we have determined parameters in 3D space of both the body of the ejection and its associated shock wave. We showed that the shock wave velocity for all the events considered exceeded that of the HCME body. It was found that during some of the events in the course of time the shock wave velocity slowly approached that of the HCME body. The motion of fast and slow HCME was demonstrated not to be strictly radial in space. We have revealed a tendency for the distance between the HCME body and the shock wave to decrease with increasing ejection velocity.

1. Введение

Корональные выбросы массы типа «галло» (ГКВМ) наблюдаются в поле зрения коронографа как области повышенной яркости, полностью окружающие затмевающий диск коронографа, и расширяющиеся во все стороны [1]. Многие ГКВМ движутся под относительно небольшим углом к оси Солнце-Земля в направлении Земли. Такого рода ГКВМ играют важную роль в космической погоде. Выбросы, движущиеся по направлению к Земле, ответственны за многие геомагнитные бури, в том числе, самые сильные [2, 3]. Для того чтобы как можно более точно рассчитать время прихода ГКВМ к Земле, а значит начало геомагнитной бури, вызываемой выбросом, необходимо как можно более точно определить их геометрические и кинематические характеристики в 3-х мерном пространстве (такие, как скорость выброса V вдоль его оси, угловой размер α , направление движения и др.). Для их нахождения обычно используют различные трехмерные модели корональных выбросов массы, характеристики которых в

трехмерном пространстве связывают с параметрами ГКВМ в плоскости неба в поле зрения коронографа (см. работы [4–6] и цитируемую в них литературу).

Мы применили метод нахождения параметров ГКВМ в трехмерном пространстве (3-М параметров ГКВМ), предложенный в работе [4], для получения новых сведений о свойствах ГКВМ. Этот метод был использован для нахождения и сравнения 3-М параметров отдельно для тела ГКВМ и связанной с ним ударной волны (в тех случаях, когда она существовала). Найдены и сопоставлены вариации со временем геометрических и кинематических характеристик выбросов в зависимости от скорости ГКВМ. Установлены закономерности изменения со временем расстояния между телом ГКВМ и ударной волной.

2. Данные и методы исследования

Данная работа – предварительный этап решения поставленной задачи. Поэтому для исследования мы отобрали относительно немного ГКВМ с разными скоростями, разбив их на две группы: выбросы со скоростью в плоскости неба $V_p < 1500$ км/с (I) и $V_p > 1500$ км/с (II): (I) 1998.05.02 (14:06:12); 2000.02.17(21:30:08); 2000.06.06 (15:54:05); 2000.09.16 (05:18:14); 2001.02.15 (13:54:05); (II) 2001.09.24 (10:30:59); 2001.11.04 (16:35:06); 2002.08.16 (12:30:05); 2003.10.28 (11:30:05); 2003.11.18 (08:50:05); 2004.11.07 (16:54:05); 2005.09.13 (20:00:05). Для отбора анализируемых ГКВМ использовались данные коронографов SOHO/LASCO http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/. Примеры медленного и быстрого ГКВМ показаны на Рис. 1.

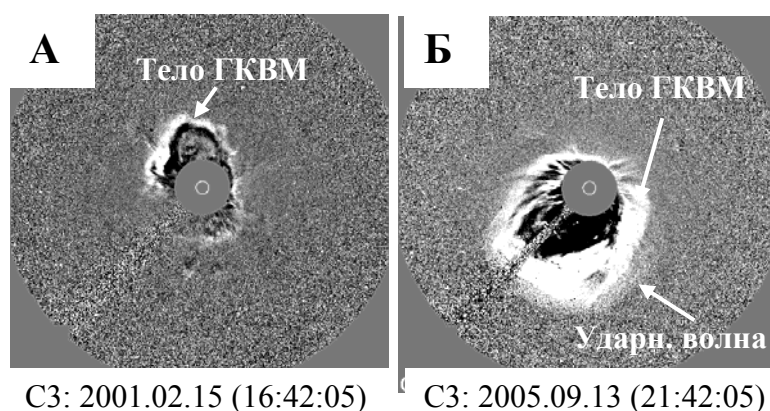


Рис. 1. А – медленный ГКВМ со скоростью $v_p < 650$ км/с; Б – быстрый ГКВМ со скоростью $v_p > 1500$ км/с. Предполагается, что ударная волна – граница диффузной области вокруг тела ГКВМ. В скобках после даты указано время первой регистрации выброса в поле зрения коронографа LASCO C2.

Для нахождения 3-М параметров ГКВМ мы использовали метод, предложенный в работе [4], в которой в качестве модели выброса использовалась так называемая «Ice cream cone» модель. В этой модели корональный выброс массы представляется в виде конуса с вершиной в центре Солнца, опирающегося на часть сферической поверхности радиусом, равным длине образующей конуса. Направление движения ГКВМ определяется положением в пространстве оси модельного конуса, которое описывает-

ся двумя углами: полярным углом θ_0 , отсчитываемым от оси вращения Солнца по часовой стрелке ($\theta_0 = [0^\circ; 90^\circ]$), а также долготным углом φ_0 , отсчитываемым в плоскости экватора от центрального меридиана против часовой стрелки ($\varphi_0 = [0^\circ; 360^\circ]$). В данных расчетах мы пренебрегали наклоном плоскости эклиптики к плоскости солнечного экватора.

Для расчетов 3-М параметров ГКВМ в работе [4] используется полученная из наблюдений зависимость от широты Ψ скорости границы выброса в плоскости неба $V_p^{MES}(\Psi)$. Эта зависимость сопоставляется с соотношением $V_p^{CALC}(\Psi)$ для границы проекции модельного выброса на плоскость неба, и зависит от скорости V модельного выброса вдоль оси конуса, а также от углового размера конуса α и углов θ_0 , φ_0 . Методом наименьших квадратов находятся оптимальные значения V , α , θ_0 и φ_0 , при которых распределение $V_p^{CALC}(\Psi)$ оказывается наиболее близким к распределению $V_p^{MES}(\Psi)$.

При выделении фронта ударной волны, мы предполагали, что ударная волна ограничивает всю наблюдаемую диффузную область, примыкающую к более плотному (более яркому) телу ГКВМ.

3. Результаты

Из Рис. 2 следует, что скорость тела ГКВМ вдоль его оси для большинства рассмотренных выбросов уменьшается со временем. Скорость двух КВМ из группы более медленных увеличивается со временем. И, наконец, скорость тела и связанной с ним ударной волны самых быстрых

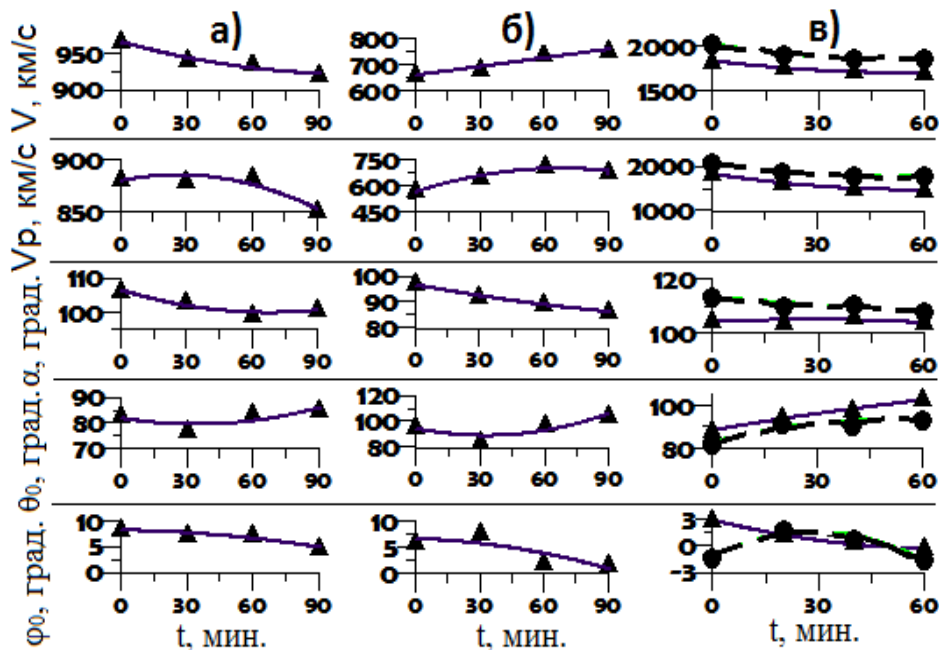


Рис. 2. Изменение со временем средних значений 3-М параметров ГКВМ: а) – всех выбросов с $V_p < 1500$ км/с; б) – двух выбросов из группы с $V_p < 1500$ км/с; в) – выбросов с $V_p > 1500$ км/с. сплошные линии соответствуют телу КВМ, пунктирные линии – ударной волне. $t = 0$ – время первой регистрации КВМ LASCO C2.

ГКВМ уменьшается со временем. При этом скорость ударной волны во всех рассмотренных случаях больше скорости тела ГКВМ. В то же время наблюдается слабая тенденция к приближению скорости ударной волны к скорости тела выброса. Угловой размер рассмотренных ГКВМ уменьшается со временем. Показанное на Рис. 2 изменение со временем углов θ_0 и φ_0 свидетельствует о слабом (на несколько градусов) отклонении со временем направления движения выбросов от радиального направления.

На Рис. 3 показана зависимость расстояния между телом ГКВМ и связанной ударной волной (D_{B-SH}) от скорости тела выброса V_B . На фоне большого разброса точек «просматривается» обратная зависимость между D_{B-SH} и V_B .

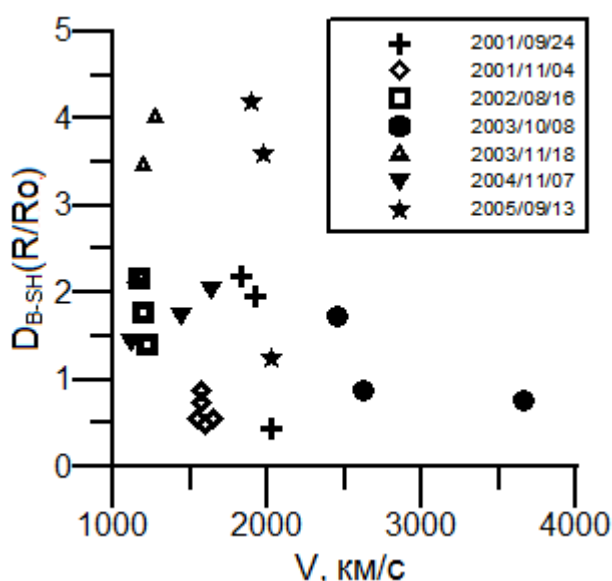


Рис. 3. Связь расстояния между телом ГКВМ и связанной ударной волной (в радиусах Солнца) со скоростью тела ГКВМ.

Литература

1. Howard R. A., Michels D. J., Sheeley N. R., Koomen M. J. *Ap. J.*, v. 263, p. L101, 1982.
2. Gosling J.T., D.J. McComas, J.L. Phillips, and S.J. Bame. *J.Geophys. Res.*, v. 96, p.9831, 1991.
3. Wang J.M., P.Z. Yee, S. Wang, J.P. Zhou, and J.X. Wang. *J. Geophys. Res*, 107(A11), 1340, doi:10.1029/2002JA009244.
4. Xue X.H., C.B. Wang, and X.K. Dou. *J. Geophys. Res*, v.110, A08103, doi: 10.1029/2004JA010698.
5. Michalek G. *Solar Phys.*, v. 237, p. 101, 2006.
6. Thernisien A.F.R., R.A. Howard, and A. Vourlidas. *Ap. J.* v.652, p. 763, 2006.

СПИРАЛЬНОСТЬ ТЕЧЕНИЯ ПРИ КВАЗИУПОРЯДОЧЕННОЙ ЯЧЕЕЧНОЙ КОНВЕКЦИИ

Гетлинг А.В.

*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына
МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, A.Getling@mail.ru*

FLOW HELICITY IN QUASI-ORDERED CELLULAR CONVECTION

Getling A.V.

*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University,
Moscow, Russia, A.Getling@mail.ru*

The helicity of cellular convective flows in a horizontal layer of a compressible fluid (gas) heated from below and rotating about a vertical axis is studied using finite-difference numerical simulations. The medium is assumed to be polytropically stratified. An initial thermal perturbation is introduced so as to produce a system of Bénard-type hexagonal convection cells. At a certain evolutionary stage, the maximum velocity (over the computation domain) reaches a plateau, after which the flow becomes less ordered and fluctuations in the maximum velocity set in. The mean helicity grows initially and decreases sharply after the chaotisation of the flow. For given Rayleigh and Prandtl numbers, the velocity-field helicity calculated at this stage and averaged over the layer, increases with the decrease of the polytropic index (i.e., with the increase of the curvature of the static entropy profile) and has a maximum at a certain rotational velocity of the layer. The mean helicity strongly depends on the degree of order in the flow. Numerical simulations of such quasi-ordered convective flows could reduce the existing uncertainties in estimates of the helicity, a quantity important for the operation of MHD dynamos.

Спиральность поля скоростей $h = \mathbf{u} \cdot \text{rot} \mathbf{u}$ (называемая также кинетической спиральностью), точнее, ее среднее значение $\langle h \rangle$, является важной величиной, от которой зависит действие турбулентного МГД-динамо. Порядковая оценка параметра α , определяющего собой генерацию крупномасштабного поля (α -эффект), дает [1]

$$\alpha = -\frac{\tau}{3} \langle h \rangle,$$

где τ – корреляционное время турбулентного поля скоростей. Такие оценки связаны с немалым произволом, и ожидаемое значение α сильно зависит от гипотез о структуре турбулентности. Для условий солнечной конвективной зоны оценки величины α варьируют от нескольких см/с до 10^4 см/с, что, конечно же, означает очень большую степень неопределенности при переносе результатов расчетов моделей динамо на реальные солнечные условия.

Однако конвективные движения солнечной плазмы обладают заметной степенью упорядоченности, и их представление в виде ансамбля тур-

булентных пульсаций содержит в себе определенную натяжку. Возможной альтернативой является «детерминистский» подход, при котором рассматриваются течения с ясно выраженными структурными элементами. При этом можно рассчитывать на получение более определенной информации о величине спиральности.

Здесь представлены некоторые результаты численного моделирования относительно упорядоченных, ячеечных конвективных течений в горизонтальном слое сжимаемой среды (газа), вращающемся вокруг вертикальной оси z . Целью работы было исследование зависимости средней спиральности от стратификации слоя и скорости его вращения.

Использовался программный пакет *Pencil Code* [2], основанный на конечно-разностном методе шестого порядка по пространственным координатам и третьего порядка по времени. Расчеты проводились в области, горизонтальные размеры которой достигали 27.936×24.192 в единицах толщины слоя. Считалось, что слой имеет политропную стратификацию, т.е.

$$p = K\rho^\Gamma, \quad m = \frac{1}{\Gamma - 1},$$

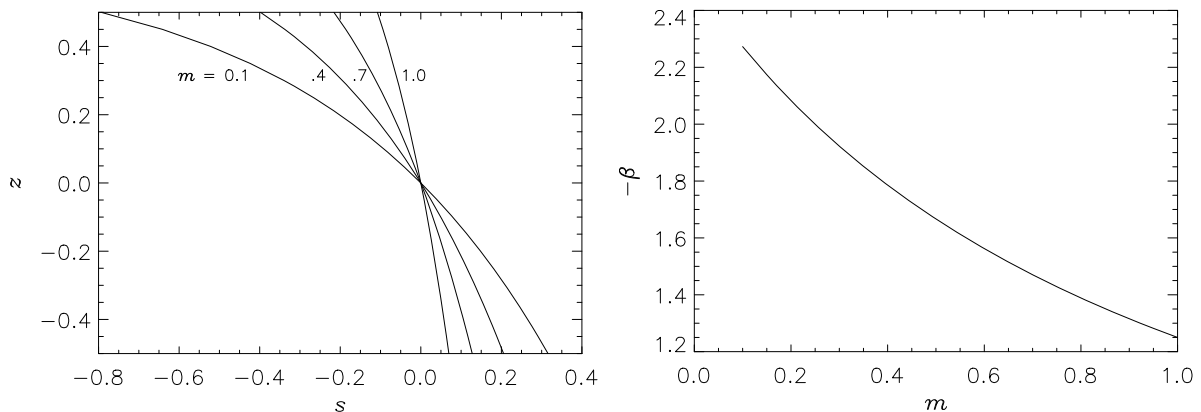


Рис. 1. Слева: статические вертикальные профили удельной энтропии в политропной атмосфере при различных индексах политропы m ; справа: зависимость статического градиента температуры от m .

где p – давление, ρ – плотность статической атмосферы, Γ и m – соответственно показатель и индекс политропы, а K – коэффициент пропорциональности; при этом статическое распределение энтропии единицы массы по z (рис. 1, слева) с точностью до постоянного слагаемого и при надлежащем выборе отсчетного уровня z_∞ имеет вид

$$s = \frac{c_p}{\gamma} [1 - (\gamma - 1)m] \ln(z - z_\infty),$$

а статический градиент температуры (рис. 1, справа) равен

$$\beta = \frac{dT}{dz} = \frac{1}{c_p(m+1)} \frac{\gamma}{\gamma-1} g_z$$

(здесь c_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении, γ – показатель адиабаты, а гравитационное ускорение g_z отрицательно).

Физическими параметрами задачи являются числа Рэлея и Прандтля

$$Ra = \frac{(-g_z)H^3}{\nu\chi} \frac{\Delta s}{c_p}, \quad Pr = \frac{\nu}{\chi},$$

где ν и χ – характерные значения кинематической вязкости и температуропроводности среды, H – толщина слоя, Δs – разность статических значений энтропии на нижней и верхней поверхности слоя.

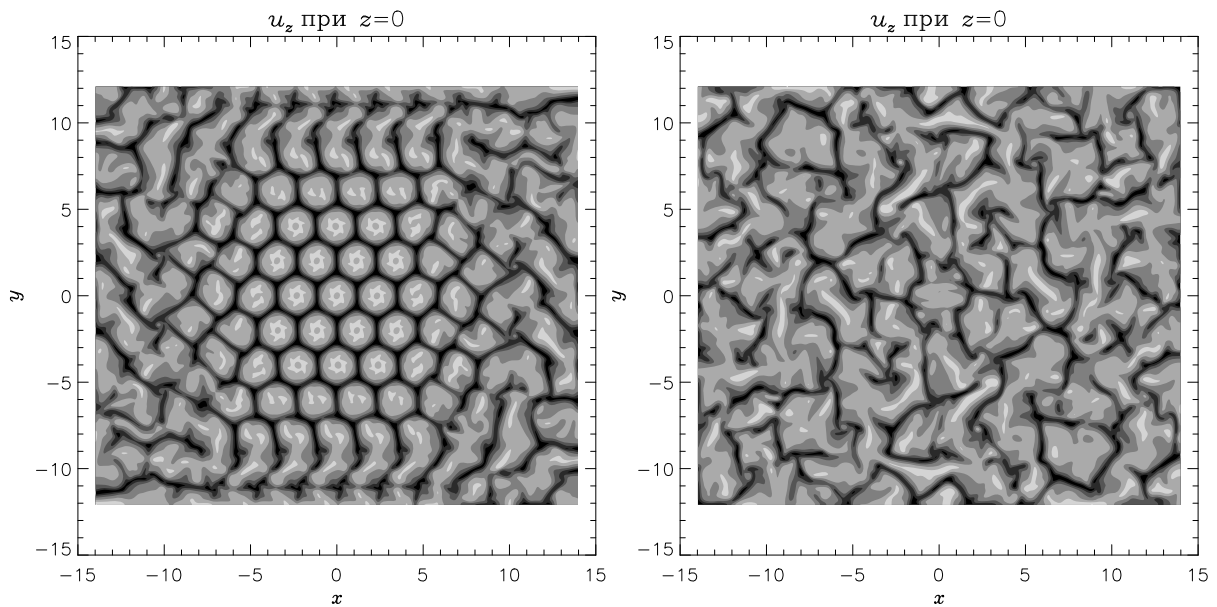


Рис. 2. Распределение вертикальной компоненты скорости в среднем горизонтальном сечении слоя в расчете для $m = 0.4$, $\Omega = 0.04$ [в единицах $(-g_z/L)^{1/2}$], $R = 20050.6$, $P = 1$ на двух различных стадиях эволюции.

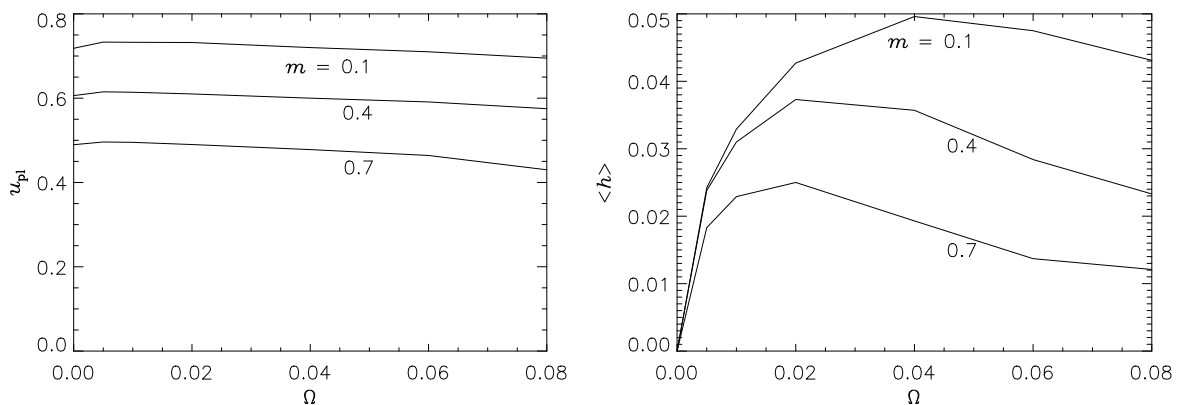


Рис. 3. Зависимость характерной скорости u_{pr} и средней спиральности $\langle h \rangle$ от скорости вращения Ω .

В представленной здесь серии расчетов на всех границах области принимались условия отсутствия тангенциальных напряжений (ранее выпол-

нялись расчеты при граничных условиях периодичности в горизонтальных направлениях [3]). В начальный момент вносилось тепловое возмущение специального вида, которое индуцировало течение в форме шестиугольных конвективных ячеек. В дальнейшем течение постепенно теряло свою упорядоченность, причем эволюция выглядела как проникновение влияния боковых стенок внутрь области (рис. 2). Как правило, максимальная по расчетной области скорость вначале выходит на более или менее широкое плато (ее значение на этом этапе будем обозначать как u_{pl}), после чего течение теряет свою упорядоченность и характерная скорость u_{pl} начинает флуктуировать случайным образом. Средняя спиральность растет, пока скорость выходит на плато и остается на нем, а с переходом к стадии малой упорядоченности течения падает и далее меняется беспорядочно.

Скорость u_{pl} и максимальное достигнутое значение средней спиральности зависят от скорости вращения слоя и индекса политропы (см. рис. 3). Характерная скорость u_{pl} мало меняется с Ω , в целом демонстрируя постепенное убывание, тогда как максимальная величина $\langle h \rangle$ имеет ясно выраженный максимум при некотором Ω . Это показывает, что подавление спиральности вращением среды опережает подавление конвекции.

Результаты исследования можно суммировать следующим образом:

- Численное моделирование конвекции во вращающемся слое может уменьшить долю произвола в оценках средней спиральности конвективных течений.
- Средняя спиральность сильно зависит от степени упорядоченности конвективного течения, и если для ячейечных течений в сжимаемой среде один знак спиральности преобладает над другим, то в малоупорядоченном течении спиральность меняется хаотически.
- При заданной стратификации и заданных параметрах режима существует некоторая скорость вращения, оптимальная для генерации спиральности конвективных течений.

Я благодарю ИМПБ РАН за предоставленные ресурсы вычислительного кластера, а А.Ю. Зайцева и И.Л. Овчинникова за помощь в постановке работы на нем.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 12-02-00792-а).

Литература

1. Краузе Ф., Рэдлер К.-Х., Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо, М.: Мир, 1984.
2. Brandenburg A., Dobler W. <http://www.nordita.org/software/pencil-code/>
3. Гетлинг А.В. Астрон. ж., **89**, 441, 2012.

КОНВЕКТИВНЫЙ МЕХАНИЗМ УСИЛЕНИЯ И СТРУКТУРИРОВАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Гетлинг А.В.¹, Колмычков В.В.², Мажорова О.С.²

¹*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына
МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, A.Getling@mail.ru*

²*Институт прикладной математики имени М.В. Келдыша, Москва,
ksv@keldysh.ru, olgamazhor@mail.ru*

CONVECTIVE MECHANISM OF MAGNETIC-FIELD AMPLIFICATION AND STRUCTURING

Getling A.V.¹, Kolmychkov V.V.², Mazhorova O.S.²

¹*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University,
Moscow, Russia, A.Getling@mail.ru*

²*Keldysh Institute of Applied Mathematics, Moscow, Russia
ksv@keldysh.ru, olgamazhor@mail.ru*

Strong photospheric magnetic fields frequently originate as magnetic elements in the network formed by the peripheral portions of convection cells on a certain scale. This phenomenon is traditionally attributed to the “wiping” of magnetic field lines by the convective motion. On the other hand, magnetic elements can develop in the inner parts of cells, being due to the “winding” of magnetic field lines by the circulating matter. Such a process was predicted by Tverskoi based on a simple kinematic model. To investigate the convection-driven dynamics of the magnetic field, we numerically simulate magnetoconvection in a horizontal layer of an incompressible fluid. The computation domain measures $8 \times 8 \times 1$. The initial magnetic field is assumed to be uniform and horizontal. It is shown that quasi-ordered cellular convection can produce bipolar (or diverse more complex) configurations of a substantially amplified magnetic field. The action of this mechanism is controlled by the very topology of the cellular flow, can be manifest on various spatial scales, and does not require strong initial magnetic fields. Thus, the parallel action of the “wiping” and “winding” mechanisms can give rise to magnetic elements varying in their multipolarity both at the centres of cells and in the network of their peripheral regions.

Развитие сильных фотосферных магнитных полей часто начинается с зарождения магнитных элементов в сетке, образованной периферийными частями конвективных ячеек того или иного масштаба. Это явление интерпретируется как результат «сгребания» магнитных силовых линий конвективным движением. С другой стороны, магнитные элементы могут появляться во внутренних частях ячеек, в частности, супергранул [1], что может быть следствием «наматывания» силовых линий циркулирующим веществом. Возможность такого рода процесса была предсказана Тверским [2] на основе простой кинематической модели. Выражаясь современным языком, модель Тверского следует определить как модель локального динамо. По-видимому, это была первая модель данного класса.

В настоящее время преобладает взгляд на локальное динамо как на генератор сильно изменчивых мелкомасштабных полей [3]. Механизм же, рассматриваемый здесь, должен проявлять себя в различных масштабах, поскольку его действие определяется топологией ячеечных течений.

Нелинейные численные расчеты действия механизма Тверского ранее проводились для условий сильной стабилизации течения условиями периодичности [4, 5]. Здесь МГД-конвекция в горизонтальном слое несжимаемой жидкости толщиной H численно моделируется без такой искусственной стабилизации. Размеры расчетной области находятся в отношении

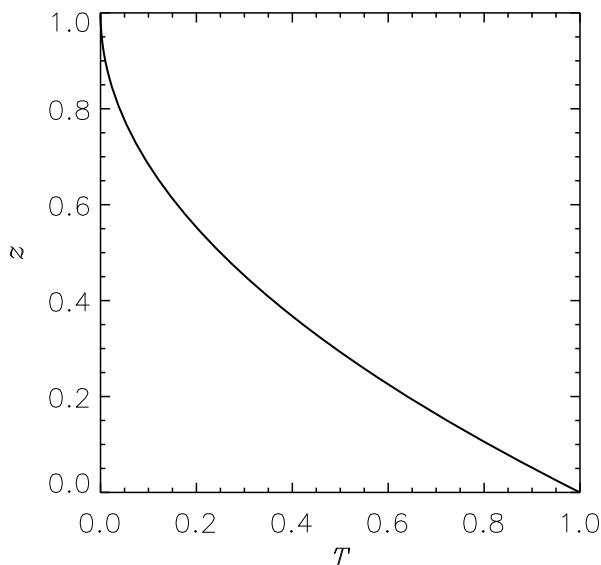


Рис. 1. Статический температурный профиль.

$8 \times 8 \times 1$. Начальное магнитное поле \mathbf{B}_0 считается однородным и горизонтальным. Чтобы моделируемое течение образовывало относительно устойчивые трехмерные ячейки, кроме нагрева слоя снизу, задавались равномерно распределенные объемные стоки тепла, которые при отсутствии теплового потока через верхнюю границу обеспечивали статический температурный профиль того вида, который показан на рис. 1.

Отсутствовал тепловой поток и через боковые стенки. На всех границах области принимались условия прилипания жидкости, а вектор магнитного поля на боковых стенках сохранял заданное начальное значение и был направлен вдоль оси x .

Физическими параметрами задачи являются величины

$$Ra = \frac{\alpha g \Delta T H^3}{\nu \chi}, \quad Pr = \frac{\nu}{\chi}, \quad Pr_m = \frac{4\pi\sigma\nu}{c^2}, \quad Na = \frac{B_0 H}{c} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho\nu}},$$

называемые соответственно числом Рэлея, гидродинамическим и магнитным числом Прандтля и числом Гартмана, а также безразмерная плотность источников тепла (в данном случае отрицательная)

$$q = \frac{Q}{c_p \rho \Delta T} \frac{\nu}{H^2};$$

она полагалась равной $(-2/Pr)$. Здесь α – коэффициент объемного теплового расширения жидкости, ν и χ – ее кинематическая вязкость и температуропроводность, g – ускорение силы тяжести, ΔT – разность температур между нижней и верхней поверхностью слоя, σ – электропроводность жидкости, Q – размерная плотность источников.

Для совместного решения уравнений Навье-Стокса, электромагнитной индукции, теплопереноса и непрерывности применялась модификация алгоритма SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations), описанная в работах [6, 7].

Мы покажем, что взаимодействие квазиупорядоченной ячейочной конвекции с магнитным полем способно создавать биполярные, а также разнообразные более сложные конфигурации значительно усиленного магнитного поля. Действие такого механизма определяется самой топологией ячейочного течения, может проявляться в различных пространственных масштабах и не требует сильных начальных магнитных полей. Магнитные конфигурации могут развиваться как в центрах конвективных ячеек, так и в сетке периферийных частей ячеек. В частности, выявляется роль циркуляционного движения жидкости, «наматывающего» магнитные силовые линии.

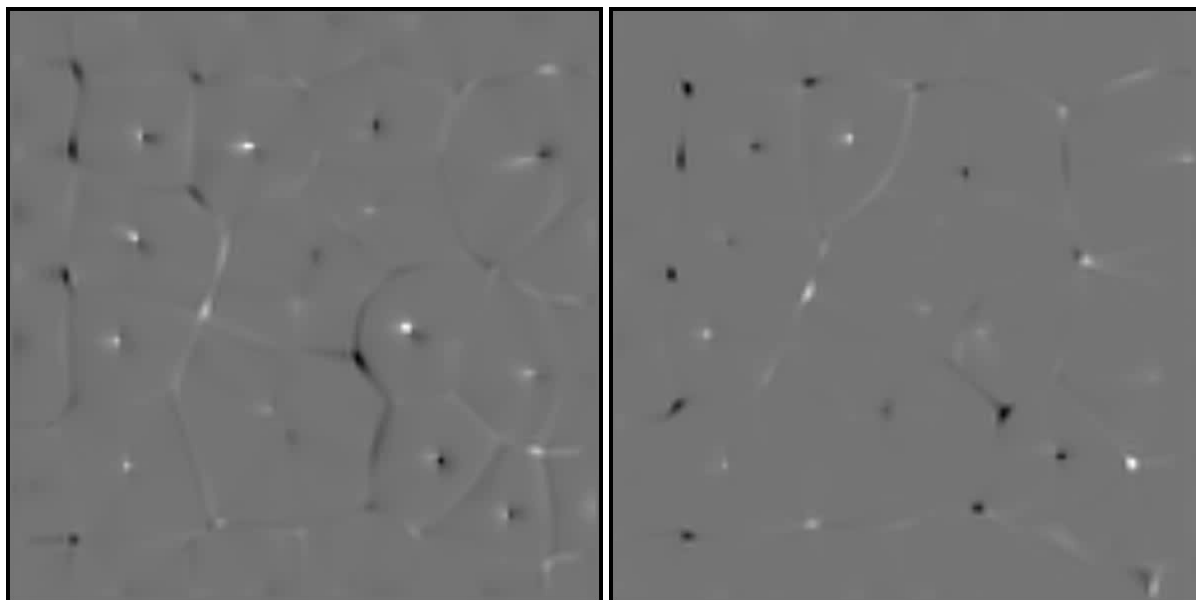


Рис. 2. Распределение вертикальной компоненты магнитного поля по горизонтальному сечению расчетной области, расположенному вблизи ее верхней границы, в расчете для $Ra = 72\,000 \approx 50 Ra_c$ (где Ra_c – критическое число Рэлея), $Pr = 30$, $Pr_m = 300$, $Ha = 0.01$. Значения напряженности представлены оттенками серого тона. Два рисунка соответствуют двум моментам времени.

Моделирование начинается с внесения случайного поля тепловых возмущений. На начальном этапе эволюции формируется система конвективных ячеек неправильной многоугольной формы. Локальные усиления (вертикального) магнитного поля возникают как в межъячейочной сетке, так и в центральных частях ячеек (рис. 2, слева). Примечательно, что внутриячейочные магнитные элементы биполярны, в согласии с предсказанием Тверского [2]. В ходе дальнейшей эволюции многие биполярные структуры переходят в униполярные, зачастую при этом не ослабевая, а достигая значительных напряженностей (сотни B_0 ; см. рис. 2, справа). Визуализация дви-

жения трассеров – воображаемых пробных частиц – показывает, что усиление магнитного поля не является единовременным переходным процессом, и существенным элементом механизма усиления является циркуляция жидких частиц.

Таким образом, рассмотренная модель конвективного механизма, которая может показаться слишком упрощенной, демонстрирует тем не менее способность *регулярных* течений создавать магнитные поля, сходные с наблюдаемыми в фотосфере. Очевидно, что замена однородного горизонтального начального поля на поле более сложной структуры безусловно приведет к появлению множества разнообразных возможных конфигураций усиленного поля. Свою роль в дальнейшей эволюции сформировавшейся магнитной структуры может сыграть и магнитная плавучесть, рассмотрение которой нашей моделью не охватывается.

Резюмируя, отметим следующее:

- Локальные концентрации магнитного поля могут развиваться как в межъячеечной сетке, так и внутри ячеек. Вторым сценарий согласуется с моделью Тверского, и биполярные конфигурации составляют важный класс формируемых магнитных структур.
- Во многих случаях компоненты биполярной структуры сливаются, но не аннигилируют и порождают униполярные магнитные элементы.
- Топология течения играет принципиальную роль в действии механизма усиления и структурирования магнитного поля, и можно ожидать, что закономерности процесса должны проявляться сходным образом в разных пространственных масштабах.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 12-02-00792-а).

Литература

1. *Title A.* Лекция на XXVII Генеральной ассамблее IAU, Прага, 2006.
2. *Тверской Б.А.* Геомагн. и аэрон., **6**, 11, 1966.
3. *Cattaneo F.* *Astrophys. J.*, **515**, L39, 1999.
4. *Гетлинг А.В.* Астрон. ж., **78**, 661, 2001.
5. *Dobler W., Getling A. V.* In Proc. IAU Symposium No. 223, p. 239, 2004.
6. *Колмычков В.В., Мажорова О.С., Попов Ю.П.* Дифф. уравнения, **42**, 994, 2006.
7. *Колмычков В.В., Мажорова О.С., Попов Ю.П.* Матем. моделирование и анализ, **11**, 57, 2006.

О ВОЗМОЖНОМ ПРОИСХОЖДЕНИИ МНОГОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ СОЛНЕЧНОЙ КОНВЕКЦИИ

Гетлинг А.В.¹, Мажорова О.С.², Щерица О.В.²

¹*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, A.Getling@mail.ru*

²*Институт прикладной математики имени М.В. Келдыша, Москва, olgamazhor@mail.ru, shchery@mail.ru*

A POSSIBLE ORIGIN OF THE MULTISCALE STRUCTURE OF SOLAR CONVECTION

Getling A.V.¹, Mazhorova O.S.², Shcheritsa O.V.²

¹*Skobel'syn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia, A.Getling@mail.ru*

²*Keldysh Institute of Applied Mathematics, Moscow, Russia, olgamazhor@mail.ru, shchery@mail.ru*

No convincing explanation has been given as yet to the fact that the sizes of the convection cells observed in the photospheric and subphotospheric layers of the Sun form a discrete spectrum. Convectively stable sublayers should not be present in the solar convection zone, and our study is aimed at finding conditions under which a globally unstable stratification can give rise to the splitting of convection-cell scales. Convection is simulated numerically based on two-dimensional Boussinesq equations for a fluid layer in which the static temperature profile is specially chosen, so that most part of the temperature difference between the bottom and top surfaces falls at a thin sublayer near the upper surface. Therefore, the convective instability is much stronger in this sublayer than in the remaining part of the layer. The stratification is controlled by appropriately specifying the temperature dependence of thermal diffusivity. Four techniques are applied to processing the computed velocity field. In the cases discussed, the developing flow proves to have a small-scale component superposed onto a basic large-scale roll flow, and scale splitting is observed. Generally, small-scale cells are observed in both the top and bottom boundary layers. This can be due to carrying the small-scale cells by the large-scale flow. The thickness of the sublayer of small-scale cells is not directly related to the thickness of the enhanced-instability sublayer.

Многомасштабная структура солнечной конвекции – сосуществование ячеечных течений, резко различающихся по своему пространственному масштабу – еще не нашла убедительного объяснения. Как известно, конвективные ячейки, размер которых в плане невелик по сравнению с толщиной слоя, должны и по высоте быть локализованы лишь в сравнительно тонкой части слоя. Такое вполне возможно, если некоторый подслой (интервал высот), 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 проникающая конвекция). Когда 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.

Цель данного исследования – понять, способны ли особенности статической температурной стратификации, которая конвективно неустойчива по всей толщине слоя жидкости, приводить к возникновению разномасштабного пространственного спектра конвекции. Естественно предположить, что к расщеплению масштабов могут приводить резкие изменения статического вертикального градиента энтропии (или, в задаче о несжимаемой жидкости, температуры) на некоторых высотах. В условиях солнечной конвективной зоны есть предпосылки для проявления такого эффекта, связанные с повышенной неустойчивостью слоев частичной ионизации водорода и гелия. Косвенные указания на возможность расщепления масштабов в подобных ситуациях ранее были получены в рамках линейной задачи [1, 2]; обоснованность этих ожиданий была отчасти подтверждена нелинейными численными расчетами [3].

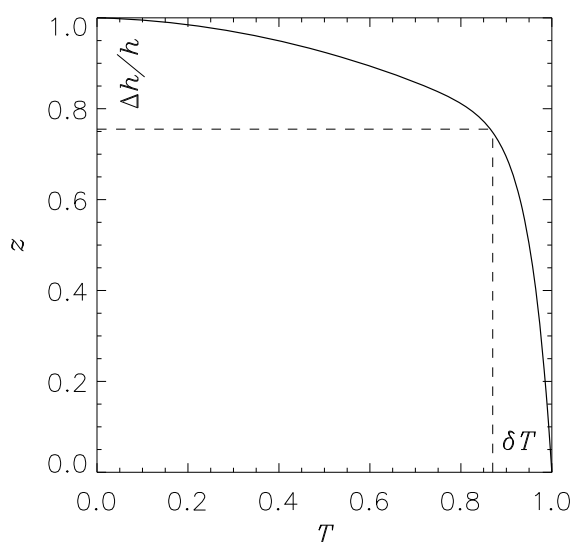


Рис. 1. Статический температурный профиль (в безразмерных переменных) при $a = 20$, $b = 600$, $n = 20$.

репада температур ΔT между нижней и верхней поверхностью слоя толщины h приходится на подслоу сравнительно небольшой толщины Δh , тогда как в остальной части слоя, толщина которой составляет $h - \Delta h$, температура изменяется на небольшую величину $\delta T \Delta T$ (рис. 1).

Горизонтальный размер области течения в наших расчетах равен $5\pi = 15.7h$. На всех ее границах мы вводим условия прилипания жидкости, температуру считаем фиксированной на горизонтальных границах, а тепловой поток через боковые стенки нулевым.

Физическими параметрами задачи являются числа Рэлея и Прандтля

Здесь путем численного моделирования двумерных конвективных течений в плоском горизонтальном слое несжимаемой жидкости, подогреваемого снизу, исследуется возможность расщепления масштабов в случае, когда статический температурный градиент претерпевает резкое изменение на некоторой высоте. Задавая модельную температурную зависимость теплопроводности вида $\chi(T) = 1 + aT + bT^n$ и выбирая подходящим образом параметры a , b и n , мы получаем такой статический профиль, в котором большая часть $(1 - \delta T) \Delta T$

$$Ra = \frac{\beta g \Delta T h^3}{\nu \chi}, \quad Pr = \frac{\nu}{\chi},$$

где β – коэффициент объемного теплового расширения жидкости, ν и χ – ее кинематическая вязкость и температуропроводность (значение последней берется для верхней границы слоя), а g – ускорение силы тяжести.

В приближении Буссинеска мы решаем уравнения Навье-Стокса, записанные для функции тока и завихренности, с использованием консервативной разностной схемы [4] второго порядка точности по пространственным координатам и первого порядка по времени на неравномерной сетке, содержащей 1024×51 точек, более детальной вблизи верхней и нижней границы слоя.

В исследованных режимах типичное значение критического числа Рэлея составляло $Ra_c = 60\,000$; расчеты выполнялись для $Pr = 0.2, 1, 100$.

Полученные при моделировании поля скоростей обрабатывались четырьмя различными способами. Перечислим их вместе с результатами обработки. При $b = 600$ в диапазонах $a = 10\text{--}20$, $n = 10\text{--}80$ качественные черты этих результатов оказались малочувствительными к выбору параметров.

1. Фурье-преобразование функции тока по горизонтальной координате на выбранных высотах показывает, что среди спектральных пиков, вообще говоря, имеются такие, которые не соответствуют обертонам фундаментальной моды и, следовательно, отражают присутствие течений масштаба, непосредственно не связанного с основным.

2. К полю функции тока применялся фильтр скользящего среднего: на данной высоте вычислялось среднее по скользящему окну той или иной ширины. Таким образом выделялась крупномасштабная компонента течения, которая затем вычиталась из исходного поля. При $Ra = 10 Ra_c$, $Pr = 100$ в разностном поле обнаруживались мелкомасштабные структуры в нижней части слоя; в верхней же части они оказывались более слабыми и терялись при усреднении.

3. Наиболее интересные результаты удается получить путем применения идеального низкочастотного фильтра: мелкомасштабная компонента находится вычитанием главного спектрального пика (соответствующего фундаментальной моде) из полного спектра течения. Рисунок 2 иллюстрирует один из исследованных случаев, $Pr = 1$; при $Pr = 0.2$ картина аналогична, а при $Pr = 100$ в разностном поле наблюдаются более крупные ячейки вблизи нижней поверхности.

4. Можно также визуально обнаружить признаки наличия мелкомасштабной составляющей поля скоростей, если в поперечном сечении слоя выделить (залить черным) области, в которых вертикальная компонента скорости имеет данный знак (такая процедура применяется как подготовительная к применению аппарата вычислительной гомологии).

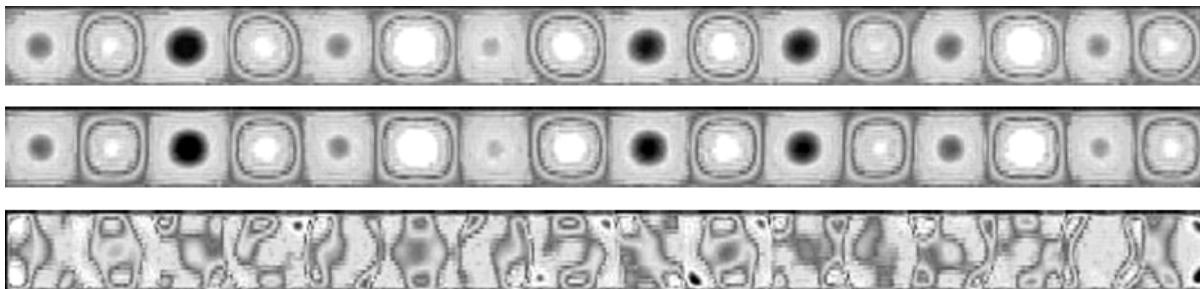


Рис. 1. Поле скоростей, найденное в расчете для $Ra \approx 10 Ra_c$, $Pr = 1$ (*вверху*), его крупномасштабная (*посередине*) и мелкомасштабная (*внизу*) составляющие, найденные путем применения идеального низкочастотного фильтра. Показаны линии тока (изолинии функции тока).

Результаты исследования можно описать следующим образом:

- Резкое изменение значений параметров стратификации на некоторой высоте недалеко от границы слоя способно привести к развитию мелкомасштабным течений и в целом к расщеплению масштабов конвекции.
- Мелкомасштабные ячейки, вообще говоря, локализуются и в верхнем, и в нижнем пограничном слое; это может быть следствием переноса мелкомасштабных ячеек крупномасштабными.
- Толщина слоя мелкомасштабных конвективных ячеек прямо не связана с толщиной подслоя сильной неустойчивости.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 12-02-00792-а).

Литература

1. Гетлинг А.В. Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, № 5, с. 45, 1975.
2. Гетлинг А.В. Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, **16**, 529, 1980.
3. Гетлинг А.В., Тихомолов Е.М. В сб: Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизических проявлений. Труды XI Пулковской международной конференции по физике Солнца, 2–7 июля 2007 г., Пулково, с. 109.
4. Мажорова О.С., Попов Ю.П. Журн. вычислительной математики и мат. физики, **20**, 1005, 1980.

СРАВНЕНИЕ ДВУХ МЕТОДОВ ОБНАРУЖЕНИЯ НОВОГО МАГНИТНОГО ПОТОКА В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

Головко А.А., Файнштейн В.Г., Попова Т.Е.
ИСЗФ СО РАН, г. Иркутск, а/я-291, e-mail: vfain@iszf.irk.ru

COMPARING TWO METHODS FOR DETECTING NEW MAGNETIC FLUXES IN ACTIVE REGIONS

Golovko A.A., Fainshtein V.G., Popova T.E.
Institute of Solar-Terrestrial Physics, SB RAS, Irkutsk, Russia

We have compared two methods for detecting new magnetic fluxes (NMF) emerging in active regions before intense flares followed by fast halo coronal mass ejections. One of them relies on the analysis of fractal characteristics of distribution of a measured photospheric magnetic field; another, on the visual analysis of dynamics of sunspots in an active region and distribution of a measured magnetic field in it. We demonstrated that 60.5% of places of NMF emergence were revealed by both of these methods. At the same time we found that in some places of NMF emergence the visual method managed to detect, the fractal one failed to register the new magnetic flux.

1. Введение

Одним из физических механизмов, обеспечивающих изменчивость магнитного поля в солнечной атмосфере, является всплывание из-под фотосферы нового магнитного потока [1]. Ярким примером такой изменчивости является рождение новой активной области [2]. Новый магнитный поток (НМП), появляющийся в активных областях (АО), не только приводит к изменению в них поля, но и играет важную роль в ряде физических процессов, происходящих в АО, и, прежде всего, таких, как солнечные вспышки и корональные выбросы массы [3–4]. Так, например, один из возможных механизмов генерации солнечных вспышек связывают с появлением НМП, взаимодействие которого с окружающим магнитным полем короны приводит к магнитному пересоединению, которое сопровождается локальным выделением большого количества энергии.

Вышесказанное стимулирует развитие методов обнаружения НМП. В течение длительного времени основным способом выявления НМП был «визуальный» или «ручной» (manual) метод. В этом случае сопоставлялись временные последовательности изображений Солнца с пятнами или последовательности магнитограмм, которые позволяли «увидеть» либо появление новых пятен, либо изменение конфигурации пятен, а также появление новых магнитных структур на магнитограммах измеряемого фотосферного магнитного поля [5]. Позднее нахождение НМП с использованием магнитограмм было автоматизировано. В последнее время были разработаны математические методы выявления нового магнитного поля [6, 7]. Исполь-

зование таких методов позволяет резко уменьшить время нахождения НМП по сравнению с «визуальным» методом. В то же время, вопрос о том, какова надежность выявления НМП математическими методами, остается открытым.

В настоящей работе сопоставлены два метода выявления НМП: «визуальный» метод и метод, опирающийся на мультифрактальный анализ распределений измеряемого магнитного поля [7]. НМП находился в уже существующих активных областях, и его появление предшествовало мощным вспышкам и быстрым корональным выбросам массы типа гало.

2. Данные и методы их анализа

Для выявления НМП использовались полученные инструментом SOHO/MDI калиброванные магнитограммы полного диска Солнца с уровнем обработки 1.8 и с интервалом времени между соседними магнитограммами 96 минут. Солнечные пятна определялись по наблюдениям SOHO/MDI солнечного диска в континууме. Промежуток времени между ближайшими изображениями здесь также составил 96 минут. Для нахождения мест появления НМП фрактальным (точнее, мультифрактальным) методом использовался пакет FracLab (см. [7]). В работе [7] сделан вывод, что места НМП, возникшего к моменту анализа магнитограммы, оказываются в относительно небольших по размеру участках фотосферы с фрактальной размерностью f , характеризующей распределение магнитного поля в окрестности этих мест, в диапазоне $f = 0-0.4$.

Выделение НМП «визуальным» методом производилось путем просмотра последовательностей как изображений солнечного диска в континууме, так и магнитограмм. При этом, прежде всего, мы пытались обнаружить появление новых солнечных пятен. Учитывались также разного рода изменения существующих пятен (как тени, так и полутени пятен) и их взаимного расположения. При анализе последовательностей магнитограмм регистрировалось появление новых магнитных структур (диполи и др.), а также выявлялись заметные изменения распределений магнитного поля. В данной работе мы использовали лишь качественные оценки изменения магнитного поля в местах появления НМП. Для определения местоположения НМП на сферической поверхности Солнца (на фотосфере) использовалась специальная программа.

Сопоставление двух методов нахождения мест появления НМП производилось в активных областях, зарегистрированных на видимом диске Солнца 2003.10.28 (10:59), 2003.10.29 (20:37), 2003.11.18 (08:12), 2004.11.07 (15:42), 2004.11.10 (01:59), 2005.01.15 (05:54, 22:25), 2005.01.17 (08:59, 09:42), 2005.01.19 (08:03), 2005.05.13 (16:13), 2005.09.13 (19:42). В скобках указано время начала рентгеновской вспышки. Все эти вспышки были связаны с генерацией в тех же самых АО быстрых (со скоростью $V > 1500$ км/с) корональных выбросов массы типа гало.

Процедура сопоставления двух методов выявления НМП сводилась к следующему. Для каждого участка фотосферы, определенного в момент начала вспышки методом фрактального анализа как место возникновения НМП, находились его координаты на сферической поверхности Солнца. Затем в ближайшей окрестности этого участка анализировались изменения структуры пятен и магнитного поля «визуальным» методом до начала вспышки, в момент вспышки и после вспышки.

3. Результаты

Рассмотрим пример сопоставления одного места возникновения НМП, обнаруженного мультифрактальным методом, с особенностями изменения распределения пятен и изменения магнитного поля в окрестности этого места. На Рис. 1(А) в момент вспышки 2004.11.07 (15:42) маленькими белыми кружками показаны места появления НМП по данным мультифрактального анализа магнитного поля. Выбранное место НМП отмечено стрелкой. На Рис. 1(Б–Г) показана структура пятен в этой АО. На месте появления НМП по данным мультифрактального анализа примерно за сутки до вспышки появляется новое пятно (Рис. 1(В)), отмеченное стрелкой. Это пятно еще более отчетливо наблюдается вблизи момента вспышки. На магнитограммах на Рис. 1(Е, Ж) на месте пятна возникает область положительного магнитного поля. Слева от него сформировалась область с отрицательным полем. Т.е. мы видим появление биполярной структуры. Места будущего появления нового пятна и области с положительным полем также отмечены стрелками на Рис. 1(Б, Д).

На Рис. 2(А–Г) показано появление в месте возникновения НМП по данным мультифрактального анализа пятна. Но это пятно не является новым. Оно «оторвалось» от группы пятен и передвинулось, меняясь по форме и насыщенности темным цветом в процессе своего движения. На магнитограмме это соответствует появлению отрицательного поля в месте возникновения пятна.

Приведем некоторые статистические данные, характеризующие согласие и различие выявления НМП двумя методами для рассмотренных событий. Число мест появления НМП в момент начала вспышки N_{FM} , определенных с помощью фрактального метода $N_{FM} = 81$. Это нижняя оценка данного параметра, т. к. точно определить эту величину довольно сложно. В 37% этих мест появление НМП связано с возникновением нового пятна. В окрестности 39.5% мест НМП, выявленных мультифрактальным методом, мы не обнаружили появления нового магнитного потока визуальным методом. В окрестности оставшихся 23.5% мест НМП, установленных с помощью фрактального метода, предположительно мы наблюдаем «визуальным» методом появление нового магнитного потока в виде различного рода вариаций существующих распределений пятен, не связанных с рождением новых пятен. В этих случаях выделение НМП визуальным методом

производится наименее надежно. Это подтверждают Рис. 2. Таким образом, верхняя оценка количества мест НМП, одновременно обнаруженных двумя методами, составляет 60.5%. Мы также обнаружили для рассмотренных событий появление НМП в местах, в которых такие магнитные потоки не были предсказаны методами мультифрактального анализа. Но пока не удалось сделать оценку полного числа таких мест.

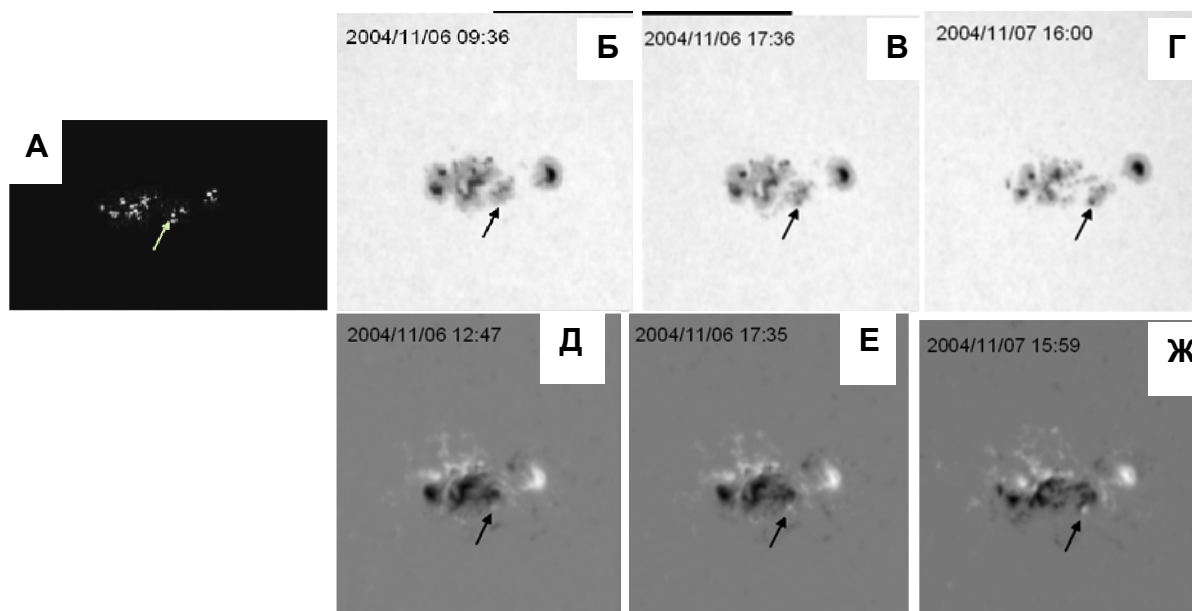


Рис. 1.

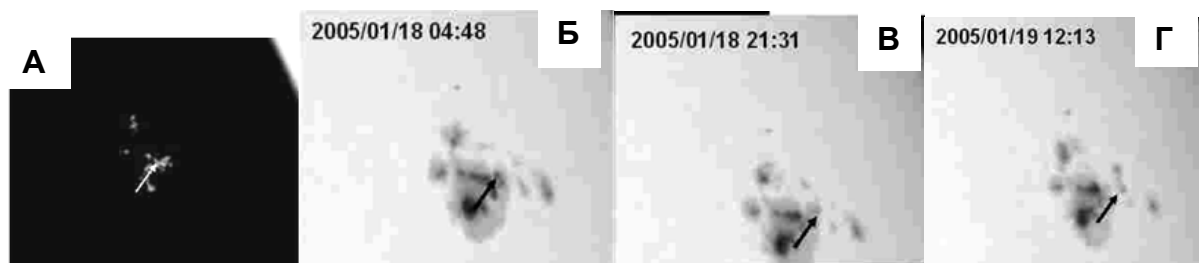


Рис. 2.

Литература

1. *Archontis V. J.* Geophys. Res. 2008. V. 113. P. A03S04. doi:10.1029/2007JA012422.
2. *Григорьев В.М., Ермакова Л.В., Хлыстова А.И.* Письма в Астрон. журн. 2007. Т. 33. № 11. С. 858–862.
3. *Green, L.M., Démoulin, P., Mandrini, C.H., and Van Driel-Gesztelyi, L.* Solar Phys. 2003. V. 215. P. 307-325.
4. *Zhang Y., Zhang M., Zhang H.* Solar Phys. 2008. V. 250. P. 75–88.
5. *Harvey, K.L.* Magnetic Bipoles on the Sun //Ph. D. thesis. Univ. Utrecht. 1993.
6. *Князева И.С., Макаренко Н.Г., Лившиц М.А.* Астрон. Журн. 2011. Т. 88. №5. С. 503–512.
7. *Головко А.А., Салахутдинова И.И.* Астрон. Журн. 2012. Т. 89. №5. С. 458–464.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПОЛЯРНОЙ ОБЛАСТИ СОЛНЦА ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ НА РАТАН-600 В САНТИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

Голубчина О.А., Коржавин А.Н.

*Санкт-Петербургский филиал Специальной астрофизической обсерватории РАН,
Санкт-Петербург*

DISTRIBUTION OF THE BRIGHTNESS TEMPERATURE IN POLAR REGION OF THE SUN ACCORDING TO OBSERVATIONS WITH RATAN-600 ON CENTIMETRIC WAVE LENGTHS

Golubchina O.A., Korzhavin A.N.

*Saint-Petersburg Branch of Special Astrophysical Observatory RAN
Saint-Petersburg*

Distribution of brightness temperature of polar region of the Sun on distances from one to two solar radiuses during a minimum of solar activity is received. The observations were made with North-east sector of RATAN-600

1. Введение

Целью данной работы является исследование полярной области Солнца в период минимума солнечной активности. Наблюдения максимальной фазы солнечного затмения 29.03.2006 г. выполнены на радиотелескопе РАТАН-600 в широком диапазоне сантиметровых длин волн (1–31) см и являются уникальными, т.к. РАТАН-600 имеет высокую разрешающую способность (секунды-минуты дуги) и высокую чувствительность по потоку (0.05-0.01) с.е.п.[1–3]. Такие характеристики недоступны радиотелескопам с малыми зеркалами, которые обычно используются при наблюдениях солнечного затмения. Исследование распределения яркостной температуры в полярной области Солнца на расстояниях, равных (1–2) радиусам Солнца в широком диапазоне сантиметровых длин волн, стало возможным благодаря закрытию Луной мешающего мощного фонового радиоизлучения Солнца и высокой чувствительности по потоку системы радиометр – радиотелескоп.

Первой такой удачей было попадание радиотелескопа РАТАН-600 в полосу почти полного солнечного затмения 31.07.81 года [4]. Следующая такая уникальная возможность наблюдения максимальной фазы солнечного затмения представилась только в 29.03.2006.

2. Наблюдения

Наблюдение солнечного затмения 29.03.2006 г. было выполнено на Северо-восточном секторе радиотелескопа РАТАН-600 на волнах 1.03 см,

1.38 см, 2.7 см, 6.2 см, 13 см, 30.7 см. Максимальная фаза затмения равнялась 0.998. Цель данной работы состоит в нахождении распределения яркостной температуры в атмосфере Солнца на расстоянии примерно от 1 R_c до 2 R_c. Наблюдения выполнены в режиме «эстафеты» [5] при положении вторичного отражателя в центре круга. Диаграмма направленности антенны (ДНА) является ножевой. Центр ДНА был смещён по высоте относительно центра оптического диска Солнца на +15 угловых минут. При этом в центральную часть ДНА на момент наблюдения максимальной фазы затмения попадает северная полярная область Солнца, в которой расположена корональная дыра. Для определения распределения яркостных температур – T_b(R) в атмосфере Солнца на разных длинах волн наблюдения необходимо было построить такие модели солнечного затмения, которые максимально совпадали бы с реальными записями радиоизлучения Солнца. Методика моделирования подробно приведена в работе [3]. Модели Солнца и Луны задавались в виде систем концентрических колец с равномерным распределением яркости внутри каждого кольца в рамках угловой симметрии.

Известно, что связь антенной температуры T_a(φ₀) с истинной яркостной температурой наблюдаемого источника даётся уравнением антенного сглаживания:

$$T_a(\varphi_0) = \int T_b(\varphi) A(\varphi - \varphi_0) d\varphi . \quad (1)$$

Здесь A(φ) – диаграмма направленности антенны, T_b(φ) – распределение яркостной температуры по источнику, T_a(φ₀) – антенная температура наблюдаемого источника. Яркостные температуры наблюдаемого источника при моделировании задаются таким образом, чтобы при известной диаграмме направленности телескопа антенные температуры, определённые из уравнения (1), максимально совпадали с антенными температурами, полученными из наблюдений. Как было отмечено в работе [3], при моделировании яркостные температуры колец Солнца и Луны можно задавать либо согласно литературным данным, либо подбором, либо расчётным методом, или комбинируя все перечисленные методы. Для Луны использованы данные, приведенные в работе [6], но на коротких волнах: 1.03 см и 1.38 см – было задано несколько колец с подобранными яркостными температурами:

$$\lambda = (2.7 - 30.7) \text{ см}, R^{\text{Л}}(1) = (0 - 0.9), T_b^{\text{Л}}(1) = 220 \text{ К}, R^{\text{Л}}(2) = 1.0, T_b^{\text{Л}}(2) = 110 \text{ К};$$

$$\lambda = 1.38 \text{ см}, R^{\text{Л}} = (0.2, 0.5, 0.9, 1.0); T_b^{\text{Л}} = (200, 160, 150, 110);$$

$$\lambda = 1.03 \text{ см}, R^{\text{Л}} = (0.3, 0.9, 1.0); T_b^{\text{Л}} = (100, 90, 30).$$

Для модели Солнца, как правило, яркостные температуры колец, расположенных до расстояний (1.5–1.6) R_c от центра Солнца, подбирались, а далее рассчитывались, используя формулу Баумбаха-Аллена для определения электронной концентрации на заданных расстояниях в короне Солнца [6]. Таким образом рассчитывались яркостные температуры на расстоя-

ниях от $(1.5-1.6) R_c$ до $2 R_c$. Антенные температуры вычислялись путем использования модельной процедуры антенного сглаживания вертикальной диаграммой направленности. Эта процедура подробно описана в работе [3].

После выполнения суммирования полученных T_a и нормировки суммы T_a по вертикальной ДНА определяется значение антенной температуры радиоизлучения Солнца $T_a(R)$ на заданном расстоянии (R) от его центра.

Таким образом, для каждой волны наблюдения была сформирована система антенных температур (T_a), яркостных температур (T_b) и соответствующих расстояний от $1 R_c$ до $2 R_c$. Для завершения моделирования необходимо выполнить процедуры, учитывающие переоблучение антенны и сглаживание модельного сигнала горизонтальной ДНА [3, 7, 8].

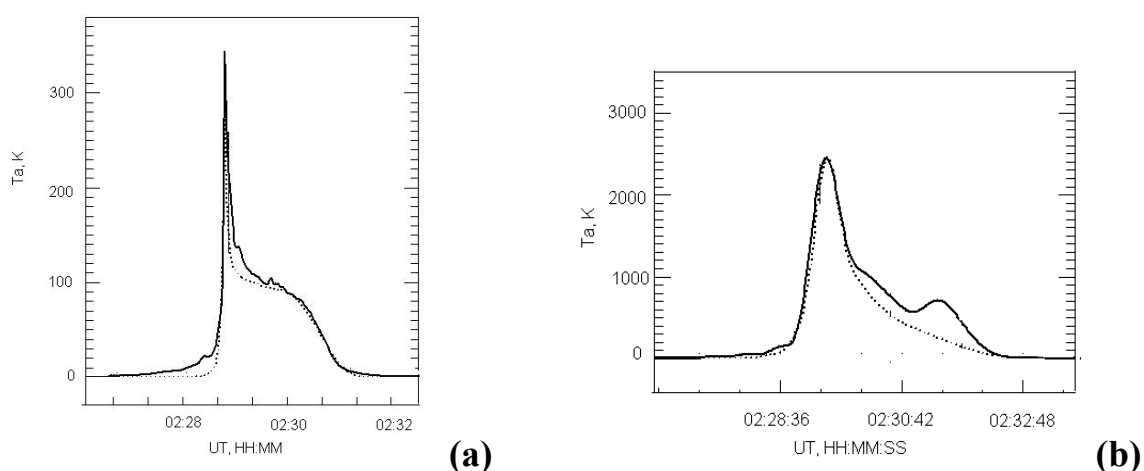


Рис. 1. Модельная (пунктирная линия) и реальная (сплошная линия) затменные кривые радиоизлучения Солнца и Луны на волнах: (а) – 1.03 см; (б) – 13 см.

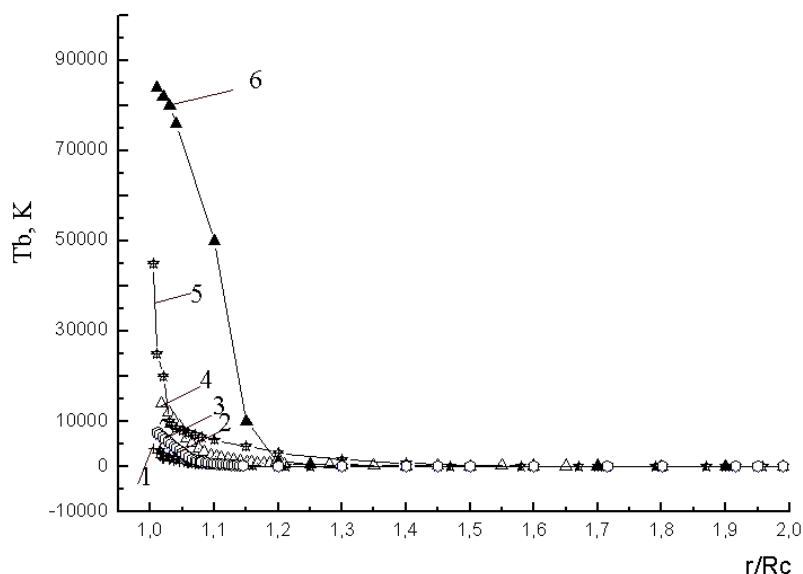


Рис. 2. Распределение яркостной температуры (T_b) с расстоянием от центра оптического диска Солнца (r/R_c) в полярной корональной области Солнца на волнах: 1 – 1.03 см; 2 – 1.38 см, 3 – 2.7 см, 4 – 6 см, 5 – 13 см, 6 – 30.7 см.

В результате моделирования были получены распределения яркостных температур (T^{b}) полярной области Солнца с расстоянием от одного радиуса Солнца до двух его радиусов. На рис. 1 приведены модельные кривые и реальные копии записей радиоизлучения Луны и Солнца во время наблюдения максимальной фазы солнечного затмения. Сравнение реальных и модельных «затменных» кривых, приведенных на рисунках 1(a,b), демонстрирует хорошее согласие моделей с реальными наблюдениями. На рис. 2 приведён график распределений яркостных температур.

Результаты

1. Разработана методика построения модели радиоизлучения Солнца и Луны во время наблюдений максимальной фазы ($\Phi = 0.98$) солнечного затмения 29.03.2006 г. на волнах (1.03, 1.38, 2.7, 6, 13, 30.7) см на Северо-западном секторе РАТАН-600.
2. В рамках выбранной нами сферически симметричной математической модели Солнца и Луны в виде концентрических колец с равномерным распределением яркости внутри колец достигается хорошее совпадение модели с реальной записью наблюдения солнечного затмения в широком диапазоне сантиметровых длин волн.
3. Определены яркостные температуры полярной области солнечной атмосферы на расстояниях от $1.005 R_{\text{c}}$ до $2 R_{\text{c}}$ от центра оптического диска Солнца.
4. Формула Баумбаха-Аллена может быть использована при определении яркостных температур радиоизлучения Солнца на волнах (1.03, 1.38, 2.7, 6, 13, 30.7) см, начиная с расстояний $(1.5-1.6) R_{\text{c}}$ от центра оптического диска Солнца.
5. Выявлено резкое падение яркостной температуры на волнах $\lambda = 13$ см и $\lambda = 30.7$ см: на $\lambda = 13$ см – $T^{\text{b}}(\text{N})$, $K = 10^3 * (45.0)$ на расстоянии $R^{\text{c}}(\text{N}) = 1.005$; $T^{\text{b}}(\text{N})$, $K = 10^4$, $R^{\text{c}}(\text{N}) = 1.03$.
6. Значения яркостных температур (T^{b}) моделей меньше полученных ранее при внезатменных наблюдениях Солнца на РАТАН-600 на всех рассматриваемых длинах волн.

Литература

1. В.М. Богод, О.А. Голубчина, Г.Н. Жеканис и др. *Astrophys. Bull.*, **62**, 379 (2007).
2. О.А. Голубчина, В.М. Богод, А.Н. Коржавин и др. *Astrophys. Bull.*, **63**, 36 (2008).
3. О.А. Голубчина, А.Н. Коржавин, С.Х. Тохчукова, *Astrophys. Bull.*, **66**, 524 (2011).
4. О.А. Голубчина О.А. и др., Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып. **62**, 190, (1982).
5. О.А. Голубчина, Г.С. Голубчин, *Известия САО*, **14**, 125 (1981).
6. В.В. Железняков, *Радиоизлучение Солнца и планет*, (М.: Наука, 1964).
7. О.А. Голубчина, *Известия САО*, **21**, 75 (1986).
8. О.А. Голубчина, *Известия САО*, **21**, 85 (1986).

ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ В КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЕ СОЛНЦА

Грабов В.М.¹, Зайцев А.А.², Кузнецов Д.В.²

¹*РГПУ им. А.И. Герцена, г. Санкт-Петербург*

²*ЕГУ им. И.А. Бунина, г. Елец*

PHYSICAL MODELLING OF THE ELECTROMAGNETIC PHENOMENA IN CONVECTIVE ZONE OF THE SUN

Grabov V.M.¹, Zaitsev A.A.², Kuznetsov D.V.²

¹*Herzen Russian State Pedagogical University, Saint-Petersburg*

²*Bunin Elets State University, Elets*

It was experimentally determined that in viscous electrically conducting medium in aqueous solutions of ionic compounds where there is a mass-transfer and a thermodiffusion transfer according to the temperature gradient, electromotive force called thermoelectrokinetic EMF is forming. The conclusion was made that thermoelectrokinetic EMF and corresponding electric currents may form in self-organizing swirling convectional structures in plasma of convective zone of the Sun and stars which provides magnetic fields in the order of 0.1 T. The values of magnetic fields are the same order of magnitude as magnetic fields experimentally observed in the areas of sunspots.

Одним из выдающихся достижений физики XX столетия является установление закономерностей процессов самоорганизации систем в условиях, далеких от термодинамического равновесия [1, 2]. Параметром, характеризующим степень отклонения вязкой среды от состояния термодинамического равновесия при действии гравитации и градиента температуры, является число Релея Ra (1) [2]

$$Ra = \frac{g\beta h^4 |\text{grad}T|}{\kappa\nu}. \quad (1)$$

В выражении (1) g – ускорение силы тяжести, β – коэффициент объемного расширения среды, h – характерный размер системы (толщина слоя вязкой среды), ν – кинематическая вязкость, κ – коэффициент теплопроводности.

В вязких средах при действии гравитации и градиента температуры при переходе числа Релея через некоторое пороговое значение формируются упорядоченные диссипативные конвективные структуры типа ячеек Бенара, наблюдаемые в вязких жидкостях [1, 2]. Примерами самоорганизующихся упорядоченных диссипативных структур в вязкой среде являются конвективные структуры в плазме Солнца и звезд, наблюдаемые на внешней границе конвективной зоны Солнца [3].

Гипотеза исследования состоит в том, что в конвективных структурах в вязкой электропроводящей среде, например, в растворах ионных соеди-

нений, в плазме, будут формироваться вихревые электромагнитные структуры, включающие вихревые поля сторонних сил и электрические токи, т.е. будут формироваться новые термоэлектрокинетические явления [4].

В электропроводящей среде при наличии градиента температуры формируется термоэлектрическое поле и термоэлектродвижущая сила (термоэдс). Вектор напряженности термоэлектрического поля и термоэлектрическая ЭДС пропорциональны соответственно градиенту и перепаду температуры в среде с коэффициентом пропорциональности α , называемым коэффициентом термоэдс среды:

$$E = \alpha \cdot \text{grad}T, \quad \varepsilon = \alpha \cdot \Delta T \quad (3)$$

В электропроводящих средах с носителями заряда двух знаков коэффициент термоэдс определяется выражением [5, 6]

$$\alpha = \frac{\alpha^+ \sigma^+ + \alpha^- \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-}, \quad (4)$$

в котором α^+ , α^- , σ^+ , σ^- – парциальные коэффициенты термоэдс и удельной электропроводности носителей заряда положительного и отрицательного знаков. Коэффициент термоэдс для электронно-ионной плазмы определяется электронами $\alpha = (5/2)(k/e)$ [7], где k – постоянная Больцмана, e – заряд электрона, и составляет примерно 0,2 мВ/К, близкое к наблюдаемому в водных растворах ионных соединений [5, 6].

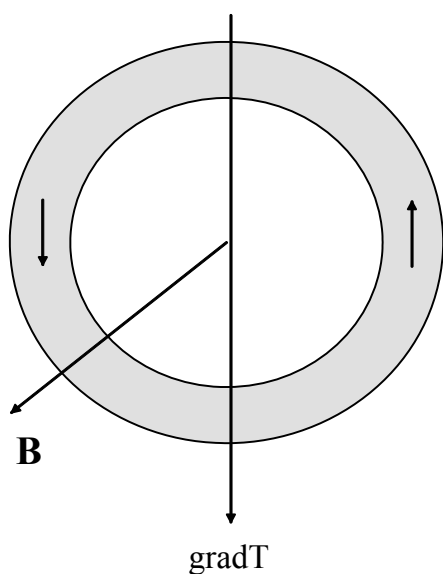


Рис. 1. Тороид, как модель вихревой конвективной ячейки.

Модель конвективной ячейки можно представить в виде тороида, рис. 1, в котором при действии градиента температуры и параллельного ему вектора гравитационного ускорения, вязкая электропроводящая среда совершает круговое движение. При этом, в тороиде будет действовать термоэлектрокинетическая электродвижущая сила, протекать замкнутый электрический ток, показанный стрелками, создающий магнитное поле с вектором магнитной индукции \mathbf{B} [4].

Физическую природу формирования электромагнитных структур в конвективных вихрях в вязкой электропроводящей среде можно понять, если изображенную на рис 1 модель можно рассматривать, как замкнутый термоэлемент, в котором правая и левая ветви отличаются тем, что вектор скорости течения среды в левой ветви параллелен градиенту температуры, а в правой ветви – антипараллелен. Термодиффузия носителей заряда осуществляется в правой ветви по направлению течения среды, а в левой ветви – противоположно направлению течения среды, что нарушает

симметрию правой и левой ветвей рассматриваемого термоэлемента. Указанное нарушение симметрии ветвей с необходимостью приводит к формированию термоэлектрокинетической ЭДС, замкнутого электрического тока и магнитного поля, как это показано на рис. 1 [4–6].

Для установления количественных значений термоэлектрокинетической ЭДС было произведено физическое моделирование термоэлектрокинетического явления [5, 6]. В качестве вязкой электропроводящей среды использовались жидкие электролиты, водные растворы ионных соединений, кислот, щелочей и солей. Для получения больших значений коэффициентов термоэдс важно, чтобы подвижности положительных и отрицательных ионов в растворе имели существенно различные значения [5, 6]. Этим требованиям удовлетворяет, например, водный раствор гидроксида калия (KOH) с подвижностями ионов K^+ ($7,6 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$) и OH^- ($20,5 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$) при 25°C и коэффициентом термоэдс $\alpha = -0,6 \text{ мВ/К}$ [5, 6].

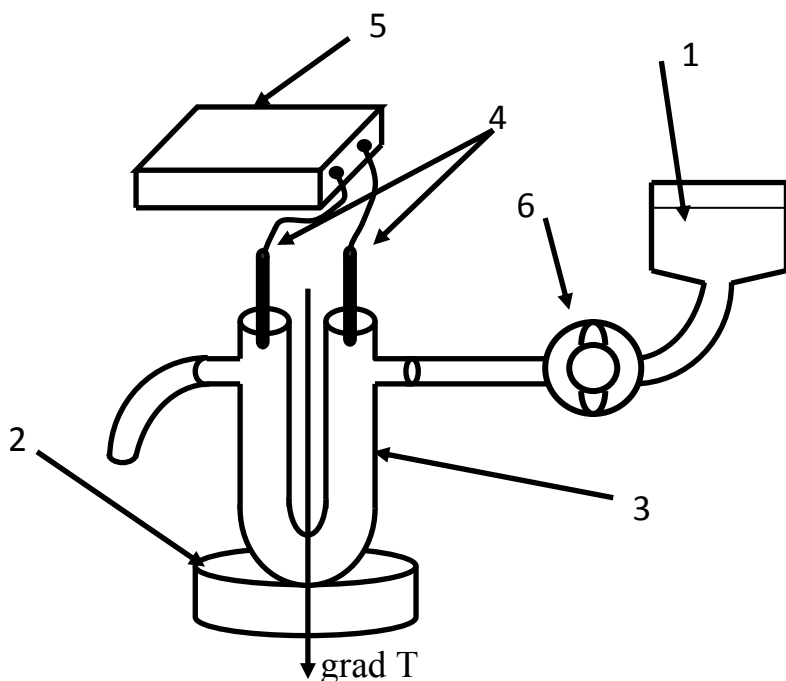


Рис. 2. Схема установки для измерения термоэлектрокинетической ЭДС. 1 – электролит, 2 – нагреватель, 3 – U-образная трубка, 4 – электроды, 5 – электроизмерительный прибор.

Для обеспечения возможности измерения ЭДС и скорости протекания электролита замкнутый термоэлемент в виде тороида, рис. 1, в опытах заменялся разомкнутым термоэлементом в виде вертикально расположенной U – образной трубки, рис. 2, через которую принудительно осуществлялся поток электролита с заданной скоростью при наличии градиента

температуры вдоль колен трубки [5, 6].

ЭДС измерялась между точками входа и выхода электролита, температуры которых в течение всего опыта поддерживались одинаковыми. При наличии градиента температуры и отсутствии течения электролита ЭДС была близка к нулю, так как ветви термоэлемента были симметричными. При протекании электролита симметрия ветвей нарушалась, в результате измерялась ЭДС, величина которой была пропорциональна перепаду температуры и концентрации раствора, а в зависимости от скорости протекания

ния электролита проходила через максимум со значением коэффициента ЭДС примерно равным 0,1 мВ/К [6]. При фиксированной скорости протекания электролита напряженность термоэлектродинамического поля пропорциональна градиенту температуры (5) с коэффициентом $\gamma \approx 0,1$ мВ/К [5, 6].

$$E = -\frac{\beta}{\sigma}(\alpha \text{grad}T)(nv) = -\gamma \text{grad}T \quad (5)$$

Если применить к конвективному вихревому потоку плазмы в конвективной зоне Солнца модель тороида, рис. 1, с величиной внешнего диаметра порядка 10^4 км, и диаметром сечения тороида около $3 \cdot 10^3$ км, для электропроводности плазмы принять значение $\sigma = 3 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ [3], для градиента температуры принять среднее значение $\text{grad}T = 10^{-2}$ К/м, а для коэффициента напряженности термоэлектрического поля принять значение, полученное в опыте с электролитами $\gamma \approx 0,1$ мВ/К [5, 6], то для величины вектора магнитной индукции в центре тороида, рис. 1, получим значение $B \approx 0,1$ Тл, что по порядку величины близко к экспериментально наблюдаемым в области солнечных пятен [3]. Это магнитное поле можно рассматривать как первичное в плазме, как диссипативной среде, которое трансформируется в магнитогидродинамических процессах и составляет большой диапазон наблюдаемых значений индукции магнитного поля в конвективной зоне Солнца [3].

Литература

1. Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах. М: Мир, 1979.– 512 с.
2. Эбелинг В., Энгель А., Файстель Р. Физика процессов эволюции. М.: Едиториал УРСС, 2001. – 326 с.
3. Краузе Ф., Рэдлер К.-Х. Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. М.: Мир, 1984 – 320 с.
4. Grabov V.M. On one of promising directions in the development of fundamental physics of thermoelectricity in XXI century // Journal of Thermoelectricity. 2005, No.4, p.59–62.
5. Грабов В.М., Зайцев А.А., Кузнецов Д.В., Сидоров А.В., Новиков В.И. Термоэлектродинамический эффект в слабых водных растворах электролитов // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. «Естественные науки», 2008. № 3. С. 112-122.
6. Грабов В.М., Зайцев А.А., Кузнецов Д.В., Карташов Р.В., Сидоров А.В. Термоэлектродинамический эффект в водном растворе гидроксида калия // Термоэлектрики и их применения. Материалы XI Межгосударственного семинара 25–27 октября 2008 г., Санкт-Петербург, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. 2009. С. 187–192.
7. Котельников И.А., Ступаков Г.В. Лекции по физике плазмы. – Новосибирск: НГУ, 1996 – 136 с.

МИКРОВОЛНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ В ПРОШЕДШЕМ МИНИМУМЕ СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА

Григорьева И.Ю.¹, Просовецкий Д.В.²

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Институт солнечно-земной физики, СО РАН, Иркутск, Россия

MICROWAVE EMISSION OF THE ACTIVE REGIONS IN THE LAST SOLAR MINIMUM

Grigoryeva I.Yu.¹, Prosovetsky D.V.²

¹Central astronomical observatory at Pulkovo of RAS, St.-Petersburg, Russia

²Institute of Solar-Terrestrial Physics, SB RAS, Irkutsk, Russia

During the deep minimum of solar activity 2007–2009 we have selected some of sunspots groups without a flare activity or were sub-flares and 1–2 C-class flares. Radio observations during this period allowed us to obtain the spectral characteristics of active regions on the quiet phase of their existence.

In this paper, according to the RATAN-600 data in the range of 6–17 GHz, the spectra were studied from the active regions NOAA 10933 observed on the Sun in January 2007, and NOAA 10999 – in June 2008. A comparison of the characteristics of radio emission with physical parameters of the plasma obtained by the SOHO/EIT instrument and with the photospheric magnetic field in these groups is carried out.

It was found that the groups with sub-flares are surfacing new magnetic flux, followed by the development of a polarized source in the microwave range. By UV data we have shown that in these groups, a region of dense plasma with high temperature is generated. The possible role of non-thermal processes in the generation of microwave emission is discussed.

Глубокий минимум солнечного цикла позволяет наблюдать самые слабые события на диске благодаря очень низкому фону излучения. Такая ситуация дает шанс исследовать солнечную корону как динамическую систему, реагирующую на постепенные изменения движений плазмы и магнитного поля в нижележащих слоях атмосферы. В этой работе были рассмотрены два сценария развития активных областей: в случае возникновения в них слабых нестационарных процессов и в отсутствии какой-либо активности.

В прошедшем 23 цикле в январе 2007 г. при низком рентгеновском фоне (по GOES) одновременно на диске можно было наблюдать несколько групп солнечных пятен. Одна из которых – NOAA 10933, имела редкие субвспышки, и спустя двое суток после повышения фона на 2 порядка ($10^{-9} \div 10^{-7}$ Вт/м²) 10 января вблизи лимба в ней произошла вспышка балла C1.7. В остальных группах (NOAA 10935, 10936 и 10937) заметной активности не было зарегистрировано. Слева на рис. 1 изображена активная область (АО) NOAA 10933 на 08.01.07 по данным телескопа XRT/Hinode.

В июне 2008 г., при рентгеновском фоне на порядок ниже, наблюдалась слабая АО NOAA 10999, не давшая ни одной вспышки за время существования на диске. Однако в таких областях могут возникать так называемые "транзиентные" явления – одна из петель может на короткое время уярчиться, и затем погаснуть [1]. На рис. 1, справа, приведен пример АО NOAA 10999: ее изображение в рентгене на 20.06.08 (XRT/Hinode). В диапазоне ВУФ-линий 195-284 Å (SOHO/EIT) видно, что в петлях, связанных с группой, плазма имеет температуру $T \sim 2$ МК. Плазмы с более горячими температурами очень мало; практически, мера эмиссии EM при $\log T(K) \geq 6.5$ на 2 порядка меньше EM при $\log T(K) \leq 6.2$ (EIS/Hinode) [2].

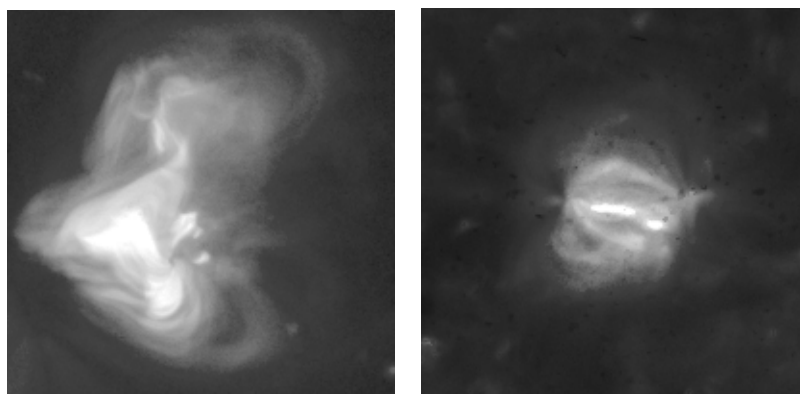


Рис. 1. Фрагменты рентгеновских изображений диска Солнца по данным телескопа X-Ray Telescope (Hinode): АО NOAA 10933 на 08.01.07 в 04:22UT (слева) и АО NOAA 10999 на 20.06.08 в 06:02UT (справа) <http://xrt.cfa.harvard.edu/data/>.

В работе для исследования микроволнового излучения были выбраны именно эти области как наиболее различные по морфологии. По данным SOHO/MDI группа 10933 состояла из центрального пятна и десятка пор на фоне двух холмов магнитного поля различной полярности. Значение фотосферного магнитного поля достигало 2400 Гс (КрАО). Группа 10999 представляла собой простой биполь, на одном конце которого находилось маленькое пятно со значением поля не более 1500 Гс (КрАО).

Регулярные многоволновые наблюдения Солнца в микроволновом диапазоне (РАТАН-600) позволяют проследить динамику излучения областей и обнаружить особенности, возникающие на различных стадиях их развития [3]. 2D-карты Солнца на 5.7 ГГц (ССРТ) прослеживают пространственное расположение источников в нижней короне [4].

В работе мы уделили внимание характеру микроволнового излучения, регистрируемого у областей вне вспышек. Пример записи сканов Солнца на микроволнах с такой областью изображен справа на рис. 2. Выявились отличия в радиоизлучении у групп, находящихся в квазистационарном состоянии, например, АО NOAA 10933, при возникновении в них слабых нестационарных процессов (рис. 2, слева).

Несмотря на минимум солнечного цикла, видна разница локальных максимумов по амплитуде радиоизлучения, свидетельствующая о выделе-

нии энергии в короне над группами пятен. Почти в половине слабых вспышек (GOES балл C) возникают ускоренные частицы, то есть даже слабые нестационарные процессы приводят к их генерации [5].

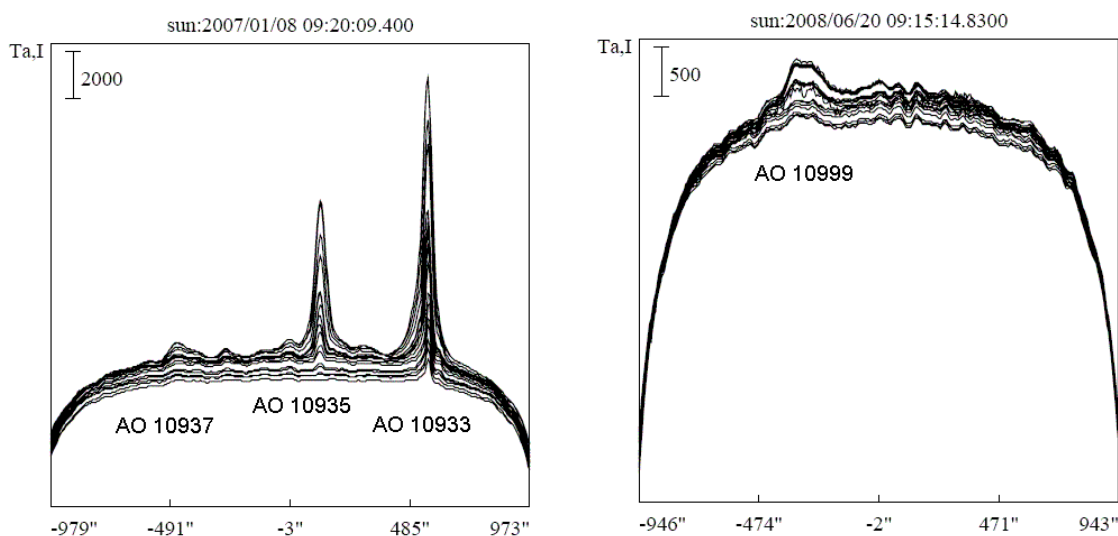


Рис. 2. Профили сканов Солнца (РАТАН-600, параметр Стокса "I"): запись 08.01.07 (слева) и 20.06.08 (справа). Вертикальный отрезок на изображениях вверху слева – масштаб амплитуды антенной температуры (Ta) в Кельвинах. Шкала внизу – расстояние от центра диска в угловых секундах.

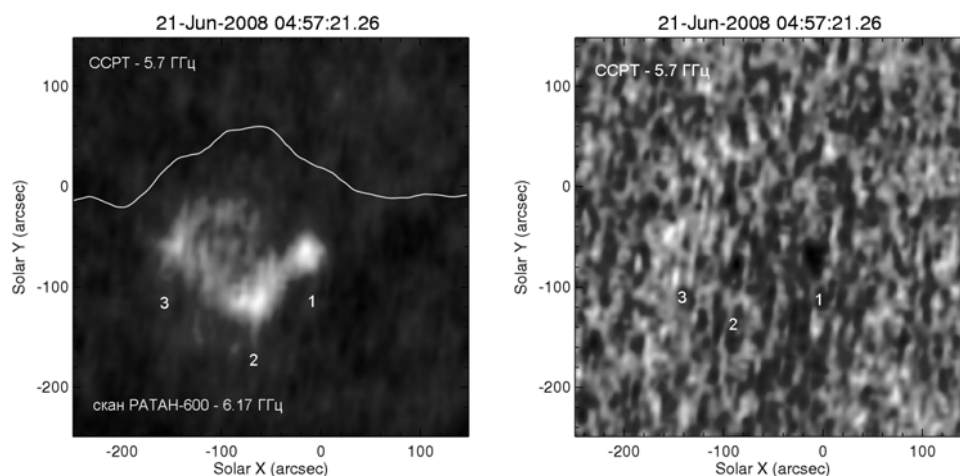


Рис. 3. 2D-изображение АО NOAA 10999 на 21.06.08 по данным ССРТ на 5.7 ГГц (параметр Стокса "I") с профилем скана РАТАН-600 на 6.17 ГГц в 09:15UT (слева) и параметр Стокса "V" (справа). Цифрами 1–3 обозначены слабополяризованные источники. Шкалы указаны в угловых секундах.

На рис. 4 приведены микроволновые спектры интегральных потоков от активных областей, полученные на РАТАН-600 вне вспышечной фазы. Характерной особенностью АО 10933 явилось возрастание интенсивности ее излучения 08.01.07, что следует из роста потока на всех длинах волн (рис. 4, слева). Это совпало с повышением SXR-фона по данным GOES. Локальный максимум интегрального излучения АО NOAA 10933 сместился в короткую часть спектра. Таким образом, уменьшилась доля гирорезо-

нансного излучения источника, связанного с центральным пятном, в пользу возможных нетепловых процессов. Характер спектра АО NOAA 10999 остается плоским.

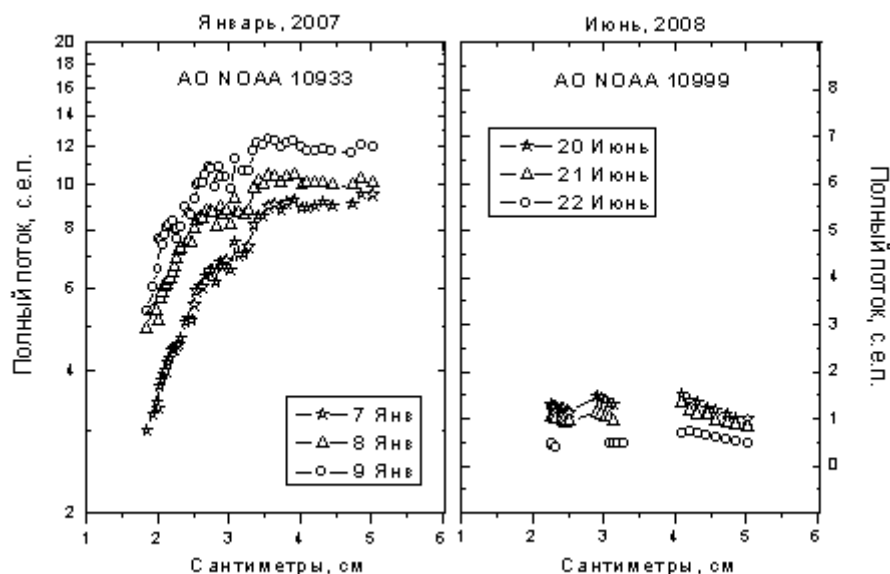


Рис. 4. Микроволновые спектры интегральных потоков АО NOAA 10933 и АО NOAA 10999, полученные на РАТАН-600, 7–9 января 2007 г. (слева) и 20–22 декабря 2008 г. (справа), соответственно.

На рис. 4 справа видно, что в глубоком минимуме солнечной активности (июнь 2008 г.) интегральное излучение АО 10999 – очень слабое, порядка 1.5 с.е.п. потока. Поток поляризованного излучения источника "1" на 5.7 ГГц (ССРТ) составляет только 2–3 σ на частотах 13.3–5.58 ГГц (РАТАН).

Кроме спокойных областей, регистрируется излучение на порядок выше (январь 2007 г.), например, в группе 10933. Характер спектра АО, данные в УФ-линии 284 Å (SOHO/EIT) и на SXR-изображениях (XRT/ Hi-node) указывают на развитие в ней горячего источника ~ 4 –5МК.

Такое отличие, вероятно, вызвано существованием нестационарных процессов, способствовавших вспышке балла C1.7 в этой группе.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 11-02-00264 и программы Президиума РАН П-22. Авторы статьи благодарят Министерство образования и науки РФ за поддержку в выполнении работы по ГС № 8407 и ГК № 14.518.11.7047, а также М.А. Лившица (ИЗМИРАН) и В.Н. Боровик (ГАО РАН) за полезную дискуссию.

Литература

1. Warren H.P., Ugarte-Urra I., et al. PASJ, 2007, Vol. 59, No. SP3, pp. S675-S681.
2. Testa P., Reale F., Landi E., et al. ApJ, 2011, Vol. 728(1), article id. 30 (12 pp).
3. Богод В.М. // Труды Всерос. конф., н. Архыз, 28.09–02.10. 2006 г., СПб, 2007, с.2–26.
4. Grechnev, V.V., Lesovoi, S.V., et al. // Sol. Phys., 2003, 216(1), pp. 239–273.
5. Endo A., Minoshima T., Morigami K., et al. PASJ, 2010, Vol. 62, No. 5, pp. 1341–1349.

**СОБЫТИЯ 5 МАЯ 2012 г.
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ С АППАРАТОВ STEREO-A И B**

Дивлекеев М.И.

*МГУ, Государственный астрономический институт
им. П. К. Штернберга, Москва, Россия*

**THE STUDY OF THE 05.05.2012
EVENTS BY IMAGE OF STEREO-A AND B SPACECRAFT**

Divlekeev M.I.

Moscow state University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

Observations of EUVI STEREO-A and EUVI STEREO-B of the two events of 5 May 2012 are used to analyze the post flare loops evolution. The first event is characterized by the complicated loop structure reaching the maximum height of 70000 km, the plasma cloud corresponding to the top of the loops, and the slow descent of plasma. The second event is characterized by lifting of the cold ring structures and the hot ones followed by CME. Velocities of ~ 60 km/s at ~ 10000 km and ~ 200 km/s at $\sim 100\ 000$ km are found for both cold and hot structures.

В данной работе изучены события, наблюдавшиеся в двух активных областях (АО), которые на изображениях STEREO-A находились около западного лимба Солнца, а на снимках STEREO-B вблизи восточного края диска.

Использовались изображения, полученные со STEREO аппаратов (stereo-ssc.nascom.nasa.gov/browse/2012/05/05/). Область АО 1 была в северном полушарии, а АО 2 – в южном. Эти АО 5 мая 2012 г. находились на обратной стороне Солнца, следовательно, с Земли и другими аппаратами не наблюдались. Телескопы EUVI STEREO строят изображение Солнца в четырёх полосах: 171 Å (14 Å), 195 Å (16 Å), 284 Å (19 Å) и 304 Å (30 Å). В скобках приведены примерные полосы пропускания каналов. В работе использованы изображения Солнца, полученные в каналах 195 Å и 304 Å. Канал 195 Å регистрирует излучение в линиях Fe XII с $\lambda = 192.4$ Å, 193.5 Å и 195.1 Å, которые образуются при температуре $\sim 1.3 \times 10^6$ К. Канал 304 Å получает изображения в линии He II 303.8 Å, которая формируется при 5×10^4 К.

На первом рисунке приведены изображения диска Солнца в полосе 195 Å телескопов EUVI STEREO. На рисунке указаны АО, в которых имели место исследуемые явления.

Остановимся на двух событиях: первое произошло в АО 1, а второе – в АО 2. В первом случае в северной части АО 1 наблюдалась небольшая вспышка. По изображениям заднего спутника (STEREO-B) в канале 195 Å (смотри рис. 2) вспышка началась с увеличения яркости маленьких ячеек

на северо-западе АО 1 в 04:35 UT (далее время даётся в UT). В канале 304 Å спутника STEREO-A видно, что в начале вспышки усиливается яркость двух перекрещенных низких (~5000 км) арок в северной части АО 1 (рис. 3), которые должны соответствовать маленьким ячейкам в канале 195Å.

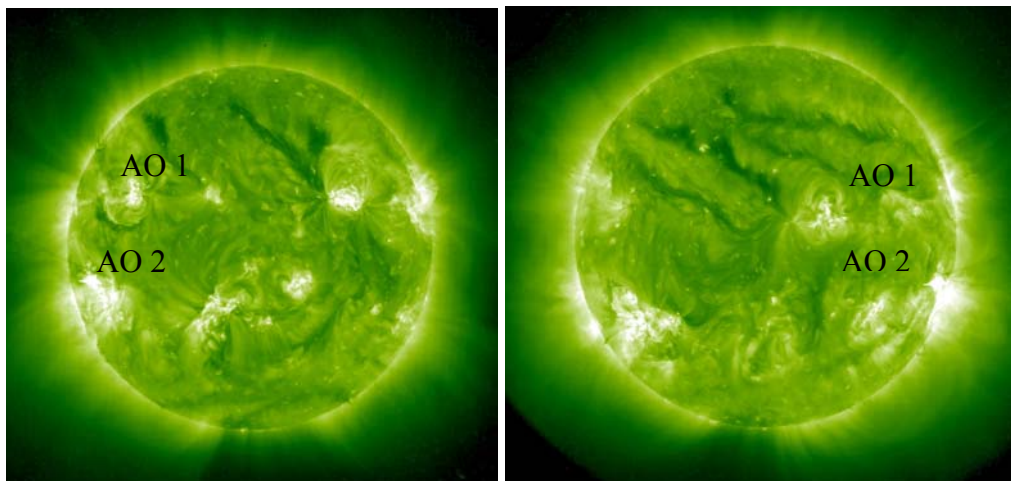


Рис. 1. Изображения диска Солнца в полосе 195 Å телескопов EUVI STEREO. Справа – изображение переднего спутника STEREO-A в 05:25:30; слева – изображение хвостового спутника STEREO-B в 05:25:52.

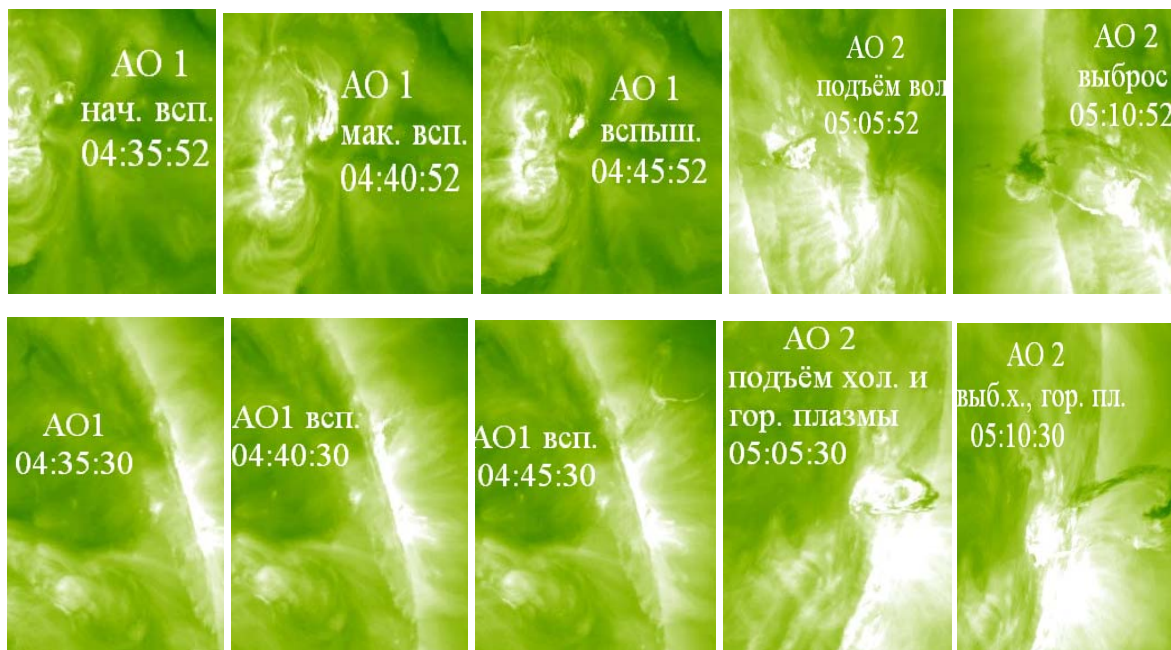


Рис. 2. Фрагменты изображений EUVI STEREO в канале 195 Å. Верхний ряд – изображения STEREO-B; нижний ряд – изображения STEREO-A.

В канале 195 Å EUVI STEREO-B вспышка имела максимальную площадь в 04:40. После максимума петли быстро охлаждаются, и на изображениях в излучении видны только небольшие структуры, вероятно, основания холодных (~50000 К) петель, наблюдающиеся в поглощении. К 04:45 образуются три наклонённые к северу сложные системы холодных петель

разной высоты (50–70 тыс. км), которые имеют слабый контраст в канале 195 Å STEREO-A, но хорошо просматриваются на изображениях в канале 304 Å. Две из них опускаются и рассыпаются быстро. В 05:00 остаётся только северная система петель, на вершине которых образуется облако плазмы ($T = \sim 50000$ К). Плазма медленно опускается вдоль разных силовых линий магнитного поля, несовпадающих с ножками петель.

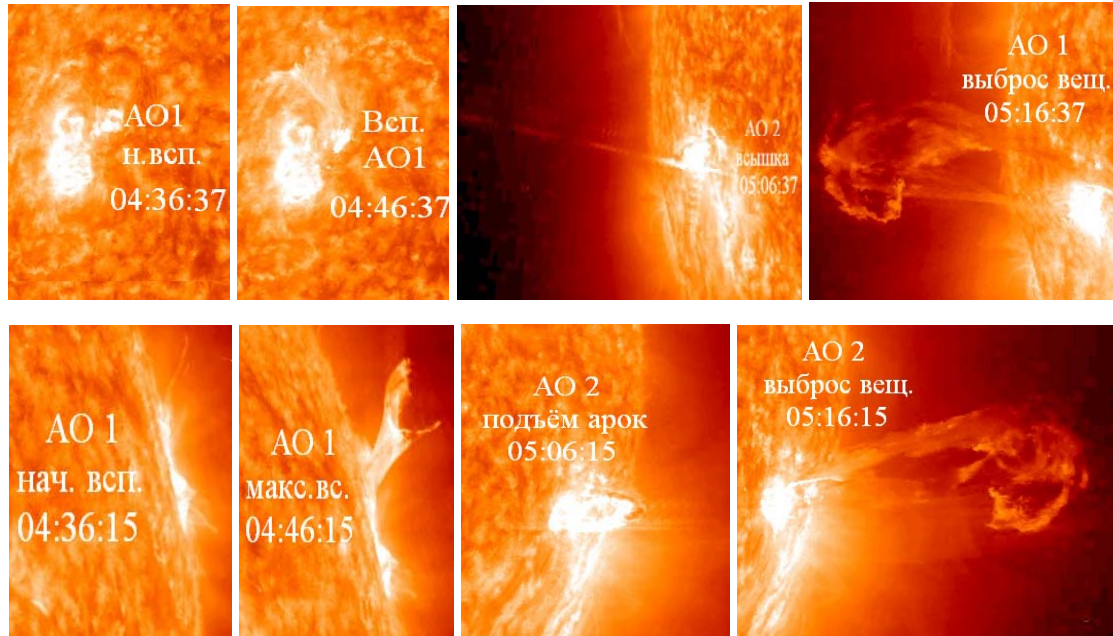


Рис. 3. Фрагменты изображений EUVI STEREO в канале 304 Å. Верхний ряд – изображения STEREO-B, нижний ряд – изображения STEREO-A.

В 05:00 активизируется северная часть АО 2, где начинается подъём горячих и холодных плазменных структур. Эти образования имели сложную форму: холодное представляло петельную систему, а горячее имело вид тора.

В 05:05 они поднимаются на высоту около 20000 км. В 05:06:37 в канале 304 Å STEREO-B видно, что ниже их наблюдается импульсная (разрывная) вспышка, которая привела к выбросу этих структур холодной и нагретой горячей плазмы, однако одно основание каждой остаётся закреплённым на фотосфере. На изображениях в канале 195 Å видно, что они распространяются по разным траекториям. В 05:10 выброшенная масса достигает высоты ~ 100000 км, но связь с фотосферой сохраняется. Скорость подъёма горячей и холодной компонент практически была одинакова и составляла ~ 60 км/с на высоте ~ 10000 км и ~ 200 км/с на высоте ~ 100000 км. Распространение КВМ на больших расстояниях показано на изображениях коронографов COR 1 STEREO-A и B (рис. 4).

В данном случае вспышка привела к выбросу горячей и холодной массы, тогда как изученная нами вспышка 30 июля 2005 г. вызвала только выброс волокна вследствие нагрева его излучением вспышки, по-видимо-

му, это объясняется разным характером вспышек, т. к. вспышка 30 июля не была взрывной [1].

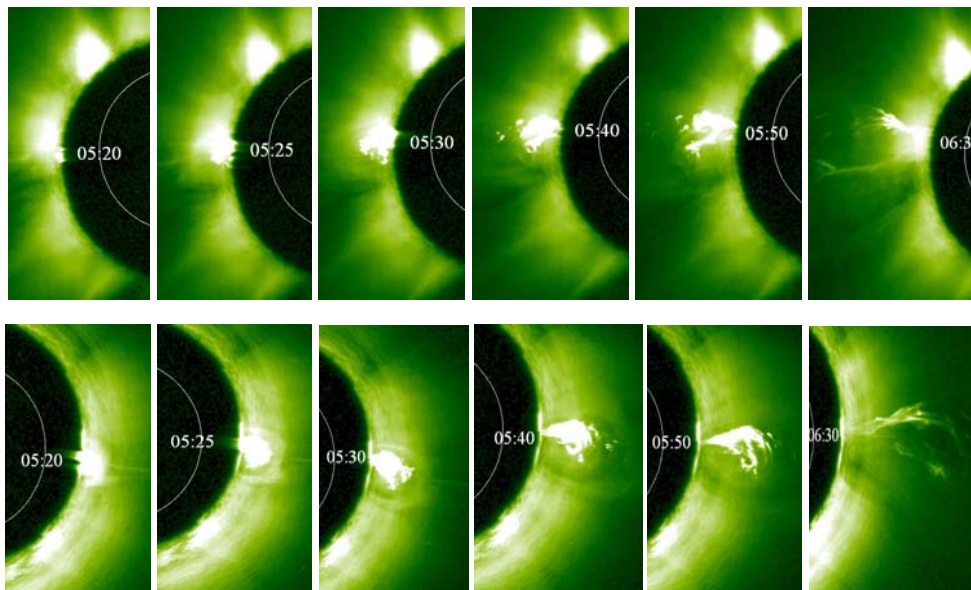


Рис. 4. Изображения КВМ телескопов COR 1 STEREO (указано в минутах).
Верхний ряд – изображения STEREO-B, нижний ряд – изображения STEREO-A.

После 05:20 примерно в том же месте АО произошла более длительная вторая вспышка, которая не привела к КВМ.

Заключение

1. На фазе спада вспышки, на вершине петель создавалось облако вещества, которое стекало вдоль силовых линий магнитного поля, несовпадающих с первоначальными петлями.

2. В начале вспышки произошёл выброс горячего и холодного вещества, которое образовало КВМ. Скорость движения вещества на высоте ~ 100000 км в плоскости изображения составляла ~ 200 км/с.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №11-02-00843 а.

Литература

1. *Divlekeev M.I.* Geomagnetism and Aeronomy, 2009, V. 49, № 8, P. 1093.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИК-ТРИПЛЕТА He I 10830 ТЕНИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Загайнова Ю.С.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, yuliazagainova@mail.ru

INVESTIGATION OF He I 10830 PARAMETERS IN UMBRAE

Zagainova Yu.S.

Institute of solar-terrestrial physics SB RAS, Irkutsk, yuliazagainova@mail.ru

The results of the spectral observations in the λ 10830 Å under umbrae with different square are discussed. Comparison of spectral umbrae observation results in λ 10830.3 Å and λ 10829.7 Å and He II 304 emissions above sunspot were discussed earlier in paper [1]. It was shown for example above umbrae the behavior of He I 10830 and He II 304 parameters is differ for the leading sunspots and sunspots of the following part of active region. In this paper the results of chromosphere observation above sunspot and pores umbrae come into question in more detail.

Наблюдения с низким пространственным разрешением в λ 10830,3 Å показывают, что параметры линии определяются величиной и структурой магнитного поля в исследуемых объектах [3, 4]: наибольшей глубины λ 10830,3 Å достигает в объектах активных областей (АО), в волокнах, флоккулах [2], при исследовании спокойных областей глубина линии возрастает на границе хромосферной сетки. На изображениях диска Солнца в λ 10830,3 Å хорошо отождествляются корональные дыры с преимущественно открытыми силовыми линиями магнитного поля и малой величиной магнитной индукции (от нескольких Гс до нескольких десятков Гс), где остаточная интенсивность линии близка к 1. Однако исследованиям верхней хромосферы в λ 10830,3 Å над пятнами посвящено малое число работ, выполненных еще в 70–80 гг. прошлого столетия с применением фотографических и фотометрических методов регистрации спектров, как, например, в [2, 5–7]. Это объясняется сложностью регистрации и обработки данных в ИК-диапазоне, которые обязательно должны включать устранение засветок и учет рассеянного света [9–13], что представляет определенные методические трудности из-за требований малой погрешности, т.к. глубина λ 10830,3 Å тени пятен не превышает 10-15% от уровня непрерывного спектра. Большинство методов учета рассеянного света основано на анализе распределения яркости за лимбом и по профилю края диска Солнца [9–11, 13]. При наблюдениях с высоким пространственным разрешением основным недостатком таких методов является перестройка телескопа в режим наблюдений на лимбе, из-за чего профиль края солнечного диска получают только до и/или после основного этапа наблюдений, что не позволяет учесть непрерывное изменение параметров дрожания и рассеяния в земной атмосфере. В этой

работе выполнено исправление спектральных наблюдений ИК-триплета He I 10830 за рассеянный свет другим методом, в котором влияние эффекта «замывания» определялось количественно из значений контраста пор и малых солнечных пятен с вырожденной полутенью. Разработанный метод во многом аналогичен алгоритмам восстановления звездных изображений [14] за тем исключением, что поры и малые солнечные пятна не являются точечными объектами; использовалось предположение, что контраст малых пятен и пор в пределах границ тени постоянен. Исключение вклада рассеяния осуществлялось сравнением глубины Si I 10827 на наблюдаемых спектрах со значениями из атласа для спокойных областей вблизи центра диска Солнца. Учитывая особенности метода исправления за рассеянный свет и неопределенность при оценке площади тени пятен вблизи лимба, из всего набора данных отобраны спектры солнечных пятен, наблюдаемых вблизи центра диска Солнца и имеющие круговую/близкую к ней симметрию тени [1]. Дополнительно отобраны спектры с наибольшим контрастом пятен и пор. Также необходимым условием при отборе данных было отсутствие активных событий (например, вспышек, эрупций солнечных волокон) в течение длительного периода времени до и после записи спектров исследуемых групп солнечных пятен.

В программе, поставляемой в комплекте с ПЗС-камерой, из спектрограмм, исключался кадр темнового тока, регистрируемый на начальном/завершающем этапе наблюдений при закрытом затворе и при тех же экспозициях, что и спектры. Методом триангуляции Делоне определялись 2D-распределения непрерывного спектра спокойных областей, которые делились на спектрограммы. По теллурическим λ 10799,58Å и λ 10832,07Å выполнена калибровка спектров по длинам волн. Для получения спектра тени солнечных пятен и пор на спектрограммах в направлении дисперсии делались «разрезы», которые исправляли за непрерывный спектр тени пятна. Далее исключались линии Si I 10827,09Å и H₂O 10832,09Å: из профиля спектра тени пятен вычитались табулированные значения функций Фойгта и Гаусса, которыми выполнялась аппроксимация профилей этих линий. Определение параметров основного λ 10830,3Å и слабого λ 10829,3Å компонентов спектра тени пятен осуществлялось аппроксимацией их функцией Гаусса: $\gamma_{HeI}(\lambda) = 1.0 - A_{HeI} \exp(-(\lambda - \lambda_0)/2B_{HeI}^2)$; значения центра линии λ_0 , глубины A_{HeI} , полуширины B_{HeI} использовались для определения эквивалентной ширины $W = (2\pi)^{1/2} A_{HeI} B_{HeI}$ и отношения глубины и эквивалентной ширины W_{10830}/W_{10829} компонентов. Построены зависимости найденных значений параметров от площади пятен и пор S (см. Рисунок 1 А,Б); значение S определялось по изображениям обсерваторий TRACE и SOHO в континууме и выражена в миллионных долях полусферы (МДП).

Наблюдательный материал, обсуждаемый в работе, получен на большом внезатменном коронографе (ББК) Саянской обсерватории ИСЗФ СО РАН. В работах [15, 16] и в ссылках на литературу в них группой соавто-

ров подробно изложено описание БВК, его модернизации, выполненной в последние годы, в том числе установок для спектральных и фильтровых наблюдений. Обсуждение этих вопросов, а также конструктивных особенностей отдельных узлов БВК выходит за рамки данной работы.

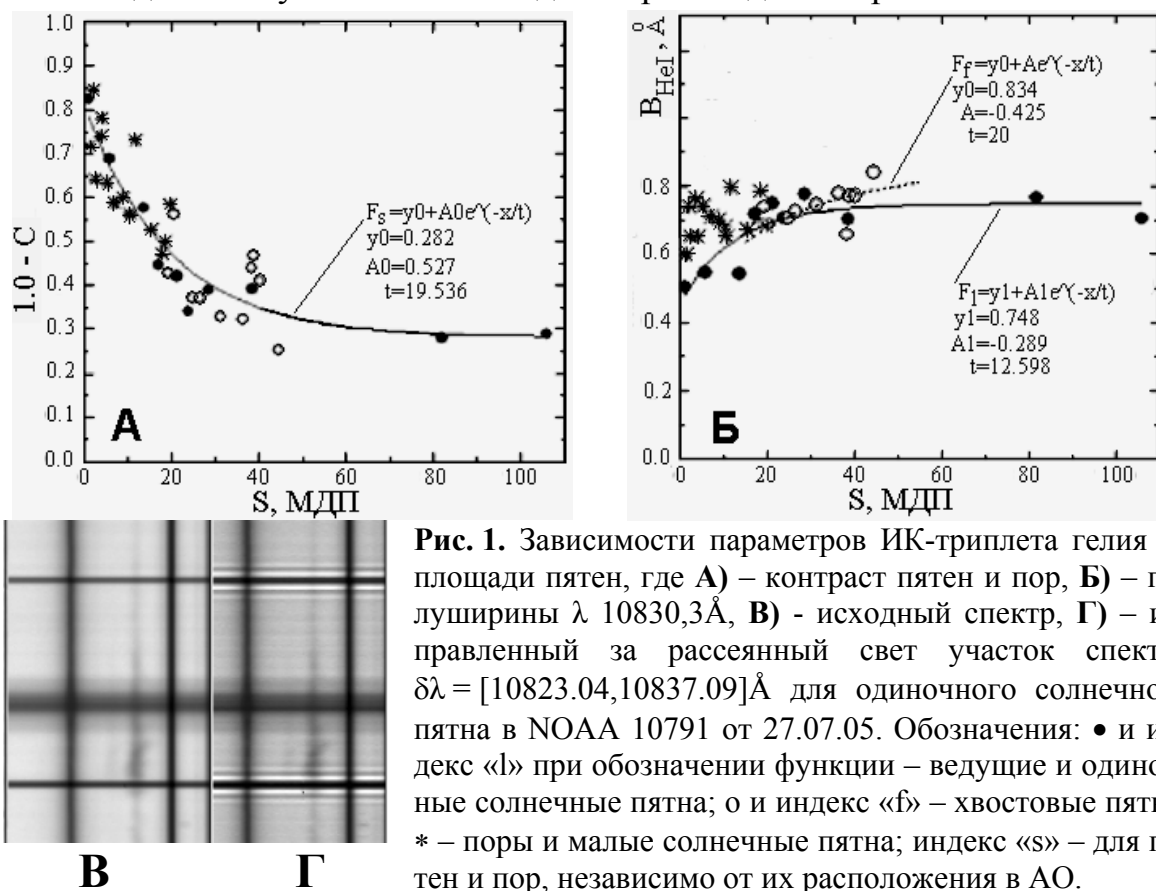


Рис. 1. Зависимости параметров ИК-триплета гелия от площади пятен, где **А)** – контраст пятен и пор, **Б)** – полуширины λ 10830,3Å, **В)** – исходный спектр, **Г)** – исправленный за рассеянный свет участок спектра $\delta\lambda = [10823.04, 10837.09]\text{Å}$ для одиночного солнечного пятна в NOAA 10791 от 27.07.05. Обозначения: • и индекс «l» при обозначении функции – ведущие и одиночные солнечные пятна; о и индекс «f» – хвостовые пятна; * – поры и малые солнечные пятна; индекс «s» – для пятен и пор, независимо от их расположения в АО.

Для данных, исправленных за рассеянный свет, с увеличением S значение $(1-C)$, где C – контраст пятен, стремится к 0,28, что близко к значению 0,32 в ИК-диапазоне, указанном в работе [8]. Без учета рассеянного света, $(1-C)$ от площади пятен выражается более пологой экспоненциальной зависимостью (при $S > 30$ МДП $(1-C) \approx 0,4$). Все зависимости параметров He I 10830 от площади S разделяются на две ветви: для ведущих (одиночных) и хвостовых пятен. Так, эквивалентная ширина λ 10830,3Å и λ 10829,3Å для ведущих пятен выражается $W_{10830}^l = 0.09 + 5.93 \cdot 10^{-4} S$ ($W_{10829}^l = 0.001 + 1.8 \cdot 10^{-4} S$), для хвостовых пятен - $W_{10830}^f = 0.05 + 3.7 \cdot 10^{-3} S$ ($W_{10829}^f = -0.008 + 1.4 \cdot 10^{-3} S$) [1]. Поведение A_{HeI} и V_{HeI} λ 10830,3Å также различно для ведущих и хвостовых пятен [1] (Рисунок 1Б): возрастают быстрее с увеличением S тени хвостовых пятен, что может говорить о более быстром увеличении величины магнитной индукции (радиальной компоненты поля) над хвостовыми пятнами. Отношение W_{10830}/W_{10829} для пор и малых пятен с $S \leq 15$ МДП составляет 1:8, и с увеличением S это отношение падает [1], т.е. толщины слоя атомов He I, находящихся в состоянии 2^3S , только над порами и малыми пятнами можно считать оптически тонкой. Зависимость отношения W_{10830}/W_{10829} различна для ведущих и хвостовых пятен, так, для ведущих пятен $S = 40$ МДП оно составило 1:6, а для хвостовых –

1:4, что можно объяснить большей толщиной слоя атомов He I в состоянии 2^3S над хвостовой частью групп пятен, чем над ведущей. Однако без учета рассеянного света не удастся однозначно разделить поведение параметров He I 10830 от площади S на отдельные ветви. На Рисунке 2В,Г показан пример спектра тени пятна до и после учета рассеянного света: видно, что спектральные линии выглядят более контрастно. Выявленные особенности профиля He I 10830 тени пятен разной площади могут быть связаны с особенностью магнитной топологии групп пятен. Выявленные зависимости A_{Hel} , B_{Hel} , W_{Hel} с от площади хвостовых пятен в сравнении с ведущими пятнами показывает, что силовые линии магнитного поля групп пятен, а значит вышерасположенные корональные арочные структуры, не всегда следует рассматривать как симметричные образования: радиус кривизны силовых линий магнитного поля может изменяться при «переходе» от ведущей к хвостовой части группы пятен, что необходимо учитывать для построения более достоверных моделей строения солнечной атмосферы над сложными группами солнечных пятен.

Выражаю глубокую благодарность **П.Г. Папушеву** за постановку задачи. Выражаю благодарность коллегам, которые обеспечили надежную работу коронографа ИСЗФ СО РАН, В.В. Гречневу за консультации по вопросам программирования в IDL при разработке использовавшихся в данной работе программ. Благодарю Р.Б. Теплицкую за полезные обсуждения существующих методов исправления данных за рассеянный свет, а В.Н. Обридко, М.А. Лившица и К.И. Никольскую за полезные обсуждения результатов работы. Автор выражает благодарность командам TRACE и SOHO/MDI за возможность свободно использовать данные этих инструментов.

Литература

1. *Zagainova Yu.S.*, Astronomy Reports, Volume 55, Issue 2, pp.159–162.
2. *Harrison P. Jones*, Solar Physics, 218, 1, 2003.
3. *Бабин А.Н. и др.*, Письма в Астрономический Журнал, Т. 20, 8, 599, 1994.
4. *Козлова Л.М. и др.*, Известия Академии Наук, Серия Физическая, Т. 60, 8, 136, 1996.
5. *Avrett E.H. et al.*, Infrared Solar Physics, IAU Symp. 154 (Ed. D.M. Rabin, J.T. Jefferies and C. Lindsey: Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, London, 1992), p. 35.
6. *Fay T.D. et al.*, Solar Physics, 23, 58, 1972.
7. *Papushev P.G., Borodina O.A.*, Sov. Astron. Lett., 5(6). Nov.–Dec., 332, 1979.
8. *Обридко В.Н.*, Солнечные пятна и комплексы активности. – М.: Наука, 1985.
9. *Staveland L.*, Solar Phys., 12, 328, 1970.
10. *Staveland L.*, Correction of Solar Intensity Measurements for stray light (Blindern-Oslo, Institute of theoretical astrophysics, 1972), Report № 36, p.1.
11. *Гуляев Р.А.* Астрономический Журнал, XLI, 2, 313, 1964.
12. *Chae Jongchul et al.*, Stray Light Correction in Magnetograph Observations Using the Maximum Entropy Method (National Astronomical Observatory, Solar and Plasma Astronomical Preprint submitted to Solar Physics, 2004), № 98–8, p. 1.
13. *Sobotka M.* Publication of Debrecen Heliophysical Observatory, 1983), Vol. 5, p. 581.
14. *Kenneth J. Mighell*, Astronomical Data Analysis Soft-ware and Systems VIII ASP Conference Series, 1999, Vol. 172, p. 317.
15. *Papushev P.G. et al.*, in Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity, Cambridge Univ., Cambridge, 2004, p. 183.
16. *Скоморовский В.И. и др.*, Солнечно-земная физика, Вып. 6, 156, 2004.

МИКРОВСПЫШКИ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ОСЦИЛЛЯЦИЯХ СКОРОСТИ ФОТОСФЕРНОЙ КОНВЕКЦИИ

Зайцев В.В.¹, Кислякова К.Г.²

¹*Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия*

²*Институт космических исследований Австрийской академии наук, г. Грац, Австрия*

MICROFLARES INITIATED by 5-MINUTE OSCILLATIONS of PHOTOSPHERIC CONVECTION

Zaitsev V.V.¹, Kislyakova K.G.²

¹*Institute of Applied Physics of RAS, Nizhny Novgorod, Russia*

²*Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, Graz, Austria*

Origin of microflares triggered by the 5-min oscillations of the velocity of the photospheric convection is considered. Oscillations of the photospheric convection velocity lead to current oscillations in a current-carrying magnetic loop. Oscillations of the current, in turn, cause generation of the particle accelerating electric field. Maximal fluxes of the accelerated particles arise near the coronal magnetic loop apex where the ratio of the accelerating electric field to the Dreicer field possesses the maximal value. The heating function caused by the hot chromospheric plasma evaporation due to interaction between the accelerated particles and ambient plasma in the chromospheric footpoints of the loop is calculated. The energy of the microflares as well as quasi-stationary plasma temperature in the loop and its dependence on the amplitude of the 5-min photospheric velocity oscillations are determined.

Интерес к микровспышкам и нановспышкам связан с существующей точкой зрения, что этот вид активности может служить одним из подходов к решению проблемы нагрева солнечной короны. В последние годы значительный прогресс в экспериментальном исследовании микровспышек был достигнут в результате наблюдений на космическом аппарате RHESSI, в результате чего в настоящее время хорошо известны основные свойства микровспышек [1]. Обычно принята следующая классификация вспышек по энергиям. Энергия самых больших вспышек на Солнце достигает значений 10^{33} эрг, энергия микровспышек составляет $10^{26} - 10^{27}$ эрг, энергия нановспышек порядка 10^{24} эрг. При этом распределение числа вспышек по энергиям подчиняется степенному закону в широком интервале энергий от крупных вспышек до микровспышек, что может быть связано с физической общностью их происхождения. Микровспышки, как правило, ассоциируются с активными областями, сопровождаются излучениями в $H\alpha$, HXR, SXR, а также всплесками III типа, что свидетельствует об их аналогии с обычными вспышками. Как и обычные вспышки, микровспышки возникают в корональных магнитных петлях и отличаются от обычных вспышек только меньшей энергией и меньшей длительностью, которая для микровспышек в среднем составляет 5 минут.

Мы обращаем внимание на то, что одна из причин, приводящих к возникновению микровспышек в корональных магнитных петлях, может быть связана с осцилляциями скорости фотосферной конвекции, взаимодействующей с основаниями корональных магнитных петель.

Конвективные потоки фотосферной плазмы, взаимодействуя с магнитным полем в основаниях петли, генерируют электрический ток, который течет от одного основания петли к другому через корональную часть и замыкается в подфотосферных слоях, где проводимость становится изотропной. Таким образом, петля с подфотосферным токовым каналом подобна витку с электрическим током, для которого можно написать уравнение эквивалентного электрического контура. Собственные колебания такого контура приводят к модуляции микроволнового излучения из корональной магнитной петли с частотой порядка $10^{-2} - 10^{-1}$ Гц, которая зависит от величины электрического тока, протекающего через поперечное сечение петли [2]. Поэтому по изменению частоты модуляции радиоизлучения можно судить о динамике тока в корональной магнитной петле.

Предположим, что скорость фотосферной конвекции осциллирует около среднего значения, например, в результате 5-минутных фотосферных колебаний:

$$|V_r| = V_0 + V_{\approx} \sin(\omega_5 t). \quad (1)$$

Это, в свою очередь, приведет к модуляции электрического тока и к генерации индукционного электрического поля направленного вдоль оси петли и способного ускорять частицы:

$$\oint E_{\parallel} dl = -\frac{L}{c^2} \frac{\partial I_z}{\partial t}, \quad (2)$$

где L – индуктивность петли.

Величина индукционного электрического поля зависит от величины среднего тока I_0 , амплитуды осцилляций скорости фотосферной конвекции V_{\approx} , интервала высот l_1 , в котором сосредоточена фотосферная электродвижущая сила, радиуса r_1 фотосферной части петли, а также длины \mathcal{L} эквивалентного электрического контура:

$$E_z = -\frac{V_{\approx} l_1 I_0}{c^2 r_1 \mathcal{L}} \cos(\omega_5 t) = -E_0 \cos(\omega_5 t). \quad (3)$$

Ускоренные этим полем электроны взаимодействуют с хромосферными основаниями петли и при соответствующих условиях могут вызвать микровспышку. Интересно отметить, что данные наблюдений микроволнового излучения корональных магнитных петель на радиогелиографе Нобеяма действительно обнаруживают модуляцию электрического тока с периода-

ми в несколько минут, характерными для осцилляций скорости фотосферной конвекции. Один из примеров такой модуляции приведен на рис. 1 (см. подробнее [3]).

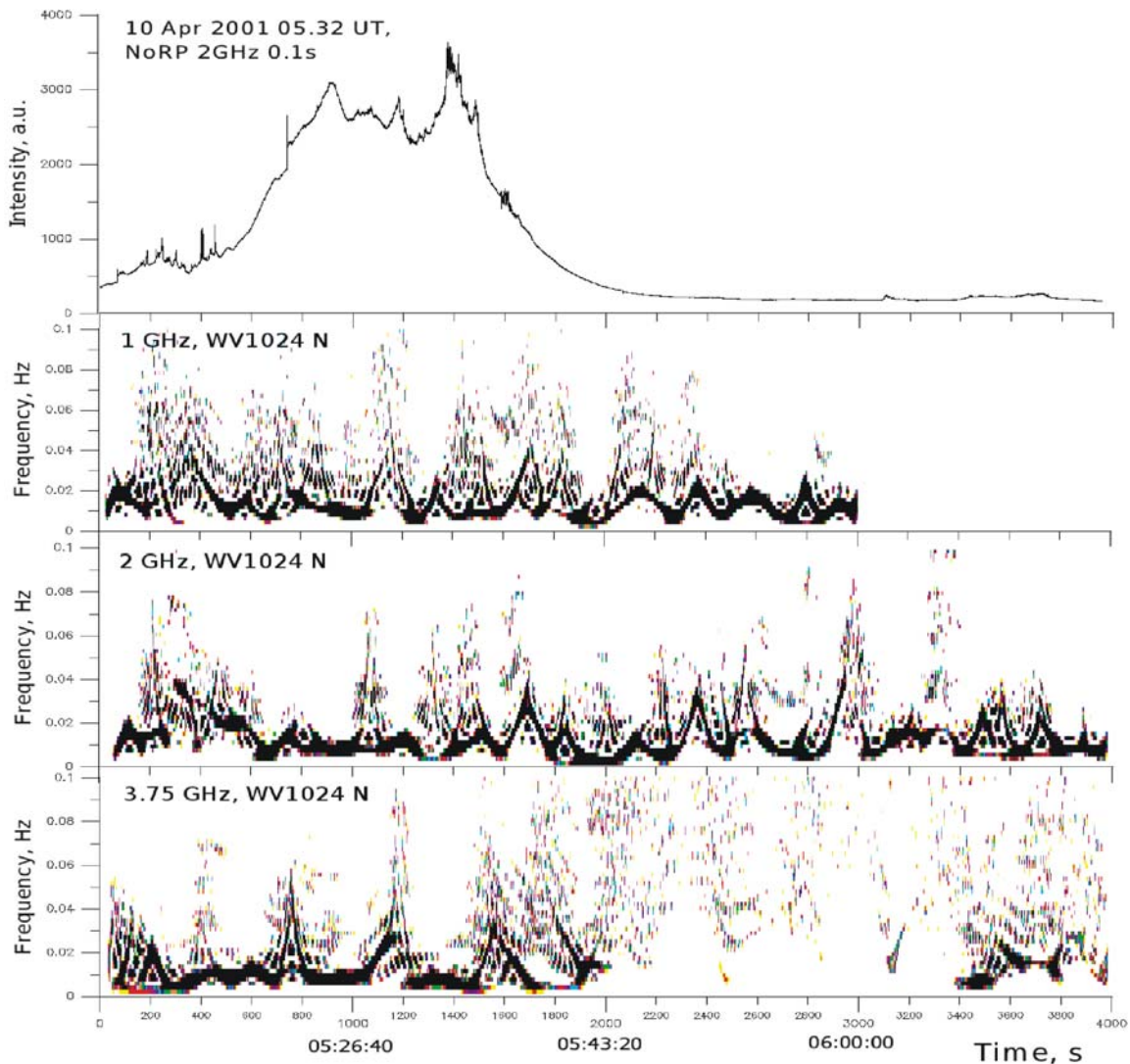


Рис. 1. Событие 10.04.2001. *Верхняя панель* – интенсивность микроволнового излучения на частоте 2 ГГц по наблюдениям спектрополяриметра «Нобеяма», *нижние панели* – спектры низкочастотной модуляции микроволнового излучения на частотах 1, 2 и 3,75 ГГц, полученные с использованием преобразования Вигнера-Вилля.

Характерно, что модуляция сохраняется и в отсутствии вспышечного процесса, что является дополнительным аргументом в пользу того, что она связана с фотосферной конвекцией. При этом характерные периоды изменения электрического тока для всех 6 исследованных нами событий лежат в пределах 2–5 мин.

Индукционное электрическое поле приводит к ускорению (убеганию) некоторой части электронов плазмы. Потoki ускоренных электронов возрастают при возрастании отношения ускоряющего электрического поля к полю Драйзера. Поле Драйзера в корональных магнитных петлях мини-

мально в вершине петли, поскольку в вершине минимальна концентрация плазмы и максимальна температура. Поэтому в вершине петли существуют более благоприятные условия для убегания электронов по сравнению с другими частями петли. Это означает, что индукционное электрическое поле создает наибольшие потоки ускоренных электронов из вершины петли, а вклад оснований петли в общую энергетику ускоренных электронов может быть относительно малым.

Электроны, ускоренные в вершине петли, летят к основаниям петли, изотропизуясь в результате кулоновских столкновений. При средней энергии ускоренных электронов порядка 10 кэВ изотропизация происходит на высотах около 1000 км над уровнем фотосферы, где концентрация плазмы достигает значений порядка $10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$. После изотропизации происходит достаточно быстрый (за время порядка нескольких секунд) обмен энергией между энергичными электронами и окружающей хромосферной плазмой. В результате хромосфера в области изотропизации быстрых электронов нагревается и начинает испаряться в корональную часть петли, отдавая энергию окружающей плазме. Анализ показывает, что функция нагрева становится порядка потерь на излучение и, следовательно, возможен нагрев плазмы энергичными электронами, если амплитуда горизонтальной составляющей скорости в фотосферных осцилляциях достигает значений $(1-1,5) \times 10^4 \text{ см с}^{-1}$, что порядка средних значений скорости фотосферной конвекции (около $3 \times 10^4 \text{ см с}^{-1}$). При этом в электронах, ускоренных индукционными электрическими полями, выделяется за период осцилляций энергия порядка $10^{26} - 10^{28} \text{ эрг}$, что позволяет говорить о микровспышках, инициированных осцилляциями скорости фотосферной конвекции. Зависимость максимальной температуры в вершине петли от функции нагрева H оказывается довольно слабой:

$$T_1 \approx 54 H^{2/7} L^{4/7} \text{ К} \quad (4)$$

С этим обстоятельством может быть связан тот факт, что наблюдаемый разброс температур в различных корональных петлях обычно не превышает одного порядка величины.

Работа поддержана грантами РФФИ (11-02-00103-а, 10-02-00265а), Программой поддержки ведущих научных школ (НШ-4185.2012.2), а также Программами фундаментальных исследований Президиума РАН (П-21, П-22).

Литература

1. *Hannah I.G., et al.*, 2011, *Space Sci.Rev.*, **159**, 263.
2. *Zaitsev V.V., et al.*, 1998, *Astron. Astrophys.* **337**, 887.
3. *Зайцев В.В., Кислякова К.Г.*, Известия Высш. Уч. Зав. – Радиофизика, 2012, в печати.

КОМПЛЕКСЫ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ КАК ОСНОВНОЙ ИСТОЧНИК ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ И БОЛЬШИХ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОННЫХ СОБЫТИЙ

Ишков В.Н.

ИЗМИРАН, Троицк, Москва

ACTIVE REGION COMPLEXES AS MAIN SOURCES OF THE EXTREMAL AND LARGE SOLAR PROTON EVENT

Ishkov V.N.

IZMIRAN, Troitsk, Moscow

A study of solar proton events sources with protons fluxes exceeding $3 \cdot 10^3$ p.f.u (S3–S4) for 20–24 solar cycles shows that 10 out of 11 similar events occur in solar flares (not extreme), which are occurred in the complexes of active regions (CAR) – the transition structure between an active regions and a complex of activity, especially of the magnetic structure which contribute to the exit of a large flux of protons. Taking into account the geometrical factors investigated the possibility of proton events prediction in the period of solar flares preparation. The analysis of the developed flare-activity CAR large number characteristics lead to the understanding of the fact that at solar atmosphere are existing boundaries of special kinds. These boundaries are the places of separation of magnetic structures same sign of magnetic polarity and its developed independent.

Введение. Логика развития исследований солнечных экстремальных событий поставила на повестку дня изучение ситуаций, когда сравнительно слабые (большие, но отнюдь не экстремальные) солнечные вспышечные события вызывают в околоземном космическом пространстве события экстремальной интенсивности. Из 22 солнечных протонных событий (СПС) с потоком протонов (10^4 и 10^3 протонов/см²·с·стер в дальнейшем p.f.u.) за последние 4 солнечных цикла СА (1976–2012), вызванных вспышками с рентгеновским баллом $X \leq 2$ (22 события), были отобраны СПС с потоком протонов в максимуме больше $3 \cdot 10^3$ p.f.u. (Таблица 1).

Таблица 1.

Г М Д	F_{\max}	КА	СМЕ/to	Fl D/to	Балл	коо-ты	АО	Г	Стр.
2001/11/04/1705	3.17×10^4	GOES	H/1635	04/1603	X1/3B	N06W18	09684	S4	АО
2001/11/22/2320	1.89×10^4	GOES	H/2330	22/>2209	M9/2N	S15W34	09704	S4	КАО?
2000/11/08/2350	1.48×10^4	GOES	pH/2306	08/2242	M7.4/3F	N10W77	09213	S4	КАО
1992/10/30/>10	1.37×10^4	M		30/1659	X1.7/2B	S22W61	07321	S4	КАО
2001/09/24/1215	1.29×10^4	GOES	H/1031	24/0932	X2/2B	S16E23	09632	S4	КАО
1989/08/12/1600	9.20×10^3	GOES		12/1427	X2.6/2B	S16W37	05629	S3	КАО
1989/11/30/1228	7.30×10^3	GOES		30/1229	X2.6/2N	N26W59	05800	S3	КАО
1994/02/20/0300	6.98×10^3	M, GOES		20/0141	M4/3B	N09W02	07671	S3	КАО
2012/01/23/1530	6.31×10^3	GOES	H/0412	23/0256	M8.7/2B	N28W21	11402	S3	КАО
1992/05/08/1937	4.55×10^3	M, GOES		08/1512	M7.4/2N	S25E07	07154	S3	КАО
2005/05/14/0525	3.14×10^3	GOES	H/1712	13/1613	M8.0/2B	N12E12	10759	S3	КАО

F_{\max} – поток в максимуме; КА – космический аппарат; СМЕ/to – тип коронального выброса вещества и время первого появления; Г – геоэффективность; Стр. – структура пятнообразовательной активности.

Выборка таких СПС показала, что 10 событий из 11 осуществились в комплексах активных областей (КАО), переходной структуре между активными областями и комплексами активности.

Комплексы активных областей. Комплексами активных областей (КАО) – принято называть совокупность двух и более групп пятен (АО), связанных общим магнитным полем, в эволюции которых выявляется связь и взаимодействие отдельных компонент [1]. Группы пятен в КАО могут располагаться последовательно друг за другом, растягиваясь по долготе до 30° – широтный КАО, или располагаясь вдоль ближайших долгот (до 20°) – долготный КАО. Обычно в КАО сосуществуют от 2 до 4 активных областей, иногда одинаковых размеров, но обычно одна из групп пятен заметно больше остальных. В процессе развития иногда происходит взаимный переход от долготного к широтному (и наоборот) комплексам. На рис. 1 приводится КАО 24 цикла СА: AR11402 + AR11401 + AR11405 + AR11407, в котором 23.01.2012 г. произошла большая солнечная вспышка с самым интенсивным СПС текущего солнечного цикла, захватившая пространство обоих основных компонентов КАО.

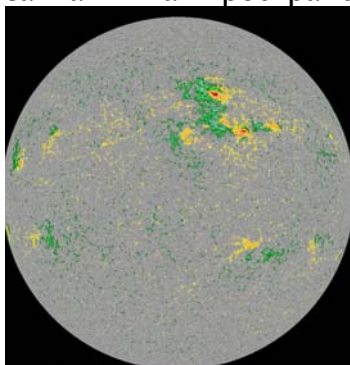


Рис. 1. На левом снимке КАО января 2012 г.: 4 АО в общем магнитном поле. На правом снимке ($\lambda = 304 \text{ \AA}$) большая протонная вспышка 23.01, захватившая оба главных компонента КАО. Снимки взяты со страниц SDO.



Наиболее существенной характеристикой, которая определяет появление и развитие КАО, является его общее магнитное поле на уровне ≥ 100 Гс. Важнейшей особенностью таких структур является наличие относительно длительного взаимодействия и магнитогидродинамической связи между пятнами и группами пятен в КАО. Это проявляется в кинематике (собственных движениях) пятен, в характерном вращении (повороте) наиболее крупных пятен, которое контролируется знаком магнитного поля, наличие «жесткого» обращения КАО как целого и т.д. [2, 3]. Большие вспышки часто захватывают компоненты КАО, и, кроме того, в КАО наблюдается повышенное число симпатических (квазисинхронных) вспышек в разных компонентах КАО [1, 4], времена начал или максимумов которых лежат в интервале $\sim 0 - 25^m$ (чаще $0 - 12^m$). Этот временной интервал соответствует скорости распространения возмущения в пределах $\sim 5 \cdot 10^6 - 10^7$ см/с, что близко к локальной альвеновской скорости в фотосфере и нижней хромосфере при средних значениях величины магнитного поля в группе пятен. По данным прибора HXIS на SMM [4] в КАО июня 1980 г. вспышечная активность в одном компоненте являлась триггером для вспышек в другом компоненте. Более того, часть симпатических вспышек (особенно малых балов) являлись гомологичными, т.е. появлялись через определённые временные интервалы примерно в одних и тех же местах и имели близкие характеристики во временном ходе развития в оптике, мягком рентгене и микроволновом излучении. Вторая по величине пото-

ка протонов в текущем цикле СА большая вспышка 07.03. 2012 балла 3В (X5.4+X1.3) также осуществилась в широтном КАО (AR11429+ AR11430), захватив оба компонента.

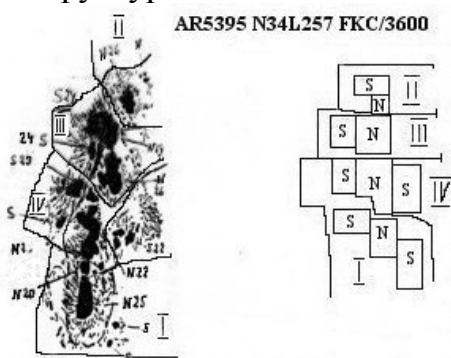
КАО и очень большие группы пятен. Исследования КАО открыли возможность подойти к изучению очень больших групп солнечных пятен как КАО. Обычно в таких группах пятен достаточно трудно выделить составляющие их компоненты, но одна из самых больших по площади за последние пять циклов СА марта 1989 г. дала такую возможность. Она образовалась на невидимой стороне и прошла восточный лимб 6.03 в период мощного вспышечного энерговыделения (ПВЭ), продолжая развиваться. В этот период (ПВЭ I и ПВЭ II) в АО осуществились одни из самых продолжительных мощных вспышек: вспышка 6.03 балла X>12/3В длилась более 6^h, а вспышка 10.03 балла X4.5/3В – более 7.5^h, причём уровень X4 в последней держался в течение 45^h.

AR 5395 (N34L257, ПЦМ 12,7.03.1989);
 Sp max = 3600 м.д.п., FKC, δ;
 XRI >61.5: X₁₁^{>17.5}+M₄₈+C₄₇; 3₅+2₂₁+1₃₇+S₁₃₂;
 ПВЭ I (42^h) – 6 – 7.03 – X₂^{>12.5}+M₆^{5.7};
 ПВЭ II (70^h) – 9 – 12.03 – X₄^{4.5}+M₁₈^{9.7};
 ПВЭ III (44^h) – 12 – 14.03 – X₂^{1.2}+M₁₀^{6.3};
 ПВЭ IV (48^h) – 16 – 17.03 – X₃^{6.5}+M₉^{8.4}

Краткая запись характеристик АО [1].

Рис. 2 схематически представляет эволюционную последовательность развития этого КАО. Весь период прохождения КАО по видимому диску Солнца можно разбить на 4 интервала всплытия больших АО, которые в данном конкретном КАО легко выявлялись. При выходе на видимый диск Солнца группа пятен, уже находившаяся в состоянии первого ПВЭ, была сформирована из структур I и II. Уже с 10.03 в срединной части группы пятен начала фор-

На примере этой АО можно проследить всплытия новых ВМП (АО) большой мощности и их вспышечную эволюцию [5]. Каждый акт всплытия новых магнитных потоков (АО) приводил к осуществлению своих вспышек большого и среднего баллов.



1st stage of evolution - before March, 7 - the structure I+II: X/2 + M/7

2nd stage of evolution - March, 7 - 12 - formation of the structure III: X/4 + M/17

3rd stage of evolution - March, 12 - 15 - formation of the structure IV: X/2 + M/8

4th stage of evolution - March, 16 - 20 - evolution of the structure IV: X/3 + M/10

Рис. 2. Схема развития AR5395. Вид группы за 14 марта из [5], север сверху, запад справа.

мироваться структура III, которая с 12.03 заставила группу пятен быстро растянуться по оси группы от 14° 10.03 до 20° 13.03 марта. С 14.03 начала образовываться структура IV, развитие которой растянуло группу к 17.03 до 23°.

Каждой структуре соответствовал свой ПВЭ с длительностью порядка 40^h. Лишь второй ПВЭ, возможно, объединил два периода, но разделить их не представляется возможным.

К сожалению, не так часто в сложной компактной области можно провести подобный анализ в реальном времени. Чаще всего изменения внутри полутени

большого сложного пятна, связанного с появлением ВМП, остаются не отождествленными. Однако такой путь анализа может быть полезен и с возможностью получения снимков и магнитограмм очень высокого разрешения (SDO), может помочь прогнозировать развитие таких АО и их высокую вспышечную активность.

Физические границы на Солнце. Исследование вспышечно-активных КАО VI 1982 г., VIII 1983 г. и X 1979 г. позволило выявить существование физических границ между магнитными структурами одного знака [6–10]. Такие границы в КАО приводят к полной пространственной независимости активных явлений, в том числе и вспышечных: даже в момент развития самых мощных вспышечных событий в одной структуре эмиссия вспышечных лент не проникает в соседнюю структуру, как бы близко друг к другу они не располагались. Такие границы полностью изолируют один из компонентов КАО и силы отталкивания приводят к быстрой деградации одного из компонентов. Изучение физических границ показало, что они играют значимую роль и вне АО как границы между магнитными униполярными структурами одной полярности в общем магнитном поле Солнца. Они обеспечивают зарождение и существование областей с открытой конфигурацией магнитных полей – корональных дыр, т.к. в атмосфере Солнца на высотах, где магнитные силы отталкивания могут преодолеть сопротивление среды, верхние части униполярных структур начинают расходиться, образуя корональную дыру. Обычно это происходит на высотах 20–60 тысяч км.

Литература

1. *Ишков В.Н.* Свойства текущего цикла солнечной активности // *Астр. Вестник.* – 2005. Т. 39. № 6. С. 1–10.
1. *Ишков В.Н., Э.И. Могилевский,* Эволюция комплексов вспышечно-активных областей на Солнце // «Солнечная активность», Алма-Ата, Наука, 1983, р. 3–20.
2. *Иошпа Б.А., Ишков В.Н., Могилевский Э.И. и др.,* // Эволюция комплекса активных областей HR 16862 – 64 в мае 1980 г., «Год солнечного максимума», М., 1981, т. 2, с. 134–150.
3. *Коробова З.Б.,* Собственные движения ядер в двух соседних группах солнечных пятен июня 1980 г. // «Год солнечного максимума», М., 1981, т. 2, с.237–242.
4. *Poletto, G., Gary, G.A., Machado, M.E.,* Interactive Flare Sites within an Active Region Complex // *Solar phys.*, 144, 1993, 113–140.
5. *Ишков В.Н.* Солнечные экстремальные события в 22–23 солнечных циклах http://cosray.phys.uoa.gr/SEE2007/Presentations_files/Session%20B/Ishkov_SOLAR%20EXTREME%20EVENTS.pdf
6. *Ishkov, V.N.; Korobova, Z.B.; Mogilevskij, E.I.* Evolution of Structure Proper Motions and Some Peculiarities of Large Flares in the Active Region of 1982, Jun-Jul // *Publ. Debrecen Heliophys. Obs.* 1983. № 1. P. 55–367.
7. *Головко А.А.* Особенности структуры и эволюции комплекса активности, давшего мощные солнечные вспышки в июне-июле 1982 г. // *Иссл. по геомагн., аэронам. и физике Солнца.* – 1985, вып. 72. С. 114–128.
8. *Ишков В.Н., Стоянова М.Н.* Соотношение вспышечной активности и тонкой структуры фотосферы АО 3804 июля 1982 г. // *Солнечные данные.* 1987. № 8. С. 88–90.
9. *Ishkov, V.N.; Linke, J.* On boundaries among magnetic structures at the sun // *Astron. Nachr.* 1990. V. 311. № 6. P. 397–398.
10. *Ахмедов Ш.Б., Богод В.М., Боровик В.Н. и др.* Структура активных областей на Солнце по наблюдениям на VLA и PATAH-600 в июле 1982 года. – Л., 1985. – 27 с. (Препринт САО АН СССР: 19).

**ЛИНИИ H И K CaII В ЗАТМЕННОМ СПЕКТРЕ
СОЛНЕЧНОГО ПРОТУБЕРАНЦА 29 МАРТА 2006 ГОДА**

Калинин А.А., Горда С.Ю., Крушинский В.В., Попов А.А.
Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

**H AND K CaII LINES IN ECLIPSE PROMINENCE SPECTRA
29 MARCH 2006 YEAR**

Kalinin A.A., Gorda S.Yu., Krushinsky V.V., Popov A.A.
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Spectra of the loop prominence structures in the H and K CaII spectral region and broadband pictures of the solar corona in the 530.3 nm and 637.4 nm are obtained by the Ural Federal University expedition during the full solar eclipse 29 March 2006 Year. The expedition was located at the Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Pulkovo observatory of the Russian Academy of Science. The equipment included expedition solar telescope ACU-23 with clock drive and monochromator UM-2 with registration of the spectra on the StarLight SXV-H9 CCD. Broadband pictures were obtained with the interferometric filters, 80 mm refractor and everyday digital mirror photocamera. To choose objects H α charts of the MAS MAO RAS were analysed. H and K CaII lines in the spectra of the prominence at the beginning of the full phase are investigated. Lines have characteristic look of the inclined barrel with doubled end in the solar direction. Maximum Doppler shift reaches 90 km/s. Such appearance is typical for rotating cylinders or spirals, when spectrograph slit crosses them at some angle [3]. The matter flows in overlapping loops are possible too. We have analyzed H and K line intensities ratio according to paper [4] and obtained cool and dense prominence body with temperature about 4000-6000 K and pressure about 0.5-1 dyn/cm².

В астрофизике часто приходится выбирать из ряда возможных наблюдательных решений при определении физических параметров изучаемых объектов, жертвуя качеством для одних параметров, чтобы лучше определить другие. Можно жертвовать спектральным разрешением для улучшения пространственного (например, [1]). Одним из неудобств ПЗС-приемников в сочетании с дифракционными спектрографами умеренной и высокой дисперсии является малый спектральный диапазон, перекрываемый одиночным приемником. Эшельные спектрометры дают возможность перекрыть большой спектральный диапазон на одной ПЗС-матрице, но являются достаточно сложными и дорогими устройствами. В данном сообщении анализируется попытка применения призмного монохроматора УМ-2 в сочетании с ПЗС для анализа спектров протуберанцев.

Экспедицией АО УрГУ получены спектры петельных структур протуберанца в области H и K CaII и широкополосные снимки солнечной короны в линиях 530.3 и 637.4 нм во время полного солнечного затмения 29 марта 2006 года. Экспедиция базировалась на ГАС ГАО РАН. Оборудование включало экспедиционный телескоп АЦУ-23 (диаметр зеркал 225 мм)

с часовым ведением и монохроматор УМ-2 (дисперсия в области 3900Å 0.41 Å/пикс) с регистрацией спектра на ПЗС StarLight SXV-H9. Широкополосные снимки получены с помощью интерференционных фильтров, рефрактора диаметром 8 см и бытовой зеркальной цифровой фотокамеры. Для выбора объектов анализировались H α карты ГАС ГАО РАН. Наблюдались линии H и K Ca II. Получены также калибровочные снимки до и после полной фазы – темновые кадры и для исправления за плоское поле – спектры центра диска, во время экспозиции которых Солнце сдвигалось тонким движением, чтобы усреднить хромосферную сетку и возможную активность. Далее анализируется кадр 209, содержащий спектр протуберанца в самом начале полной фазы.

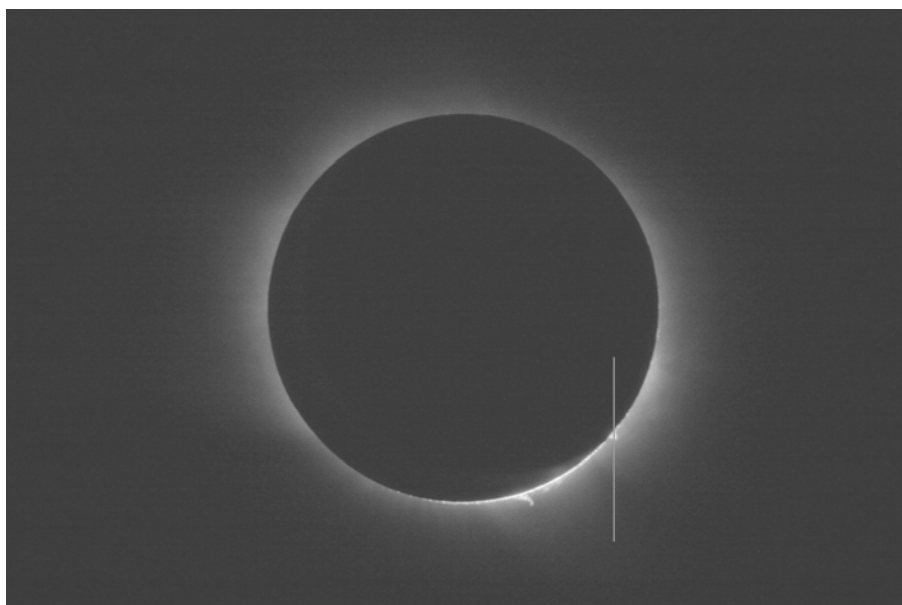


Рис. 1. Положение щели при съемке спектра (фильтр 637.4 нм, В.В.Крушинский).

При обработке использован комплекс программ THEMIS/MTR Basic Reduction Software Package, используемый на телескопе THEMIS (Frederic Paletou). Для области линий H и K определены параметры параболы кривизны и с помощью быстрого преобразования Фурье исправлены кадры центра диска и протуберанца (после вычета bias и темнового тока). Проведено исправление кривизны, неровности поля и определена дисперсионная парабола. После основных редуций видны линии H и K, H ϵ видна как крыло линии H при максимальной яркости линий кальция, видны также линии в области 3888Å – линия гелия и водорода H8. Абсолютные привязки сделаны по ядрам линий H и K с использованием атласа центра диска NSO/Kitt Peak FTS data NSF/NOAO (остаточные интенсивности) и каталога интенсивностей из книги [2].

Линии (рис. 2) имеют характерный вид наклонных бочек, с раздвоенным концом в направлении Солнца. Максимальный доплеровский сдвиг достигает 90 км/с. Такой вид характерен для вращающихся цилиндров или

спиралей (внутри вещество движется по спирали), когда щель пересекает их под углом (см. например [3]). Возможно также наложение петель, в которых течет вещество. Таким образом, наблюдаемые профили дают пример активной петельной структуры с большим градиентом скорости.

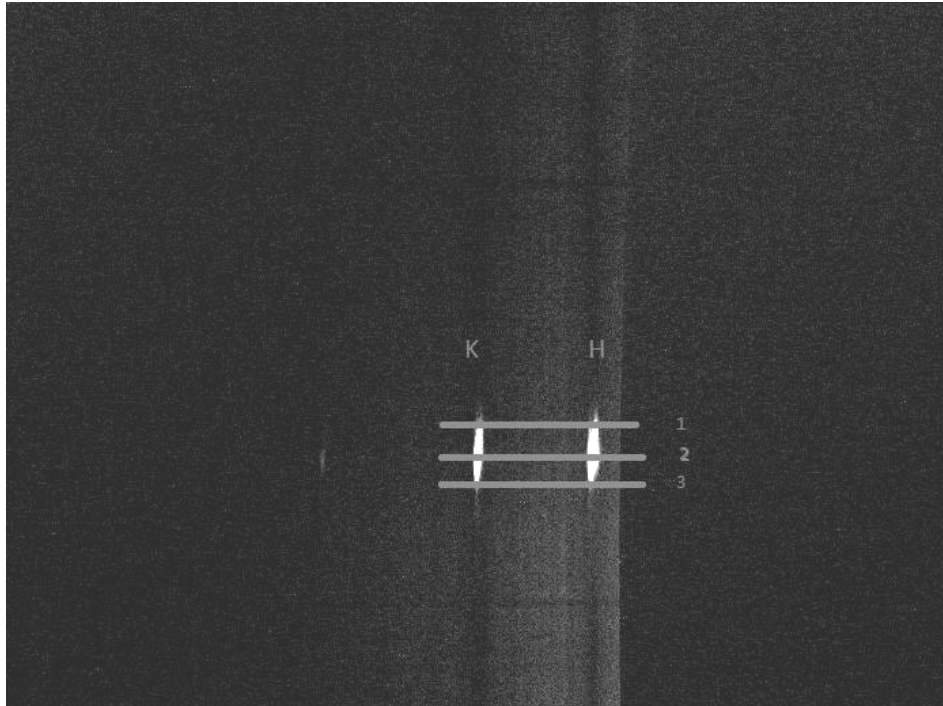


Рис. 2. Спектр протуберанца и положение разрезов вдоль дисперсии.

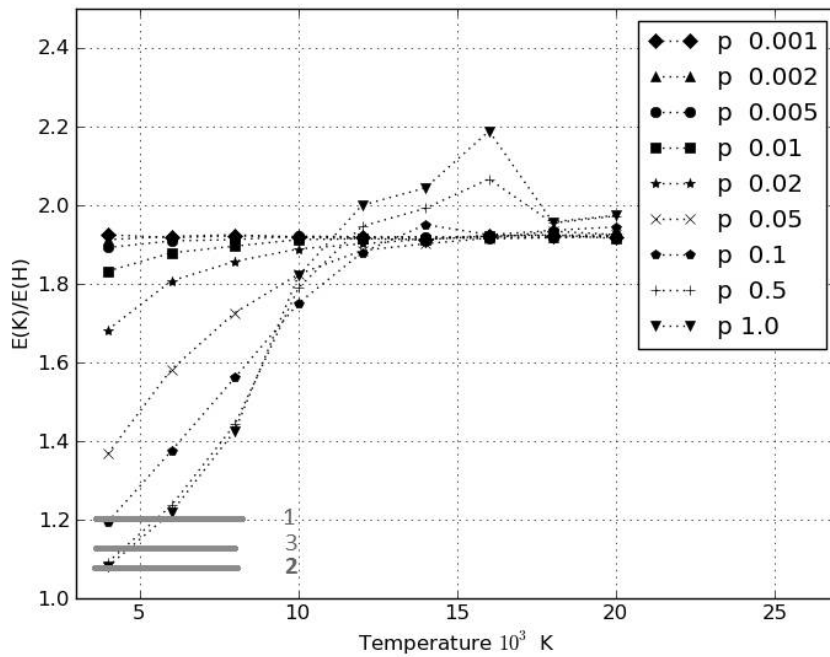


Рис. 3. Зависимость отношения t интегральных интенсивностей линий К и Н Са II иона кальция от температуры при разных давлениях. Геометрическая толщина слоя 500 км. Значения давления (дин/см²) приведены на врезке. Слева внизу значения для разрезов.

Для 3 разрезов (см. рис. 2) получено отношение интенсивностей $t = E(K)/E(H)$ Ca II линий H и K. Их положение на диаграмме интегральных интенсивностей $t(T,P)$, рассчитанной в [4], отражено на рис. 3. Разрез 2 с учетом больших абсолютных интенсивностей (около $2.5 \cdot 10^4$ эрг/(см² с Ср)) дает температуру 4000 К и давление 0.5 дин/см², а разрезы 1 и 3 (E около $2 \cdot 10^3$ эрг/(см² с Ср)) более высокую температуру выше 5000 К при том же давлении. Как отмечено в [4], интенсивности линий H и K сравнительно мало чувствительны к геометрии модели и к вращательным движениям, поэтому полученные оценки можно считать удовлетворительными.

Авторы выражают благодарность П.Е. Захаровой за финансирование экспедиции, А.М.Полякову и И.Л. Бызову за помощь в подготовке и проведении экспедиции, зав. лабораторией физики Солнца ГАО Соловьеву А.А., заведующему ГАС ГАО РАН Тлатову А.Г. и коллективу станции за гостеприимство и хорошие условия для работы, и отдельно Давыдову В.В. за Na карты протуберанцев на 28.03.06.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной Целевой Программы "Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2013 гг." (госконтракт № 16.518.11.7074).

Литература

1. *E. Wier*, Two-dimensional polarimetry in solar prominences at high spatial resolution, In: SOLMAG 2002. Proceedings of the Magnetic Coupling of the Solar Atmosphere Euroconference and IAU Colloquium 188, 11–15 June 2002, Santorini, Greece. Ed. H. Sawaya-Lacoste. ESA SP-505. Noordwijk, Netherlands: ESA Publications Division, ISBN 92-9092-815-8, 2002, p. 33 – 34
2. *Е.А. Макарова, А.В. Харитонов, Т.В. Казачевская*, "Поток солнечного излучения", М.: Наука, ГФМЛ, 1991, с.362.
3. *Rompolt B.*, Rotational motions in fine solar structures, Wroclaw, 1975.
4. *A.A. Kalinin*, Hydrogen and calcium lines in solar prominence spectra // Geomagn. Aeron., 2012, in press.

**РАДИАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЯРКОСТИ СОЛНЕЧНОГО ДИСКА
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ЗАТМЕНИЯ 31 МАЯ 2003 Г.
НА ИСЗ «КОРОНАС-Ф»**

Катюшина В.В.¹, Писанко Ю.В.¹, Свидский П.М.¹, Куимов К.В.²

¹*Институт прикладной геофизики им. акад. Е.К. Федорова, Москва, Россия*

²*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

**RADIAL DEPENDENCE OF SOLAR DISK BRIGHTNESS FROM
MAY, 31, 2003 SOLAR ECLIPSE OBSERVATIONS ONBOARD
“CORONAS-F” SATELLITE**

Katyushina V.V.¹, Pisanko Y.V.¹, Svidsky P.M.¹, Kuimov K.V.²

¹*E.K. Fedorov Institute of Applied Geophysics, Moscow, Russia*

²*Sternberg Astronomical Institute Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

The centre-to-limb darkening of the solar brightness is calculated from the observational data set of instruments VUSS and DIFOS onboard CORONAS-satellite during the passage through the solar eclipse zone. The data were the result of measuring solar flux as a function of the eclipse phase. An algorithm is proposed and it requires that the solar brightness should be the arbitrary function of the solar radius only. All considered in the paper measurements made by VUSS and DIFOS devices onboard CORONAS-satellite in May, 31, 2003 testify on the darkening to the solar limb.

Данные наблюдений об изменении яркости диска Солнца от центра к краю лежат в основе современных эмпирических моделей строения солнечной атмосферы, которые нужны, в том числе, и для решения прикладных задач. Для видимой и ближней ультрафиолетовой областей спектра такие измерения достаточно известны: сведены в справочные таблицы, например, [1–3]. В далекой ультрафиолетовой области, где значительно труднее проводить измерения, имеются пока отдельные разрозненные работы, например, [4–7]. Поэтому для оценки изменения яркости от центра к краю представляется полезным использовать более доступные данные наблюдений на ИСЗ полного потока солнечного излучения, учитывая естественное сканирование солнечного диска Луной во время затмения.

Поскольку регистрируемый полный поток излучения во время затмения зависит не только от распределения яркости b по диску Солнца, но от площади s затененной Луной части солнечного диска, рассмотрим ее изменение с фазой затмения (см. рис.). Здесь изображено несколько положений i Луны, движущейся справа, и сопряженных с нею касанием, убывающих круговых частей k солнечного диска. В целом это образует сетку координатных ячеек с площадями q_{ik} , заполняющих область тени.

При каждом положении Луны область тени складывается из двух круговых сегментов с радиусами Солнца r_s и Луны r_m , стянутых единой хордой.

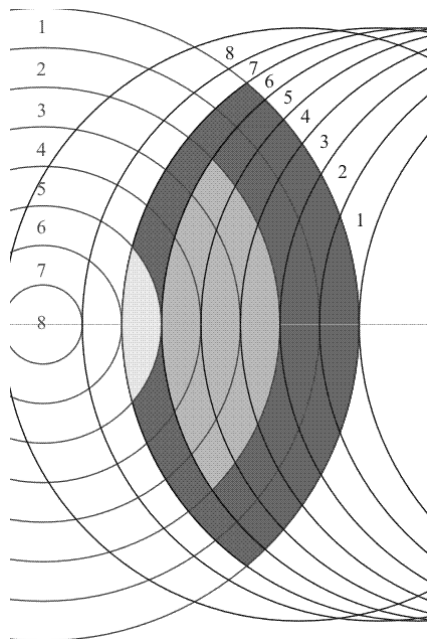


Рис. Последовательные фазы затмения.

Рисунок указывает на возможность выбора системы координат (ξ, σ) , где координатные линии ξ это окружности с радиусом Луны μ , центр которых отстоит на $(\xi + \mu)$ от центра Солнца, и координатных линий, образуемых концентрическими окружностями радиусом σ около центра Солнца. Заметим, что величина ξ связана с фазой затмения Φ , именно, $\xi = 2r_s - \Phi$.

Приняв, что яркость зависит только от σ (расстояния до центра солнечного диска), поток излучения от затенённого Солнца запишем в виде интеграла, приравняв который соответствующей величине $F(\xi)$, полученной из данных измерений потока, приходим к интегральному уравнению Вольтерра:

$$F(\xi) = \int_{\xi}^{r_s} b(\sigma) \cdot \int_{\xi}^{\sigma} D(\xi, \sigma) \cdot d\xi \cdot d\sigma, \quad (1)$$

где $D(\xi, \sigma)$ – якобиан преобразования координат.

Решение этого уравнения дает искомую зависимость $b(\sigma)$.

Во время кольцеобразного затмения 31 мая 2003 г. зарегистрированы изменения сигналов приборов ВУСС и ДИФОС, установленных на ИСЗ КОРОНАС-Ф [8]. Прибор ВУСС имел максимальную чувствительность вблизи самой яркой линии коротковолновой области спектра Солнца, линии водорода $H\alpha$, опрашивался телеметрической системой каждые 130 мс, относительная погрешность измерений составляла доли процента [9]. Прибор ДИФОС [10] измерял солнечное излучение в 6 узких полосах длин волн (использована полоса 500 нм), частота измерений – 33,55 сек, точность относительных измерений 0,2%.

В [8] проведено сравнение одновременных значений параметра X – доли площади солнечного диска, незатененной Луной при наблюдениях со спутника, с регистрируемыми приборами сигналами. Из отсутствия их пропорциональности сделан вывод об изменении яркости диска с расстоянием от центра, однако количественные оценки не были получены.

Целью настоящей работы является более детальный анализ тех же измерений потока излучения при затмении с использованием соотношения (1) для получения количественных оценок изменения яркости от центра к краю, кратко представленные нами ранее в [11].

При решении задачи учтём, что, во-первых, эмпирическая функция $F(\xi)$ получается путем измерений в конечном числе интервалов изменения ξ , что указывает на целесообразность использования конечно-разностной схемы, и, во-вторых, что правая часть в интеграле (1) представляет площадь $s(\xi, \sigma)$ части тени, ограниченной конкретными значениями этих координат (см. рис.), она может быть вычислена, как сумма площадей двух составляющих её сегментов [12]. Поэтому, заменим (1) конечной суммой, разбив интервалы изменения координат на части точками ξ_i и σ_k ($i, k = 1, \dots, n$). При этом получим (см. рис.), частичные площадки тени $s_{i,k}$. Далее, выделим полосы $p_{i,k} = s_{i,k} - s_{i,k+1}$ и, наконец, $q_{i,k} = p_{i,k} - p_{i-1,k}$, соответствующие элементарным координатным ячейкам.

Обозначив $\delta F_i = F(\xi_i) - F(\xi_{i-1})$, из (1), получим рекуррентную формулу для определения b_i :

$$b_i \cdot q_{i,i} = \delta F_i - \sum_{k=1}^{i-1} b_k \cdot q_{i,k} \quad (2)$$

Для решения задачи об относительном изменении яркости от центра солнечного диска к краю единицы, в которых выражены измеренные при затмении потоки, несущественны, поэтому мы не останавливаемся на этом вопросе, а используем просто измеренный сигнал F , пропорциональный потоку, и относительные величины ξ , σ , μ (положив радиус солнечного диска r_s равным 1). При выполнении расчетов ограничимся значением $n = 8$.

Значения b в зависимости от расстояния до центра солнечного диска при пролете зоны затмения 31 мая 2003 г. в 4:20 UT представлены в таблице 1 (строки 4–7) по данным прибора ВУСС (F_B , b_B) и ДИФОС (F_D , b_D). Для уменьшения флуктуационной составляющей погрешности использовано сглаживание данных F_B и F_D при их аппроксимации к моментам времени, соответствующим выбранным значениям ξ .

Таблица 1.

1	i	1	2	3	4	5	6	7	8
2	μ	0.944	0.944	0.943	0.943	0.943	0.943	0.943	0.943
3	ξ	1.0	0.875	0.750	0.625	0.500	0.375	0.250	0.125
4	F_B	2.844	2.803	2.727	2.616	2.474	2.301	2.103	1.885
5	F_D	1.000	0.987	0.959	0.920	0.870	0.812	0.747	0.676
6	b_B	0.708	0.759	0.982	1.115	1.220	1.304	1.342	1.320
7	b_D	0.229	0.299	0.346	0.374	0.384	0.394	0.395	0.395
8	F_m	2.526	2.470	2.375	2.261	2.134	2.000	1.861	1.718
9	b_m	0.959	0.879	0.806	0.740	0.679	0.623	0.572	0.530
10	b_p	0.966	0.875	0.806	0.738	0.677	0.621	0.570	0.526

Чтобы оценить погрешности счета, возникающие вследствие разбиения на сравнительно широкие интервалы и ограниченной точности вычис-

лений, выполнен численный эксперимент. Для экспоненциальной модельной зависимости яркости с убыванием вдвое от центра к лимбу, по (1) рассчитаны значения сигнала F_m и средние для принятых интервалов величины b_m . Затем с помощью рекуррентной формулы (2) по F_m снова найдены соответствующие значения b_{pr} . Результаты приведены в строках 8–10 таблицы 1. Полученные отличия исходных и конечных значений невелики, и можно утверждать, что основные погрешности связаны с неточностью наблюдений и, возможно, с отклонениями от радиальной симметрии распределения яркости по диску Солнца.

Заключение

1. Предложен алгоритм, позволяющий по данным об изменении полного потока при затмении получить функцию изменения яркости от центра диска к лимбу, обеспечивающий удовлетворительную точность определения значений этой функции.

2. По данным измерений на ИСЗ КОРОНАС-Ф вариаций потока солнечного излучения приборами ВУСС и ДИФОС при пролете спутника через зону затмения 31 мая 2003 года получены количественные характеристики изменения яркости диска от центра к лимбу. В полосе спектральной чувствительности обоих приборов имеет место потемнение от центра к краю.

Авторы выражают свою искреннюю благодарность А.А. Нусинову, Т.В. Казачевской, А.Б. Делоне за живой интерес к работе и доброжелательную критику.

Литература

1. Макарова Е.А., Харитонов А.В., Казачевская Т.В. Поток солнечного излучения. – М.: Наука, 1991. – 397 с.
2. Аллен К.У. Астрофизические величины. – М.: ИИЛ. 1960. – 303 с.
3. Кононович Э.В., Мороз В.И. Общий курс астрономии. – Изд-во УРСС. 2004. – 738 с.
4. Worden J.R., Woods T.N., Doman K.W. // *Ap. J.* 2001. V. 560. P. 1020–1034.
5. Withbroe G.L. // *Solar Physics.* 1970. V. 11. P. 42–58.
6. Prinz D.K. // *Ap. J.* 1974. V. 187. P. 369–375.
7. Mango S.A., Bohlin J.D., Glackin D.L., Linsky J.L. // *Ap. J.* 1978. V. 220. P. 683–691.
8. Нусинов А.А., Катюшина В.В., Казачевская Т.В., Куимов К.В., Бугаенко О.И., Слезин В.А., Лебедев Н.И. // *Астрономический вестник.* 2006. Т. 40. С. 379–384.
9. Казачевская Т.В., Нусинов А.А., Катюшина В.В., Гонюх Д.А. // *Астрономический вестник.* 2008. Т. 42. С. 381–384.
10. Лебедев Н.И., Кузнецов В.Д., Ораевский В.Н., Штауде Й., Костык Р.И. // *Астрономический журнал.* 2004. Т. 81. С. 956–960.
11. Katyushina V., Pisanko Y., Svidsky P., Kuimov K. 38th COSPAR Scientific Assambly, 2010. – D21.
12. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. – М.: Наука. 1967. – 608 с.

**СУБСЕКУНДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ВО ВСПЫШКЕ 10 АВГУСТА 2011
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА РАТАН-600 И СИБИРСКОМ
СОЛНЕЧНОМ СПЕКТРОПОЛЯРИМЕТРЕ ДИАПАЗОНА 4–8 ГГц**

**Кашапова Л.К.¹, Тохчукова С.Х.², Жданов Д.А.¹, Богод В.М.²,
Руденко Г.В.¹**

¹*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

²*СПбФ САО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

**THE SUBSECOND PULSES DURING THE 10 AUGUST 2011 FLARE BY
OBSERVATIONS OF RATAN-600 AND THE 4–8 GHz SIBERIAN
SOLAR SPECTROPOLARIMETER**

**Kashapova L.K.¹, Tokhchukova S.K.², Zhdanov D.A.¹, Bogod V.M.²,
Rudenko G.V.¹**

¹*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia*

²*St. Petersburg Branch of SAO RAS, St. Petersburg, Russia*

We present the study of subsecond pulses occurred at the C2.4 flare. The event took place at 2011 August 10 in AR 11263 near the western limb. The maximum of event was at 09:35 UT. It is important that this event was simultaneously observed by RATAN-600 and the Siberian Solar Radio Spectropolarimeter, Radioastrophysical observatory ISTEP SB RAS. The results of comparison of the observed microwave (MW) spectrum of the main burst and the MW spectrum simulated by using the GX_Simulator code for the 3D modeling of gyrosynchrotron microwave emission indicate that both MW and X-ray emission were generated by the high-temperature source. The input flare plasma parameters for these simulations were obtained from the HXR spectra and the magnetic field structure was obtained by extrapolation of the photospheric magnetic field from HMI/SDO. We carried out analysis of the correlation between the microwave emission and the hard X-rays emission and flare plasma parameters using the data obtained by FERMI with the subsecond temporal resolution. The results show the absence of electron flux ejection and indicate to plasma mechanism as the most possible mechanism of the pulse origination.

Изучению тонкой временной структуры в радиоизлучении вспышек посвящено уже нескольких десятилетий. Наблюдения и интерпретация этого явления позволяет проводить эффективную диагностику вспышечной плазмы. Наша работа посвящена исследованию субсекундных импульсов (ССИ) т.е. интенсивных импульсов радиоизлучения продолжительностью менее 1 секунды, которые накладываются на всплеск большей продолжительности [1]. Обычно ССИ наблюдаются на импульсной фазе вспышки, и их связывают с процессами первичного энерговыделения.

Исследуемые ССИ были зарегистрированы во время солнечной вспышки класса C2.4. Событие произошло 10 августа 2011 года в активной области 11263 вблизи западного лимба с максимумом в 9:35 UT (рисунок 1 левая панель). Оно было одновременно зарегистрировано на РАТАН-600

[2] и Сибирских Солнечных Спектрополяриметрах (2–24 ГГц и 4–8 ГГц) Радиоастрофизической обсерватории ИСЗФ СО РАН [3]. Наблюдения в рентгеновском диапазоне данного события были получены одновременно на КА HESSI (временное разрешение четыре секунды) и КА FERMI (с временным разрешением одна секунда и субсекундным разрешением). Особенностью этого события была регистрация рентгеновского потока с энергией выше 25 кэВ, что не является типичным для слабых вспышек. Сравнение временных профилей микроволнового и рентгеновского излучения выявило тесную корреляцию между ними [4], что свидетельствует о генерации излучения в обоих диапазонах одной и той же популяцией электронов. Еще одной особенностью данного события является то, что исследование, проведенное с использованием параметров плазмы полученных из рентгеновских спектров и моделирования гиротронного излучения, указывает на то, что зарегистрированное как микроволновое, так и рентгеновское излучение генерировалось высокотемпературным источником ($T > 30$ МК)[4].

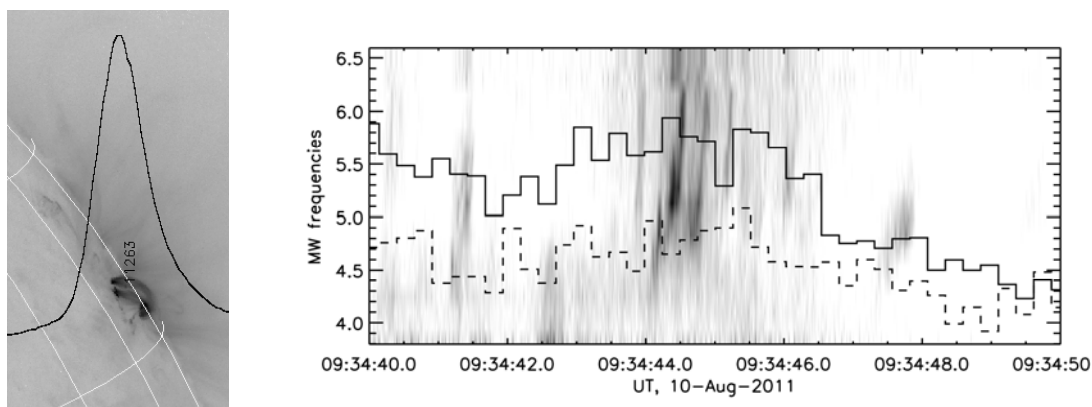


Рис. 1. *Левая панель:* Вспышечная петля (изображение в ВУФ 94 А AIA/SDO) и скан полученный на РАТАН-600 в 09:34:25 UT на частоте 5.7 ГГц. *Правая панель:* Динамический спектр, полученный Сибирским солнечным спектрополяриметром (негатив) и временные профили рентгеновского излучения в диапазонах 11.4–26.3 кэВ (сплошная линия) и 26.3–49.9 кэВ (штриховая линия) полученные КА FERMI.

ССИ были зарегистрированы в момент максимума вспышки одновременно на РАТАН-600 и спектрополяриметре 4–8 ГГц Радиоастрофизической обсерватории ИСЗФ СО РАН (рис. 1, правая панель). По данным Сибирского солнечного спектрополяриметра 4–8 ГГц, излучение ССИ не было поляризовано. В то же самое время, совпадение временных профилей всплесков ССИ на записях правой и левой поляризации зарегистрированных на РАТАН-600 указывает на компактность источника данных импульсов. Проведенное нами сравнение временных профилей в микроволновом диапазоне и жесткого рентгеновского излучения указывает на хорошую временную корреляцию с рентгеновским излучением в диапазоне 11.4–26.3 кэВ. Этот факт указывает на генерацию микроволнового излучения

электронами с энергией около 50 кэВ. Однако отсутствие корреляции с потоками рентгеновского излучения более высоких энергий может быть вызвано низким уровнем сигнала и высоким уровнем шума.

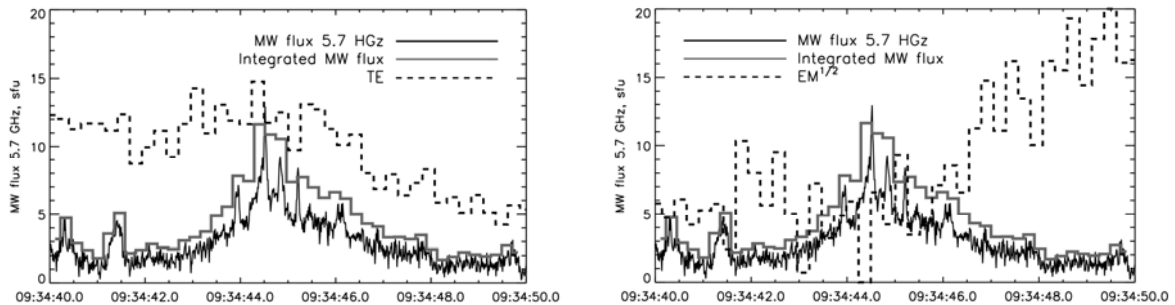


Рис. 2. *Левая панель:* Сравнение временных профилей ССИ на 5.7 ГГц и электронной температуры (ТЕ), полученной из рентгеновских спектров с временным разрешением 250 мс. *Правая панель:* Сравнение временных профилей ССИ на 5.7 ГГц и меры эмиссии в степени $\frac{1}{2}$ (ЕМ), также полученной из рентгеновских спектров. На обоих рисунках темно-серой линией показано микроволновое излучение, проинтегрированное для временного промежутка 225 мс.

Для объяснения ССИ предложено несколько механизмов генерации – модель электронного циклотронного мазера, плазменный и гиросинхротронный механизмы. Для реализации электронного циклотронного мазера необходимы невысокая плотность плазмы и высокие значения напряженности магнитного поля. В данном случае это не реализуется – мы имеем дело с низкой и довольно плотной петлей и магнитное поле в вершине около 70 Гс [4]. Одним из указаний на гиросинхротронный механизм возбуждения и воздействие ускоренных электронов может быть корреляция временных профилей рентгеновского излучения и ССИ. Однако, как видно на скане РАТАН-600 (рисунок 1, левая панель), в момент регистрации ССИ максимум излучения находился в северной части петли, тогда как по данным RHESSI рентгеновские источники в диапазоне от 6 до 50 кэВ находились в южном основании петли. Кроме того, не обнаружено тесной связи между фотонами рентгеновского излучения с энергией более 26 кэВ с микроволновым излучением во время ССИ, в то время как во время основного всплеска корреляция между этими видами излучения была очевидна.

Напомним, что основным источником вспышечного излучения в данном событии является высокотемпературный источник, располагающийся в южном основании петли. Мы провели исследование корреляции на субсекундных временах между временными профилями микроволнового излучения и электронной температуры (ТЕ), а также корня квадратного из значения объемной меры эмиссии ($EM = Ne^2V$, где Ne – среднее значение квадрата числа электронов в единице объема, V – объем). Предполагая, что

во время ССИ объем источника не меняется, используя величину $EM^{1/2}$, мы можем оценить концентрацию электронов. Как видно на рисунке 2 (левая панель), микроволновый поток, приведенный к тому же временному разрешению, что и рентгеновское излучение, показывает тесную корреляцию с электронной температурой. При этом $EM^{1/2}$ (т.е. концентрация электронов) демонстрирует плавный рост, без какой-либо связи с временным профилем ССИ. Эти факты могут указывать на то, что источник генерации ССИ был связан с высокотемпературным источником, и наиболее вероятным механизмом данных пульсаций является плазменный механизм. Однако, эта гипотеза требует дополнительной проверки с использованием результатов теоретического моделирования.

Исходя из сказанного выше, можно сделать следующие выводы:

1. Впервые субсекундные колебания зарегистрированы на РАТАН-600 в диапазоне от 3.5 до 8 ГГц, что подтверждается независимыми наблюдениями на Сибирском Солнечном Спектрополяриметре 4–8 ГГц.
2. Природа как излучения вспышки, так и зарегистрированных субсекундных колебаний определялась высокотемпературным источником с температурой более 30 МК.

Работа выполнена при поддержке Министерства Образования и Науки РФ за поддержку по ГК (Государственному Контракту) 16.518.11.7065, 16.518.11.7062, 16.518.11.7028, грантами РФФИ 12-02-91161, 12-02-00173, 11-02-00072, 12-02-10006.

Литература

1. Флейшман Г.Д., Мельников В.Ф. «Солнечные миллисекундные радиоспайки». 1998, УФН, **168**, 1265.
2. Богод В.М., Алесин А.М., Перваков А.А. «Радиотелескоп РАТАН-600 в 24 цикле солнечной активности. II. Многооктавный спектрально-поляризационный комплекс высокого разрешения РАТАН-600 для солнечных исследований». Астрофизический Бюллетень, 2011, 66/2, 223.
3. D. Zhdanov. V. Zandanov. «Spectropolarimeter 4–8 GHz. First results. Central European Astrophysical Bulletin» 2011, **35**, 223.
4. L.K. Kashapova, G.V. Rudenko, S.K. Tokhchukova, V.M. Bogod, A.A. Muratov «On the possible mechanisms of energy release in C-class flares» 2012, Central European Astrophysical Bulletin (2012), в печати.

КРИТИЧЕСКИЕ ГРАФЫ МАГНИТОГРАММ ВСПЫШЕЧНЫХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Князева И.С., Макаренко Н.Г.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

CRITICAL GRAPHS OF MAGNETOGRAMS OF ACTIVE FLARES REGIONS

Knyazeva I.S., Makarenko N.G.

Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, St-Petersburg, Russia

In this article a graph which describes topological complexity of magnetic field in the active region (AR) is presented. It is built on a set of maximums and minimums of the observed field component for magnetogram. To calculate extremums of magnetograms we use Scale-Space concept. In other words, the numerous convolution of the image with Gaussian kernel. The difference between two consecutive blurry images gives us Laplacian. The extremums of Laplacian could be calculated quite easy. After that an acyclic graph connecting minima with the nearest maximums could be constructed. We use this critical graph to describe the preflare dynamics of the magnetic field of AR.

Магнитограммы магнитного поля Солнца представляют собой матрицы данных, содержащих видимую по лучу зрения компоненту напряженности поля в диапазоне значений от -5000 до 5000 Гаусс с дискретом всего в 1 Гаусс. Таким образом, описание интересных паттернов, а именно активных областей, затруднено тем, что приходится работать с данными с очень высокой вариабельностью. Идея, которая лежит в основе данной работы, заключается в поиске вариантов упрощенного описания структур в активной области. А именно, в поиске "интересных" точек поля и отслеживании их последующей динамики. В случае удачного поиска таких точек для отслеживания изменения динамики активной области можно воспользоваться идеями графодинамики: изменением структуры графа во времени. Граф может быть построен различными способами. Для нашей задачи важно, чтобы он легко вычислялся по магнитограммам, был почти планарным, то есть имел минимальное количество самопересечений, и был устойчивым относительно шумов и небольших изменений в данных.

Мы использовали идею критического графа, предложенную в работе [1]. Авторы предлагают рассматривать не все экстремумы на изображении, которых в случае высокой вариабельности контрастов очень много, а только так называемые *бета-устойчивые* особенности. Идея бета-устойчивости основана на свойствах Лапласиана вычисленного с помощью конструкции, которую называют *scale-space*. Пространство масштабов или Scale-space было введено в ряде работ [2–3] и в последствии получило очень широкое распространение при анализе изображений [5]. Изображение в рам-

ках этого подхода представляется как набор однопараметрических сглаженных изображений, зависящих от размера сглаживающего окна, используемого для подавления мелкомасштабных особенностей. Сглаживание осуществляется с помощью гауссовского ядра:

$$g_t(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi t}} \exp\left[-\|x\|^2/2t\right], f_t(x) \equiv f * g_t = \int_{y \in R^2} f(y) g_t(y-x) dy \quad (1)$$

где параметр t – параметр масштаба. Можно показать, что в случае с гауссовским ядром k последовательных сглаживаний с дисперсией t эквивалентно одному с дисперсией \sqrt{kt} . Как следствие, все описание изображения можно получить последовательной сверткой с одним и тем же гауссовским ядром. Пример такого представления изображений для магнитограммы активной области показан на Рис. 1.

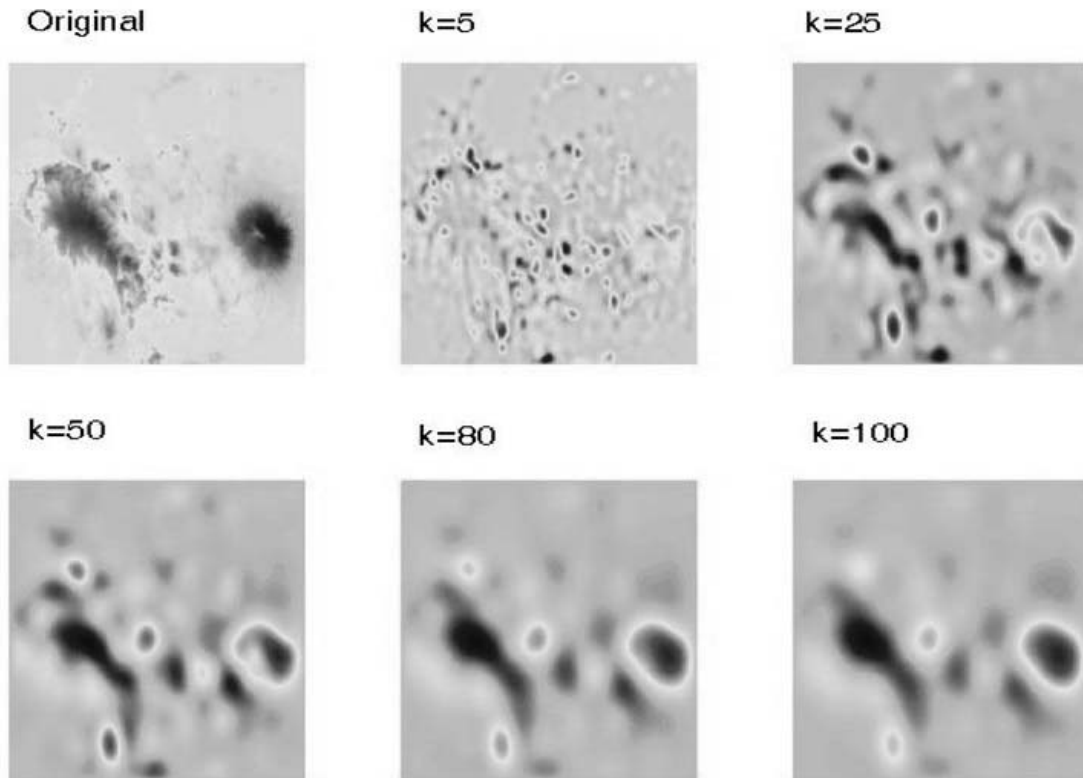


Рис. 1. Последовательная свертка фрагмента активной области с гауссовским ядром, k соответствует количеству сглаживаний.

С другой стороны Scale-space описание можно представлять как решение уравнения теплопроводности с граничными условиями Неймана, где роль температуры играет ширина сглаживающего ядра. Кроме того, можно показать, что Лапласиан сглаженного изображения довольно точно аппроксимируется разностью со следующим сглаженным изображением.

$$\partial_t L = \frac{1}{2} \nabla^2 L, \text{ где } L(x, y, 0) = f(x, y), L_t = \nabla^2 f_t(x) \approx f_{t+1} - f_t \quad (2)$$

Для каждого фиксированного масштаба k Лапласиан разделяет все изображение на так называемые области выпуклой (положительный Лапласиан) и вогнутой (отрицательный Лапласиан) яркости. Оказывается, что при увеличении масштаба число таких областей стабилизируется. В том случае, когда число положительных и отрицательных областей Лапласиана не изменяется, говорят об его устойчивости на данном масштабе. β – устойчивым масштабом называют тот [1], при котором число областей не изменяется с точностью до β . В результате, мы имеем все, чтобы определить β – устойчивые особые точки изображения. *Максимумы и минимумы β – устойчивого Лапласиана являются β – устойчивыми особыми точками изображения.*

Несмотря на то, что описанный выше подход существенно снижает количество особых точек, для магнитограмм их все равно оказывается слишком много, 80–100 точек на одно изображение. Чтобы как-то снизить их количество, мы рассматривали только те, разница между которыми не превосходила бы заранее заданное число раз, то есть откидывали все "мелкие" особенности. Для рассмотренных активных областей этот параметр был выбран равным 10.

После того, как набор критических точек определен, по ним строится граф таким образом, что узлами графа являются критические точки, а локальные минимумы соединяются с локальными максимумами в том случае, если между ними существует восходящий путь (значение пикселей возрастает по этому пути), идущий от минимального к максимальному. Такой граф получил название критической сети. Авторы в работе [1] показывают, что критическая сеть инвариантна относительно аффинных преобразований и различных дисторсий изображений, а сам граф имеет минимальное число самопересечений, то есть является почти планарным.

В рамках данной работы были построены критические сети для нескольких активных областей, в частности для АО 11158. Было проанализировано более 100 фрагментов этой АО за различные промежутки времени. В работе были использованы SDO/HMI магнитограммы, с разрешением 1", взятые с сайта <http://hmi.stanford.edu/>. Пример критических графов для них приведен на Рис. 2 АО 11158 вышла из-за лимба спокойная 11.02.2011, дала 13.02 вспышку класса M6.6, затем 14.02 M2.2 а затем 15.02 мощную вспышку класса X2.2. На Рис. 2 на верхнем левом фрагменте показана критическая сеть в начале развития области, видно, что она имеет предельно простую структуру. На верхнем правом сеть для фрагмента после между двумя M вспышками, на нижнем левом перед X вспышкой и на правом нижнем после окончания вспышечной активности. Можно заметить, что в момент вспышечной активности и особенно перед X вспышкой структура сети резко усложняется и количество особенностей возрастает.

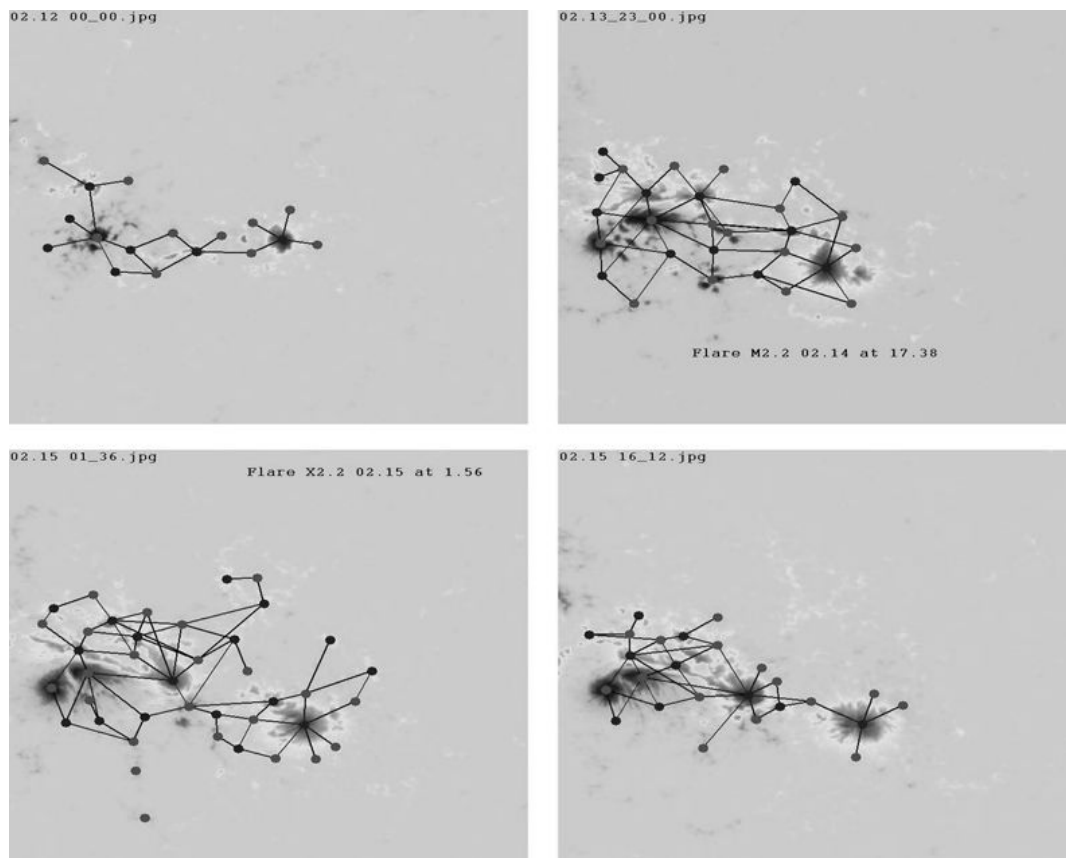


Рис. 2. Пример критической сети для АО 11158. Моменты наступления вспышек подписаны на изображениях. Даты в формате месяц.день час_минута в углу изображений

Заключение

В данной работе был использован новый подход для отслеживания изменения динамики активных областей, основанный на построении критических графов по магнитограммам. Несомненным преимуществом данного подхода является его визуальная составляющая. Для АО 11158 явно видно увеличение количества устойчивых особенностей и усложнение вида сети перед вспышками, и упрощение структуры графа после них. Несмотря на то, что поиск численных характеристик поведения сети является отдельной задачей, такое поведение позволяет надеяться на возможность построения предикторов вспышек на основе критических сетей.

Работа выполнена благодаря частичной поддержке НШ-1625.2012.2 и программе президиума РАН П20.

Литература

1. *Steve Gu, Ying Zheng, and Carlo Tomasi.* The 11th European Conference on Computer Vision (ECCV2010), Greece (2010).
2. *Witkin, A.P.* Proc. 8th Int. Joint Conf. Art. Intell., Karlsruhe, Germany, 1019–1022, (1983).
3. *Lindeberg, T.* Scale-Space Theory in Computer Vision, Kluwer Academic Publishers (1994).

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ЭКВАТОРИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ
СПОКОЙНОГО СОЛНЦА ПО ДАННЫМ ССРТ**

**Криссинель Б.Б., Анфиногентов С.А., Кочанов А.А.,
Просовецкий Д.В.**

*Учреждение Российской академии наук Институт солнечно-земной физики
СО РАН, Иркутск, kochanov@iszf.irk.ru*

**EXPERIMENTAL STUDY OF EQUATORIAL BRIGHTNESS
DISTRIBUTION OF THE QUIET SUN USING SSRT DATA**

Krissinel B.B., Anfinogentov S.A., Kochanov A.A., Prosovetsky D.V.
The Institute of Solar-Terrestrial Physics of SB RAS, Irkutsk

The paper presents the investigation of radial distribution of the solar radio brightness at 5.2 cm wavelength using Siberian solar radio telescope data for the period of 2010–2011 years. The reconstruction of the true radio brightness distribution over the solar disk was performed with hybrid method of deconvolution of radio Sun, which is based on the latest modification of the nonlinear algorithm MS-CLEAN. The resulting radial brightness distribution agrees well with theoretical one. The effects caused by coronal bright points and data calibration techniques for solar interferometers are discussed.

Профиль распределения яркости центр–лимб спокойного Солнца на волнах сантиметрового и дециметрового диапазонов волн отражает структуру верхней хромосферы, переходной зоны и нижней короны, поэтому для изучения этой структуры, проверки вероятностных оценок компонент спокойных участков короны необходимы наблюдения таких распределений в широком диапазоне волн с предельно возможным высоким угловым разрешением. Известно достаточно много работ в этой области, но в большинстве из них исследуется лишь радио радиус, либо величина пика на лимбе. Наиболее обширные исследования в этой области были проведены Боровик В.Н. и др. на радиотелескопе РАТАН-600 [1, 2]. Исследования распределения яркости на РАТАН-600 и на волне 5.2 см вдоль лимба на ССРТ [3] были проведены по одномерным наблюдениям. При таких исследованиях результаты восстановления яркости в значительной степени зависят от априорной информации, от представления исследователя о форме радиального распределения яркости и нуждаются в дополнительной проверке.

Особый интерес представляет возможность исследования радиального распределения яркости по радиоизображениям, получаемым на ССРТ, угловое разрешение которого достигает 22 секунд дуги. Этот инструмент предназначен для наблюдения активных областей, а исследование слабоконтрастных деталей – корональных дыр, волокон и залимбовых участков

– вызывает значительные трудности из-за недостаточной чувствительности и влияния сильных радиоисточников с температурами, превышающими яркость спокойного Солнца в сотни раз. Поэтому для решения поставленной задачи был разработан автоматический алгоритм обработки данных ССРТ с привлечением большого числа радиоизображений за период 2010–2011 г. Восстановление истинного распределения радиояркости по диску Солнца из первичных данных ССРТ выполнено посредством гибридного метода деконволюции радиоизображений Солнца [4, 5], который основан на современной модификации нелинейного алгоритма MS-CLEAN [6].

На Рис. 1 представлены экспериментальное (сплошная линия) и теоретическое (штриховая, Модель-I) экваториальные распределения яркости, полученные на основе расчета в рамках многокомпонентной модели атмосферы спокойного Солнца, охватывающей излучение на волнах от 1 см до 1 м [7].

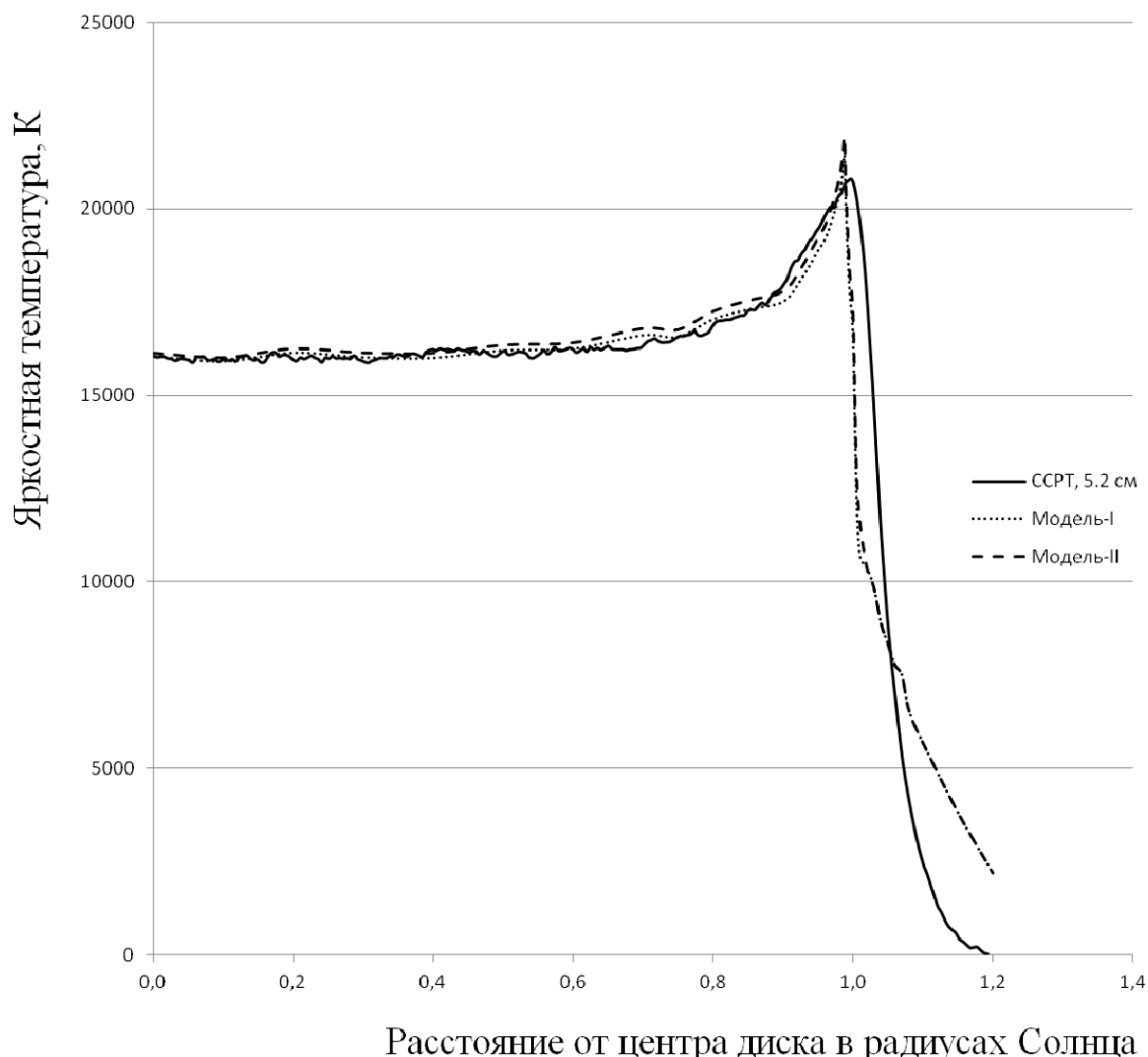


Рис. 1. Распределение радиояркости центр-лимб на длине волны 5.2 см.

Как видно из рисунка, экспериментальное распределение яркости достаточно хорошо совпадает с теоретическим, если принять во внимание разрешающую способность ССРТ (~25"). При этом пик яркости теоретической кривой сдвинут примерно на 10" относительно экспериментальной.

Это может быть как следствием ограниченной разрешающей способности ССРТ, так и влиянием дополнительных излучающих элементов, к примеру, ярких корональных точек. Исследование корональных точек на волне 5.2 см, проведенное по данным наблюдений на ССРТ [8], показало, что усредненные параметры их таковы: размер ~ 30 угл. сек., высота излучающей области над фотосферой ~12000 км, яркость относительно спокойного Солнца ~ 25000 К. Основная масса корональных точек наблюдается в «королевской зоне». Дополнительная яркость, вносимая корональными точками, определяется выражением $\Delta T_b = P_{v_{bp}} \cdot N_{bl} \cdot T_{bp}$, где $P_{v_{bp}}$, N_{bl} — соответственно вероятность нахождения корональной точки по лучу зрения и вероятность отсутствия петельных структур на высоте корональной точки, а T_{bp} — наблюдаемая яркость точки на данной длине волны. Используя распределение Пуассона и представляя корональную точку сферой размером r , получаем выражение (1) для вероятности.

$$P_{v_{bp}} = 1 - \exp(-N_{bp} \cdot D_{bp}^2 \cdot (1 + \tan \theta)). \quad (1)$$

Здесь N_{bp} – число точек на единицу площади, θ – угол падения.

Пунктирной линией на Рис. 1 (Модель-II) представлена кривая теоретического распределения с учетом вклада, вносимого корональными точками. При расчете считалось, что в «королевской зоне» на картах ССРТ наблюдается в среднем 10 точек.

Существенное различие теоретического экваториального и экспериментального распределений наблюдается за лимбом на расстояниях ~ 0.2 солнечного радиуса. Одной из причин этого расхождения может быть трудность точной калибровки по яркости на ССРТ: уровень «нуля», определяемый по гистограмме карты вне солнечного диска, в значительной степени зависит от инструментальных ошибок и присутствия на диске активных областей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и образования (ГС № 8407 и ГК № 14.518.11.7047), а также Российского фонда фундаментальных исследований (12-02-31746 мол_а, 12-02-33110 мол_а_вед).

Литература

1. *Боровик В.Н.* Радиохарактеристики спокойного Солнца в диапазоне 2–4 см по наблюдениям на РАТАН-600 // *Астрофизические исследования*. 1981. Vol. 13. P. 17–30.
2. *Borovik V.N.* Quiet sun from multifrequency radio observations on RATAN-600 // *Advances in Solar Physics* / ed. Belvedere G., Rodono M., Simnett G.M. 1994. Vol. 432. P. 185–190.

3. *Криссинель Б.Б.* Исследование распределения радиояркости вдоль лимба солнца по данным наблюдений на ССРТ // *Астрономический журнал*. 2005. Vol. 82, № 11. P. 1049–1056.
4. *Анфиногентов С.А., Кочанов А.А., Просовецкий Д.В.* Гибридный метод восстановления радиоизображений Солнца на ССРТ // *Труды конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2011»*. Санкт-Петербург: Главная Пулковская астрономическая обсерватория РАН, 2011. P. 227.
5. *Puetter R.C., Gosnell T.R., Yahil A.* Digital Image Reconstruction: Deblurring and Denoising // *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*. 2005. Vol. 43. P. 139–194.
6. *Cornwell T.J.* Multiscale CLEAN Deconvolution of Radio Synthesis Images // *IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing*. 2008. Vol. 2. P. 793–801.
7. *Криссинель Б.Б.* Вероятностные характеристики основных компонент короны спокойного Солнца и расчет экваториального распределения яркости в диапазоне волн 1–100 см // *Труды конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2012»*. Санкт-Петербург: Главная Пулковская астрономическая обсерватория РАН, 2012.
8. *Максимов В.П., Просовецкий Д.В., Криссинель Б.Б.* Наблюдения ярких корональных точек на волнах 5.2 и 1.76 см. // *Письма в Астрономический журнал*. 2001. Vol. 27, № 2. P. 1–5.

**ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ДИНАМИКА НАКЛОНА СПЕКТРА
УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ДАННЫМ
ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО И РАДИОИЗЛУЧЕНИЙ
В СОБЫТИИ 14 МАРТА 2002 ГОДА**

Кузнецов С.А.^{1,2}, Мельников В.Ф.²

¹ФГБНУ НИРФИ, Нижний Новгород, Россия

²ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

**SPATIAL DYNAMICS OF SPECTRAL SLOPE OF ACCELERATED
ELECTRONS VIA HARD X-RAY AND RADIO EMISSIONS IN EVENT
OF MARCH, 14TH 2002**

Kuznetsov S.A.^{1,2}, Melnikov V.F.²

¹Scientific Research Radiophysical Institute, Nizhny Novgorod, Russia

²CAO RAS, Saint-Peterburg, Russia

Methods of imaging radio and hard X-ray spectroscopy allow to get a new information about acceleration processes and propagation of energetic electrons in solar flaring loops. In order to achieve this goal we have analyzed observational data of radio and hard X-ray emissions from Nobeyama RadioHeliograph and RHESSI, respectively, in the event of March, 14th 2002. We have carried out comparative analysis of the spectral slope dynamics for frequency spectrum of radio emission between 17 and 34 GHz and nonthermal part of energy spectrum of hard X-ray emission in different parts of flaring loops. We have shown that different sources of hard X-ray emission have different types of spectral slope dynamics: “Soft-Hard-Soft” and “Soft-Hard-Harder”. Besides this we have found that for all sources of emission energy spectrum of nonthermal electrons for radio emission is more flat than for hard X-ray emission.

Спектр ЖРИ солнечных вспышек в диапазоне 20–100 кэВ определяется энергиями электронов от 40 до 200 кэВ, тогда как спектр радиоизлучения определяется энергиями электронов от сотен кэВ до единиц МэВ. Таким образом, два типа излучений несут информацию об электронах разных энергетических диапазонов, и их взаимосвязь может быть полезной для выбора адекватной модели ускорения. В литературе обсуждается соотношение между показателями спектра электронов, рассчитанных по данным ЖРИ, и радиоизлучения. Отмечается, что спектр электронов, рассчитанный по радиоизлучению, является более пологим, чем спектр электронов, рассчитанный по ЖРИ [1]. Этот вывод сделан на основе анализа интегрального излучения солнечных вспышек без пространственного разрешения. Целью данной работы является сравнение динамики интенсивности излучения и наклонов спектра ЖРИ и радиоизлучения в различных частях вспышечной петли (в вершине и в основаниях) по наблюдениям с высоким пространственным разрешением как в диапазоне ЖРИ, так и в микроволновом диапазоне для события 14 марта 2002 года.

Для пространственной идентификации источников ЖРИ и радиоизлучения были построены карты распределения яркости в каналах энергий 6–12 кэВ и 40–70 кэВ, а также карты распределения яркостной температуры на частотах 17 и 34 ГГц. В диапазонах мягкого и жесткого рентгеновского излучения вспышечные области исследовались посредством анализа данных фронтальных сегментов детекторов №2–8 телескопа-спектрометра RHESSI. Угловое разрешение коллиматоров используемых детекторов №2–8 варьируется от 3.92" до 105.8". Изображения в диапазонах мягкого и жесткого рентгеновского излучения синтезировались с использованием алгоритма CLEAN. Размер пикселя изображений при использовании алгоритма CLEAN составлял 1". Время интегрирования для построения изображений составляет 16 сек.

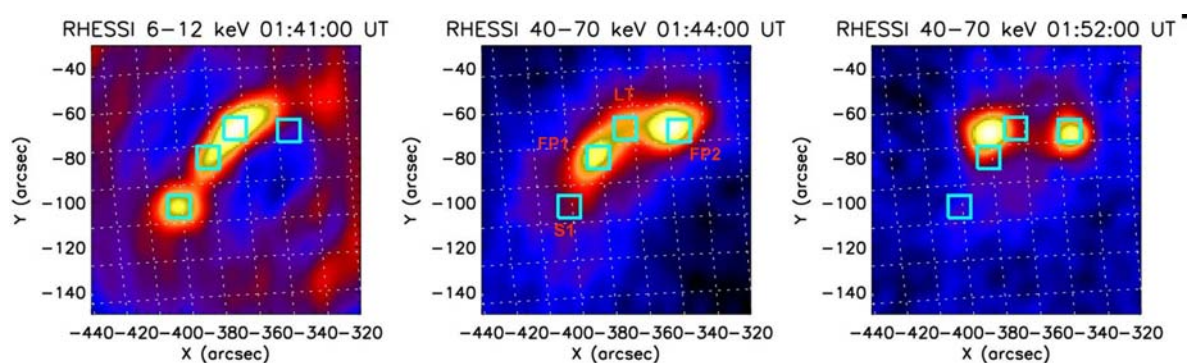


Рис. 1. Карты распределения яркости источников рентгеновского излучения в канале 6–12 кэВ (a) и в канале 25–50 кэВ (b, c). Квадратиками обозначены боксы с размерами 10"×10", соответствующие вершине петли LT, основаниям FP1 и FP2 и источнику S1.

Для изучения вспышечных источников микроволнового излучения по данным NoRH были синтезированы карты яркостной температуры на двух частотах – 17 и 34 ГГц. Для синтеза всех радиокарт использовались данные с временным разрешением 1 сек. Номинальное угловое разрешение NoRH на 17 ГГц составляет 10", а на 34 ГГц – 5". Размер пикселя для всех изображений равен 2.5".

На рис. 1 показаны карты распределения источников мягкого (6–12 кэВ) и жесткого рентгеновского излучений (40–70 кэВ). В диапазоне мягкого рентгеновского излучения хорошо видна вершина вспышечной петли LT и отдельный источник S1. В жестком рентгеновском диапазоне хорошо видны основания вспышечной петли FP1 и FP2.

С целью повышения отношения сигнал/шум расчет характеристик ЖРИ и радиоизлучений производился после интегрирования сигнала из боксов, положение которых выбрано в соответствии с локализацией избранных участков на карте источника излучения (S1, FP1, LT FP2). Размер боксов составляет 10"×10".

На рис. 2 представлены временные профили потоков фотонов рентгеновского излучения в канале 6–12 кэВ (верхняя панель) и в канале 25–50 кэВ (средняя панель) для избранных выше участков. На нижней панели показаны временные профили показателя спектра фотонов рентгеновского

излучения γ_x , соответствующие различным источникам излучения. Видно, что значения γ_x в вершине петли примерно на 1 больше, чем в основаниях и в источнике S1. Для всех участков петли показатель спектра фотонов γ_x уменьшается на фазе роста излучения и продолжает уменьшаться после фазы максимума, достигая значений 1–2. Однако, для источника S1 спектр на фазе спада, наоборот, становится более крутым: показатель спектра γ_x увеличивается до значений 8–10. Таким образом, можно сделать вывод о том, что тип временного поведения наклона спектра фотонов для источника S1 является “soft-hard-soft”, а для вершины петли LT и оснований FP1 и FP2 – “soft-hard-harder”.

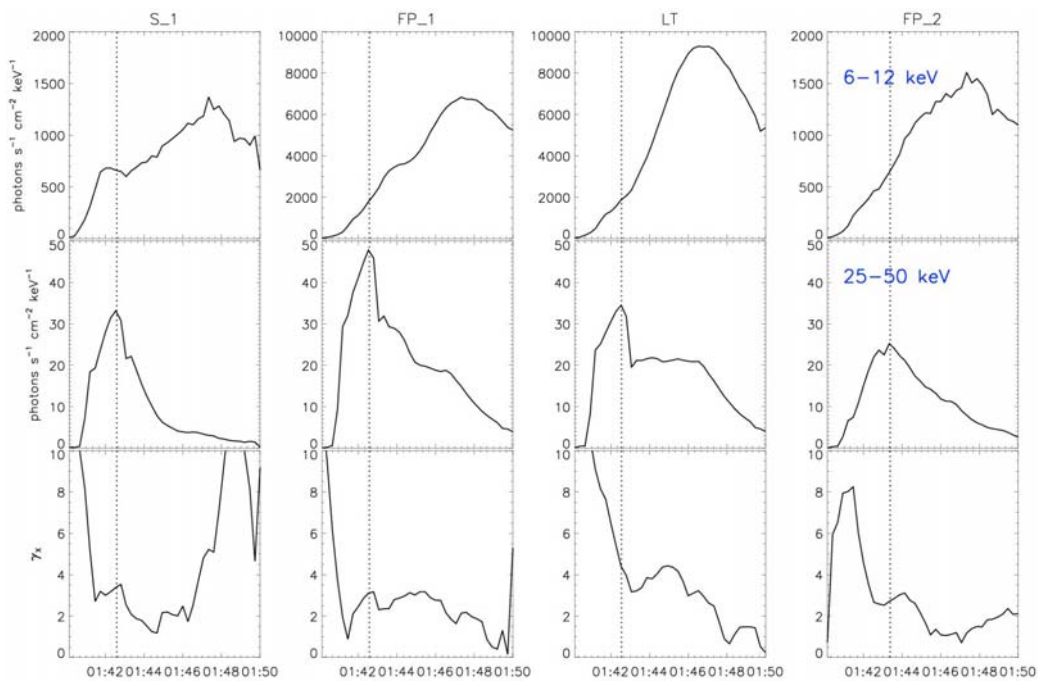


Рис. 2. Верхняя панель и средняя панель: временные профили потоков фотонов ЖРИ в каналах 6–12 кэВ и 25–50 кэВ для различных источников излучения. Нижняя панель: временные профили показателя спектра фотонов ЖРИ γ_x .

На рис. 3 на верхней панели показаны временные профили потоков радиоизлучения на частотах 17 ГГц (сплошная линия) и 34 ГГц (пунктирная линия) для различных источников излучения. На нижней панели представлены временные профили параметра α , характеризующего наклон частотного спектра радиоизлучения между частотами 17 и 34 ГГц.

Сравнительную оценку наклона спектра электронов по данным ЖРИ и радиоизлучения обычно производят по следующей схеме. Исходят из выражений, связывающих γ_x и α с показателями энергетического спектра электронов, генерирующих ЖРИ и радиоизлучение [1]. Показатель наклона спектра электронов по данным ЖРИ в приближении толстой мишени оценивается как $\delta_x = \gamma_x + 1.5$. С другой стороны, показатель спектра электронов по данным радиоизлучения оценивается по формуле Далка и Марша как $\delta_\mu = (\alpha + 1.22) / 0.9$ [2].

Для оснований петли и источника S1 ($\gamma_x = -3 \dots -3.5$) показатель энергетического спектра электронов по данным ЖРИ в приближении толстой

мишени равен $\delta_x = -4.5 \dots -5$. Для вершины петли спектр ЖРИ является более крутым $\gamma_x = -4$. В приближении толстой мишени это соответствует $\delta_x = -5.5$. Однако, в приближении тонкой мишени ($\delta_x = \gamma_x + 0.5$), что более вероятно для источника в вершине, получаем значение $\delta_x = -4.5$, близкое к значению в основаниях и в источнике S1. Такой результат вполне соответствует общей популяции ускоренных электронов.

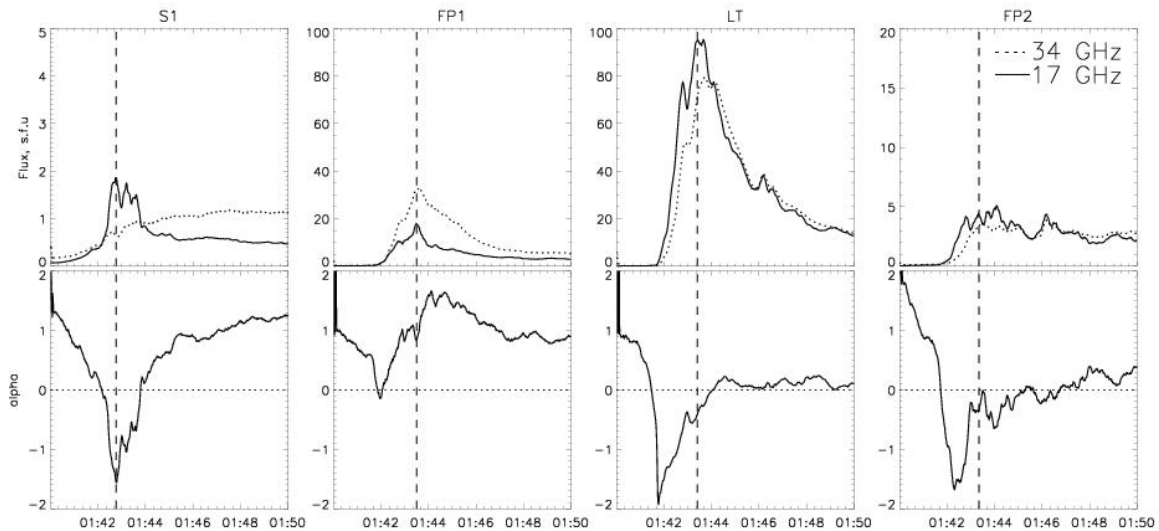


Рис. 3. Верхняя панель: временные профили радиоизлучения на частотах 17 ГГц (сплошная линия) и 34 ГГц (пунктирная линия). Нижняя панель: временные профили параметра α , соответствующие различным источникам излучения: вершине LT, основаниям FP1 и FP2 и отдельному источнику S1.

По данным радиоизлучения для источника S1, оценка по формуле $\delta_\mu = (\alpha + 1.22) / 0.9$ дает значение $\delta_\mu = -3$, что на 1.5–2 меньше, чем значение, рассчитанное по ЖРИ. Это соответствует более ранним результатам, полученным без пространственного разрешения [1].

Индекс α для оснований близок к нулю ($\alpha = -0.5$ для FP2) или даже положительный ($\alpha = 1$ для FP1), что могло бы также соответствовать ожидаемому пологому спектру электронов. Однако, скорее всего, низкие или положительные значения α обусловлены большой оптической толщиной радиоисточника на 17 ГГц. Таким образом, в рассматриваемом случае вывод о более пологом спектре электронов, полученном по данным о радиоизлучении, не надежен. В вершине петли ситуация аналогичная: рассчитанный спектр электронов оказывается нереально жестким.

Работа выполнена при поддержке грантов ФЦП «Кадры» №Р683/20.05.2010, 8524 и мероприятие 1.2.1, грантов РФФИ № 11-02-91175, 12-02-00616 и гранта Программы ПРАН №22.

1. White S.M. et al // Space Science Review, 2011.
2. Dulk J.A., Marsh K.A. // ApJ, V.259, p. 350, 1982.
3. Fleishman G.D., Melnikov V.F. // ApJ, V. 584, p. 1071, 2003.
4. Мельников В.Ф., Горбиков С.П. // Мат. моделирование, 2007, т. 19, с. 112.

ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПУЛЬСАЦИИ ТЕПЛОВОГО МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ ПО ДАНЫМ С ВЫСОКИМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

Куприянова Е.Г.¹, Мельников В.Ф.^{1,2}, Пузыня В.М.²

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Научно-исследовательский радиофизический институт, Нижний Новгород, Россия

THE LONG-PERIOD PULSATIONS OF THE THERMAL EMISSION OF THE SOLAR FLARE USING DATA WITH HIGH SPATIAL RESOLUTION

Kupriyanova E.G.¹, Melnikov V.F.^{1,2}, Puzynia V.M.²

¹Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, Saint Petersburg, Russia

²Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod, Russia

Quasi-periodic variations with periods from 1 to 4 minutes of the intensity and polarization of the microwave emission from a single loop during the flare on 02.06.2007 are found and studied with high spatial resolution using data from Nobeyama Radioheliograph (NoRH) at frequencies of 17 GHz (R+L, R-L).

Введение

До недавнего времени квазипериодические пульсации (КПП) с периодами несколько минут регистрировались только над солнечными пятнами [1, 2]. В последнее время стали появляться публикации о 2–5-минутных колебаниях во вспышках в микроволновом диапазоне [2–5] и в жёстком рентгеновском излучении [6]. Цель нашей работы — исследовать пространственную структуру КПП с такими периодами по данным Радиогелиографа Нобейама (NoRH) с высоким пространственным разрешением на примере лимбовой вспышки 02.06.2007.

Методика анализа временных профилей

Для исследования пространственной структуры КПП микроволнового излучения строятся временные профили потоков интенсивности ($I = R+L$) и поляризации ($V = R-L$), проинтегрированные по выбранным площадкам вспышечной области. Методика обработки временных профилей оригинального сигнала $f(t_k)$, где $k=0, \dots, N-1$, протестирована и подробно описана в работе [7]. Сначала из исходного сигнала выделяется низкочастотная компонента $f_{\tau}^{sm}(t_k)$ сглаживанием методом бегущего среднего по характерным временам τ . Затем рассчитывается глубина модуляции $f_{\tau}^{md}(t_k)$:

$$f_{\tau}^{md}(t_k) = (f(t_k) - f_{\tau}^{sm}(t_k)) / f_{\tau}^{sm}(t_k) \quad (1)$$

Для того, чтобы отделить истинный периодический сигнал от артефактов фильтрации, используется набор $\tau = 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400$,

450, 500 с. Для истинной (принадлежащей сигналу) спектральной компоненты значение периода сохраняется постоянным (в пределах ошибок) для разных τ . Временные профили глубины модуляции используются для их последующей обработки методами корреляционного, Фурье и вейвлет анализа.

Анализ радиокарт вспышечной области

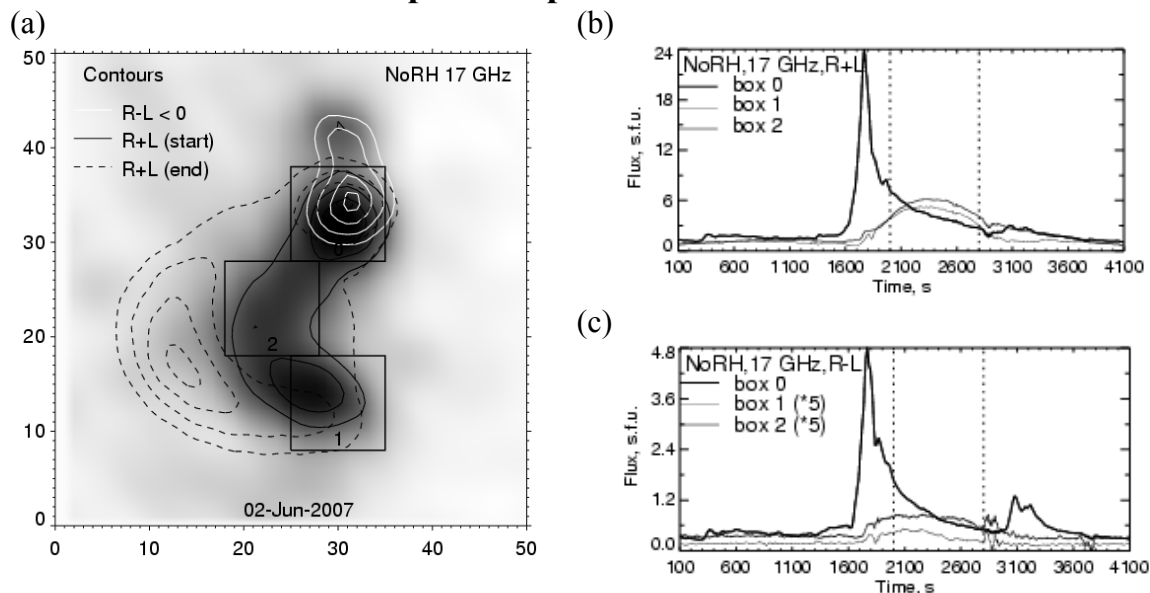


Рис. 1.

Для исследования пространственно-временной структуры КПП в излучении вспышки 02.06.2007 в двух каналах (I, V) на частоте 17 ГГц на каждую секунду временного интервала от 05:36:43 до 06:45:02 UT синтезированы радиокарты вспышечной области. Вспышка ассоциируется с корональной петлёй, показанной градиентом серого цвета на Рис. 1а в канале I. Сплошные контуры соответствуют уровням 0.96, 0.8, 0.6 и 0.4 от максимального значения яркости на момент $t_{275} = 05:41:18$ UT. Положение источника в канале круговой поляризации V показано белыми контурами. Источник в поляризации отчётливо виден на протяжении всего временного интервала. Это позволило стабилизировать изображения относительно центра его яркости для того, чтобы избежать влияния возможных инструментальных эффектов (джиттер-эффект), а также учесть поворот Солнца за время вспышки.

Следует отметить, что в канале I вспышечная петля развивалась в сторону более высоких слоёв короны. На Рис. 1а штриховыми контурами показано положение петли на фазе спада на момент $t_{4000} = 06:43:23$ UT.

Результаты анализа потоков микроволнового излучения на 17 ГГц

На Рис. 1b показаны временные профили потоков излучения в канале интенсивности, а на Рис. 1c — в канале поляризации, полученные интег-

ированием по площадкам, показанным квадратами на Рис. 1а. Толстой линией показан поток из северного источника (box 0), линией средней толщины — из южного (box 2), а тонкой — из вершины петли (box 1). Временной профиль излучения из северного источника состоит из короткого импульсного всплеска и следующей за ним плавной компоненты. В южном источнике импульсная компонента очень слабая. В работе [8] показано, что источник импульсной компоненты связан с инжекцией нетепловых электронов, а источник плавной компоненты распределен по всей петле и связан с тепловым тормозным излучением разогретой хромосферной плазмы, постепенно заполняющей петлю.

Результаты анализа пространственной структуры КПП

В различных участках вспышечной области в потоках излучения плавной компоненты обнаружены КПП. На Рис. 2 приведены результаты анализа КПП в интервале времени от 06:10:03 до 06:23:23 UT, выделенном на Рис. 1с,d пунктирными вертикальными линиями. Видно, что пульсации присутствуют как в интенсивности, так и в поляризации, причем они характеризуются высокой добротностью, но маленькой амплитудой ($F_{\tau}^{md} < 3\%$). Вейвлет спектры модулированного сигнала из площадок, отмеченных на карте квадратами, показаны на Рис. 2d (интенсивность) и на Рис. 2е (поляризация). Отметим одновременное присутствие двух-трех спектральных компонент с постоянными периодами порядка 60, 100, 150, 180, 250 с. КПП с периодом порядка 100 с в интенсивности и поляризации присутствуют на вейвлет спектрах для всех квадратов. КПП с периодом 250 с присутствуют во всех квадратах (для интенсивности) и в вершине петли (для поляризации). В основаниях петли присутствуют КПП с периодом 150 с (в интенсивности и поляризации).

Фазовые зависимости временных профилей в разных участках вспышечной петли довольно сложные. Тем не менее, при расположении боксов на некоторой выделенной линии вдоль петли (как на Рис. 2а) колебания интенсивности могут быть синфазными. Временные профили глубины модуляции F_{τ}^{md} излучения из этих боксов, полученные по Формуле (1), представлены на Рис. 2b для интенсивности и на Рис. 2с для поляризации. Толстая линия соответствует квадрату над северным основанием (box 0), тонкая — в вершине петли (box 1), линия средней толщины — над южным основанием (box 2). Для наглядности временные профили искусственно разнесены в сторону больших и меньших значений. В канале интенсивности хорошо видны синфазные колебания с периодом порядка 100 с. В поляризованном излучении синфазные колебания с периодом порядка 100 с наблюдаются в основаниях петли.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Кадры» № 8524, Программы ПРАН 22, грантов РФФИ № 11-02-91175, 12-02-00616, НШ-1625.2012.2, Программой МС FP7-PEOPLE-2011-IRSES-295272.

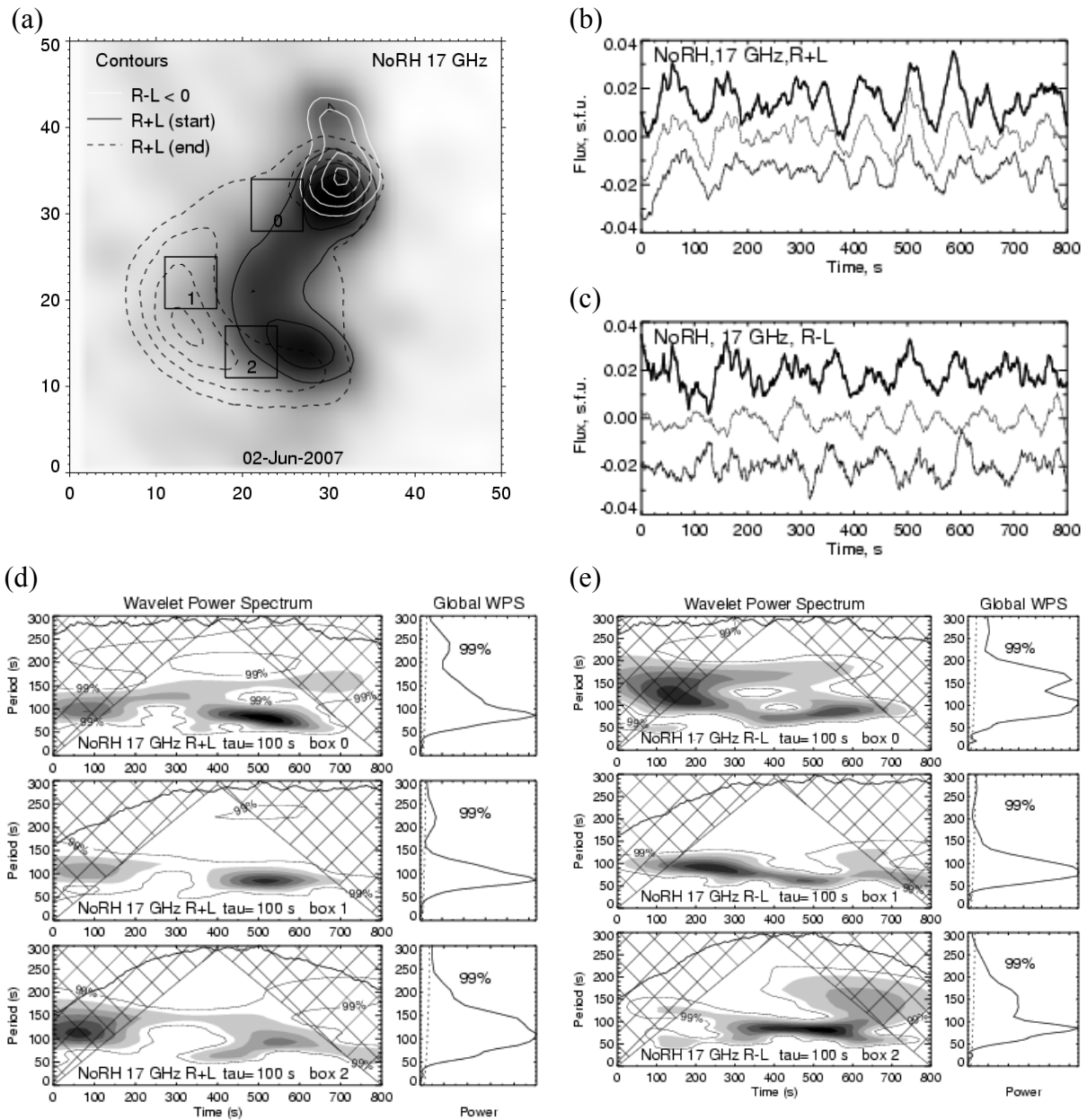


Рис. 2.

Работа выполнена при частичной поддержке ФЦП «Кадры» (мероприятие 1.2.1).

Литература

1. G.B. Gelfreikh et al. // Solar Phys., V.185, P.177, 1999.
2. Sych R. et al. // Astron. Astrophys., V.505, P.791, 2009.
3. V.E. Reznikova, K. Shibasaki // Astron. Astrophys., V.525, P.A112, 2011.
4. Meszarosova H. et al. // Astron. Astrophys., V.697, P. L108, 2009.
5. V.V. Zaitsev et al. // Cosmic Research, V.46, P.301, 2008.
6. J. Jakimiec, M. Tomczak // Solar Phys., V.261, C.233, 2010.
7. Kupriyanova E.G. et al. // Solar Phys. V.267, P.329, 2010.
8. Пузыня В.М., Мельников В.Ф. // Труды Пулковской конференции "Солнечная и солнечно-земная физика 2010", 3–9 октября 2010 г., ГАО РАН, СПб, С.335.

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В ЛИМБОВОЙ ВСПЫШКЕ 19 ИЮЛЯ 2012 г.

Лозицкий В.Г.¹, Лозицкая Н.И.¹, Киричек Е.А.², Соловьев А.А.²

¹*Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко, Киев, Украина*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

MAGNETIC FIELDS IN LIMB SOLAR FLARE 2012-07-19

Lozitsky V.G.¹, Lozitskaya N.I.¹, Kirichek E.A.², Solov'ev A.A.²

¹*Astronomical observatory of Kiev Taras Shevchenko National University, Kiev, Ukraine*

²*Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS, S.-Petersburg, Russia*

The magnetic field in the limb solar flare of 2012/07/19 was measured by the Zeeman splitting of H_{α} line bisectors. It was found that the mean field strength in top of the luminous flare loop was 200 ± 100 G at heights of about 40 Mm. The problem of confinement of a strong field in the high coronal arcade is solved for the force-free magnetic flux rope with a thin magnetic structure on a scale of about 300 km.

Введение. Наблюдательных данных о магнитных полях в лимбовых солнечных вспышках очень мало, имеются единичные измерения [1, 2]. Магнитографический метод для таких наблюдений неприменим, а спектрально-поляризационные наблюдения относятся, в основном, к вспышкам на диске. Лимбовые наблюдения вспышек дают непосредственно измеренные высоты магнитных образований, в то время как при наблюдениях на диске высота формирования линии определяется ненадежно, расчетным путем.

Наблюдательный материал получен на горизонтальном солнечном телескопе Астрономической обсерватории Киевского национального университета им. Тараса Шевченко. Телескоп снабжен эшелльным спектрографом, фотогидом и спектрогелиоскопом. Наблюдалась лимбовая солнечная вспышка 19.07.2012 г. балла М 7.7, которая была связана с заходящей активной областью NOAA 1520, имевшей большое пятно (≈ 50 Мм) с магнитным полем около 2500 Гс. По данным GOES максимум рентгеновского излучения вспышки в диапазоне 1–8 Å был примерно в 6:00 UT. Вспышка была медленной: фаза роста излучения в рентгене длилась 1 час 40 мин, а спада – более 4 часов (рис. 1). Зеeman-спектрограммы этой вспышки получены на эшелльном спектрографе АО КНУ в 6:45:50 UT, когда вершина арки поднялась на высоту 40 Мм. Измерения магнитного поля в вершине арки выполнены по линии H_{α} . Наблюденные профили $I+V$ и $I-V$ линии H_{α} , взаимно «привязанные» по длинам волн по теллурическим линиям, имеют близкое к нулю расщепление в средних и далеких крыльях ($\Delta\lambda > 600$ mÅ), но достоверное расщепление на меньших расстояниях от центра линии.

Наиболее наглядно это прослеживается по расщеплению бисекторов профилей (тонкие срединные линии на рис. 2).

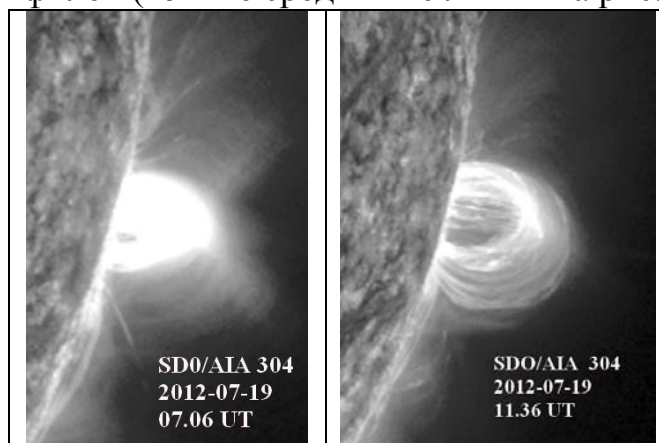


Рис. 1. Развитие вспышки 19.07.2012. по данным сайта Solar Dynamic Observatory <http://sdo.gsfc.nasa.gov/data/aiahmi/>. Гелиограммы SDO показывают, что с самого начала вспышки на лимбе возникла яркая арка, вершина которой ярко светилась и поднималась со средней скоростью 4–5 км/сек

На расстоянии 400 мА расщепление бисекторов максимально и достигает по величине 800 Гс (Рис. 3). Это указывает на существенную неоднородность магнитного поля в области вспышки. Согласно [3], такая картина расщепления получается при двухкомпонентной структуре магнитного поля, когда имеется наложение спектральных вкладов от компоненты с сильным полем, узкими профилями линий и малым фактором заполнения, а также компоненты со слабым полем, но с большим фактором заполнения и широкими профилями линий. Из полученных данных следует: 1. Нижний предел напряженности магнитного поля в сильной компоненте (в элементах тонкой структуры) – около 800 Гс; 2. Среднее по светящемуся объему (эффективное) магнитное поле в области вспышки – 200 ± 100 Гс.

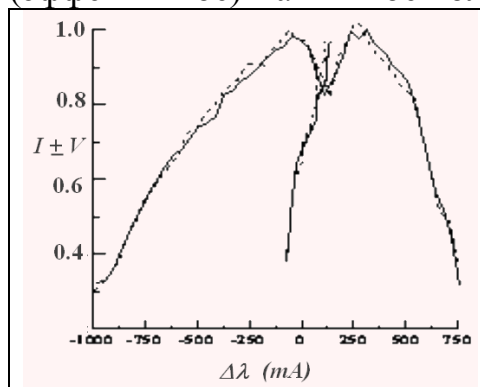


Рис. 2. Эффект расщепления бисекторов в профилях $I \pm V$ линии H α .

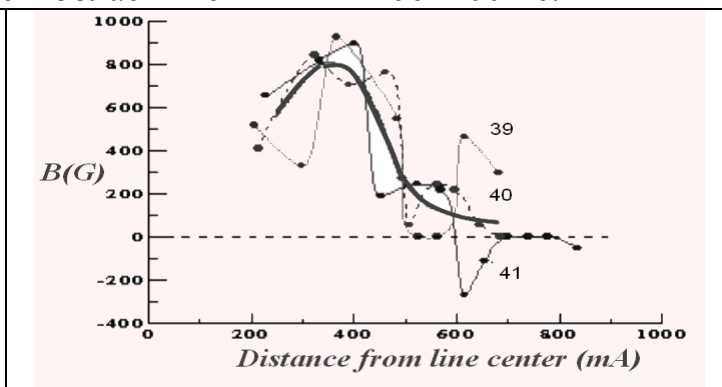


Рис. 3. Расщепления бисекторов на разных расстояниях от центра линии для высот вспышечной петли 39, 40 и 41 Мм (указаны цифрами). Толстая кривая – усредненный ход расщепления.

Проблематика. Приведенные результаты поднимают проблемы принципиальной значимости для теории вспышек и коронального нагрева. 1. Характерное время вспышки много больше характерного времени, в течение которого в магнитной системе устанавливается равновесие. Следовательно, вспышечная арка является квазистатической: медленно эволюционируя из-за потери свободной магнитной энергии, она проходит во времени непрерывную последовательность равновесий, значит, ее струк-

туру можно описывать в рамках магнитостатики. 2. Измеренные поля очень велики: их давление \gg давления коронального газа, плазменное $\beta \ll 1$. Но как сильные поля могут долго удерживаться высоко в короне?

3. При $\beta \ll 1$ поле должно быть бессильным и иметь большой запас свободной магнитной энергии (т.е. большое α), чтобы обеспечить энергетику вспышки. Но магнитное поле не может быть бессильным всюду, во всем пространстве (известная теорема вириала). Это означает, что должны существовать некие «силовые стенки», границы, удерживающие всю конфигурацию в равновесии. Следовательно, надо найти такое бессильное решение и такие граничные условия для него, чтобы относительно слабое внешнее поле в короне (несколько гаусс) могло бы удержать в равновесии такую магнитную конфигурацию, в определенной части которой (разумеется, не на границе!), поле достигало бы нескольких сотен гаусс.

Теоретическая интерпретация. Магнитную аркаду можно рассматривать, как часть «притопленного» в фотосферу магнитного жгута. Глядя вдоль аркады, мы видим последовательность вспышечных магнитных арок. Пренебрегая концевыми эффектами и кривизной центральной оси, заменим аркаду прямым магнитным жгутом переменного сечения (Рис. 4, 5):

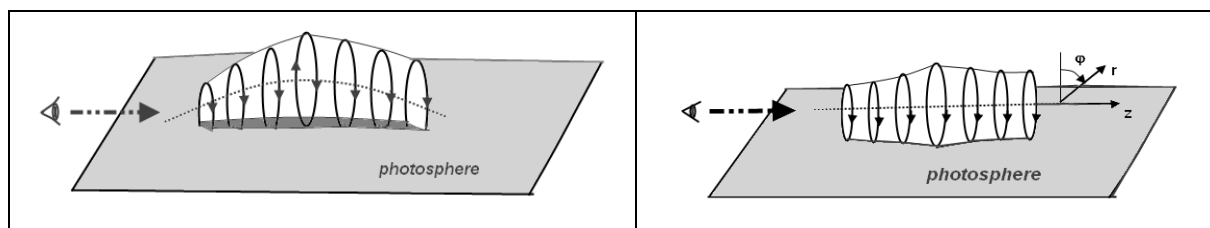


Рис. 4. Магнитная аркада, видимая с торца.

Рис. 5. Прямой магнитный жгут.

Бессильное магнитное поле в жгуте должно быть линейным, $\alpha = const$, поскольку при заданной спиральности оно реализует минимум магнитной энергии в системе. В простом случае цилиндрической симметрии известно решение, выраженное через функции Бесселя, зависящее только от r [4]: $B_z = B_0 J_0(\alpha r)$, $B_\phi = B_0 J_1(\alpha r)$. Однако для нашей задачи оно не годится по следующей причине. В качестве боковой поверхности жгута, $r = R$, выбирается условие обращения в нуль азимутального поля: $J_1(\alpha R) = 0$ с тем, чтобы избежать на границе скачка B_ϕ – поля и появления поверхностного тока. Тогда условие непрерывности магнитного давления на границе примет вид $B_z^2 \equiv (B_0 J_0(\alpha R))^2 = B_{ex}^2$, где B_{ex} – внешнее (корональное) магнитное поле. Будем считать его однородным и направленным вдоль жгута. На интервале $0 < \alpha r < \alpha R$ величины B_{ex} и $B_\phi(\max)$ одного порядка (рис. 6), той концентрации поля $B_\phi(\max)$ по отношению к B_{ex} , какая наблюдается в корональной аркаде, здесь нет. Однако, если отказаться от цилиндрической симметрии, то для прямого бессильного жгута имеется решение, дающее огромное

разнообразие конфигураций моделирующих магнитные структуры на Солнце:

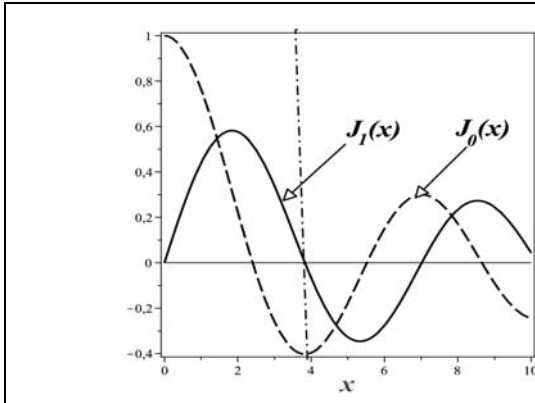


Рис. 6. Вертикальный штрих-пунктир – граница жгута, $x_1 = 3.84$ – первый корень $J_1(x)$. В этой точке $|J_0(x_1)| \approx 0.4$, а $J_1(2) \approx 0.6$.

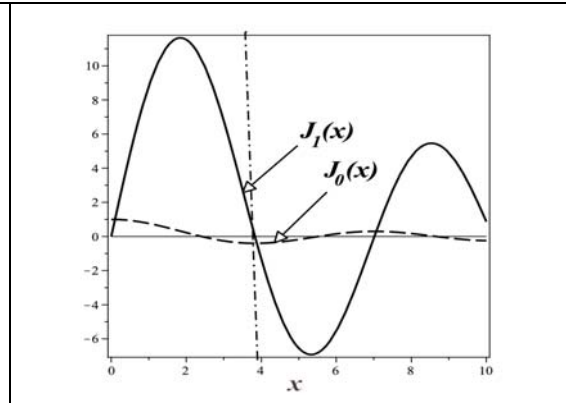


Рис. 7. Пример для $\alpha = 20\sqrt{\alpha^2 - k^2}$. На границе жгута $|J_0(x_1)|$ примерно в 20 раз меньше, чем $J_1(2) = J_1(\max)$.

$$B_\varphi = \sum_k \sum_{m>2} \frac{B_0(k, m)}{r(k^2 - \alpha^2)} \left[m(k + \alpha) J_m(\sqrt{\alpha^2 - k^2} r) - \alpha r \sqrt{\alpha^2 - k^2} J_{m+1}(\sqrt{\alpha^2 - k^2} r) \right] e^{i(m\varphi + kz)};$$

$$B_z = \sum_k \sum_{m>2} B_0(k, m) J_m(\sqrt{\alpha^2 - k^2} r) e^{i(m\varphi + kz)}; \quad B_r = \frac{im}{\alpha r} (B_z - \frac{kr}{m} B_\varphi); \quad k = \text{const}, m = \text{const}.$$

Возьмем случай $m = 0$ и оставим в сумме по k только одну гармонику:

$$B_z = B_0 J_0(\sqrt{\alpha^2 - k^2} r) e^{ikz}; \quad B_\varphi = \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 - k^2}} B_0 J_1(\sqrt{\alpha^2 - k^2} r) e^{ikz}; \quad B_r = i \frac{k}{\alpha} B_\varphi. \quad \text{Пусть}$$

$\alpha \gg \sqrt{\alpha^2 - k^2}$. Тогда $B_\varphi(\alpha R) = B_r(\alpha R) = 0$, и $B_z(\alpha R) = B_{ex} \ll B_\varphi(\max)$ (рис.7), что и требуется по условию задачи. Конкретно, в нашем случае: первый корень функции J_1 равен 3.84, значит: $\sqrt{\alpha^2 - k^2} R = 3.84$. Из наблюдений: $R \approx 40 Mm$.

Для масштаба тонкой структуры поля, $\alpha \approx k \approx 2\pi l^{-1}$, примем $l \approx 300 km$. Тогда

$$B_\varphi = \frac{2\pi}{300} \frac{40000}{3.84} B_0 J_1(\sqrt{\alpha^2 - k^2} r) e^{ikz} = 220 B_0 J_1(\sqrt{\alpha^2 - k^2} r) e^{ikz} \text{ и в точках, где}$$

$|\exp ikz| = 1$, имеем: $B_{ex} = B_z(R) = B_0 J_0(3.84) \approx 0.4 B_0$, а для максимума азимутального поля: $B_\varphi(\max) \approx 220 B_0 J_1(1.92) \approx 0.58 \cdot 220 B_0 \approx 320(0.4 B_0) = 320 B_{ex}$.

При внешнем корональном поле B_{ex} около 1 Гс в средней части такой бессиловой магнитной аркады может удерживаться поле в 320 Гс.

Работа выполнена при частичной поддержке НШ-1625.2012.2.

Литература

1. Лозицкий В.Г., Лозицкая Н.И. Тезисы докладов международной конференции памяти Г.М. Никольского, Троицк: ИЗМИРАН, 35 (1999).
2. Лозицкий В.Г., Стаценко М.М. Изв. КРАО, **104**, № 2, 28 (2008).
3. Лозицкий В.Г. Дисс. доктора ф.-м. наук, 01.03.03, Киев, 299 с. (2003).
4. Lundquist, S. Phys. Rev. **83**, 307–311 (1951).

FAST MAGNETOACOUSTIC WAVES IN A SCENARIO INVOLVING THE CORONAL MAGNETIC NULL POINT

Mészárosová H.¹, Dudík J.^{2,1}, Karlický M.¹, Madsen F.R.H.³, Sawant H.S.³

¹*Astronomical Institute of the Academy of Sciences, Ondřejov, Czech Republic*

²*Comenius University, Bratislava, Slovak Republic*

³*National Space Research Institute, São José dos Campos, Brazil*

БЫСТРЫЕ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В СЦЕНАРИИ С КОРОНАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ НУЛЬ-ТОЧКОЙ

**Месарошова Х.¹, Дудик Я.^{2,1}, Карлицкий М.¹,
Мадсен Ф.Р.Х.³, Савант Х.С.³**

¹*Астрономический институт Академии наук, Ондřejейов, Чешская Республика*

²*Университет имени Коменского, Братислава, Словацкая Республика*

³*Национальный Институт космических исследований, Сан-Жозе-дос-Кампус, Бразилия*

Анализируется событие 26 ноября 2005, зарегистрированное в радиоинтерферометрических наблюдениях Гигантским Метровым Радио Телескопом (GMRT) на частотах 244 и 611 МГц. Используя данные наблюдений на SoHO/MDI и экстраполяцию магнитного поля в потенциальном приближении, мы показали, что источники радиоизлучения локализируются в веерообразной структуре силовых линий магнитного поля, исходящей из области корональной магнитной нуль-точки. Вейвлет-анализ кривых блеска радиоисточников обнаруживает “вейвлет-головастики”, указывающих на наличие быстрых цугов магнитоакустических волн, распространяющихся в веерной структуре коронального магнитного поля. Мы проанализировали параметры плазмы в исследуемых радиоисточниках и установили, что эти параметры находятся в хорошем согласии с представленным сценарием, предполагающим наличие корональной магнитной нуль-точки.

We analyze the 26 November 2005 solar radio event (B8.9 solar flare in the active regions NOAA AR 10824 and 10825 located at S10 E05) observed interferometrically at frequencies of 244 and 611 MHz by the Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT) with the time cadence of 1 s from 06:50 to 07:12 UT. The interferometric solar maps (example observed at 7:01:30 UT is shown in Fig. 1) reveals six radio sources designated as U1–U3 at 244 MHz and D1–D3 at 611 MHz. The circle in the left panel (Fig. 1) has the diameter of 32 arc min and indicates an approximate position and size of the visible solar disk. Disk centers are shown by a cross. The cross has dimensions of 400" in both directions to indicate the scale in the maps. Synthesized beam dimensions giving the error in GMRT positions are represented by the small circles shown on the bottom right corners. Only the U1 and D1 sources are well correlated in time (cross-correlation coefficient of 81%).

A direct spatial comparison of GMRT observations with the EUV flare morphology shows that these radio sources U1 and D1 have no direct spatial

correspondence with the EUV flare loops or their footpoints. Using the SoHO/MDI observations we can see that the radio sources are located in a quadrupolar magnetic configuration consisting of two active regions, NOAA 10824 and 10825.

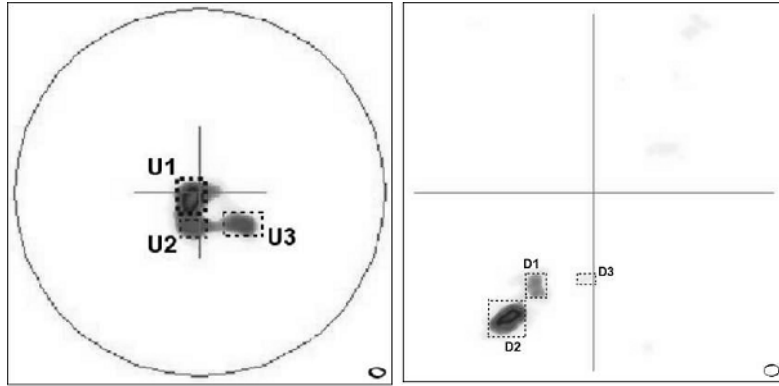


Figure 1.

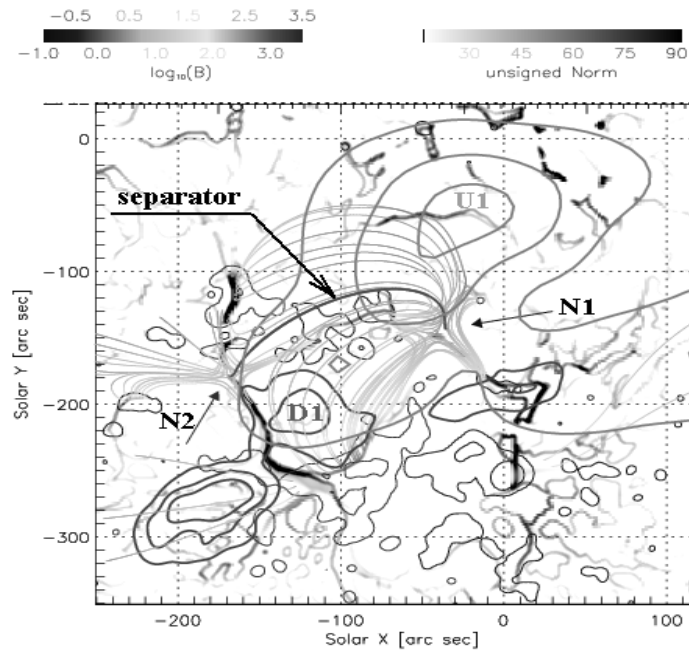


Figure 2.

The MDI potential magnetic field extrapolation (Fig. 2, plane-of-the-sky projection) in combination with the solar coronal density model of [1] demonstrate that both U1 and D1 radio sources are located on the fan of magnetic field lines starting from a negative coronal null point. That the sources U1 and D1 lie along a common magnetic structure offers explanation for their observed correlation. The sources D2 and U3 lie at open field lines anchored near the quasi-separatrices in the vicinity of the flare arcade footpoints. The arrows N1 and N2 show the locations of the positive and negative coronal magnetic null points, respectively. The separator lying between both the null points is plotted as thick line. The thin gray curves show fans of potential magnetic field lines. The con-

tours of the GMRT sources are located at the altitudes corresponding to the fundamental frequency and are shown as thick U1 and D1 contours.

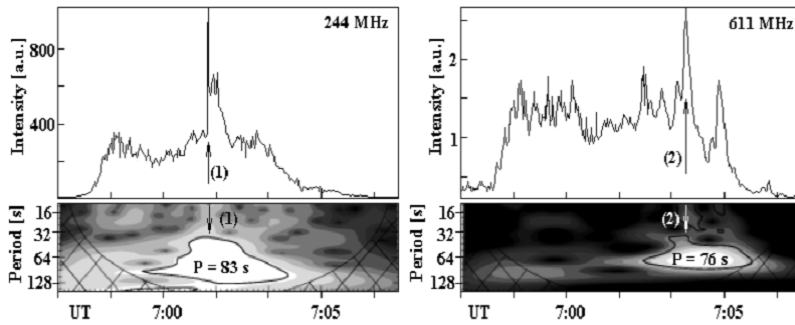


Figure 3.

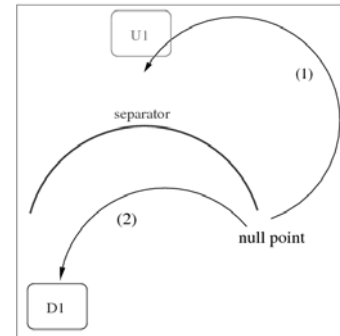


Figure 4.

For the first time, wavelet tadpole patterns with the characteristic periods of 10–83 s were found at metric radio frequencies. We have interpreted them in accordance with the works of [2] and [3–5] as signatures of the fast magnetoacoustic waves propagating from their initiation site to studied radio sources U1 and D1. In Fig. 3. are present two examples of the wavelet power spectra showing tadpole patterns with characteristic periods P (bottom panels) in comparison with the GMRT radio fluxes (upper panels) at 244 MHz (source U1) and 611 MHz (source D1) frequencies. The lighter area shows a greater power in the power spectrum and it is bound by the solid contour of the confidence level $> 95\%$. The hatched regions belong to the cone of influence with edge effects due to finite-length time series. The arrows 1 and 2 correspond with 7:01:30 and 7:03:52 UT, respectively.

The mechanism for initiation of the inferred magnetoacoustic waves present in the radio sources U1 and D1 can thus be both the observed EUV flare and the flare-induced collapse of the null point located in the surrounding magnetic field. These waves propagated towards radio sources along magnetic field lines. They arrived to the radio sources (see the wavelet tadpoles in Fig. 3) and modulated the radio emission there. We expect that the magnetoacoustic waves, through their density and magnetic field variations, modulate the growth rates of the instabilities (like the bump-on-tail or loss-cone instabilities), which generate the plasma as well as the observed radio waves. The proposed schematic scenario for the well-correlated sources U1 and D1 lying on the fan of the coronal null point is shown in Fig. 4. Magnetoacoustic wave trains move along magnetic field lines (trajectories 1 and 2). The separator is located between these trajectories (i.e., between two groups of magnetic field lines (Fig. 3)). The averaged distances between the null point and radio sources along the magnetic field lines (obtained directly from the MDI extrapolation) are about 53 and 103 Mm for the U1 and D1, respectively. We considered the time intervals $t_2 - t_1$ and $t_3 - t_1$ where t_1 is the time of triggering of the magnetoacoustic wave trains. We assume that these trains propagating to the source U1 as well as to the source D1

were generated simultaneously at the beginning of the radio event, i.e. at the start time of U1 ($t_1 = 6:58:04$ UT) and D1 ($t_1 = 6:58:05$ UT) sources. The times t_2 and t_3 correspond with the times of tadpole head maxima (arrows 1 and 2, Fig. 3), respectively. Thus, the mean velocities of the magnetoacoustic waves are 260 and 300 km s⁻¹ for U1 and D1 sources, respectively. Now, let us compare these mean velocities with the Alfvén velocities at the radio sources at U1 and D1. For plasma densities (7.4×10^8 cm⁻³ at U1 and 4.6×10^9 cm⁻³ at D1) and the magnetic field from extrapolation ($B = 3$ G at U1 and 13 G at D1) the Alfvén velocity at these sources are $v_A = 220$ and 390 km s⁻¹, respectively. These velocities are in agreement with previous ones, considering that the Alfvén velocities change along the trajectory of these magnetoacoustic waves, starting from the coronal null point. Thus, knowing the Alfvén velocities in the radio sources, we can estimate also the width w of the structure through which the magnetoacoustic wave trains are guided. Namely, the period of these magnetoacoustic wave can be estimated [2] as $P \approx w/v_A$. The widths w of the structures guiding the magnetoacoustic waves (modulating the radio emission) are 18 Mm (83 s \times 220 km s⁻¹) and 30 Mm (76 s \times 390 km s⁻¹) in the U1 and D1 radio sources, respectively. This rough estimation confirms that an extent of the structure guiding magnetoacoustic waves is within the width of the fan of magnetic field lines in both radio sources. For more details see [6].

Acknowledgements

H.M. and M.K. acknowledge support from the Grant GACR P209/12/0103. J.D. and M.K. acknowledge support from the bilateral project No. SK-CZ-11-0153. J.D. also acknowledges the support from the Scientific Grant Agency, VEGA, Slovakia, Grant No. 1/0240/11, Grant No. P209/12/1652 of the Grant Agency of the Czech Republic, Collaborative grant SK-CZ-0153-11 and Comenius University Grant UK/11/2012. H.M. and M.K. acknowledge funding from the EU FP7 People Programme (REA grant agreement 295272 RADIOSUN). The authors thank the SoHO consortium and the National Centre for Radio Astrophysics of the Tata Institute (India) for their data.

References

1. *Aschwanden, M. J.*: 2002, Space Sci. Rev., 101, 1.
2. *Nakariakov, V.M., Arber, T.D., Ault, et al.*: 2004, MNRAS, 349, 705.
3. *Mészárosová, H., Karlický, M., Rybák, J., et al.*: 2009a, Astrophys. J. Lett., 697, 108.
4. *Mészárosová, H., Karlický, M., Rybák, J., et al.*: 2009b, Astron. Astrophys., 502, L13.
5. *Mészárosová, H., Karlický, M., and Rybák, J.*: 2011, Solar Phys., 273, 393.
6. *Mészárosová, H., Dudík, J., Karlický, et al.*: 2012, Solar Phys., submitted.

НАПРАВЛЕННОСТЬ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО И ГАММА ИЗЛУЧЕНИЙ ИЗ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛИ

Мельников В.Ф.¹, Кудрявцев И.В.^{1,2}, Чариков Ю.Е.²

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург

²ФТИ РАН, Санкт-Петербург

DIRECTIVITY OF HARD X-RAY AND GAMMA-RAY EMISSION FROM A FLARE LOOP

Melnikov V.F.¹, Kudryavtsev I.V.^{1,2}, Charikov Yu.E.²

¹Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo, St. Petersburg

²Ioffe Physico-technical Institute of RAS, St. Petersburg

We conducted a theoretical analysis of the directivity of the HXR and gamma-ray emission of flare loops for the model with an isotropic injection of accelerated electrons in the top of the loop, as well as for the model with the longitudinal (along the field) electron injection. For the HXR calculations we use electron distributions obtained by solving the time-dependent kinetic Fokker-Planck equation. The simulation showed in particular that, in the case of isotropic injection, the radiation from the top of the loop can have rather high directivity across the loop. The ratio of the radiation flux across the loop to the flux along the loop in the energy range from 50 to 200 keV can reach values between 1.5 and 4, respectively.

1. Введение

Диагностика наличия поперечной или продольной анизотропии распределения электронов в конкретной вспышечной петле важна для выбора между альтернативными механизмами и моделями ускорения электронов. Поскольку анизотропия пич-углового распределения потока энергичных электронов приводит к направленности генерируемого ими излучения, то одним из перспективных методов такой диагностики является исследование направленности микроволнового, жесткого рентгеновского (ЖРИ) и гамма излучений солнечных вспышек.

В последние годы определенные успехи в диагностике анизотропии распределения электронов достигнуты в результате анализа микроволнового излучения вспышек с высоким пространственным разрешением. Обнаружены убедительные свидетельства как поперечной к оси петли [1], так и продольной [2, 3] анизотропии умеренно-релятивистских электронов.

Направленность наблюдаемого ЖРИ и гамма излучения отмечалась во всплесках, зарегистрированных на КА SMM и Венера 13–14 [4, 5]. Признаки направленности ЖРИ в диапазоне энергий фотонов $h\nu \geq 80$ кэВ для источника в вершине вспышечной петли недавно были обнаружены при совместном анализе данных «стереоскопических» наблюдений с помощью разнесенных в пространстве космических аппаратов “Mars Odyssey” и RHESSI [6]. Теоретические аспекты направленности ЖРИ для случая про-

дольной (вдоль магнитного поля петли) инжекции электронов рассматривались в работах [7, 8].

Целью настоящей работы является теоретический анализ свойств направленности ЖРИ и гамма излучений вспышечных петель для моделей с изотропной инжекцией ускоренных электронов в вершину петлю, а также для моделей с продольной (вдоль поля) инжекцией электронов.

2. Питч-угловые распределения энергичных электронов в разных частях вспышечной петли

За основу модельных расчетов в данной работе приняты распределения электронов, полученные нами [9, 10] в рамках модели неоднородной по магнитному полю корональной петли, в вершину которой инжектируются ускоренные электроны. Распределения электронов вдоль петли находятся путем решения нестационарного релятивистского кинетического уравнения в форме Фоккера-Планка.

Функция инжекции нетепловых электронов представлена произведением независимых функций энергии, питч-угла, расстояния от центра петли и времени: $S(E, \mu, s, t) = S_1(E) S_2(\mu) S_3(s) S_4(t)$. Рассмотрены два случая инжекции ускоренных электронов в вершине симметричной магнитной петли: 1) изотропная инжекция и 2) анизотропная инжекция вдоль оси петли, направленная в одно из оснований. Для изотропной инжекции $S_2(\mu) = 1$. Для анизотропной инжекции: $S_2(\mu) = \exp[-(\mu - \mu_1)^2 / \mu_0^2]$, где $\mu_1 = 1$, $\mu_0 = 0.2$. Считалось, что энергетическая часть функции распределения инжектированных электронов – степенная с показателем спектра: $\delta = 3$ в течение всей длительности инжекции (10 с). Инжекция электронов предполагалась импульсной: $S_4(t) = \exp[-(t - t_1)^2 / t_0^2]$ с $t_1 = 2.5$ с и $t_0 = 1.4$ с и ограниченной в пространстве областью с центром в вершине петли и с характерной шириной источника частиц $s_0 = 2 \cdot 10^8$ см.

Распределение поля в магнитной ловушке: $B(s) = B_0 \exp[(s - s_1)^2 / s_2^2]$, где $s_2^2 = s_{max}^2 / \ln(B_c / B_0)$, пробочное отношение $B_c / B_0 = 2$, $s_1 = 0$, $s_{max} = 3 \cdot 10^9$ см. В расчетах в распределении магнитного поля принималось равным. Распределение электронной концентрации плазмы задавалось выражением: $n(s) = n_0 \exp[4.6(s / s_{max})^6]$, где $n_0 = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ – концентрация плазмы в вершине (центре) петли.

На Рис.1 показаны нормированные питч-угловые распределения энергичных электронов $f(\theta) / f(90^\circ)$ для случая изотропной инжекции для различных значений энергии и для момента $t = 3$ с, близкому к максимуму инжекции. На левом рисунке показаны функции распределения в области вершины петли (на расстоянии $3,37 \cdot 10^7$ см от ее центра), а на правом – вблизи основания петли. Из Рис. 1а видно, что в вершине петли распределение электронов очень быстро, за время $t = 3$ с после начала инжекции, превращается из изотропного в анизотропное с максимумом на питч-углах

θ около 90° . Причем поперечная анизотропия более отчетливо выражена для более энергичных электронов, что физически связано с меньшим кулоновским рассеянием и более эффективным накоплением высокоэнергичных электронов.

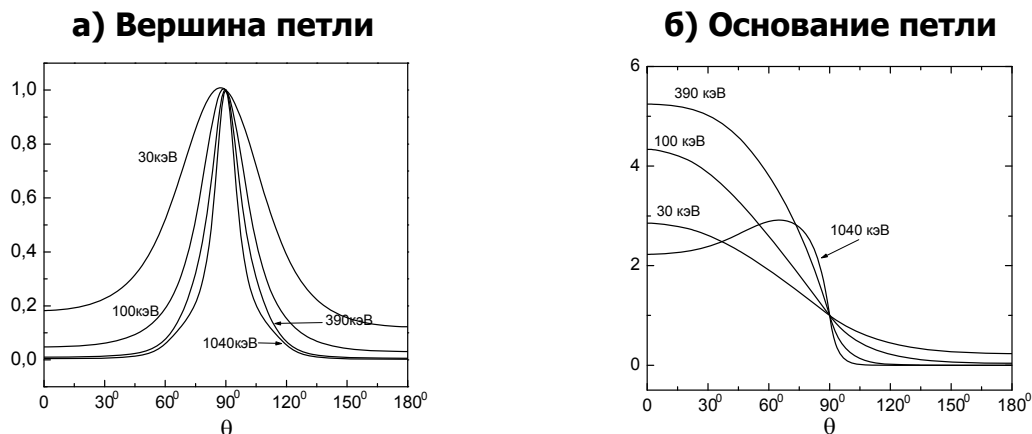


Рис. 1.

Из Рис. 1б следует, что в основаниях петли, также как и в вершине, быстро формируется анизотропия, но здесь она является не поперечной, а продольной. Распределения типа конуса потерь формируются в основании только для электронов умеренно релятивистских энергий.

Для случая инжекции, анизотропной вдоль оси петли, продольная анизотропия pitch-углового распределения энергичных электронов имеет место на всем протяжении от вершины до основания, в полном согласии с более ранними исследованиями (см., например, [8]).

Перечисленные выше особенности анизотропии быстрых электронов безусловно должны повлиять на направленность ЖРИ и гамма-излучения.

3. Направленность ЖРИ и гамма излучения в различных участках вспышечной петли

На основе полученных функций распределения электронов вычислена интенсивность ЖРИ и гамма-излучения в избранных направлениях относительно оси модельной петли для различных участков петли и в разные моменты времени. Для расчетов использовался формализм, описанный в работе [9].

На Рис. 2 для случая изотропной инжекции электронов показана зависимость направленности ЖРИ от энергии фотонов в двух участках петли – вершине (Рис. 2а) и основании (Рис. 2б). В качестве величины, характеризующей направленность, взято отношение интенсивности ЖРИ и гамма излучения $I_{h\nu}$ поперек оси петли ($\alpha = 90^\circ$) к интенсивности в избранном направлении α : $D(\alpha) = I_{h\nu}(90^\circ) / I_{h\nu}(\alpha)$. Сплошная линия – для $\alpha = 0^\circ$, т.е., для направления вдоль оси петли к правому основанию.

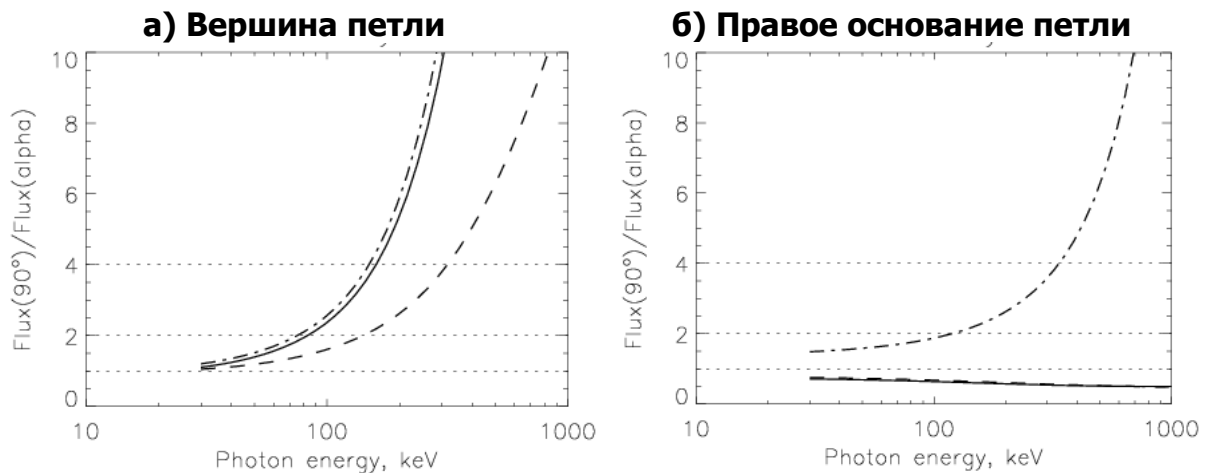


Рис. 2.

Штриховая линия – для $\alpha = 45^\circ$ к оси петли. Штрих-пунктирная линия – для $\alpha = 180^\circ$, т.е., в направлении к левому основанию петли.

Из анализа рисунков ясно, что в случае изотропной инжекции излучение из вершины петли может проявлять достаточно высокую поперечную направленность. Отношение потока излучения поперек петли к потоку вдоль петли в диапазоне энергий 50–200 кэВ может достигать величин от 1.5 до 4. Излучение из области вблизи оснований петли также демонстрирует анизотропию, но продольную, что и следовало ожидать, учитывая продольную анизотропию электронов вблизи оснований (Рис. 1б).

Отметим, что в случае анизотропной инжекции электронов из вершины петли в направлении одного из оснований результаты наших расчетов направленности ЖРИ в целом совпадают с полученными ранее результатами [7, 8].

Работа выполнена при частичной поддержке грантов ФЦП «Кадры» №Р683/20.05.2010, 8524 и мероприятие 1.2.1, грантов РФФИ № 11-02-91175, 12-02-00616 и гранта Программы ПРАН №22.

Литература

1. Melnikov V. F., Shibasaki K., Reznikova V. E. // *ApJ* 2002, V.580. L185.
2. Altyntsev A.T. et al. // *ApJ* 2008, V.677, p.1367.
3. Reznikova, V. E., Melnikov, V. F., Shibasaki, et al. // *ApJ* 2009, V.697. P.735.
4. Rieger, E. // *Sol. Phys.*, 1989, V.121, P.323.
5. Li, P., Hurley, K., Barat, C., Niel, M., Talon, R., & Kurt, V. 1994, *ApJ*, 426, 758.
6. Лившиц М.А., Головин Д.В., Кашанова Л.К. и др. // *Астрон.ж.* 2011, Т.55, С.551.
7. McTiernan, J.M., Petrosian, V. // *ApJ*, 1991, V.379, P.381.
8. Zharkova, V.V., Kuznetsov, A.A., & Siversky, T.V. // *A&A*, 2010, V.512, A8.
9. Charikov Yu.E., Melnikov V.F., Kudryavtsev I.V. // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2012.
10. Мельников В.Ф., Чариков Ю.Е., Кудрявцев И.В. // Труды Пулковской всероссийской ежегодной конференции по физике солнца. Санкт-Петербург, 2012.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТИ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВДОЛЬ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ

Мельников В.Ф.¹, Чариков Ю.Е.², Кудрявцев И.В.^{1,2}

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург

²ФТИ РАН, Санкт-Петербург

HARD X-RAY BRIGHTNESS DISTRIBUTION ALONG FLARING LOOPS

Melnikov V.F.¹, Charikov Yu.E.², Kudryavtsev I.V.^{1,2}

¹Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo, St. Petersburg

²Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, St. Petersburg

The work is devoted to modeling the newly discovered sources of hard X-rays and gamma rays, which are localized near the top of solar flare loops. Calculations were carried out for a model magnetic loop with inhomogeneous magnetic field, at the top of which accelerated electrons are injected. Two cases of injection, isotropic and anisotropic along the loop, are considered. Distributions of the electrons along the loop are found by solving the non-stationary relativistic kinetic equation in the form of the Fokker-Planck equation. Then the spatial distribution of the hard X-ray and gamma-ray brightness is calculated with making use of the obtained electron distributions. A comparative analysis of the radiation characteristics for different sets of parameters is carried out.

1. Введение

Регистрация жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) солнечных вспышек с пространственным разрешением свидетельствует о его неоднородном распределении вдоль вспышечной петли. Хорошо известным является распределение с максимумами в основаниях вспышечной петли, интерпретируемое тормозным излучением потоков энергичных электронов, ускоренных электрическим полем токового слоя и затем высыпающихся и быстро тормозящихся в плотных слоях хромосферы (модель толстой мишени). В последние годы с помощью КА *Yohkoh* и *RHESSI* зарегистрированы источники ЖРИ с максимумами яркости не только в основаниях, но также над вершиной петли [1] и/или в вершине петли [2]. Особый интерес представляют корональные источники гамма-излучения с очень жестким спектром фотонов [3]. Из-за низкого динамического диапазона *RHESSI* (около одного порядка по интенсивности) корональные источники наблюдаются в основном в залимбовых вспышках, в которых мощные источники в основаниях петли экранируются лимбом. Обзор типов корональных источников и их свойств дан в статье [4].

Существующие модели ЖРИ и гамма-излучения сталкиваются с трудностями при интерпретации корональных источников [4]. Трудности

связаны, прежде всего, с недостаточно высокой концентрацией плазмы в вершине петли. В вершине она как минимум на 2 порядка ниже, чем в основаниях, и поэтому пучок электронов, распространяющийся вдоль петли из токового слоя, генерирует на 2 порядка более слабое излучение, чем в основаниях. Для преодоления этой трудности предлагались разные модели, в которых делались следующие предположения: а) необычно высокая плотность плазмы в вершине петли [2]; б) ускорение и захват электронов в области с высоким уровнем плазменной турбулентности [5–7]); в) захват электронов, инжектированных в петлю перпендикулярно полю [8]; г) обратное комптоновское рассеяние умеренно-релятивистских электронов на мягком рентгеновском и крайнем ультрафиолетовом излучении [9].

В данной работе мы развиваем идеи, связанные с захватом и накоплением энергичных электронов в вершине неоднородной магнитной петли, на основе более общего и строгого, чем в перечисленных выше работах, подхода к решению кинетического уравнения. За основу приняты численные методы решения нестационарного кинетического уравнения Фоккера-Планка в общем, релятивистском, случае. Эти методы были развиты и успешно применялись к анализу динамики пространственных распределений умеренно-релятивистских электронов и яркости микроволнового (гиросинхротронного) излучения вспышечных петель [10–12]. Недавно эти методы были применены также к моделированию динамики пространственного распределения поляризации [13] и направленности [14] жесткого рентгеновского и гамма-излучений вспышечных петель.

В данной работе при решении кинетического уравнения мы ограничиваемся учетом кулоновского рассеяния и изменения питч-угла электронов в неоднородном магнитном поле. Мы не рассматриваем рассеяние энергичных электронов на плазменной турбулентности (ленгмюровские волны, вистлеры), существование которой во вспышечной петле предполагается в некоторых работах (например, в [5, 6, 15]). Наблюдательным основанием для этого служит факт наличия во многих всплесках значительных (до нескольких секунд) задержек временных профилей ЖРИ и гамма-излучения, растущих с ростом энергии фотонов по закону $E^{3/2}$ [16], что свидетельствует о слабости эффектов рассеяния на волнах. С теоретической точки зрения низкая эффективность рассеяния на волновой турбулентности также имеет определенные основания. Например, для вистлеров большую роль играет затухание Ландау, резко увеличивающееся при отклонении волны от направления силовой линии. По этой причине вистлеры эффективно затухают при любой разумной кривизне силовых линий магнитного поля в реальных вспышечных петлях (см., например, [13]). Решение задачи в строгой постановке предполагает рассмотрение системы уравнений для электронов и волн наряду с учетом поперечной и продольной неоднородности плазмы и магнитного поля. Однако, эта задача выходит за рамки настоящей статьи и будет решаться в следующих работах.

2. Моделирование пространственного распределения энергичных электронов

Для нахождения пространственного, временного, энергетического и питч-углового распределений инжектированных энергичных электронов, распространяющихся в магнитной петле, мы решаем релятивистское кинетическое уравнение в форме Фоккера – Планка [17, 10]. Численное решение этого уравнения осуществлялось на основе метода конечных разностей с использованием метода операторного расщепления и с граничными условиями, описанными в [10–12].

Сходимость магнитного поля, обеспечивающая эффект магнитной ловушки, задана выбором распределения в виде: $B(s) = B_0 \exp[(s-s_1)^2/s_2^2]$, где $s_2^2 = s_{max}^2/\ln(B_c/B_0)$, B_0 и B_c – индукция магнитного поля в центре и в основаниях петли, $s_1 = 0$, $s_{max} = 3 \cdot 10^9$ см – координаты центра и основания петли, а s_2 характеризует масштаб изменения магнитного поля вдоль петли. Для расчетов были приняты следующие значения параметров: $B_0 = 200$ Гс, пробочное отношение $B_c/B_0 = 2$ и 5.

Резкое увеличение концентрации плазмы к основаниям петли задавалось выражением: $n(s) = n_0 \exp[4.6(s/s_{max})^6]$, где n_0 – концентрация плазмы в вершине (центре) петли. В расчетах принято, что $n_0 = 5 \cdot 10^{10}$ см⁻³.

Функция инжекции нетепловых электронов представлена произведением независимых функций энергии, питч-угла, расстояния от центра петли и времени: $S(E, \mu, s, t) = S_1(E) S_2(\mu) S_3(s) S_4(t)$. Распределение по энергии предполагалось степенным $S_1(E) = K(E/E_0)^{-\delta}$ с показателем спектра $\delta = 3$ и $\delta = 7$, K – общий нормировочный множитель, $E_0 = 511$ кэВ.

В данной работе рассмотрены два случая инжекции электронов – анизотропная вдоль поля и изотропная. В случае изотропной инжекции $S_2(\mu) = 1$. В случае анизотропной инжекции: $S_2(\mu) = \exp[-(\mu - \mu_1)^2 / \mu_0^2]$, где $\mu_1 = 1$, $\mu_0 = 0.2$. Значение $\mu_0 = 0.2$ соответствует конусу с углом раствора $\Delta\theta = 36^\circ$. Пространственное распределение функции инжекции задавалось функцией: $S_3(s) = \exp[-(s - s_1)^2 / s_0^2]$. Электроны инжектировались в вершине магнитной петли ($s_1 = 0$) в область с характерной шириной источника $s_0 = 2 \cdot 10^8$ см. Инжекция электронов во времени предполагалась импульсной: $S_4(t) = \exp[-(t - t_1)^2 / t_0^2]$ с $t_1 = 2.5$ с и $t_0 = 1.4$ с.

На Рис. 1. показаны распределения концентрации нетепловых электронов по петле для значений энергии 49 и 388 кэВ и для моментов времени $t = 1$ с, 3 с, 4 с, и 6 с (сплошная, штрих-пунктирная, пунктирная и штриховая линии, соответственно). Слева – для случая изотропной инжекции в вершине петли (*Модель 1*). Справа – для случая продольной инжекции из вершины петли в правое основание (*Модель 2*). Расчеты проведены для ловушки с пробочным отношением $B_c/B_0 = 2$ и показателем спектра инжектированных электронов $\delta = 3$. Для *Модели 1* расчеты дают распределение энергичных электронов с резким максимумом в центре петли. Его форма

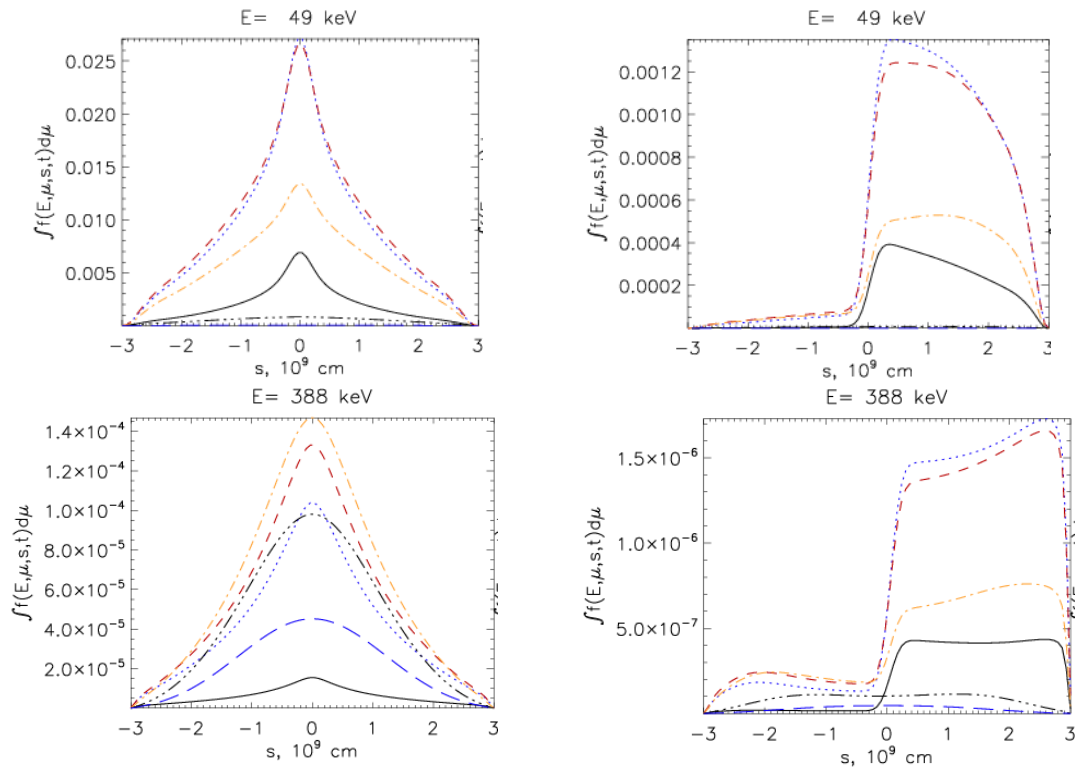


Рис. 1.

похожа для низкой и высокой энергии и сохраняется на всем протяжении модельного всплеска инжекции. Для *Модели 2* распределения электронов по петле для энергии 49 кэВ и 388 кэВ сильно отличаются положениями максимумов: на низкой энергии максимум близок к вершине петли, на высокой – к основанию.

3. Результаты моделирования пространственного распределения жесткого рентгеновского и гамма излучений

При расчетах пространственного распределения ЖРИ и гамма излучений на основе полученных распределений электронов мы воспользовались формализмом, описанным в нашей предыдущей работе [13]. Ниже представлены результаты расчетов, выполненные для угла зрения (угол между лучом зрения и осью петли) $\alpha = 90^\circ$.

На Рис. 2 и 3 показано различие в распределениях яркости ЖРИ вдоль петли на момент $t = 3$ с, близкий к максимуму мощности инжекции $S(t)$ для случаев изотропной и анизотропной инжекции нетепловых электронов для потоков фотонов с энергиями $h\nu = 30, 98$ и 1039 кэВ (сплошная, штриховая и пунктирная линия, соответственно). На Рис. 2 показано распределение яркости ЖРИ вдоль петли для *Модели 1*, а на Рис. 3 – для *Модели 2* для случая ловушки с пробочным отношением $B_c/B_0 = 2$ и показателем спектра инжектированных электронов $\delta = 3$.

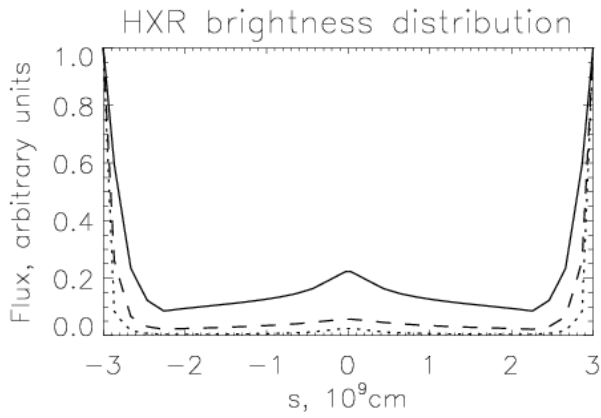


Рис. 2.

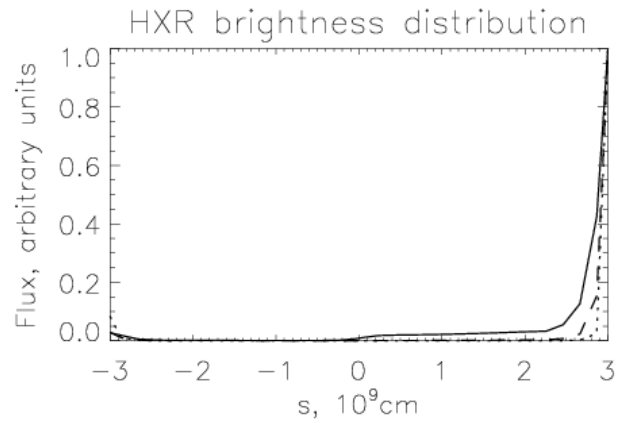


Рис. 3.

Как и следовало ожидать, в случае продольной инжекции на всех рассмотренных энергиях фотонов видны только источники в основаниях. Причем, источник ЖРИ в основании, в направлении которого происходит инжекция, является существенно более ярким (Рис. 3, Модель 2). Причина заключается в том, что подавляющее большинство инжектированных электронов высыпается в конус потерь, в плотные слои хромосферы, где реализуется приближение толстой мишени.

В случае изотропной инжекции в магнитной петле четко проявляются три источника: два с максимумами в основаниях и один с максимумом яркости в вершине (Рис. 2). Появление источника в вершине петли связано с захватом и накоплением значительного числа энергичных электронов, имеющих большие питч-углы (Рис. 1). Однако, из-за относительно низкой концентрации фоновой плазмы источник ЖРИ в вершине менее яркий и менее компактный, чем в основаниях. Особенно это проявляется на более высоких энергиях фотонов. Именно это может быть причиной того, что источник в вершине не часто наблюдается в высокоэнергетических каналах RHESSI и для его обнаружения требуется наблюдения залимбовых вспышек, при которых источники в основаниях экранированы.

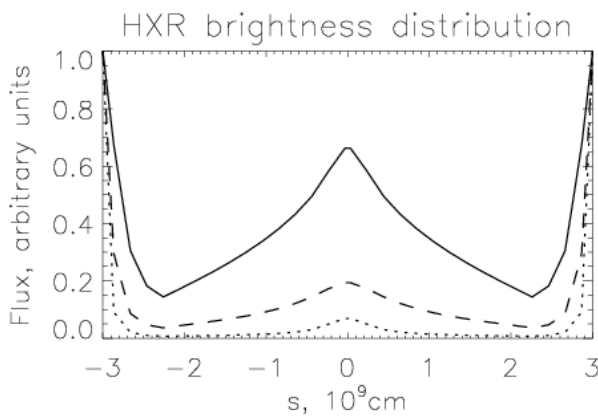


Рис. 4.

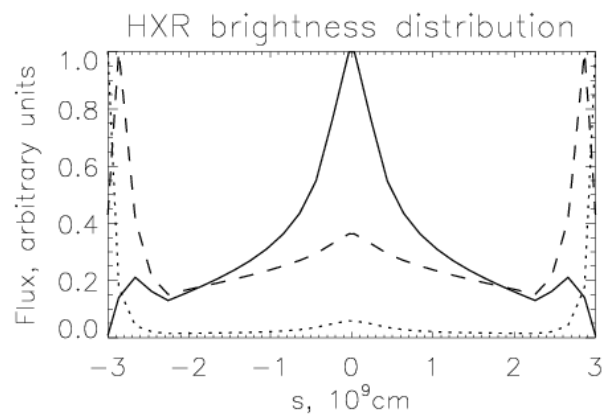


Рис. 5.

Для иллюстрации роли пробочного отношения в формировании источника в вершине петли на Рис. 4 показано распределение ЖРИ для $B_c/B_0 = 5$ и $\delta = 3$. Из сравнения с Рис. 2 видно, что увеличение пробочного отношения с $B_c/B_0 = 2$ до $B_c/B_0 = 5$ резко увеличивает относительную яркость источника в вершине петли по сравнению с основаниями: от 0.25 до 0.7 на $h\nu = 30$ кэВ и от 0.05 до 0.2 на $h\nu = 100$ кэВ.

Особенно заметно (см. Рис. 5) увеличение яркости источника ЖРИ в вершине петли для крутых спектров инжектированных электронов ($\delta = 7$, $B_c/B_0 = 2$). Для низких энергий фотонов ЖРИ ($h\nu = 30$ кэВ и для показателя спектра $\delta = 7$ источник ЖРИ в вершине появляется даже в случае продольной инжекции электронов. Очевидно, что усиление яркости источника в вершине на низких энергиях фотонов для крутых спектров электронов обусловлено малой длиной свободного пробега генерирующих их электронов ($\lambda \ll s_{max}$).

Работа выполнена при частичной поддержке грантов ФЦП «Кадры» №Р683/20.05.2010, 8524 и мероприятие 1.2.1, грантов РФФИ № 11-02-91175, 12-02-00616 и гранта Программы ПРАН №22.

Литература

1. Masuda, S., Kosugi, T., Hara, H., Tsuneta, S., & Ogawara, Y. // Nature, 1994, V.371, P.495.
2. Veronig, A.M., & Brown, J.C. // ApJ, 2004, V.603, L117.
3. Krucker, S., Hurford, G.J., MacKinnon, A.L., Shih, A.Y., & Lin, R.P. // ApJ, 2008, V.678, L63.
4. Krucker S., Battaglia M., Cargill P.J., et al. // A&A 2008, V.16. P. 155.
5. Petrosian, V., & Donaghy, T.Q. // ApJ, 1999, V.527, P.945.
6. Stepanov A.V. and Tsap Y.T. // Solar Physics, 2002, V.211. 135.
7. Petrosian, V., & Liu, S. // ApJ, 2004, V.610, P.550.
8. Fletcher, L., & Martens, P. C. H. // ApJ, 1998, V.505, P.418.
9. Chen B. and Bastian T.S. // ApJ 2012, V.750, P.35.
10. Горбиков С.П., Мельников В.Ф. // Матем. Моделирование, 2007, Т.19, С.112.
11. Мельников В.Ф., Горбиков С.П., Резникова В.Э., Шибасаки К. // Изв. РАН, Серия физическая, 2006, Т.70. С.1472.
12. Reznikova, V. E., Melnikov, V. F., Shibasaki, K., Gorbikov S.P., Pyatakov N.P., Myagkova I.N. and Ji H. // ApJ 2009, V.697. P.735.
13. Charikov Yu.E., Melnikov V.F., Kudryavtsev I. // Geomagnetism and Aeronomy, 2012.
14. Мельников В.Ф., Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е. // Труды Пулковской всероссийской ежегодной конференции по физике солнца. Санкт-Петербург, 2012.
15. Kontar E.P., Ratcliffe H. and Bian N.H. // A&A 2012, V.539. A43.
16. Aschwanden M., Bynum R., Kosugi T., et al. // ApJ, 1997, V.487, P.936.
17. Hamilton. R.J., Lu E.T. and Petrosian V. //ApJ, 1991, V.354, P.726.

ПЛОТНЫЕ КОРОНАЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ НАД АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ

Мерзляков В.Л.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова, РАН, Москва, г. Троицк, Россия*

DENSE CORONAL STRUCTURES ABOVE THE ACTIVE REGION

Merzlyakov V.L.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, RAS,
Moscow, Troitsk, Russia*

The time variation of coronal density above the active region was studied. The influence of electric plasma drift on coronal density has been calculated. It is found that dense structures are formed in case of increasing of magnitude both magnetic dipole and octupole. These structures look like “loop” or “tunnel”, in which density can reach values of 10^{11} – 10^{13} cm^{-3} . “Loop” and “tunnel” appear within about 300 seconds, if electrical drift velocity is ~ 100 km/s at height $\sim 0.1 R_{\text{Sun}}$. Such found configurations of dense structures correspond to observing characteristic during flare phase of active region evolution.

Введение

В настоящее время надежно установлено, что над активными областями Солнца всегда существуют корональные плотные образования. Структура и форма таких образований зависит, как считается, от конфигурации и эволюции магнитного поля активной области (АО). Нами было установлено, что при росте дипольного и октупольного моментов магнитного поля АО дрейфовое движение плазмы приводит к значительной неоднородности плотности и формирует устойчивую во времени структуру над фотосферной нейтральной линией [1]. В указанном исследовании рассматривалось движение в осесимметричном магнитном поле, поэтому представляет интерес изучить неосесимметричный случай в плане его влияния на форму и устойчивость формируемой структуры.

Модельные представления

Моделирование неосесимметричной ситуации, в случае аппроксимации магнитного поля дипольной и октупольной гармониками, проводилось за счет перпендикулярной компоненты последней к направлению дипольного момента АО. В результате появляются ϕ -компоненты магнитного поля и дрейфовой скорости, которая рассчитывается аналогично формулам из работы [1]. Выражение для этой ϕ -компоненты скорости и формулы из [1] были использованы для модельных расчетов дрейфовых перемещений плазмы над АО. Расчеты проводились в прямоугольном столбе постоянного сечения $0.40 R_S \times 0.40 R_S$. Начальное распределение вещества в этом

столбе задавалось случайным набором точек при степенном законе плотности от высоты. Источник магнитного поля помещался в центре указанного квадрата на «глубину» $0.02 R_S$ под условным нулевым уровнем – фотосфера. Передачу возмущения от источника поля (вовлечение вещества в дрейфовое движение) считали постоянной и принимали равной 350 км/с.

Эволюция и структура плотных образований

Проведенные расчеты дрейфового движения вещества при различных вариантах параметров модели выявили, что вокруг нейтральной поверхности возникает плотная структура типа «петля» или «туннель». Появление того или другого типа зависит от отношения временных производных величин гармоник октупольной к дипольной. Время их формирования зависит от относительного роста дипольной гармоники магнитного поля. Когда этот рост равен 10^{-3} с^{-1} , указанное время составляет ≈ 300 секунд.

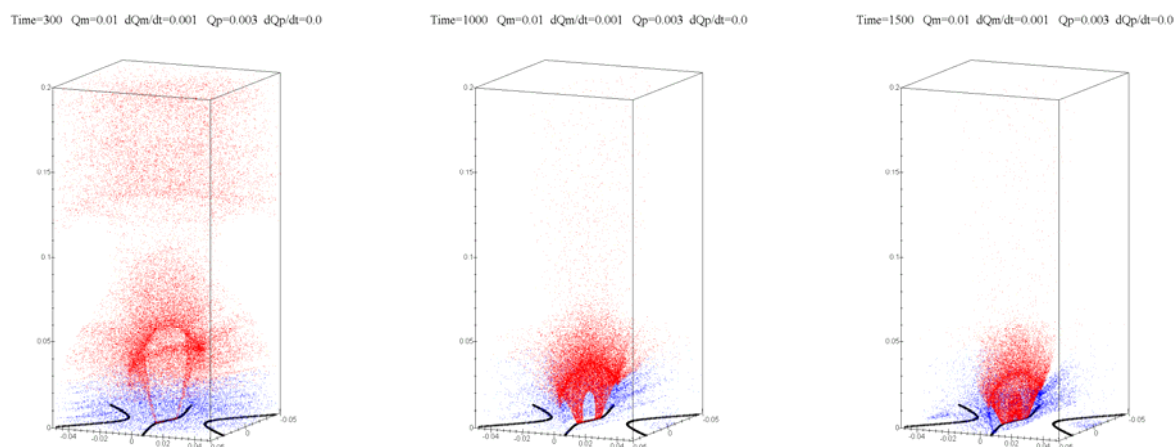


Рис. 1.

На рис. 1 приведены моменты эволюции структуры «петля» по истечению 300, 1000 и 1500 секунд (слева направо) от начального момента. Сплошными линиями в основании (нулевой уровень) отмечены места раздела магнитных полярностей. Цифры вертикальной шкалы дают отсчет от фотосферного уровня в долях солнечного радиуса. Как видно из рис. 1, высота петли со временем уменьшается, а сама она к ≈ 20 минуте вырождается в «сектор».

Эволюция «туннеля» представлена на рис. 2 тремя состояниями картины распределения плотности через 300, 1000 и 5000 секунд (слева направо) от начального момента. «Туннель» располагается над нейтральной линией уровня фотосферы, а над ним на нейтральной поверхности сохраняется тонкий слой плазмы, плотность которого со временем уменьшается (рис. 2). Форма «туннеля» остается неизменной, что демонстрирует изображение рис. 2 (правое), отражающее ситуацию над АО спустя 5000 секунд от начального момента.

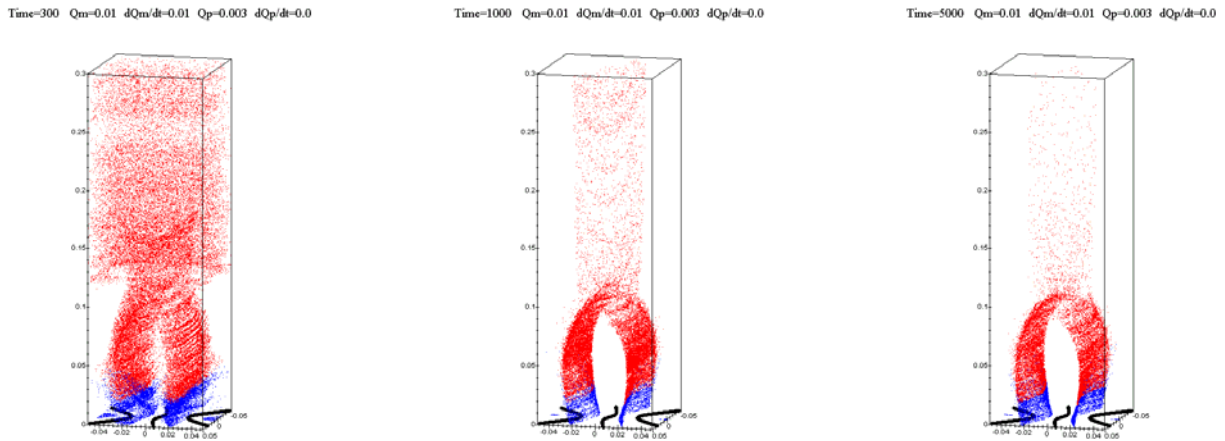


Рис. 2.

Эффекты, вызванные несимметричностью магнитного поля

Наличие значимой октупольной компоненты, перпендикулярной дипольной, приводит к изгибу нейтральной поверхности. Этот изгиб проявляется на фотосферном уровне как *S*-образная линия раздела магнитных полярностей. На рис. 1 и рис. 2 конфигурация этой линии соответствует варианту, когда перпендикулярная октупольная компонента составляет 30% по отношению к компоненте параллельной магнитному диполю. Сама же форма плотных структур (рис. 1, рис. 2) практически не зависит от величины отношения этих двух компонент. Влияние оказывает временная производная перпендикулярной компоненты, наличие которой приводит к деформации структур рис. 1 и рис. 2 вдоль нейтральной поверхности (представленные на рис. 1 и рис. 2 расчеты проводились при нулевой величине этой производной). Когда отношение указанной временной производной к временной производной дипольного момента $\geq 0.1 R_S^2$, то «петля» и «туннель» вырождаются в систему нескольких лучей.

Обсуждение результатов

Возникающие плотные образования «петля» (рис. 1) и «туннель» (рис. 2) являются динамическими структурами. Вещество в них постоянно перемещается и обновляется за счет вовлекаемой в дрейфовое движение окружающей плазмы. Степень уплотнения в них зависит от условия выполнимости дрейфового приближения как для электронов, так и для протонов. Для последних такое условие нарушается при меньшей плотности, когда гирочастота протона сравнивается с частотой столкновения электрон – протон. Отсюда получаем максимальную для структур (рис. 1, рис. 2) величину электронной плотности n_e как функцию напряженности магнитного поля B в виде $n_e = 10^{11} B$. Исходя из имеющихся оценок напряженности на исследуемых высотах $B = 1-100$ Гс, имеем следующий интервал плотностей $n_e = 10^{11}-10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Найденный выше интервал возможных плотностей структур типа «петля» (рис. 1), быстрое её формирование $\sim 10^2$ с, движение вещества со скоростями ~ 100 км/с на высотах $\sim 0.1 R_S$ (согласно принятому значению относительного роста магнитного дипольного момента 10^{-3} с^{-1}) являются типичными характеристиками при вспышечном процессе в АО [2, 3]. В случае «туннеля» (рис. 2) естественно ожидать его фрагментацию со временем из-за плазменных неустойчивостей. Поскольку движение вещества в «туннеле» идет сверху вниз, то фрагментация должна привести к системе рядом расположенных петель. Скорости вещества в таких петлях, по-видимому, ~ 10 км/с, поскольку само появление «туннеля» происходит когда отношение временных производных величин октупольной к дипольной гармоник больше на порядок по сравнению с ситуацией рис. 1. А это означает, вероятнее всего, что относительный рост дипольного момента АО уменьшился до 10^{-4} с^{-1} и соответственно дрейфовые перемещения вещества стали на порядок меньше, чем для варианта «петля» (рис. 1). Указанные выше величины скоростей движения и устойчивость во времени фрагментированного «туннеля» напоминают эволюционное состояние АО как относительно устойчивую послевспышечную стадию с системой петель.

Выводы

Таким образом, проведенный анализ дрейфовых движений плазмы над АО показал, что при любых вариантах неосимметричного магнитного поля возникают плотные структуры. Структуры формируются над фото-сферной нейтральной линией. Их форма и эволюция, по-видимому, представляют два последовательных этапа вспышечного явления в АО – вспышечную петлю (рис. 1) и послевспышечную систему петель (рис. 2).

Литература

1. Мерзляков В.Л. // Труды Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2011», СПб, ГАО РАН, 2011, с. 163–166.
2. Hara H., Watanabe T., Harra L.K., Culhane J.L., Young P. R. // *Astrophys. J.*, 2011, v. 41, p. 107(20).
3. Warren H.P., O'Brien C.M., Sheeley Jr.N.R. // *Astrophys. J.*, 2011, v. 742, p. 92(8).

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОРОНАЛЬНОЙ НЕЙТРАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова, РАН, Москва, г. Троицк, Россия*

GEOMETRICAL CHARACTERISTICS OF CORONAL POLARITY-INVERSION SURFACE

Merzlyakov V.L., Starkova L.I.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, RAS,
Moscow, Troitsk, Russia*

The geometrical characteristics of coronal magnetic polarity-inversion (neutral) surface have been investigated. These characteristics were obtained by analyzing the coronal helmet structures of K-corona, which were observed at solar eclipses. It is found that during low solar activity the neutral surface has the regular large-scale deformation 60° along longitude. Latitude amplitude of the deformation decreases as a power-law function of distance with variable power from -1.0 to -1.3 . Also the small-scale 10° deformation of the neutral surface is found.

Введение

Характерными элементами структуры К-короны Солнца являются шлемы, количество и конфигурация которых зависит от фазы солнечного цикла [1]. В эпоху низкой активности наблюдаются 2 или 4 протяженных шлема. При МГД моделировании устойчиво воспроизводится только 2-х шлемовидная форма К-короны [2]. В случае представления указанной структуры как проекции на картинную плоскость слоя повышенной (относительно окружающего вещества) плотности [3] появление того или иного количества шлемов зависит только от особенностей его деформации и направления луча зрения. Согласно Молоденскому [4] плотный слой формируется на нейтральной поверхности короны, где радиальная компонента магнитного поля равна нулю. Отсюда появляется возможность определить геометрические параметры корональной нейтральной поверхности, моделируя наблюдаемую структуру К-короны.

Параметры нейтральной поверхности при низкой активности

Как отмечалось выше, при низкой солнечной активности наблюдаются 2 или 4 шлема. Стабильное появление такой структуры возможно, если имеется регулярная деформация плотного слоя с масштабом 60° по длине. Проведенное моделирование наблюдаемых во время затмения К-корон [1] показало, что основная шлемовидная конфигурация воспроизводится

проекцией плотного слоя, деформация которого аппроксимируется функцией широты (φ) от долготы (λ) и расстояния от центра Солнца (r) в виде:

$$\varphi = A r^{-n} \sin^k(3\lambda) + B f(r) \sin \lambda$$

Второе слагаемое выражения (1) определяет переход к гелиосферному слою с наклоном B к солнечному экватору и функцией $f(r)$, которая меняется с расстоянием от 0 ($r = 1.0 R_{Sun}$) до 1 ($r > 10 R_{Sun}$).

Для К-корон, когда фаза солнечного цикла $|\Phi| \leq 0.17$, усредненные параметры (1): $A = 60^\circ$, $B = 3^\circ - 5^\circ$, $k \approx 1/2$, $n = 1.0$ ($r \leq 1.3 R_{Sun}$), $n = 1.3$ ($r \geq 1.4 R_{Sun}$).

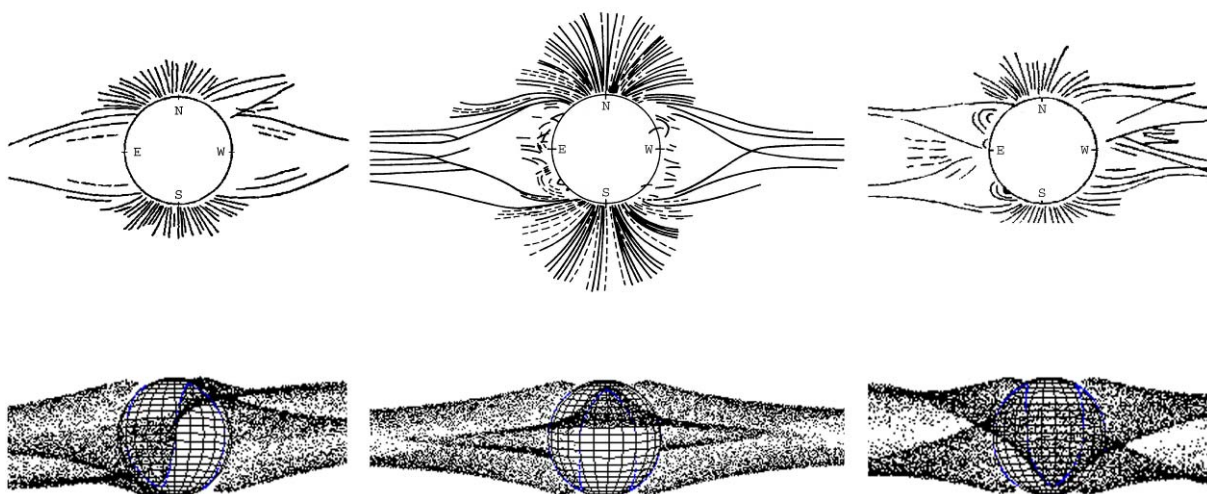


Рис. 1.

На рис. 1 представлены изображения К-корон (слева направо: 1878 г. $\Phi = -0.06$; 1954 г. $\Phi = 0.04$; 1901 г. $\Phi = -0.07$) и их модельные расчеты, в которых плотный слой выделен случайно распределенными точками. Представленные на рис. 1 варианты являются примерами типичных форм К-корон эпох низкой солнечной активности. Для получения лучшего согласия модельных построений с наблюдениями (рис. 1) требуется индивидуальный подбор зависимости показателя степени от расстояния в выражении (1). Кроме того, необходимо учитывать и долготный сдвиг между северной и южной частями деформированного плотного слоя. Приведенные на рис. 1 модели рассчитаны с нулевым долготным сдвигом.

Параметры нейтральной поверхности при невысокой активности

С повышением активности Солнца шлемовидная структура К-короны от симметричной формы (рис. 1) переходит к более сложной конфигурации. Между тем, до определенной фазы сохраняется регулярность в деформации нейтральной поверхности, на что указывает периодическая смена по долготе направлений магнитных силовых линий масштабом 60° (или

36°) [5]. Эти результаты были получены из анализа положений плоскости поляризации К-корон периода спада солнечной активности затмений 21.09.1941 ($\Phi = -0.35$) и 25.02.1952 ($\Phi = -0.32$).

Моделирование этих К-корон показало применимость аппроксимации (1), т.е. долготный масштаб 60° сохраняется, по крайней мере, в течение $1/2$ солнечного цикла. Остальные параметры (1) несколько изменились, в частности, выросли амплитудные значения $A = 75^\circ$ (1941 г.), $A = 70^\circ$ (1952 г.), $B = 10^\circ$. Величина показателя степени в формуле (1) осталась практически на прежних значениях, но высотный интервал, где показатель $n = 1.0$, увеличился до $\approx 2.0 R_{Sun}$.

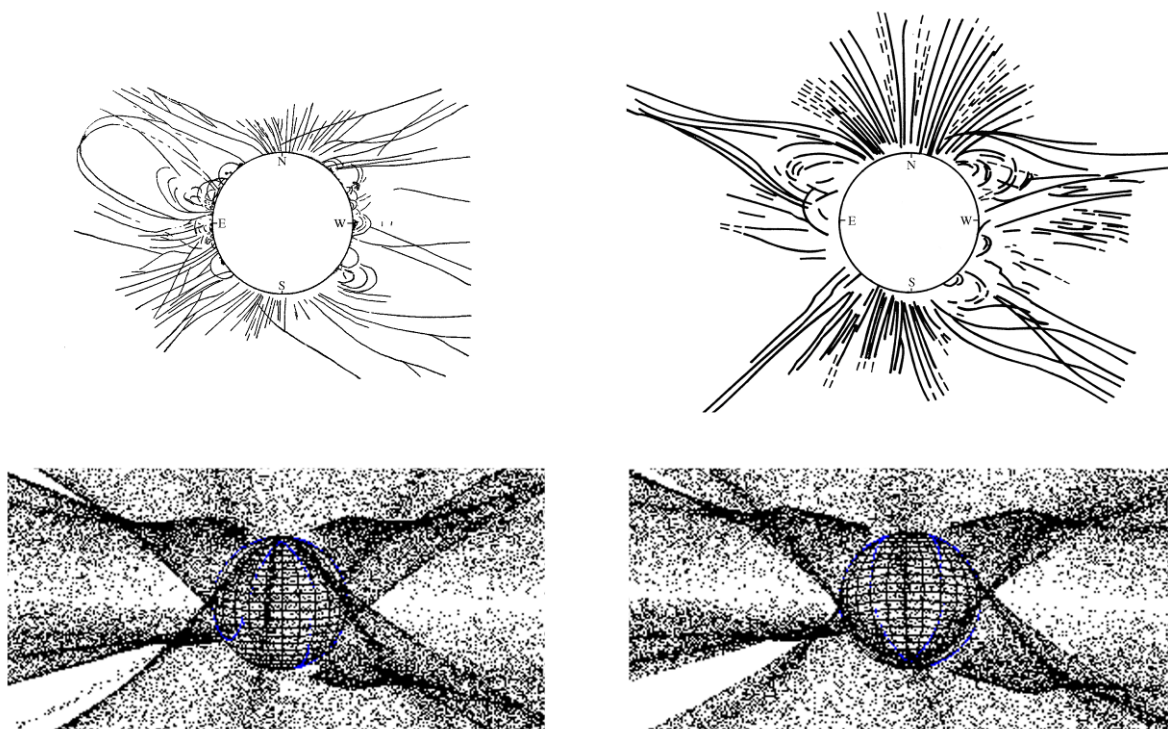


Рис. 2.

На рис. 2 представлены структурные рисунки исследуемых К-корон 1941 г. (слева) и 1952 г. (справа), взятые соответственно из работ [6, 7], и наши расчетные модели с плотным слоем, выделенным случайно распределенными по нему точками. Для получения лучшего соответствия наблюдениям в моделях использован долготный сдвиг между северной и южной частями плотного слоя в 3° для 1941 г. и 5° для 1952 г. Отсутствие протяженных шлемов в юго-восточных областях (рис. 2) можно объяснить уменьшением амплитудного значения A (1) в указанном секторе до величин $A = 25^\circ - 30^\circ$ в пределах долготного интервала $50^\circ - 60^\circ$.

Как видно из рисунков К-корон (рис. 2), существует тонкая структура шлема в виде его “расщепления”. Вероятной причиной такого “расщепления” является дополнительная мелкомасштабная деформация плотного

слоя. Анализ показал, что она обладает регулярностью и имеет масштаб $\approx 10^\circ$. На рис. 2 в модельных изображениях учтен этот мелкомасштабный изгиб в виде синусоидальной функции со смещением вдоль широты.

Выводы

Проведенное исследование показало, что плотный слой и, соответственно, нейтральная поверхность магнитного поля могут быть аппроксимированы функцией типа (1). Это предполагает существование устойчивой регулярной системы источников магнитного поля, которые формируют стабильный долготный изгиб нейтральной поверхности магнитного поля масштабом 60° в течение, по крайней мере, половины солнечного цикла. Отмечено также уменьшение амплитуды деформации нейтральной поверхности в виде степенной функции расстояния с показателем близким к -1 . Такого рода уменьшение, вероятно, отражает усиливающееся с удалением от фотосферы влияние полярных магнитных источников, которые в эпоху низкой солнечной активности, как считается, и формируют внешнюю часть нейтральной поверхности – гелиосферный токовый слой. Меньшую амплитуду деформации (1) при фазе солнечного цикла $|\Phi| < 0.17$, чем при $|\Phi| \approx 0.33$, можно также объяснить влиянием полярных источников, мощность которых достигает максимума именно в эпоху самой малой активности Солнца. В пределах указанного фазового интервала указанный эффект составляет 20%.

Литература

1. Несмянович А.Т. // В сб. «Солнечная корона и корпускулярное излучение в межпланетном пространстве», Киев: КГУ, 1965, с. 73–117.
2. Рнеитан G.W., Корр R.A. // Solar Phys., 1971, v. 18, p. 258–270.
3. Кучми С., Молоденский М.М., Виал Ж.-К. // Астрон. журн., 1994, т. 71, № 6, с. 925–929.
4. Молоденский М.М., Старкова Л.И., Кучми С., Ершов А.В. // Астрон. журн., 1996, т. 73, № 6, с. 934–938.
5. Мерзляков В.Л., Старкова Л.И. // Труды Всероссийской конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2011», СПб, ГАО РАН, 2011, с. 167–170.
6. Бугославская Е.Я. // Труды ГАИШ, т. XIX, М: МГУ, 1950, с. 26–93.
7. Loucif M.L., Koutchmy S. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 1989, v. 77, p. 45–66.

МЕТОД ПРОБНОГО СЛОЯ В РАСЧЕТЕ ФУНКЦИЙ ВКЛАДА И ОТКЛИКА

Можаровский С.Г.

*Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН, Уссурийск, Россия
sw@newmail.ru*

THE PROBE LAYER METHOD IN THE CALCULATIONS OF CONTRIBUTION AND RESPONSE FUNCTIONS

Mozharovsky S.G.

*Ussuriysk Astrophysical Observatory of FEB RAS, Ussuriysk, Russia
sw@newmail.ru*

The method of probe layer for the calculation of response and contribution functions is discussed. The method is based on a numerical calculation of the formation of spectral line profiles. Calculating the profile of the line in the usual way, we can change a physical parameter in a narrow layer of the photosphere and calculate profile again. Consistently moving probe layer over the entire depth of the photosphere, and each time calculating the difference between the original and the changed profiles we can get the distribution of response to a perturbation with height.

In this work it is shown that the perturbation must be chosen with care. Thus, incorrect choice of Wittmann [2] led him to the wrong conclusion, that there is great uncertainty in determining the depth that generate the observed value of the magnetic field.

We have proposed in the probe layer to equate to zero the coefficients of the ratio of selective and continuous absorption in line center η_0 . This allows us to turn from the response functions to the contribution functions calculated with help of the probe layer (CFPL). CFPL are easy to understand, they take into account all the processes of emission and absorption in line formation, energy exchange between Stokes parameters intensity etc. Thus, such contribution functions are close to ideal and perhaps deserve greater use.

Функции вклада (CF) используются для вычисления глубин образования спектральных линий. Предполагается, что глубины образования это те глубины, из которых линия доносит информацию о среде. Проблема состоит в том, что существует множество вариантов функций вклада и множество способов их вычисления, и это, соответственно, дает разные глубины образования линий. Многовариантность функций вклада происходит из того, что понимание физического смысла этих функций вызывает затруднения (см. Гуртовенко и др. [1]). Как правило, функции вычисляются не интегрально по всей линии, а для заданной точки профиля. Решить эти две проблемы позволяет предлагаемый здесь метод "пробного слоя".

Данная методика применительно к функциям отклика (RF) была продемонстрирована Виттманом (1974) [2], который ссылался на Штауде (1972) [3] как на автора идеи. Суть заключалась в привлечении для расчета RF программы, моделирующей формирование профиля линии в процессе

прохождения излучения от нижних слоев фотосферы к её поверхности. Сначала вычислялся профиль для реалистичных физических условий – для заданной линии, модели и т.д. Затем в модель фотосферы вносилось точечное изменение физического параметра – для тонкого "пробного слоя" резко подменялись физические условия, и профиль линии пересчитывался заново. Отличие нового профиля от первоначального соответствовало отклику слоя. Перемещая пробный слой последовательно по всем высотам фотосферы, получали распределение отклика линии на изменяемый физический параметр.

Работа Виттмана, как представляется, оставила негативный отпечаток на идее использования пробного слоя. Виттман пришел к выводу, что влияние магнитного поля простирается на большой интервал глубин, а значит, оценку глубины образования поля можно сделать только с большой неопределенностью. И его вывод потом цитировался другими авторами. Но Виттман сделал методическую ошибку, он задал слишком большую разность напряженностей поля в пробном слое и в остальной фотосфере – 2000 Э и 0 Э соответственно, а также слишком большую ширину пробного слоя – около $0.5 \cdot \lg(\tau)$ по нашей оценке. Как меру воздействия на профиль он выбрал максимальную глубину V-параметра Стокса V_{MAX} . Мы повторили расчет, взяв другие значения ширины пробного слоя:

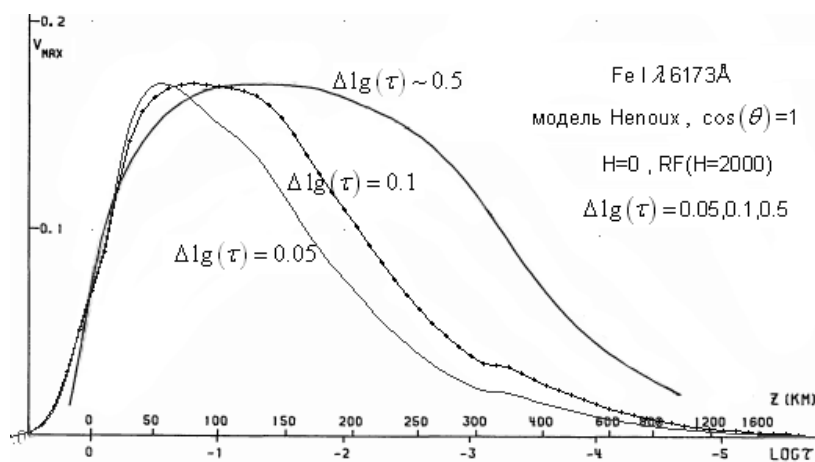
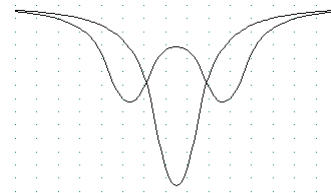


Рис. 1. Кривая для $\Delta \lg(\tau) \sim 0.5$ и оси координат взяты непосредственно из работы Виттмана. Графики для $\Delta \lg(\tau) = 0.1$ и 0.05 рассчитаны для тех же входных параметров и растянуты по оси V_{MAX} для удобства сравнения.

Выявились нелинейные искажения в схеме расчета, а именно, оказалось, что вид функции отклика RF, в частности, её протяженность по глубине, зависит от ширины пробного слоя. Причину можно понять, сравнив профили линии $\lambda 6173$ для напряженностей 0 и 2000 Э:



Образовавшись в пробном слое, расщепленный профиль встречает по пути к поверхности прозрачные в местах максимумов σ -компонент слоя.

Пересчитав пример с напряженностями в фотосфере и пробном слое 2000 и 2100 Э, мы уже не видим зависимости RF от ширины пробного слоя:

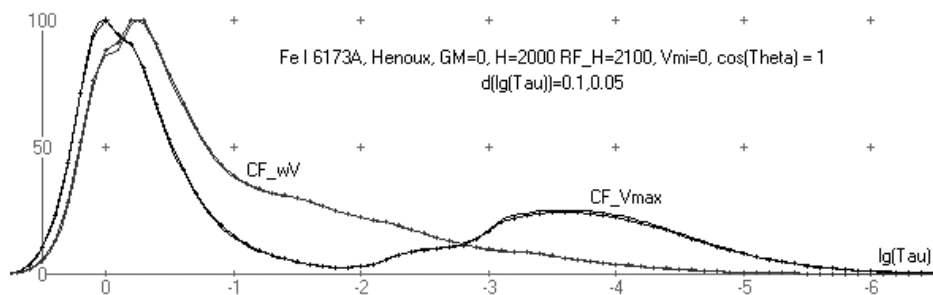


Рис. 2. Функции вклада CFPL для пробного слоя шириной $\Delta \lg(\tau) = 0.1$ и 0.05 для двух методов сравнения профилей по максимальному значению V-параметра Стокса V_{MAX} и по эквивалентной ширине V-параметра W_V .

Можно заметить, что V_{MAX} – неудачный параметр для оценки глубины, из которой доходит информация о напряженности поля. Для этой цели больше подходит W_V - эквивалентная ширина параметра Стокса V.

Переход от функции отклика к функции вклада – обнуление η_0

Если задаться вопросом о глубине формирования интенсивности в линии, то первая идея состоит в том, чтобы варьировать температуру. По этому пути пошли Григорьева и др. [4]. Но вариация температуры ведет к изменению множества производных параметров как в самом пробном слое, так и вглубь модели. Она требует большого объема вычислений. Кроме того, изменив температуру, мы не можем в точности сказать, о какой именно модели фотосферы мы говорим. Поэтому возникла идея варьировать коэффициент поглощения в линии, точнее, – приравнять нулю отношение селективного и непрерывного поглощений в центре линии η_0 , то есть временно полностью отключать поглощение в линии. В результате, вычитая невозмущенный профиль из профилей, рассчитанных с учетом пробного слоя, мы получим с обратным знаком почти идеальную функцию вклада. Мера её идеальности будет ограничена только тем, какие механизмы формирования линий не учтены в моделирующей программе.

Если считать разности глубин невозмущенного профиля и профиля с пробным слоем на заданном расстоянии от центра линии $D - D^*$ и перемещать пробный слой с постоянным шагом по глубине, заданной в виде $X = \lg(\tau)$, то можно записать $CF_{D,x} = (D - D_x^*) / D$. А можно считать разности эквивалентных ширин $W - W^*$, пробный слой перемещать с постоянным шагом по геометрической глубине h (км) и в этом случае записать $CF_{W,h} = (W - W_h^*) / W$.

Многие авторы функции вклада разделяют на функции вклада в эмиссию и функции вклада в депрессию. Очевидно, что в нашем случае функ-

ция вклада интегрирует и излучение, и поглощение, поэтому её распределение на шкале $\lg(\tau)$ или h должно занимать промежуточное положение между положениями традиционных функций вклада в эмиссию и депрессию. Сравнение расчетов, в частности, с результатами Гроссман-Доерс и др. [5], показывает, что так оно и есть:

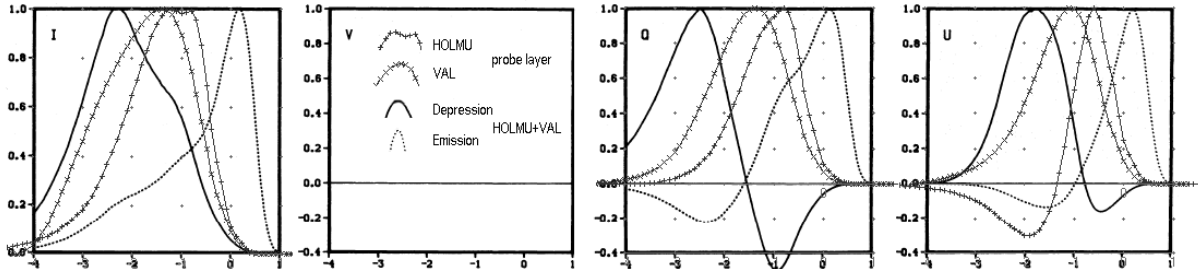


Рис. 3. Расчет Гроссман-Доерс функций вклада в эмиссию и депрессию (тонкая и жирная линии) для центра линии Fe I 5250 Å для комбинированной модели HOLMU+VAL и наш сравнительный расчет функций вклада методом пробного слоя для моделей HOLMU и VAL по отдельности.

Среди CF, полученных не из вычислительных алгоритмов, а из формул, к CFPL более всего приближаются результаты Альмейды [6]:

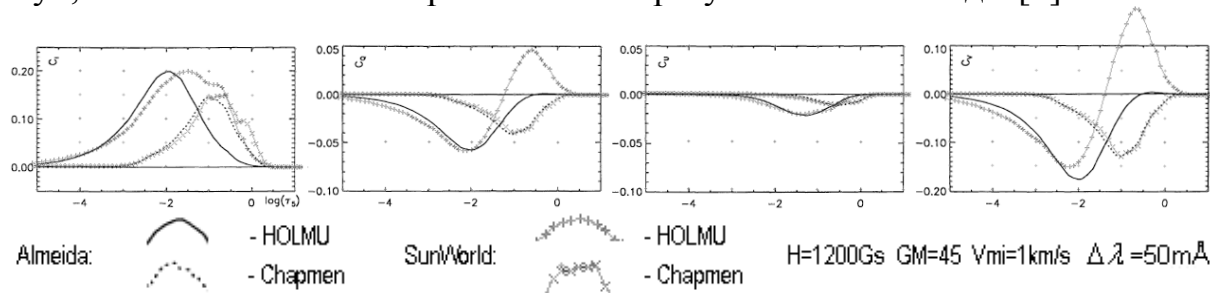


Рис. 4. Расчет функций вклада Альмейды и наш (с помощью программы SunWorld) для параметров Стокса линии Fe I 5250 Å для модели HOLMU и модели факела Chapmen.

Функция вклада, полученная методом пробного слоя, имеет простой физический смысл, понятный из способа её расчета. Очевидно, что если сравнивать эталонный и пробные профили по глубине центра линии, то функция вклада должна быть пропорциональна коэффициенту поглощения в центре линии, умноженному на изменение функции источника в слое:

$$CF \propto \eta_0 \cdot \Delta S$$

Литература

1. Gurtovenko E.A., Sheminova V.A., Sarychev A.P. // 1991. Solar Phys., v.136, p.239–250.
2. Wittmann A. // 1974. Solar Phys., v.35, p.11–29.
3. Staude J. // 1972. Solar Phys., v.24, p.255–261.
4. Grigoryeva S.A., Turova I.P., Teplitskaja R.B. // 1991. Solar Phys., v.135, p.1–14.
5. Grossmann-Doerth U., Larsson B., Solanki S.K. // 1988. Astron. Astrophys. v.204, p.266–274.
6. Almeida J.S. // 1992. Solar Phys., v.137, p.1–14.

РАСЧЕТ ПРОФИЛЕЙ СТОКСА ДЛЯ МОДЕЛЕЙ ТЕНИ И ФОТОСФЕРЫ СОЛНЦА – СТРУКТУРЫ ДАННЫХ И ВИДЫ РАСЧЕТОВ ПРОГРАММЫ SUNWORLD

Можаровский С.Г.

Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН, Уссурийск, Россия
sw@newmail.ru

STOKES PROFILES CALCULATIONS FOR SOLAR UMBRA AND PHOTOSPHERE MODELS – DATA STRUCTURES AND TYPES OF CALCULATIONS OF PROGRAM "SUNWORLD"

Mozharovsky S.G.

Ussuriysk Astrophysical Observatory of FEB RAS, Ussuriysk, Russia
sw@newmail.ru

For many years we design and use a software package SunWorld, which simulates the process of formation of spectral lines in the solar photosphere. As a result of the experience found a set of data structures necessary for productive work and a set of various methods of calculation which are presented in this article.

Для изучения процессов образования линий в солнечной фотосфере – в спокойных областях и в областях тени и полутени пятен в Уссурийской астрофизической обсерватории разработан многоцелевой программный комплекс SunWorld. Его основу составляют алгоритмы, подобные алгоритмам MALIP [1] и SPANSAT [2] и алгоритмам LINEAR [3].

В настоящей статье приводятся структура и особенности SunWorld – организующая часть комплекса, не связанная с вычислительными алгоритмами, которая позволяет обеспечить его эффективную работу. Эффективность комплекса подтверждена тем, что расчеты SunWorld за три года составили основу почти трем десяткам публикаций.

Первоначальный вариант SunWorld состоял из последовательно запускаемых программ. В процессе работы выявилась необходимость часто менять способы расчета на разных этапах вычислений (например, вносить изменения в модели, варьировать входные параметры, подбирать наиболее информативные линии). Это требовало тесного взаимодействия разных частей комплекса, а значит и создания структур данных, описывающих задачу целиком.

Круг решаемых задач определил типовые виды расчетов, на которые настроен SunWorld, а также встроенные инструменты общего назначения для анализа данных.

I. Структура данных комплекса SunWorld

В процессе эксплуатации сложилась структура данных SunWorld. Это: ***Совокупность данных обо всех атомах***

Структура данных с именем TMEND («Таблица Менделеева») объединяет в себе все необходимые данные об атомах: атомные веса, потенциалы ионизации, суммы по состояниям и т.д. Сюда же включены солнечные обилия элементов. При необходимости для каждого расчета может быть загружена своя таблица обилий.

Списки линий и списки сил осцилляторов

Для некоторых исследований возникает необходимость подобрать линии по разным критериям, в таких случаях незаменима база данных. Данные в эту базу взяты главным образом из таблиц Куруча [4]. В БД есть отдельная таблица для сил осцилляторов, куда данные занесены отдельно по источникам (по авторам).

Векторы моделей фотосферы и их список

Распределение температуры вдоль оптической глубины в фотосфере задает модель фотосферы. Для вычисления профилей линий, возникших в солнечных глубинах, необходимо знать распределение и множества других параметров. Распределение какого-либо параметра с глубиной называют вектором модели фотосферы. Перед расчетом профилей Стокса вычисляются все необходимые векторы, они организованы в **список векторов моделей фотосферы**. После сеанса счета векторы можно отбирать при помощи фильтров, затем выводить в виде сравнительных графиков или в виде сравнительных текстовых таблиц.

Многомерная матрица параметров расчета – структура Variator

При поиске соответствия между расчетным и наблюдаемым профилями нужно перебирать значения многих входных величин. В SunWorld подгонка параметров делается не последовательно по очереди, а сразу для матрицы значений, в итоге насчитывается матрица профилей Стокса. Число переменных параметров задает размерность матрицы. Перемножив количества вариантов каждого параметра, получим общее число профилей для одного задания на расчет.

Таким образом, **вариатор** – это многомерная матрица, каждой ячейке которой приписана совокупность значений входных параметров, а также соответствующий результат расчета – четверка профилей Стокса.

Если анализ результата делается в графическом виде, размерность вариатора для одного задания не должна превышать 3 или 4, так как профили, соответствующие вариантам параметров можно расположить на графиках вдоль 4-х "осей": X, Y, ось времени (мультипликация) и цвет.

Для обеспечения универсальности системы структура VARIATOR хранит не только индивидуальную комбинацию параметров для каждой ячейки, но также и значения всех остальных входных параметров – общих для данного задания на расчет.

Список посчитанных профилей Стокса

Посчитанные профили Стокса накапливаются в общем списке. Записи в этом списке имеют поле, которое указывает номер ячейки в своем варианте, а также поле, которое указывает наименование расчета – внутри одного проекта допускается ряд разных расчетов ("квестов").

Все посчитанные профили можно увидеть в таблице, которая отображает интегральные параметры профилей – эквивалентную ширину и т.д. Все посчитанные профили можно скомпоновать для вывода в виде сводных графиков.

Система управления проектами

Система SunWorld позволяет работать с множеством независимых исследовательских проектов. Данные каждого проекта (текстовые файлы, которые содержат задания, посчитанные профили, настройки рисования графиков) локализованы в отдельной директории и не зависят от данных других проектов, их можно целиком изъять, заархивировать и т.д.

В рамках одного проекта возможно выполнение нескольких заданий, данные которых будут сравниваться между собой. Каждое задание называется квест (QUEST) и имеет свой собственный VARIATOR, к ячейкам которого приписаны свои рассчитанные профили.

II. Основные виды расчетов в SunWorld

Расчет профилей Стокса для сетки значений входных параметров

Главный, типовой способ работы программного комплекса SunWorld - расчет профилей Стокса для набора линий, для сетки значений исходных параметров. После такого расчета следуют:

- визуальный просмотр результатов, для сравнения с профилями, полученными из наблюдений, либо
- вычисление интегральных параметров профилей.

Расчет для участка длин волн

Чтобы учесть блендирование, посчитать кусочек реального спектра, предусмотрен режим расчета для участка длин волн. В этом случае линии выбираются из базы данных по заданному интервалу длин волн.

Расчет для списка линий, выбранных из базы данных

Когда необходимы статистические исследования для многих линий, линии можно включить в задание, выбрав из БД по заданному фильтру.

Режим расчета профилей слой за слоем

Обычный расчет профиля происходит точка за точкой с шагом по длине волны. В алгоритмах SunWorld есть вариант, когда расчет ведется для всего профиля целиком слой за слоем с заданным элементарным шагом по τ . Такой режим позволяет имитировать рассеяние, задав на каждом шаге коэффициенты перераспределения энергии по направлениям и частотам.

Расчет физических величин для разных глубин фотосферы. Анализ моделей фотосферы

Как мы уже отмечали, вектором модели фотосферы называют распределение физического параметра с глубиной в фотосфере. Векторы температуры, электронного и газового давлений заданы изначально, так как определяют саму модель. При расчете профилей линий вычисляется множество векторов производных физических величин. Для анализа и сравнения моделей можно специально вычислять векторы таких величин как геометрическая глубина в километрах h , градиент функции источника $dS/d\tau$ и др. Интерфейсные страницы SunWorld позволяют увидеть графики векторов моделей или вывести их в текстовые таблицы для анализа и сравнения.

Расчет газового и электронного давлений по заданному распределению температуры

При необходимости программа может рассчитать $P_g(\tau)$ и $P_e(\tau)$ по известному распределению $T(\tau)$. Для этого используются формулы гидростатического и ионизационного равновесий.

Вычисление глубин образования интенсивностей, лучевых скоростей, напряженности поля в линиях

Если необходимо определить глубину, условия которой наиболее эффективно влияют на измеряемые значения остаточной интенсивности, лучевой скорости, напряженности поля, то в системе SunWorld для этого используется метод "пробного слоя". Расчет профиля линии повторяется много раз, в каждом расчете в узком слое от τ до $\tau + \Delta\tau$ величина искомого физического параметра подменяется на пиковое значение. Пробный слой перемещается по всем глубинам и таким образом определяются области, отклик от которых наиболее силен.

Диалоговый подбор параметров фотосферы

В режиме диалогового расчета предусмотрено как минимум два задания на расчет. Первое загружает профили сравнения, второе определяет общие параметры расчета, а также переменные параметры – числа, связанные с ползунками на элементах управления программы. Двигая ползунки, можно наблюдать как сами профили, так и графики, показывающие разности посчитанных и наблюдаемых профилей. Добившись минимума разности, можно считать, что подходящие физические параметры найдены.

Литература

1. Landi degl'Innocenti, E. // 1976. Astronomy & Astrophys. Suppl.Series, v.25, p.379–390.
2. Гадун А.С. Шеминова В.А. // Препр. ИТФ АН УССР. 1988 ИТФ-88-87Р 37 с. 1085.
3. Auer L.H., Heasley J.N., Milkey R.W. // Kitt Peak Natl. Obs. Contr. No 555. – 1972 – Tucson: Kitt Peak National Observatory.
4. Kurucz R. <http://kurucz.harvard.edu/LINELISTS/GFHYPERS100/>

ДИАГНОСТИКА ПАРАМЕТРОВ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ ПО НАБЛЮДАЕМОМУ СПЕКТРУ И СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИХ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Моргачев А.С.^{1,2} Мельников В.Ф.²

¹ФГБНУ НИРФИ, Нижний Новгород

²ГАО РАН, Санкт-Петербург

DIAGNOSTICS OF SOLAR FLARE LOOP PARAMETERS USING OBSERVED MICROWAVE EMISSION SPECTRUM AND POLARIZATION

Morgachev A.^{1,2}, Melnikov V.²

¹Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod

²Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo, St. Petersburg

The purpose of this work is searching for and developing computational methods of the inverse problem solution to determine physical parameters of solar flare loops using the observational radio characteristics. This task is solved by fitting observed and theoretically calculated characteristics (flux or degree of circular polarization) of the radio emission. The fitting was carried out using a method of the genetic algorithm which has a good accuracy and relatively short calculating time. After testing the method on a model radio source, this algorithm was applied to the diagnostics of four radio parameters obtained with Nobeyama Radioheliograph for a real flare loop.

Работа посвящена разработке метода определения параметров вспышечных петель и ускоренных нетепловых электронов по наблюдаемому спектру и степени поляризации их микроволнового излучения.

Наблюдаемое микроволновое излучение вспышечных петель формируется преимущественно гиросинхротронным (ГС) механизмом ускоренными электронами с энергиями от 10 кэВ до 10 МэВ. Параметры ГС излучения очень чувствительны к: а) виду распределений электронов по энергиям и питч-углам, б) величине и направлению магнитного поля, в) значению концентрации и температуры фоновой плазмы; г) углу между лучом зрения и направлением магнитного поля. В связи с этим на основе радиодиагностики есть принципиальная возможность восстановления следующих параметров: величина и направление магнитного поля, концентрация и температура фоновой плазмы, а также переменные, характеризующие концентрацию ускоренных электронов, их распределение по энергиям и питч-углам.

Метод решения обратной задачи

Решение поставленной обратной задачи возможно следующим образом. На первом этапе создается точное физико-математическое описание связи характеристик радиоизлучения и параметров ускоренных электронов

и плазмы в радиоисточнике. Определяемые параметры в радиоисточнике являются переменными данной модели.

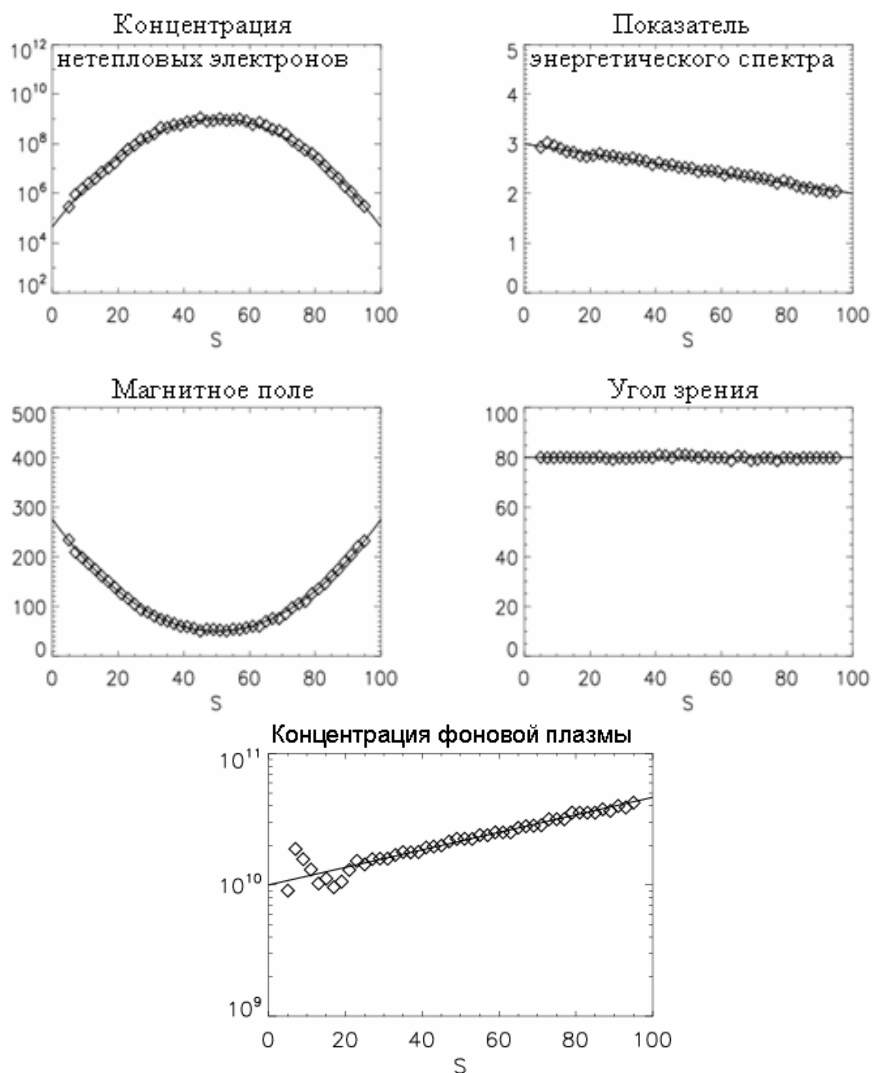


Рис. 1.

Следующим этапом необходимо произвести с заданной точностью подгонку параметров (переменных этой системы) под наблюдаемые характеристики радиоизлучения. Впервые в приложении к солнечному радиоизлучению такого рода задача решалась в [2] с использованием симплекс-метода минимизации функционала. В нашей работе для решения данной задачи применен ранее неиспользуемый для целей радиодиагностики вспышечных петель метод генетического алгоритма поиска глобального минимума. Для определения характеристик ГС излучения использовалась программа быстрого счета [1]. Программа производит расчет интенсивности излучения обыкновенной и необыкновенной волны пространственно однородного участка среды. В нем пользователем задаются значения концентрации ускоренных электронов, магнитного поля, концентрации и температуры фоновой плазмы. Распределение электронов по энергиям определено в виде степенного закона, для которого можно изменять диапазон

энергий электронов и показатель степени. Подгонка, как было сказано выше, осуществлялась с помощью метода генетического алгоритма. Его главная идея заключается в последовательном формировании новых поколений точек (наборов входных параметров для расчета характеристик излучения). Новые поколения формируются на основе выбора лучших точек предыдущей итерации по критерию минимальной разницы между значениями характеристик наблюдаемого и рассчитанного в этих точках радиоизлучения, которые должны приближаться к истинному значению искомым параметрам.

Определение параметров модельного радиоисточника

Данный метод был протестирован при определении заданных пяти параметров радиоисточника вдоль модельной вспышечной петли. Результаты восстановления модельных значений концентрации ускоренных электронов, показателя энергетического спектра, магнитного поля, угла зрения и плотности фоновой плазмы приведены на рис. 1. На рис. 1 сплошной линией изображены задаваемые параметры, а ромбиками – их восстановленные значения. Относительная погрешность определения концентрации ускоренных электронов для данной модели в среднем по магнитной петле составляет 20%. Отклонение истинных и восстановленных значений показателя энергетического спектра и угла зрения составляет около 2% для каждого участка радиоисточника. Относительная погрешность определения магнитного поля в каждом участке не превышает 8%. Погрешность определения концентрации фоновой плазмы изменяется от 5% до 15% вдоль источника. Пониженная точность при относительно низких значениях плотности плазмы связана со слабым влиянием эффекта Разина на частотах, для которых рассчитывалось радиоизлучение. Для реализации такой точности восстановления параметров время расчета на персональном компьютере составляет около 3 часов.

Определение параметров реального радиоисточника

Определение физических параметров реальных вспышечных петель проводилось по данным радиогелиографа Нобеяма с высоким пространственным разрешением. В качестве информации об источнике использовались интенсивности излучения на частотах 17 и 34 ГГц и значение степени круговой поляризации на частоте 17 ГГц из каждого разрешенного участка петли (угл. размер $\sim 5''$). Таким образом, максимальное число физических параметров, которое мы можем определить для каждого участка, равно трем. Однако если сделать предположение о неизменности значений магнитного поля и угла зрения для двух близких моментов времени, то задача сводится к решению системы шести уравнений для двух соседних моментов времени, что позволяет восстанавливать уже четыре физических параметра в петле.

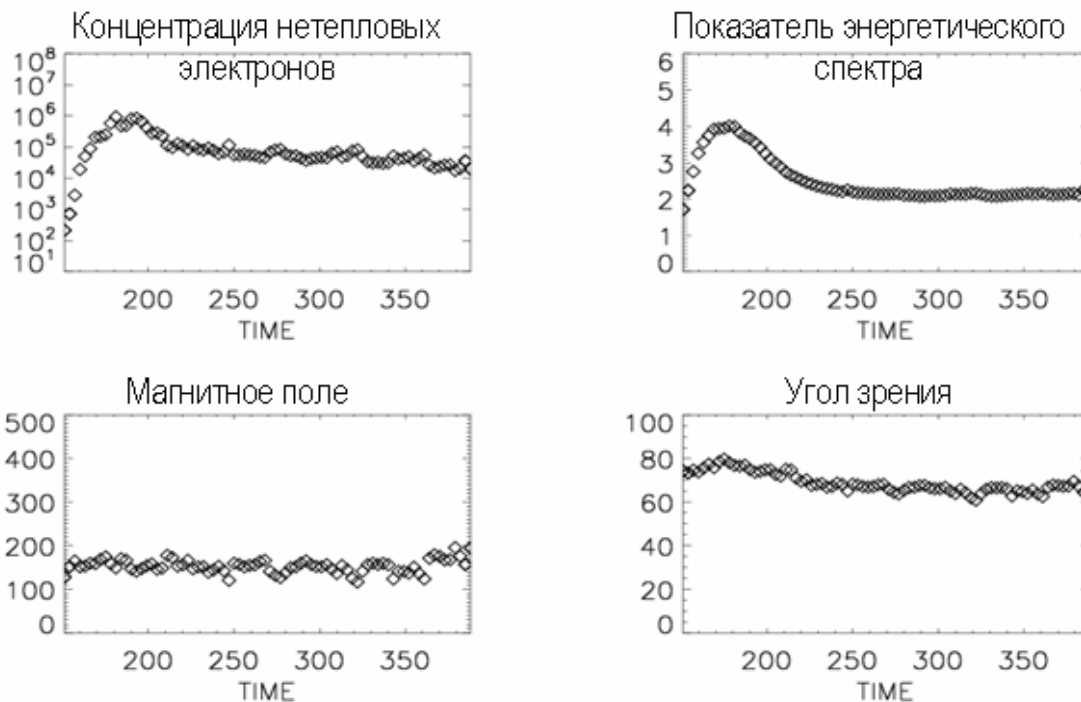


Рис. 2.

Такой алгоритм был применен для определения концентрации и показателя спектра нетепловых электронов, модуля магнитного поля и направление его силовых линий относительно луча зрения в вершине вспышечной петли для события 22 августа 2005 г. Результаты восстановления показаны на Рис. 2. На верхней и нижней панелях представлены временные профили восстановленных параметров в вершине вспышечной петли. Видно, что в среднем значение восстановленного магнитного поля (в Гс) и угла зрения (в градусах) не изменяется со временем. Следовательно, предположение о неизменности во времени магнитного поля и угла зрения оказалось верным. Возрастание и медленное убывание концентрации энергичных электронов соответствует представлениям о кинетике энергичных электронов нестационарно инжектированных во вспышечную петлю. Поведение показателя спектра электронов (уплощение со временем) согласуется с законом увеличения времени жизни электронов на больших энергиях, характерным для кулоновских потерь энергии.

Работа выполнена при поддержке грантов ФЦП «Кадры» №Р683/20.05.2010, 8524 и мероприятие 1.2.1, грантов РФФИ № 11-02-91175, 12-02-00616 и гранта Программы ПРАН №22.

Литература

1. *Fleishman G.D., Nita G.M., Gary D.E.* // *Astrophys. J.*, 2009, 183.
2. *Fleishman G.D., Kuznetsov A.A.* // *Astrophys. J.*, 2010, 1127.

**РЕКОНСТРУКЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА
ЭЛЕКТРОНОВ, УСКОРЕННЫХ В СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКЕ
15 АПРЕЛЯ 2002 ГОДА**

**Моторина Г.Г.¹, Кудрявцев И.В.^{1,2}, Лазутков В.П.², Матвеев Г.А.²,
Савченко М.И.^{2,3}, Скородумов Д.В.^{2,3}, Чариков Ю.Е.^{2,3}**

¹*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

²*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

³*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
Санкт-Петербург, Россия*

**THE RECONSTRUCTION OF ENERGY SPECTRUM OF ELECTRONS
ACCELERATED IN SOLAR FLARES 15 APRIL 2002**

**Motorina G.G.¹, Kudryavtsev I.V.^{1,2}, Lazutkov V.P.², Matveev G.A.²,
Savchenko M.I.², Skorodumov D.V.², Charikov Y.E.^{2,3}**

¹*Central Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences,
196140, Russia, St. Petersburg;*

²*Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences,
194021, Russia, St. Petersburg*

³*St. Petersburg State Polytechnical University, 195251, Russia, St. Petersburg*

Hard X-rays as a result of bremsstrahlung give direct information on the electron energy distribution. The reconstruction of energy spectra of electrons accelerated during solar flare 15.04.2002 on the basis of the hard X-ray data is considered. The Tikhonov method is applied. It is shown that the energy spectra of accelerated electrons in the 40–100 keV energy range can be described by power law. The spectral index decreases at the time from start to peak X-ray flux.

Жесткое рентгеновское излучение, генерируемое во время солнечных вспышек, является, как известно, тормозным излучением высокоэнергичных электронов. Параметры жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) – спектр, поток, направленность и поляризация – несут непосредственную информацию о функции распределения ускоренных в источнике электронов. Для получения детальной информации о функции распределения быстрых электронов во вспышечной петле необходимо решать обратную задачу восстановления.

В данной работе рассмотрена реконструкция энергетического распределения быстрых электронов, ускоренных во вспышке 15 апреля 2002 года, на основе спектров ЖРИ, измеренных спектрометром ИРИС на спутнике КОРОНАС-Ф [1, 2]. Традиционно спектр ЖРИ солнечных вспышек аппроксимируется степенной зависимостью, что подразумевает наличие степенного спектра излучающих электронов. Обратная задача реконструкции спектра электронов по данным ЖРИ может решаться либо методом квад-

ратурных формул [3], либо применением методов, основанных на регуляризации исходного интегрального уравнения [4–6].

Энергетический спектр фотонов, излучаемых при столкновении быстрых электронов с частицами солнечной плазмы, может быть описан следующим выражением [6]

$$I(\varepsilon, t) = \frac{\bar{n}V}{4\pi R^2} \int_{\varepsilon}^{\infty} \bar{F}(E, t) Q(E, \varepsilon) dE, \quad (1)$$

где $I(\varepsilon, t)$ – поток рентгеновских квантов, \bar{n} – среднее значение концентрации частиц плазмы в источнике, V – объем излучающей области; $Q(E, \varepsilon)$ – сечение тормозного излучения кванта энергии ε электроном с энергией E ; R – расстояние от Солнца до места регистрации излучения; $\bar{F}(E, t) = \int F(E, \mathbf{r}, t) n(\mathbf{r}) dV / \int n(\mathbf{r}) dV$; F – плотность потока быстрых электронов (измеряется в $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{keV}^{-1}$), которая, как известно, связана с функцией распределения электронов $f(v, \mathbf{r}, t)$ выражением $F(E, \mathbf{r}, t) dE = v f(v, \mathbf{r}, t) dv$ [6]. В расчетах мы использовали тормозное сечение в борновском приближении [7]

$$Q(E, \varepsilon) = C \cdot \sigma(E, \varepsilon); \quad \sigma(E, \varepsilon) = \frac{1}{E\varepsilon} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \frac{\varepsilon}{E}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{\varepsilon}{E}}} \text{ при } \varepsilon \leq E \text{ и } \sigma = 0 \text{ при } \varepsilon > E \quad (2)$$

C – численный коэффициент.

Для мощных вспышек энергетический спектр ЖРИ может превышать энергетический диапазон прибора, т.е. спектр ЖРИ может быть измерен только в ограниченном диапазоне энергий. Рассмотрим случай, когда измерения ЖРИ производятся в диапазоне от ε до ε_N . В этом случае, для электронов с энергией большей верхней границы ε_N функцию \bar{F} будем описывать степенной зависимостью

$$\bar{F}(E \geq \varepsilon_N, t) = k_1(t) E^{-\beta(t)}, \quad (3)$$

Уравнение (1) принимает вид

$$\int_{\varepsilon}^{\varepsilon_N} \sigma(E, \varepsilon) \bar{F}(E, t) dE = \bar{I}(\varepsilon, t) - k_1(t) \int_{\varepsilon_N}^{\infty} \sigma(E, \varepsilon) E^{-\beta(t)} dE \quad (4)$$

где

$$\bar{I}(\varepsilon, t) = \frac{4\pi R^2}{nVC} I(\varepsilon, t).$$

При $\varepsilon = \varepsilon_N$ из уравнения (4) получаем выражение для коэффициента k_1

$$k_1(t) = \bar{I}(\varepsilon_N, t) / \int_{\varepsilon_N}^{\infty} \sigma(E, \varepsilon_N) E^{-\beta(t)} dE. \quad (5)$$

Решение интегрального уравнения (4) позволяет реконструировать функцию \bar{F} по данным измерения потока ЖРИ $I(\varepsilon, t)$. Для решения (4) будем использовать метод регуляризации Тихонова нулевого порядка [4, 5]. Применим данный метод реконструкции для вспышки 15 апреля 2002 года. Вспышка началась в 23:05 UT и относится к рентгеновскому классу M1.2. На рис. 1 приведен временной ход ЖРИ вспышки в трех энергетических диапазонах. На рис. 2 приведены реконструированные функции \bar{F} для различных интервалов времени (отмечены на рис.1 буквами А и Б) после вычитания фона для двух различных параметров регуляризации.

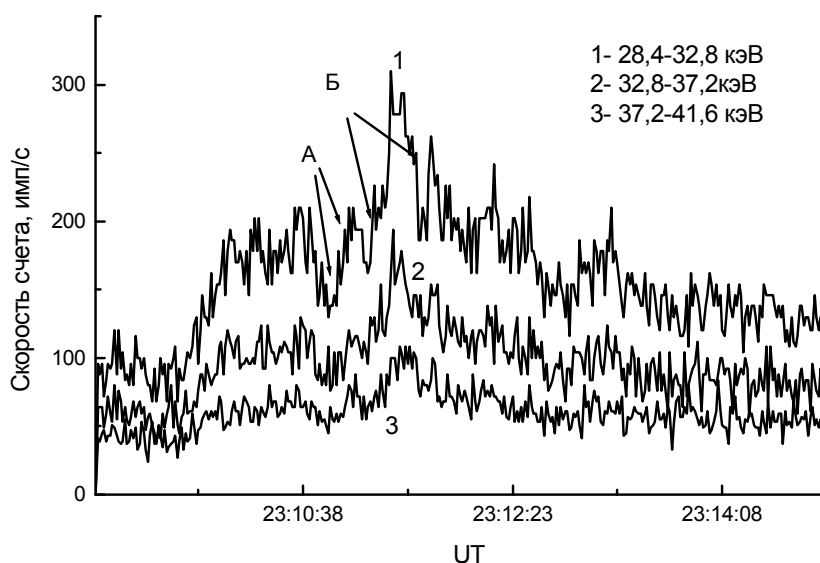


Рис. 1. Временной ход ЖРИ вспышки в трех энергетических диапазонах.

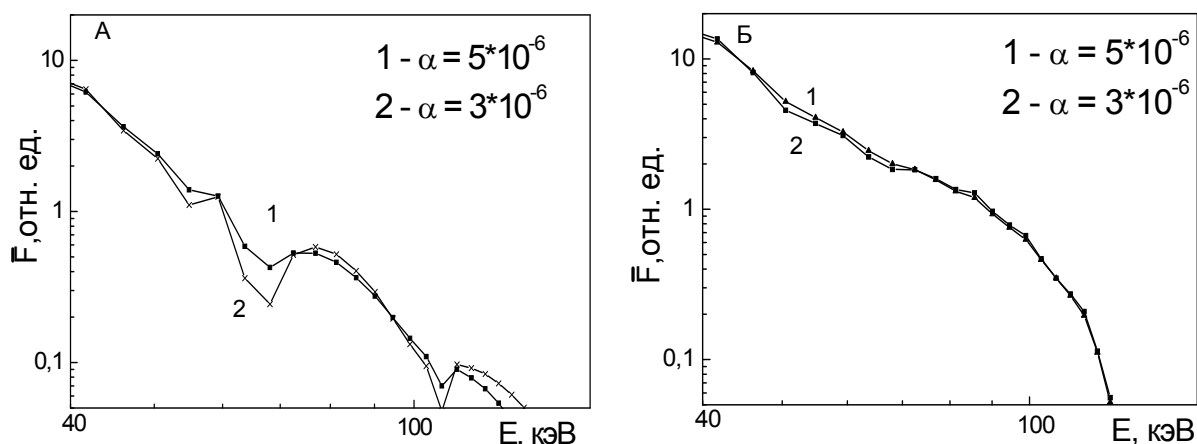


Рис. 2. Распределение быстрых электронов для различных параметров регуляризации α в различные моменты времени:
 А – 23:10:51 – 23:11:00 UT, Б – 23:11:15 – 23:11:35 UT.

Поскольку вклад квазитеплого излучения ограничивается областью энергий до ≈ 30 кэВ, будем рассматривать спектры ЖРИ и энергетические распределения электронов с нижней границей 40 кэВ. Как видно из приве-

денных рисунков, функция \bar{F} в диапазоне энергий 40–100 кэВ приближенно может быть описана степенной зависимостью с показателем ≈ -3.8 и -3 для кривых, изображенных на рис. 2А и 2Б соответственно.

Работа частично поддержана ФЦП Кадры N8524, Программами Президиума РАН П-21 и 22, Министерством образования и науки Российской Федерации (договор 11.G34.31.0001 с СПбГПУ и ведущим ученым Г.Г. Павловым), ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" (мероприятие 1.2.1) и грантом Президента РФ поддержки ведущих научных школ НШ-1625.2012.2.

Литература

1. Charikov Yu. E., Dmitrijev P.B., Koudriavtsev I.V., Lazutkov V.P., Matveev G.A., Savchenko M.I., Skorodumov D.V. // Proc. IAU Symposium 223, 14–19 June, St.-Petersburg, Russia. Ed. by A.V. Stepanov, E.E. Benevolenskaya, A.G. Kosovichev. Cambridge University Press. 2004. P. 429–432.
2. Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., Матвеев Г. А., Савченко М.И., Скородумов Д.В., Чариков Ю.Е. // *Астрономический вестник*. 2006. Т. 40. № 2. С. 160–170.
3. Верлань А.Ф., Сизиков В.С. Методы решения интегральных уравнений с программы для ЭВМ. Киев «Наукова думка», 1978. 292 с.
4. Верлань А.Ф., Сизиков В.С. Интегральные уравнения: методы, алгоритмы, программы. – Киев «Наукова думка», 1986. 544 с.
5. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. – М.: Наука, 1979. 286с.
6. Brown J.C., Emslie A.G., Holman G.D. et al. // *The Astrophysical Journal*. 2006. V. 643. p.523–531.
7. Koch H.W., Motz J.W. // *Reviews of modern physics*. 1959. V.31. No 4. P. 920–955.

ДИНАМИКА И СТРУКТУРА АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ NOAA 7123 ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА VLA, RATAN-600, ССРТ И БПР

**Петерова Н.Г.¹, Агалаков Б.В.², Борисевич Т.П.³,
Лубышев Б.И.⁴, Опейкина Л.В.⁵, Топчило Н.А.⁶**

¹Санкт-Петербургский филиал САО РАН, Санкт-Петербург, Россия

²НИИрГТУ, Иркутск, Россия

³ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

⁴ИСЗФ, Иркутск, Россия

⁵Специальная Астрофизическая Обсерватория РАН, п.Н.Архыз, Россия

⁶НИАИ СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

DYNAMICS AND STRUCTURE OF ACTIVE REGION NOAA 7123 AS OBSERVED WITH VLA, RATAN-600, SSRT AND LPR

**Peterova N.G.¹, Agalakov B.V.², Borisevich T.P.³,
Lubyshev B.I.⁴, Opeikina L.V.⁵, Topchilo N.A.⁶**

¹St. Petersburg Branch of SAO RAS, St. Petersburg, Russia

²Irkutsk State Technical University, Irkutsk, Russia

³Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

⁴Institute of solar-terrestrial physics SB RAS, Irkutsk, Russia

⁵Special Astrophysical Observatory of RAS, Nizhnij Arkhyz, Russia

⁶Sobolev Astronomical Institute of St Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

We continue a investigations of active region NOAA 7123 (1992, April) peculiarities revealed by VLA observations with resolution of (2–4)" at wavelength 3,6 cm and 6,4 cm [1]. The further analysis of observations confirms previous conclusion [3] that results of RATAN-600 and SSRT observations are in a good agreement (to ~ 20%) with VLA observations. It has been found that a cold active Ha filament may be responsible for anomalous structure of cyclotron source above main sunspot of active region 7123. Also taking into account revealed deficit of long wavelength emission in spectra of cyclotron source we can make inference that this is a case when the process of coronal plasma cooling was directed from the top to down.

Среди наблюдений Солнца на микроволнах с высоким пространственным разрешением выделяется случай наблюдений на VLA активной области NOAA 7123 (апрель 1992 г.), отличавшейся редкой структурой поляризационного изображения [1]. В течение более 4-х дней отмечалось аномальное преобладание о-моды излучения циклотронного источника над центральной частью главного пятна АО, причем только на длинной волне 6,4 см (см. левую половину рис. 1). На первый взгляд это изображение казалось сомнительным, ибо наблюдения на других инструментах – ССРТ (5,2 см) и БПР (4,5 см) – показывали, что весь период наблюдений преобладала R-поляризация, обычно соответствующая е-моду излучения циклотронного источника, для АО 7123, расположенного над пятном N-полярности магнитного поля (см. правую половину рис. 1).

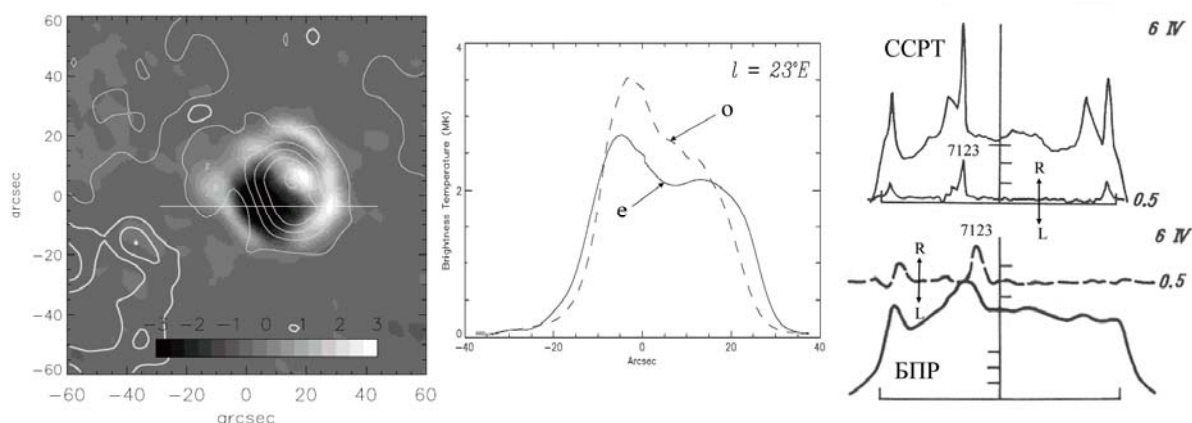


Рис. 1. VLA-карта источника излучения на 6,4 см над пятном АО 7123 (параметр V, полутон) за 06.04.92 и разрез вдоль линии, указанной на карте, взятые из [1]. На карту наложена магнитограмма (контур). Справа приведены сканы диска Солнца по наблюдениям на ССРТ и БПР [2].

Причина расхождений была выяснена путем количественного анализа материалов наблюдений с учетом разрешающей способности инструментов – разрешение у VLA более чем на порядок лучше, чем у ССРТ, РАТАН-600 и БПР (~ 3" против наилучших 20" в диапазоне 5–6 см у ССРТ). Размер тени пятна был сравним с этой величиной (~20"), поэтому сложная, разнополярная структура изображения пятенной детали АО по наблюдениям на VLA могла замываться более широкой диаграммой указанных инструментов. Это предположение подтвердила процедура интегрирования VLA-карт по вертикали и свертка с горизонтальной диаграммой радиотелескопов (17"(ССРТ, 5.2 см), 43"(РАТАН, 5.28 см) и 53"(РАТАН, 6.5см) – см. рис. 3 в работе [3]). На всех инструментах степень интегральной поляризации оказалась небольшой (~ 10%), и ее знак соответствовал избытку излучения в e-мод. Таким образом, несмотря на присутствие обширной центральной детали с избыточным излучением в o-мод, основной вклад в общий поток поляризованного излучения пятна вносит кольцеобразная область, дававшая избыток необыкновенной моды. Интегральные потоки от пятна в интенсивности на VLA с точностью ~ 20% согласуются с данными БПР, РАТАН-600 и ССРТ.

Для выяснения причин, которые привели к образованию необычной структуры поляризационного изображения источника циклотронного излучения, и исследования как динамики, так и структуры источника микроволнового излучения были привлечены и рассмотрены дополнительные материалы наблюдений: (1) оригинальные РАТАН-сканы Солнца в диапазоне (1,8–7,8) см и ССРТ-сканы на волне 5,2 см за период наблюдений (03–11).04.1992 г., (2) фото и магнитограммы АО 7123, (3) сведения о вспышечной активности АО по наблюдениям в УФ-диапазоне, (4) наблюдения в линии H α из <http://fw.hida.kyoto-u.ac.jp>. При анализе этих новых материа-

лов обращалось внимание на особенности изображений не только основного пятна, но и всей АО, включая ее хвостовую часть. Было замечено, что в течение указанного периода времени излучение АО в целом деградировало, причем в основном в области хвостовых пятен. В этой же области происходили и вспышки, мощность которых достигла максимума (С 8.1) 07.04. Форма основного пятна не была правильной, а его тень демонстрировала тенденцию к делению. Напряженность магнитного поля была достаточно велика и скорее всего превышала значение в 2 КГс. Примечательно, что максимальная яркость основного пятна по наблюдениям на VLA изменялась с течением времени незначительно, оставаясь все время в пределах (2,8–3,2) МК. Сопоставление материалов наблюдений в радиодиапазоне продолжало показывать их согласие между собой.

Совокупность изложенных выше результатов никак не объясняла особенности поляризационного VLA-изображения источника излучения над основным пятном АО 7123. Единственное, что дало идею к разгадке причины наблюдаемых особенностей, – это изображение АО в линии $H\alpha$ (см. рис. 2), на котором видно волокно, один из концов которого проектируется на область границы тень-полутень пятна.

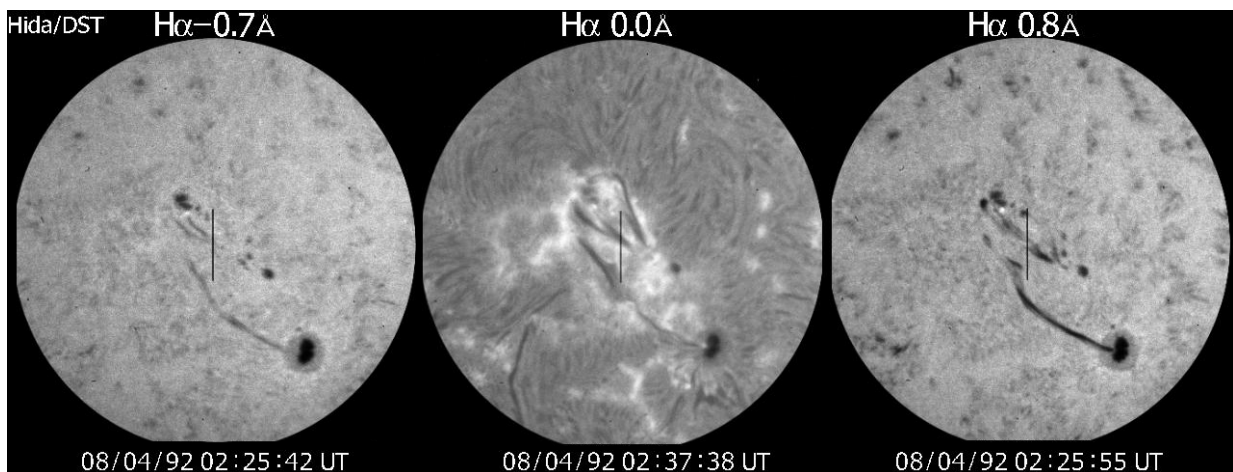


Рис. 2. Вид группы АО 7123 в центре и крыльях линии $H\alpha$.

Волокно лежало над нейтральной линией крупномасштабного магнитного поля АО, иногда распадаясь на несколько фрагментов. Оно исчезло совсем в период (07–08).04, возможно, после вспышки 07.04. В этот же период исчезает и особенность VLA-изображения пятенного источника в поляризации. Для интерпретации важно, что, как показывают наблюдения в крыльях линии $H\alpha$, холодное вещество протуберанца **втекало** в пятно.

Другой важный для интерпретации результат – особенности характера спектра пятенного источника АО 7123 (см. рис. 3), выявленные по наблюдениям на РАТАН-600 путем сопоставления со спектром аналогичного источника, располагавшегося над правильным стабильным пятном примерно такой же площади и напряженности магнитного поля в АО 11140 [4]. От-

личия заключаются в том, что в период существования VLA-аномалии изображения спектр пятенного источника в АО 7123 демонстрирует дефицит излучения в длинноволновой части спектра, который проявляется на фоне общей деградации излучения со временем. В тоже самое время на коротких волнах этот эффект отсутствует.

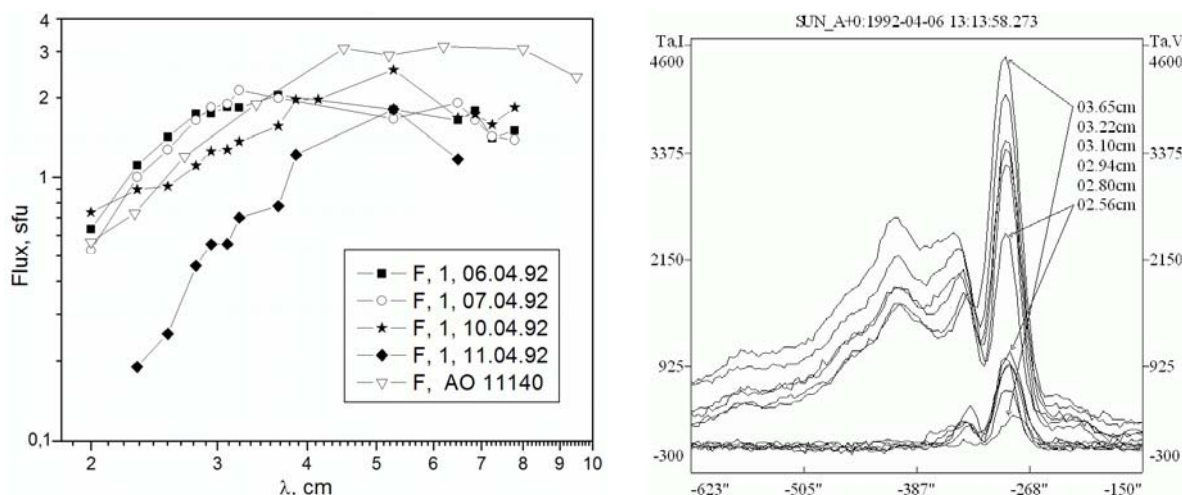


Рис. 3. а) Временные изменения спектра радиоизлучения пятенного источника АО 7123; б) РАТАН-сканы АО в интенсивности и поляризации.

Авторы [1] интерпретировали свои результаты, включая в модель источника горячие петли, присутствие которых мы в своем исследовании не обнаружили. Нам представляется, что объяснить особенности изображения циклотронного источника над пятном можно двумя способами – предполагая разогрев плазмы снизу либо охлаждение ее сверху. Учитывая эффект холодного волокна, втекающего в пятно, а также характер спектра источника микроволнового излучения с дефицитом длинноволнового излучения, можно сделать выбор в пользу второго варианта интерпретации – охлаждения плазмы над пятном сверху.

Работа выполнена при частичной поддержке ФЦП "Кадры" (мероприятие 1.2.1) и НШ-1625.2012.2.

Литература

1. *A.Vourlidas, T.S. Bastian, M.J. Aschwanden*, 1997, *Ap. J.*, **489**, 403.
2. Солнечные данные, 1992, № 4.
3. *Агалаков Б.В., Борисевич Т.П., Опейкина Л.В. и др.*, Труды Всеросс. ежегодной конф. по физике Солнца, 2010, С.23–26.
4. *A.N. Korzhavin, N.G. Peterova, N.A. Topchilo*, 2012, ГиА (в печати).

ДИНАМИКА МАГНИТНОГО ПОЛЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ В ПРЕДВСПЫШЕЧНОМ СОСТОЯНИИ И ВО ВРЕМЯ ВСПЫШЕК

Подгорный И.М.¹, Подгорный А.И.², Мешалкина Н.С.³

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт астрономии РАН, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт РАН им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН, Иркутск, Россия.

ACTIVE REGION MAGNETIC FIELD BEFORE AND DURING FLASRES

Podgorny I.M.¹, Podgorny A.I.², Meshalkina N.S.³

¹Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia

²Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia

³Institute for Solar-Terrestrial Physics SO RAS, Irkutsk, Russia

NOAA 11158 active region appeared on the solar disk near the eastern limb. The time dependence of the active region magnetic flux before the flare is investigated. The normal magnetic field component is calculated using the measured line-of-sight component. The X2.2 flare appeared after 3 days magnetic flux increasing up to 1.5×10^{22} Mx. The similar results were reported for other active regions (NOAA 10486 and 10365). Magnetic flux increasing is a sufficient, but not the necessary condition for powerful flare appearance. The simple active regions do not produce flares. For flare production magnetic field distribution in the active region should have a complicated form. Only above such a region the singular line can exist in the corona. In the singular line vicinity current sheet appears, and energy accumulation takes place. The magnetic flux and magnetic field distribution in the active region show no peculiarities in the active region during the flare. This result is in agreement with 3D MHD numerical simulation that demonstrates current sheet creation in the corona before a flare. The initial and boundary conditions in such simulation are taken from the photospheric magnetic field measurements and no assumptions about the flare mechanism are used.

Введение

Рентгеновские измерения [1] показали, что солнечная вспышка происходит в короне над активной областью. Типичное время формирования большой активной области, над которой возникает вспышка, около недели.

Единственным резервуаром энергии в короне, где $\beta = 8\pi nkT/B^2 \sim 10^{-6}$, может быть магнитное поле токов, текущих в короне. Токовая система должна обладать способностью аккумулировать магнитную энергию в предвспышечном состоянии и при переходе в неустойчивое состояние быстро ее выделять. Такой способностью обладает токовый слой. Численное решение полной системы трехмерных МГД уравнений показало, что перед вспышкой над активной областью образуется токовый слой, в магнитном поле которого запасается энергия достаточная для вспышки [2, 3]. Распре-

деление магнитного поля в пятнах активной области имеет сложную форму, поэтому аппроксимация магнитного поля зарядами или диполями является слишком грубой. В современном численном эксперименте граничные и начальные условия в расчете задаются из карт фотосферных измерений перед реальной вспышкой, и никаких предположений о механизме вспышки не делается. Токовый слой образуется в окрестности особой линии магнитного поля за счет возмущений, поступающих от фотосферы в предвспышечном состоянии. Энергия возмущений аккумулируется в магнитном поле токового слоя. Токовый слой является довольно распространенным явлением в космической плазме. Токовый слой в магнитном хвосте магнитосферы Земли образуется при взаимодействии солнечного ветра с полем диполя, а быстрый его распад приводит к магнитной суббуре.

Если происхождение вспышки связано с появлением токового слоя, то большая вспышка может произойти только над активной областью с сильным магнитным полем, а конфигурация поля в активной области должна быть достаточно сложной, чтобы в короне над такой активной областью существовали особые линии. В активной области, состоящей из двух солнечных пятен (ведущего и ведомого), вспышки не происходят [4]. Анализ магнитных потоков активных областей NOAA 10486 и 10365 [5–7], показал, что большие вспышки возникают при магнитных потоках больших 10^{22} Мкс.

Неудачные попытки обнаружить поток энергии $\sim 10^{29}$ эрг/с из активной области во время вспышки были предприняты [8, 9]. В работах [10, 11] показано, что в некоторых вспышках в отдельных точках наблюдались локальные флуктуации поля ~ 100 Г длительностью ~ 15 с. Эти флуктуации продолжались и после вспышки, не обнаруживая каких-либо особенностей во время вспышки.

Магнитограммы активных областей во время и перед вспышкой

Активная область NOAA 11158 начала формироваться вблизи восточного лимба 11.02.2011 (рис. 1) и в течение четырех дней стала крупной областью со сложной линией инверсии полярности. Такого типа активные области обладают высокой вероятностью произвести мощные вспышки. Активная область NOAA 11158 произвела вспышку класса C8, а затем и вспышку X2.2. NOAA 11158 наращивала магнитный поток обоих полярностей в течение четырех дней перед вспышкой, причем распределение поля носило сложный характер с двумя главными линиями инверсии полярности и внедрением поля одной полярности в поле другой. Возрастание активности перед вспышкой по данным рентгеновского излучения GOES показано на Рис. 1. Ниже приведена зависимость северного и южного магнитных потоков от времени, полученная обработкой данных SDO HMI. Прибор HMI ведет систематические измерения составляющей магнитного поля вдоль луча зрения. Его показания сильно зависят от положения ак-

тивной области на диске Солнца. Для исключения влияния этой зависимости использовалась нормальная компонента магнитного поля. Нормальная компонента, как и в работах [6, 7], находилась для потенциального поля, что справедливо, если магнитная энергия перед вспышкой запасается в токовом слое высоко в короне, как показано в [3]. Потенциальное поле над АО определялось численным решением уравнения Лапласа с наклонной производной в качестве граничного условия на фотосфере [12]. Наклонная производная от потенциала задавалась равной компоненте вдоль луча зрения, распределение которой на фотосфере измеряется на SDO HMI. Из рис. 1 следует, что вспышка X2.2 возникла при возрастании потока выше 10^{22} Мкс. Отчетливо видно возрастание вспышечной активности с ростом магнитного потока активной области.

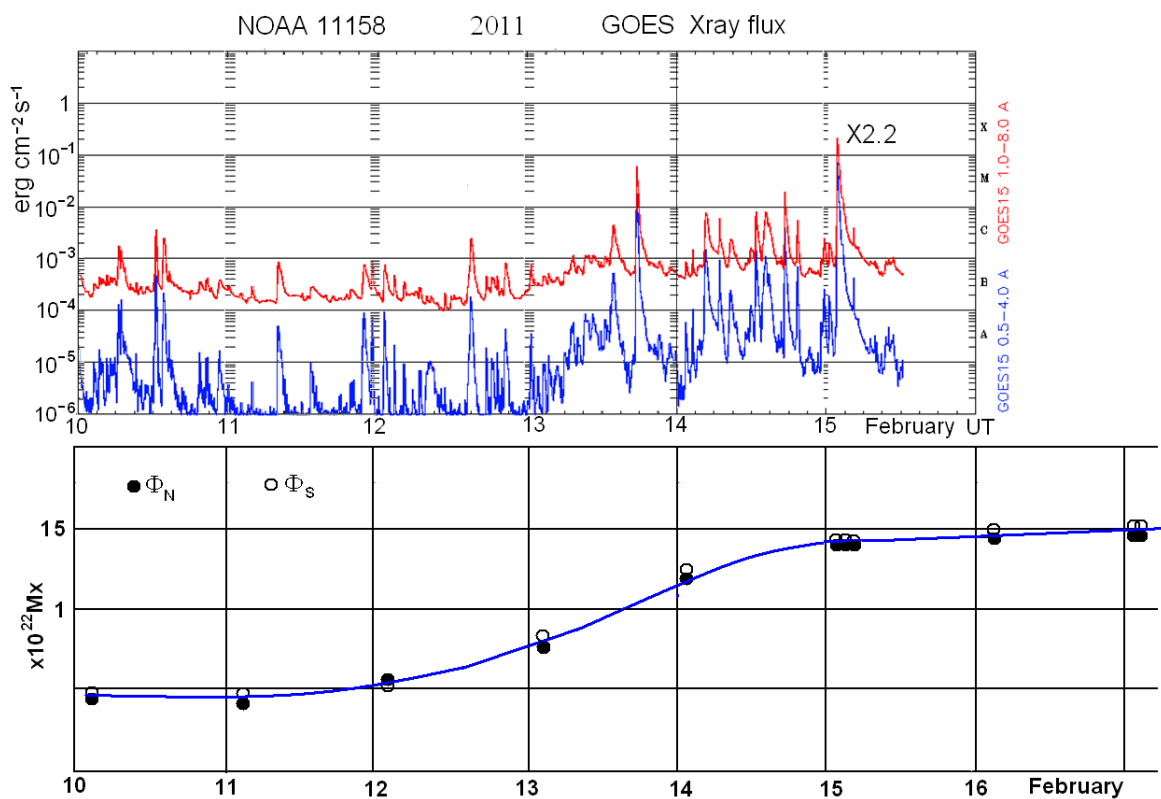


Рис. 1.

Обработка результатов магнитограмм, полученных во время вспышки 15.02.2011 X2.2 со скважностью 45 с, показала высокое постоянство магнитных потоков (рис. 2) непосредственно перед вспышкой, в течение всей вспышки и после нее. Большая длительность этой вспышки (~30 мин) позволила подробно исследовать динамику магнитного потока. Внизу на Рис. 2 показаны изменения магнитного потока активной области, определенные по нормальной составляющей и составляющей вдоль угла зрения. В течение более двух часов не наблюдается никаких сколько-нибудь зна-

чительных изменений (больших 1%) измеряемого магнитного потока, которые можно было бы связать с энерговыведением вспышки.

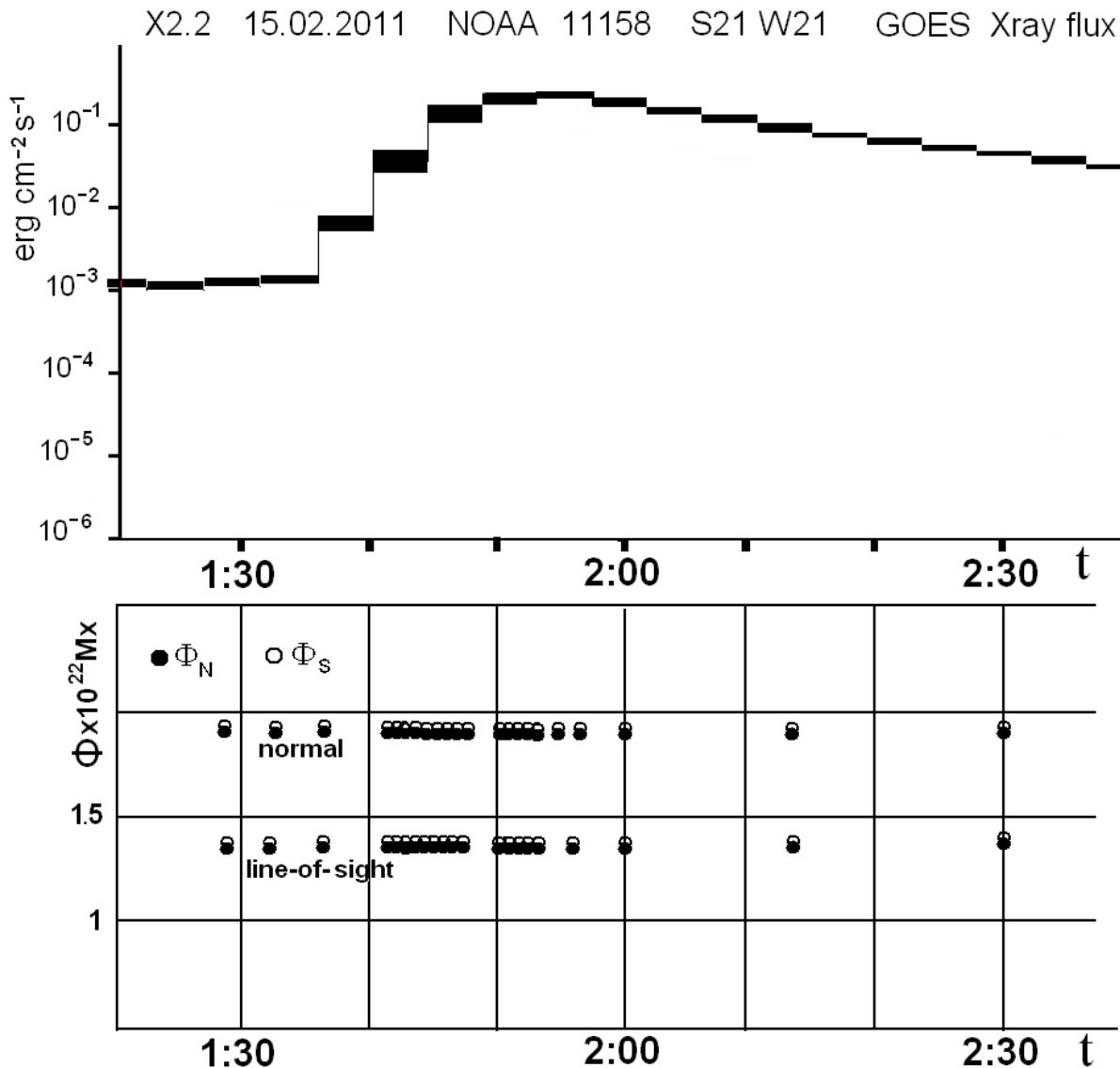


Рис. 2.

Постоянство демонстрирует не только магнитный поток, определенный по нормальной составляющей магнитного поля, но и магнитный поток, измеренный под углом около 30° (координаты вспышки S21 W21). Это указывает на отсутствие изменений не только нормальной, но и тангенциальной составляющей во время вспышки, следовательно, исключается возможность механизма вспышки, основанного на инъекции скрученности.

Эти наблюдения полностью согласуются с результатами численного трехмерного МГД моделирования, демонстрирующими накопление энергии для вспышки в токовом слое высоко в короне [2, 3] и результатами рентгеновских измерений RHESSI [1] во время вспышки, произошедшей

на лимбе. Первичное энерговыделение вспышки происходит высоко в короне, т.е. нет никаких оснований считать вспышку взрывным хромосферным явлением.

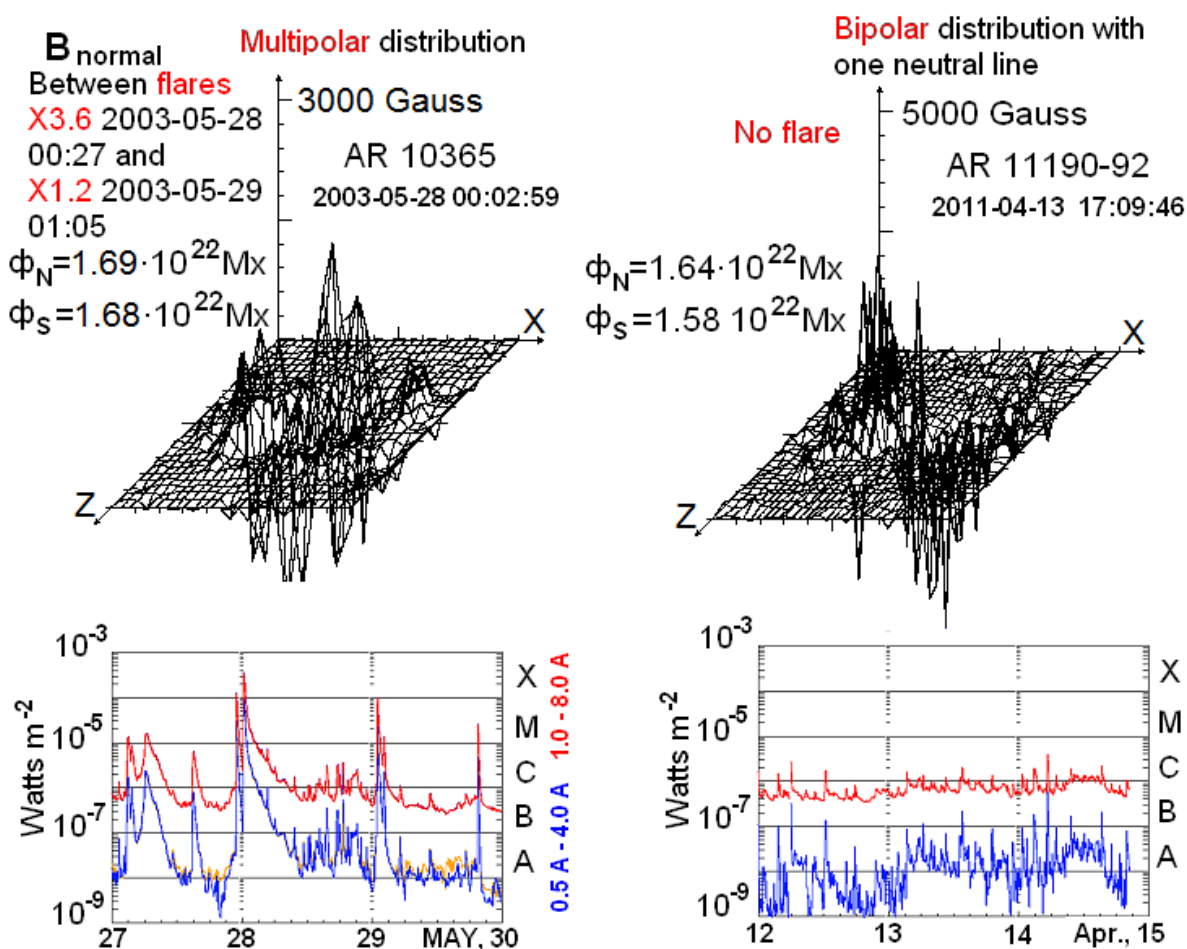


Рис. 3.

Анализ магнитных потоков в мощных активных областях показывает, что условие появления над ними больших (класса X) вспышек при магнитных потоках, превышающих 10^{22} Мкс, является необходимым, но не достаточным. На рис. 3 показано распределение нормальной составляющей магнитного поля активных областей NOAA 11190–11192 и 10365. Показаны также результаты измерения рентгеновского излучения на аппарате SOHO MDI. Величины северного и южного магнитных потоков в обеих активных областях практически одинаковы $\sim 1.6 \cdot 10^{22}$ Мкс. Область NOAA 10365, имеющая сложное распределение магнитного поля, дала серию вспышек класса X, а максимальный рентгеновский импульс вспышечной активности области АО 11190–11192 с конфигурацией поля дипольного типа не превышал класса 3C. В докладе [4] подчеркивалось, что области разделенные линией инверсии не сложной формы вспышек не дают.

Заключение

Анализ магнитного потока в активной области NOAA 11158, приведенный в настоящей работе, а также исследования областей NOAA 10486 и 10365 [6, 7], показывали, что условие появления над ними больших (класса X) вспышек при магнитных потоках, превышающих 10^{22} Мкс, является необходимым, но не достаточным. Для образования особых линий необходимо существование сложного распределения магнитного поля активной области с чередующимися источниками поля различной полярности и линией инверсии поля сложной формы. Еще одной особенностью областей, вызвавших сильные вспышки, является компактное расположение солнечных пятен, обеспечивающее сильный градиент магнитного поля поперек линии инверсии полярности. На сильный градиент магнитного поля поперек линии инверсии, как один из признаков появления вспышки еще в 1982 г. обратил внимание В.Е. Степанов [13]. Магнитный поток и распределение магнитного поля в АО во время вспышки не изменяются. Это значит, что первичное выделение энергии происходит в короне, где согласно данным численного МГД моделирования [3] эта энергия запасалась в магнитном поле токового слоя в течение 3–4 дней перед вспышкой.

Работа поддержана Программой Президиума РАН №22 и контрактами Министерства образования и науки РФ. 16.518.11.7065 и 02.740.11.0576.

Литература

1. *Lin R.P., Krucker S., Hurford, G.J. et al.* *Astrophys. J.* **595**, L69 (2003).
2. *Bilenko I.A., Podgorny A.I., Podgorny I.M.* *Solar Phys.* **207**, 323 (2002).
3. *Подгорный А.И., Подгорный И.М.* *АЖ.* **85**, 739 (2008).
4. *Robbrecht E.* *Rhodes-ESPM-13. Report.* (2011).
5. *Ishkov V.N.* *Astron. Astrophys. Trans.* **20**, 563 (2001).
6. *Podgorny I.M., Podgorny A.I.* *Proc. 33 Annual Seminar. Apatity P.* 87. 2010.
7. *Подгорный А.И., Подгорный И.М.* *АЖ.* **88**, 684, (2011).
8. *Falconer D.A., Moor R.L., Gary G.A.* *Astrophys. J.* **644**, 1258 (2006).
9. *Leka K.D., Bames G.* *Astrophys. J.* **656**, 1173 (2007).
10. *Petrie G.J.D., Sudol J.J.* *Astrophys. J.* **724**, 1237 (2010).
11. *Wang J., Zhao M., Zhou G.* *Astrophys. J.* **690**, 862 (2009).
12. *Подгорный А.И., Подгорный И.М.* *Геомагн. и Аэрон.* **52**, 163 (2012).
13. *Степанов В.Е.* *Солнечные вспышки.* М.: Наука. 1982.

О НЕЙТРАЛЬНОМ ВОДОРОДЕ В КОРОНЕ

Попов В.В., Ким И.С., Осокин А.Р.

ГАИШ МГУ, Москва, Россия

ON NEUTRAL HYDROGEN IN THE CORONA

Popov V.V., Kim I.S., Osokin A.R.

Sternberg State Astronomical Institute of Lomonosov Moscow State University, Moscow

Measurements of the linear polarization degree « p » of the corona continuum in the green and red spectral intervals in the range $< 1.5R_{\odot}$ are discussed. The red p -values agree with results reported by others. Abnormal « p » up to 60–65% is found in the green. The excess of p in the green ($\Delta p = p_{\text{green}} - p_{\text{red}}$) reaching maximum at $1.2-1.3R_{\odot}$ is found everywhere in the corona: $< 5\%$ in polar regions, up to 22 % within the cavity of NW-streamer. The existence of neutral hydrogen in the corona is noted as a possible reason for the excess observed.

1. Введение

До настоящего времени вопрос о наличии нейтралов в короне, которые могут играть важную роль в проблеме ее нагрева [1], остается открытым. Ниже мы анализируем измерения степени линейной поляризации « p » излучения континуума короны в зеленой и красной областях спектра в диапазоне $< 1.5R_{\odot}$ (К-короны) для поиска проявлений нейтралов в короне. Излучение К-короны линейно поляризовано, объясняется рассеянием континуума фотосферы на свободных электронах, теоретически плоскость колебаний электрического вектора (плоскость поляризации) параллельна лимбу Солнца (угол $\xi = 0^{\circ}$). Наблюдаемые « p » растут от 15–20% вблизи лимба до ~50% на $1.5R_{\odot}$, затем уменьшаются в согласии с моделью ван де Хюлста [2]. Зарегистрировать $p = 15-50\%$ несложно. Тем не менее, наличие аномальных p ($> 55\%$ на $R > 1.2R_{\odot}$ или $\approx 30\%$ на $R < 1.1R_{\odot}$) дискутируется и сегодня, что, возможно, обусловлено точностью цитируемых измерений.

При изучении континуума короны применяются широкополосные фильтры, которые, как правило, пропускают излучение в эмиссионных линиях. В таблице 1 приведены полосы пропускания фильтров нескольких космических и наземных коронографов, включая наш 60-мм коронограф-поляриметр, использовавшийся во время полного солнечного затмения (ПСЗ) 29.03.2006 г. в Турции: 368339N, 308349E, $m = 1.05$, $h_{\odot} = 558$, кинокамера КОНВАС и цветная киноплёнка. Порог чувствительности нашей системы $\approx 2 \cdot 10^{-2}$. Метод прецизионной линейной поляриметрии, разработанный нами, позволяет построить двумерные распределения p , ξ и знака ξ (p , ξ -изображения) с точностью $< 2\%$ и $< 2^{\circ}$ и поляризационным «разрешением» $8''$ [3]. Оборудование, калибровки, фотометрия, оцифровка и предварительная обработка представлены в [4]. Обработывались две серии

Таблица 1.

Инструмент	Спектральный интервал, нм			
	Голубой	Зеленый	Оранжевый	Красный/ИК
C2 LASCO SoHO	420-520 H β		540-640 He I D3	620-780, H α
COR1 STEREO				656-660, H α
COR2 STEREO				650-750, H α
MK4 MLSO Наземный К-коронومتر				700-950 Fe XI 789,2 и Ca II (849.8, 854.2 и 866.2)
Наши наблю- дения во время ПСЗ		$\lambda_{max} = 541$ FWHM = 50 Fe XIV 530.3		$\lambda_{max} = 637$ FWHM = 40 H α

из 24-х кадров, соответствующих полному обороту поляроида: зеленая, полученная в середине полной фазы, и красная, центрированная на 25 с до 3-го контакта.

2. Результаты

На рис. 1 представлены p -изображения в зеленом (верхняя панель, справа) и красном (верхняя панель, слева) диапазонах спектра и структура короны (нижняя панель, справа), выделенная нами из композитного изображения А. Юферева [5]. Показаны лимбы Солнца и Луны, центр Солнца, шкалы и NE-направления. Фактическая шкала монотонная, шаг 5% используется лишь для выявления общих закономерностей, цифры указывают верхнюю границу: например, 15% соответствуют $10\% \leq p < 15\%$. Сравнение выявляет согласие наших красных « p » с результатами других авторов: 15–20% вблизи лимба, до <50% на $1.5R_{\odot}$, далее – уменьшение с ростом R , аномально высокие $p > 50\%$ в зеленом диапазоне (до 60–65% в стримерах), «избыток» p ($\Delta p = p_{green} - p_{red}$) в зеленом по сравнению с красным диапазоном повсюду в короне: $\Delta p < 5\%$ в полярных областях, до 20–22% в полости NW-стримера. Потемнение к лимбу может объяснить лишь $\Delta p < 2\%$. Двумерное распределение Δp (нижняя панель, слева) получено вычитанием красного p -изображения из зеленого. Максимальная ошибка < 4%. На каждом позиционном угле Δp достигает максимума на $1.2-1.3R_{\odot}$, затем наблюдается тенденция к уменьшению.

При наблюдении вдоль луча зрения 2-х излучений с ортогональными плоскостями поляризации результирующая степень поляризации должна представлять разность p . В нашем случае суммарное излучение состоит из континуума и возможного вклада E-короны (Fe XIV 530.3 нм или H α). Определим контраст $C = E/K$ как порог чувствительности нашей системы:

$$C = \frac{W_e \cdot \tau_e}{\int_0^\infty [I_{sc}(\lambda) + I_{sky}(\lambda) + I_{wl}(\lambda)] \cdot \tau_\lambda d\lambda},$$

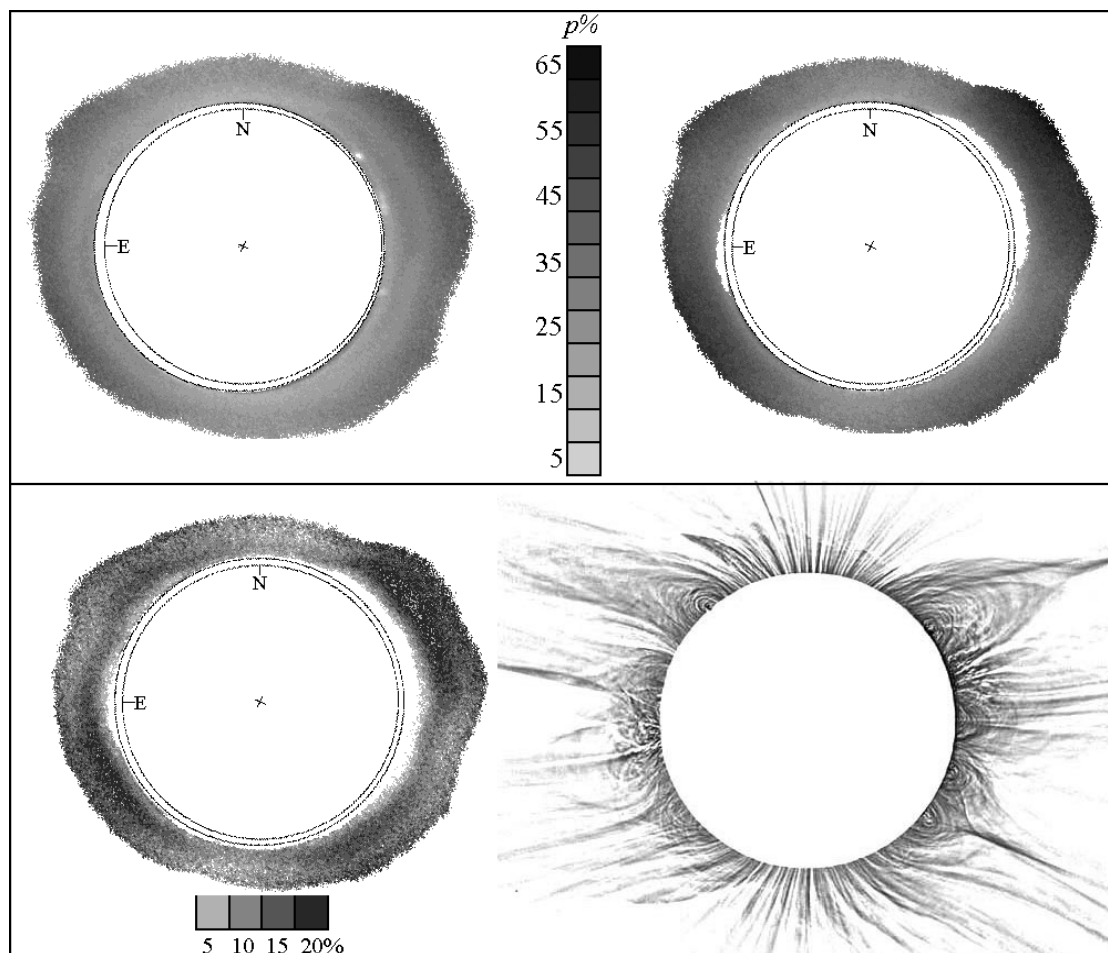


Рис. 1.

где W_e – эквивалентная ширина эмиссионной линии, τ_e – пропускание канала на длине волны линии, $I_{sc}(\lambda)$ – рассеянный свет в телескопе, $I_{sky}(\lambda)$ и $I_{wl}(\lambda)$ – интенсивности неба и коронального континуума, τ_λ – пропускание оптического тракта. W и I выражаются в соответствующих единицах 1А континуума центра диска Солнца. Во время ПСЗ преобладает вклад $I_{wl}(\lambda)$, так как $I_{sc}(\lambda)$ и $I_{sky}(\lambda)$ пренебрежимо малы.

Зеленый канал (FWHM = 50 нм, $\tau_{530.3} = 0.9 \cdot \tau_{max}$, $I_{wl}(\lambda) = 10^{-6}$) может пропускать излучение Fe XIV 530.3 нм, которое характеризуется большим разброс в измеряемых « p » (0-30%), теоретическая плоскость поляризации ориентирована радиально относительно лимба Солнца [6]. Следовательно, результирующее « p » будет меньше « p » К-короны, если излучение в Fe XIV 530.3 нм проходит через наш фильтр. Согласно синоптическим данным ГАО РАН для даты ПСЗ $W_{530.3} = 10^{-5}$ на $h = 400$ ($\approx 1,04R_\odot$) и $P = 3088$. На $1.3R_\odot$ ожидаемая $W_{530.3} < 10^{-5} \cdot 0,5$. Отсюда $C \ll 10^{-2}$, что

ниже порога чувствительности нашей системы. Следовательно, сигнал в зеленом канале обусловлен континуумом К-короны.

Красный канал (FWHM = 40 нм, $\lambda_{max} = 637$ нм и $\tau_{H\alpha} = 0.6 \cdot \tau_{max}$) пропускает излучения К-короны и, возможно, $H\alpha$ неизвестной природы.

- Свечение неба в $H\alpha$ оценим из сравнения со свечением во время астрономических сумерек: $z_{\odot} = 96-1088$. Согласно [7], $I(H\alpha) = 10$ рэлей ($2.9 \cdot 10^{-5}$ эрг/см² .с) на $z_{\odot} = 1008$, что в 2000 раз < вклада континуума короны ($6,2 \cdot 10^{-2}$ эрг/см² .с = $4 \cdot 10^2$ А.1,56.10² .10⁻⁶ эрг/см² .с.А).
- Инструментальный фон I_{sc} , обусловленный дифракцией $H\alpha$ -излучения протуберанцев и хромосферы на «краю» Луны, на 2 порядка ниже вклада континуума короны.
- Излучение атомов нейтрального водорода ($WH\alpha < 10^{-6}$), ожидаемая ориентация плоскости поляризации которого должна иметь радиальную компоненту.

Отметим, что вклад $H\alpha$ -излучения в изображения короны, полученные с коронографом Skylab в полосе 370–700 нм, отмечался в [8]. Недавние наблюдения COR1 и COR2 STEREO также показали, что ядро КВВ 31.08.2007 г. обусловлено $H\alpha$ -излучением с низкой поляризацией [9].

3. Заключение

Двумерные распределения степени поляризации излучения К-короны 29.03.2006 г. в диапазоне $<1,5R_{\odot}$ выявляют существование аномальных $p = 55-65\%$ в зеленой области, превышение зеленых p по сравнению с красными: $\Delta p \leq 5\%$ в полярных областях, до 22% в полостях стримеров. Отмечено, что наблюдаемое различие может объясняться наличием атомов нейтрального водорода во внутренней короне. Необходимо развитие теории поляризации излучения атомов водорода (1 атом водорода на миллион протонов) в горячей короне.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 11-02-00631 а.

Литература

1. Зайцев, В.В., Круглов, А.А. 2009, Изв. вузов: Радиофизика 52, 355.
2. Van de Hulst, H.C. 1950, Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands 11, 135.
3. Kim, I.S., Lisin, D.V., Popov, V.V., Popova, E.V. 2011c, in ASP Conf. Ser. 437, 181.
4. Popov, V.V., Kim, I.S., Popova, E.V. 2007, Sun and Geosphere 2, 53–55.
5. <http://www.photographer.ru/nonstop/picture.htm?id=548437>
6. Badalyan, O.G., Sykora, J. 1997, Astronomy & Astrophysics, 319, 664–668.
7. Шефов, Н.Н., Семенов, А.И., Юрченко, О.Т. 2010, Геомагн. и аэрн., 50 (4), 551–560.
8. Poland, A.I., Munro, R.H. 1976, Astrophysical Journal 209, 927–934.
9. Mierla, M., Chifu, I., Inhester, et al. 2011, Astronomy & Astrophysics 530, L1.

ДЕСТАБИЛИЗАЦИЯ, ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ЭРУПЦИЯ ВОЛОКОН НА СОЛНЦЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ЯВЛЕНИЯ

Порфирьева Г.А., Якунина Г.В.

Московский Государственный университет им. М.В. Ломоносова, ГАИШ, Москва

DESTABILIZATION, INTERACTION AND ERUPTION OF FILAMENTS ON THE SUN AND ASSOCIATED PHENOMENA

Porfir'eva G.A., Yakunina G.V.

Moscow State University by M.V. Lomonosov, SAI, Moscow

Data on filament interaction on the Sun have been collected using results of observations in $H\alpha$, EUV, X-ray and white-light on the ground and aboard TRACE, SOHO, STEREO, RHESSI, Hinode and ACE. The colliding filaments can reconnect and link by their ends, merge by parts of their bodies or change strongly their shapes. The filament interactions are associated with flares, filament eruptions, coronal waves (CWs) and coronal mass ejections (CMEs). Observational and theoretical aspects are considered.

Всплытие и гашение магнитных потоков, шировые движения в фотосфере и другие причины могут привести к дестабилизации волокна. Сближение и взаимодействие волокон наблюдаются не часто. Результат столкновения близко расположенных волокон зависит от структуры магнитного поля (МП) самих волокон и окружающей короны. Обычно энерговыделение в виде вспышек и CMEs происходит в местах контактов волокон. Модельные расчеты помогают лучше понять процессы взаимодействия волокон [1–6].

Согласно многочисленным наблюдениям первоначально волокно зарождается в виде отдельных сегментов вдоль линии инверсии МП, сливающихся в более длинные структуры в течение нескольких дней [3, 5, 7]. В [8] на основании пятичасовых наблюдений в $H\alpha$ (SVST La Palma) прослежено образование волокна в сентябре 1998 путем слияния отдельных удлиненных волокон, образующихся при непрерывном подъеме магнитных трубок. При этом наблюдалось усиление интенсивности в корональных петлях. В [5] по наблюдениям на SVST, BBSO, TRACE, MDI SOHO проанализированы события 16–22 VI 1998. Два отдельных волокна медленно приблизились друг к другу и слились в одно волокно U-образной формы с последующим выбросом. Была рассчитана трехмерная модель волокна в виде магнитного жгута и оценены высота волокна и магнитный поток в нем.

Слияние сегментов волокна в комплексе активности AR 8329 и AR 8326 исследовалось в [9]. Процесс магнитного пересоединения и слияния волокон сопровождался субвспышками в EUV и X-rays. Концы трех противоположных волокон слились, и образовалось одно длинное волокно.

Слияния между контактирующими концами левостороннего волокна и одного из правосторонних волокон не произошло (рис. 1, 10, 14 [9]). В [3] смоделирован процесс слияния 2-х отдельных волокон, наблюдавшийся на TRACE 27 VII 1998 в 17.1 nm. Происходит удлинение волокон и пересоединение между взаимопроникающими широкими МП волокон, образование магнитных «ям» (dips) в пространстве между волокнами и постепенное их заполнение холодным веществом волокна.

Сравнительно небольшая AR 10956 со сложной топологией МП (рис. 1 а, б) характеризовалась многочисленными вспышками (22 В, 2 С), неоднократными CMEs (16, 19, 20, 23 V 2007), выбросами волокон, диммингами и CWs [10]. В [11] прослежено образование, взаимодействие и слияние двух волокон и последующий выброс 19 V 2007 (N3, W1), сопровождавшийся вспышкой класса В9.5 (12:52 UT) и CME с $V=958 \text{ км с}^{-1}$ вблизи Солнца и 700 км с^{-1} около Земли. AR появилась на лимбе 14 V. Сначала образовалось волокно F1, один конец которого был связан с AR, 18 V возникло волокно F2 в спокойной области (рис. 1 в, г). На протяжении 17–19 V наблюдались многочисленные пересоединения и гашения вдоль линии инверсии МП. Магнитный поток в области слияния волокон уменьшился на 6 % [12]. В процессе медленного слияния волокон происходил их нагрев и усиление EUV и X-ray излучения. В периоды нагрева H α -абсорбция во взаимодействующих концах волокон исчезала (рис. 2).

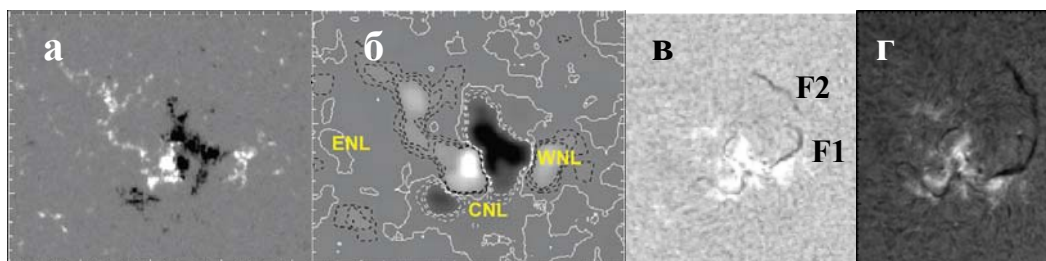


Рис. 1. AR 10956 2007 г.: МП (а) и линии инверсии (б) 19 V, по рис. 2 [12]; два отдельных волокна (в) и слившиеся волокна (г) 18 V, по рис. 4 [13] и рис. 2 [11] соответственно.

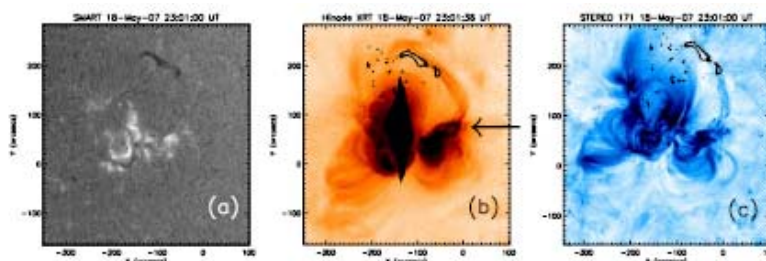


Рис. 2. Один из эпизодов нагрева в X-ray (б), EUV (в) и частичного исчезновения волокна в H α (а) 18 V 2007 (по рис. 5 [11]).

3-D реконструкция процесса выброса волокна по наблюдениям 19 V на STEREO A и B проведена в [13]. В [12] была сделана попытка выбрать механизм инициирования CME: разрыв магнитных силовых линий, отрыв «ножек» волокна, выброс магнитного жгута. Несмотря на использование

многочисленных наблюдений в разных областях спектра, проведенные модельные расчеты не позволяют однозначно выбрать механизм. Процесс прогрева плазмы в CME 19 V 2007 на основе наблюдений на STEREO, ACE рассмотрен в [14]. За короткое время происходит увеличение температуры с 10^4 до 10^6 – 10^7 К. Энергия, затрачиваемая на нагрев, сравнима или превышает кинетическую энергию, т.е. большая часть магнитной энергии должна трансформироваться в тепловую за короткое время [15, 16].

Корональные волны (CW), наблюдавшиеся 19 V 2007 на RHESSI, STEREO, SOHO проанализированы в [17]. CW – это глобальные возмущения в солнечной короне, связанные с CMEs. Они наблюдаются как яркие фронты усиленной эмиссии, расширяющиеся квазирадially от места зарождения. Их структуры в разных $\lambda\lambda$ подобны (рис. 3 а, б). В [18] более детально проанализированы корональные волны 19 V 2007, взаимодействие с близлежащей корональной дырой, отражение и возникновение новой CW. Центральная нейтральная линия CNL сохраняла свою форму на протяжении нескольких дней, что говорит об относительной стабильности со временем МП в центральной части AR. 23 V (S3, W60) U-образное волокно, расположенное вдоль CNL, было выброшено. Его выброс сопровождался вспышкой В 5.3, CME ($V = 679$ км s^{-1} , $a = 6.7$ м s^{-2}), диммингом и CW (рис. 3 в, г) [19, 10].

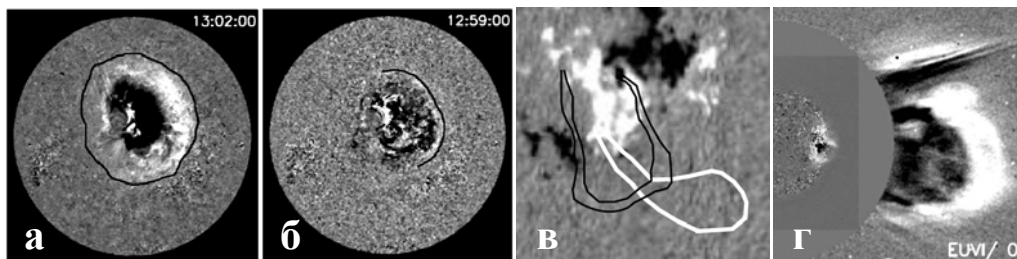


Рис. 3. AR 10956 2007 г.: корональные волны 19 V в 19.5 nm (а) и 17.1 nm (б), по рис. 1 и 2 [17]; волокно и димминг (в) и CME (г) 23 V по рис. 4 и 5 [19].

В NOAA 10501 (N0, W5) 20 XI 2003 произошли две гомологические вспышки M1.4/1N и M9.6/2B, пересоединение двух волокон, радиовсплески и CMEs (364 км s^{-1} и 669 км s^{-1}). В AR и ее окрестностях наблюдалось непрерывное всплывание магнитного потока и 17 вспышек класса M [20]. Во время вспышки M 1.4 (1:45–2:15 UT) два протяженных волокна слились в своих средних частях и разделились на два волокна с новыми основаниями. Волокна начали сближаться со скоростью ~ 10 км s^{-1} за час до начала вспышки. Основная фаза пересоединения, приведшая к разрыву волокон и их реконструкции, произошла импульсно (“slingshot” reconnection [6]). Во время вспышки M 9.6 (7:36–8:36 UT) волокна пересоединились повторно. В течение 5 часов перед вспышкой и взаимодействием волокон магнитное поле между ними уменьшилось на ~ 37 %.

В [1] был смоделирован процесс эволюции волокон во время 1-й вспышки в предположении «жгутовой» структуры волокон согласно модели [21] и наличия движений, приводящих к уменьшению МП между средними секторами волокон и сближению волокон (в согласии с наблюдениями). Магнитный заряд между двумя торами принимался положительным. МП в обоих волокнах имело левостороннюю спиральность. В [2] интерпретируются две гомологичные вспышки 20 ноября 2003 г. Путем экстраполяции МП, наблюдаемого в фотосфере, моделируется МП в короне в предположении линейного бессилового поля. МП квадрупольное без нулевых точек. Расчетные фотосферные следы квазисепаратрисных слоев хорошо совпадают с четырьмя наблюдаемыми лентами H_{α} -вспышки (рис. 4, 5 и 9 [2]).

Заключение

При интерпретации взаимодействия волокон успешно может быть использована модель пересоединения жгутообразных магнитных потоков. В местах взаимодействия волокон, как правило, наблюдается энерговыделение в виде нагрева волокон, вспышек и СМЕС. Концы контактирующих волокон могут слиться и образовать одно более длинное волокно. Сравнительно небольшие AR со сложной топологией МП могут являться источниками многочисленных вспышек, выбросов волокон и СМЕС, причем со скоростями до 500–1000 км с⁻¹. Пересоединение может происходить медленно или мгновенно в зависимости от конкретных условий.

Литература

1. *Török T. et al.* 2011, *ApJ*, **728**, 65.
2. *Chandra R. et al.* 2011, *Sol. Phys.*, **269**, 83.
3. *Aulanier G., DeVore C.R., Antiochos S.K.*, 2006, *Ap. J.*, **646**, 1349.
4. *DeVore C.R., Antiochos S.K., Aulanier G.*, 2005, *Ap. J.*, **629**, 1122.
5. *Van Ballegooyen*, 2004, *Ap. J.*, **612**, 519.
6. *Linton M.G., Dahlburg R.B., Antiochos S.K.* 2001, *ApJ*, **553**, 905.
7. *Martin S.F.* 1998, *Sol. Phys.*, **182**, 107.
8. *Deng Y.Y. et al.*, 2000, *Sol. Phys.*, **195**, 347.
9. *Schmieder B. et al.*, 2004, *Sol. Phys.*, **223**, 119.
10. *Attrill G.D. R. et al.*, 2009, *Ap. J.*, **704**, 1296.
11. *Bone L.A. et al.* 2009, *Sol. Phys.*, **259**, 31.
12. *Li Y. et al.*, 2008, *Ap. J.* **681**, L37.
13. *Liewer P.C. et al.* 2009, *Sol. Phys.*, **256**, 57.
14. *Rakowski C.E., Laming J.M., Lyutikov M.*, 2011, *Ap. J.*, **730**, 30.
15. *Lee J.Y., et al.*, 2009, *Ap.J.*, **692**, 1271.
16. *Rakowski C.E., Laming J.M., Lepri S.T.*, 2007, *Ap. J.*, **667**, 602.
17. *Veronig A.M., Temmer M., Vrsnak B.*, 2008, *Ap. J.*, **681**, L113.
18. *Schmidt J.M., Ofman L.*, 2010, *Ap. J.*, **713**, 1008.
19. *Shen Y., et al.*, 2010, *Chinese Astr. Astrophys.*, **34**, 394.
20. *Kumar P., Manoharan P.K., Uddin W.* *Ap. J.*, 2010, **710**, 1195.
21. *Titov V.S., Demoulin P.* 1999, *A&A*, **351**, 707.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ОБЛАСТЕЙ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В КОРОНАЛЬНЫХ ДЫРАХ

Просовецкий Д.В.¹, Григорьева И.Ю.², Кочанов А.А.¹

¹*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

²*Главная астрономическая обсерватория РАН, Пулковое, Санкт-Петербург, Россия*

SPECTRAL CHARACTERISTIC OF THE LARGE-SCALE MICROWAVE FEATURES IN THE CORONAL HOLES

Prosovetsky D.V.¹, Grigoryeva I.Yu.², Kochanov A.A.¹

¹*Institute of solar-terrestrial physics of the RAS, Irkutsk, Russia*

²*Central Astronomical Observatory of the RAS, Pulkovo, St.-Petersburg, Russia*

In this study the radio spectrum and spatial distribution of a radio emission the coronal holes was investigated at the different stages of the 23 and the beginning of the 24 cycles of solar activity by the Radio Telescope RATAN-600 at 3–17 GHz, by the Siberian Solar Radio Telescope at 5.7 GHz and the Nobeyama Radioheliograph at 17 GHz. It was found that the condition of the coronal holes microwave emission at 17 GHz (brightness) and at 5.7 GHz (depression) is the spectral index 1.25–1.5 in the range 6.5–16.5 GHz, and in case the coronal holes aren't visible on the quiet Sun, the spectrum becomes flat in this waveband. In this work possible altitude structure of solar atmosphere over coronal holes is discussed.

Сравнение наблюдений радиоизлучения корональных дыр (КД), произведенных различными инструментами в диапазоне частот от 150 МГц до 100 ГГц, показывают, что на различных частотах КД могут проявляться как яркие, так и как темные образования относительно «спокойного Солнца», а также не выделяться на его фоне (см., например, обзоры в работах [6, 7]). Повышенная радиояркость КД на высоких частотах может быть объяснена выделением энергии волн на уровнях верхней хромосферы и переходной области [5]. Однако, физические условия в плазме корональных дыр, приводящие к выделению волновой энергии, а также спектральный профиль их радиоизлучения, до сих пор точно не известны. Причиной этому является то, что 2D наблюдения солнечного радиоизлучения с высоким пространственным разрешением, которые позволяют идентифицировать радиоизлучение, соответствующее КД, на постоянной основе проводятся тремя инструментами – радиогелиографами ССРТ, Нобейама и Нанси. Восполнить дефицит частот регулярных наблюдений может инструмент с широким спектральным диапазоном – РАТАН-600, что дает возможность определить частоты с повышенным излучением и, следовательно, высоты, на которых работает механизм дополнительного нагрева атмосферы над КД для условий открытого униполярного магнитного поля КД, гладкого распределения температуры T и электронной концентрации N_e .

Ранее на РАТАН-600 КД исследовались в диапазоне частот 1–15 ГГц, однако не было найдено повышенной радиояркости КД на высоких частотах [1]. Похожий результат по эпизодическим данным ряда инструментов был получен в работе [8]. В то же время, по многолетним наблюдениям радиогелиографа Нобейма было получено, что КД на частоте 17 ГГц являются яркими образованиями [2]. По данным радионаблюдений КД на 17 ГГц было показано, что яркостная температура областей атмосферы Солнца, связанных с КД, была меньше для периода минимума 23/24 цикла по сравнению с минимумом 22/23 цикла [3]. Таким образом, вероятные причиной несоответствия результатов работ [6, 7] и [1, 8] могут являться изменения свойств атмосферы над корональными дырами в цикле или между различными циклами солнечной активности. Контраст КД относительно «спокойного» Солнца на различных частотах радиоизлучения может быть объяснен соотношением значений T и N_e , которые определяют тепловое излучение КД [4]. Поэтому, вероятной причиной изменений свойств радиоизлучения КД может быть различное высотное распределение этих параметров плазмы.

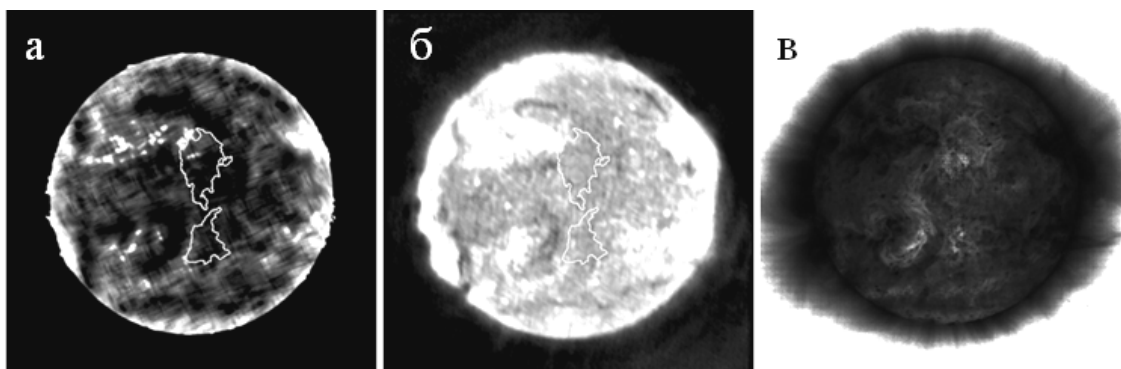


Рис. 1. Распределение радиояркости по диску Солнца на 17 ГГц (а), 5.7 ГГц (б) и величины $DEM^{-1} = dT/dEM$ (в) 10 апреля 2012 г. Контурами показаны границы КД по данным SOHO/EIT.

Для исследования спектральных свойств радиоизлучения КД был выбран период с апреля по июнь 2012 г., а также период августа 1999 г. и июля 2000 г. Использовались карты радиоизлучения на 5.7 ГГц (ССРТ), 17 ГГц (Нобейма), распределение радиояркости в диапазоне 3–16.5 ГГц по данным РАТАН-600, а также температура T , мера эмиссии EM и дифференциальная мера эмиссии DEM , полученные с помощью пакета *SolarSoft* из данных SOHO/EIT. Период наблюдений определялся из условия отсутствия в вертикальной диаграмме направленности РАТАН-600 активных областей и темных волокон, что позволило определить поток радиоизлучения от крупномасштабных областей КД, соответствующих особенностям двумерного распределения радиояркости в КД по данным наблюдений на 5.7 и 17 ГГц.

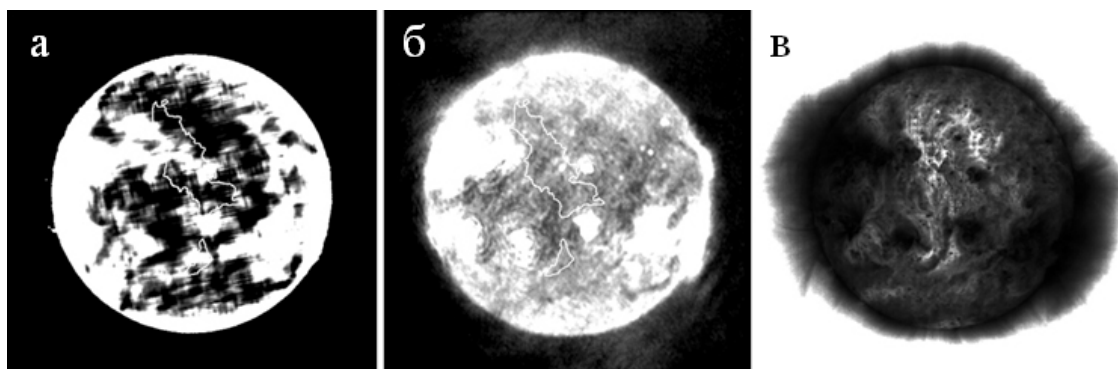


Рис. 2. Распределение по диску Солнца радиояркости на 17 ГГц (**а**), 5.7 ГГц (**б**) и величины $DEM^{-1} = dT/dEM$ (**в**) 3 июня 2012 г. Контурами показаны границы КД по данным SOHO/EIT.

В долгоживущей среднеширотной КД произошли ярко выраженные изменения радиоизлучения на 5.7 ГГц и 17 ГГц в период между апрелем и июнем 2012 г. Из рисунков 1 и 2 видно, что в апреле 2012 г. КД не выделялась на фоне «спокойного» Солнца, т.е. практически отсутствовала в радиоизлучении (рис. 1). Следует отметить, что в период минимума между 23 и 24 циклами активности радиоизлучение КД было частичным или практически отсутствовало в пределах границ КД в ультрафиолетовом излучении. В июне 2012 г. в КД появились выраженные участки депрессии и повышенной радиояркости на 5.7 и 17 ГГц соответственно (рис. 2), занимающие существенную часть в границах КД.

Различие спектральных характеристик КД в апреле и июне 2012 г. показано на рис. 3. Видно, что если в апреле спектр КД – практически плоский, то в июне он имеет выраженный рост потока в диапазоне 6.5–16.5 ГГц (спектральный индекс ~ 1.6). В низкочастотной части спектра (< 6.5 ГГц) поток КД увеличивается, однако причиной этому может являться неточная калибровка сигнала на этих частотах. Поток КД не отличается от потока «спокойного» Солнца на частоте ~ 10 ГГц. Участок скана РАТАН-600, по которому был получен спектр на рис. 2, соответствует крупномасштабной депрессии радиоизлучения на 5.7 ГГц и уярчанию на 17 ГГц в северной части КД (см. рис. 2).

Как видно на рис. 2, участки депрессии и уярчения радиоизлучения на 5.7 и 17 ГГц 3 июня 2012 г. соответствуют повышенным значениям величины $DEM^{-1} = dT/dEM$, отражающим изменения параметров плазмы T и N и, вероятно, соответствующим вертикальному масштабу атмосферы Солнца над КД.

Спектр КД в августе 1999 г. и июле 2000 г. подобен спектру КД, показанному на рис.3, и соответствует особенностям распределения радиоизлучения КД на 5.7 и 17 ГГц (депрессия и уярчение) со спектральными индексами 1.25 и 1.5 в диапазоне 6.5-16.5 ГГц соответственно.

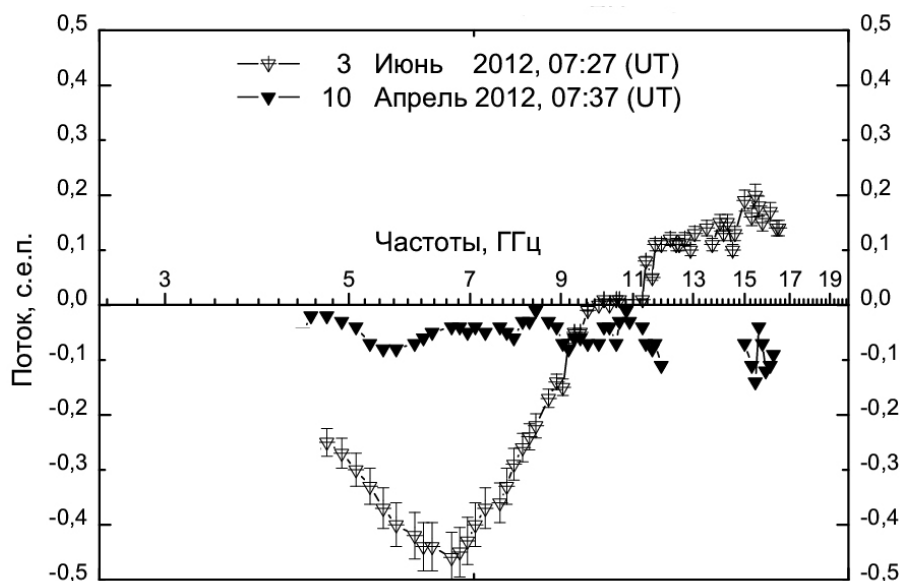


Рис. 3. Спектр относительных потоков радиоизлучения участков КД 10 апреля и 3 июня 2012 г. Отрицательные значения соответствуют депрессии радиоизлучения КД относительно «спокойного» Солнца, положительные – повышенной радиояркости.

Таким образом, на основе исследованных данных можно предположить, что спектр КД зависит от вертикального масштаба атмосферы над КД, условием наличия излучения корональных дыр на 17 ГГц (уярчение) и 5.7 ГГц (депрессия) является спектральный индекс $\sim 1.25\text{--}1.6$ в диапазоне 6.5–16.5 ГГц, а спектр радиоизлучения корональных дыр зависит от фазы солнечного цикла. Характер спектра КД, вероятно, говорит в пользу единого механизма нагрева атмосферы над КД от хромосферы до короны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (ГС № 8407 и ГК № 14.518.11.7047) и частичной поддержке по Программе Президиума РАН П-22.

Литература

1. Borovik V.N., Kurbanov M.S., Livshits M.A., Ryabov B.I. // *Sov. Astron.*, 1990, 34(5), p. 522.
2. Gopalswamy N., Shibasaki K., Salem M. // *J. Astrophys. Astr.*, 2000, 21, 413–417.
3. Gopalswamy N., Yashiro S., Makela P., Shibasaki K., Hathaway D. // *Bulletin of the American Astronomical Society*, V. 41, p. 857.
4. Krissinel B.B., Kuznetsova S.M., Maksimov V.P., Prosovetsky D.V. et al. // *PASJ*, 2000, V.52, p. 909.
5. Maksimov V.P., Prosovetsky D.V. // *ESA SP-506*, Ed. A. Wilson., V.2., 2002, p. 689.
6. Maksimov V.P., Prosovetsky D.V. Grechnev V.V. et al. // *PASJ*, 2006, V.58(1), p. 1.
7. Moran T., Gopalswamy N. et al. // *A&A*, 2001, V. 378, p. 1037.
8. Papagiannis M.D., Baker K.B. // *Solar Physics*, 1982, V.79, p. 365.

СОЛНЕЧНЫЙ ПАТРУЛЬНЫЙ ФОТОСФЕРНО-ХРОМОСФЕРНЫЙ ТЕЛЕСКОП

Середжинов Р.Т.

Горная астрономическая станция ГАО РАН, г. Кисловодск

THE SOLAR PATROL PHOTOSPHERE-CHROMOSPHERIC TELESCOPE

Seredzhinov R.T.

*The Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Central Astronomical Observatory
of the Russian Academy of Sciences at Pulkovo*

*The main idea of the Solar Patrol Photosphere-Chromospheric Telescope is described.
As general unit the imaging spectrograph is used. Basic functions for automatic mode are
produced.*

Введение

Изучение солнечных процессов в динамике с одновременным сохранением классических рядов для хромосферных линий К CaII, Н-альфа и белого света требует переоснащения солнечных станций новыми видами патрульных телескопов. Такие телескопы должны сочетать в себе простоту технического обслуживания, компактность, малый вес и наличие максимального уровня автоматизации. В статье представлено одно из возможных решений поставленной задачи с использованием спектрографа изображения. Описаны функции, выполняемые телескопом в автоматическом режиме.

Созданный во второй половине 20 века фотосферно-хромосферный телескоп АФР-2 на монтировке АПШ-5 предназначался для проведения ежедневной однократной съемки Солнца в белом свете и линии Н-альфа на фотопластинку и фотопленку. Продолжение классических наземных рядов для хромосферных линий К CaII, Н-альфа и белого света с возможностью изучения динамических процессов и получения калиброванных изображений требует создания нового автоматизированного инструмента.

На кисловодской горной астрономической станции в настоящее время запущен в эксплуатацию солнечный патрульный хромосферный телескоп, снимающий Солнце в линии К CaII. Основу инструмента составляет спектрограф изображения, который дает свободное от аберраций изображение спектра. Благодаря простоте сборки и юстировки спектрограф изображения был использован и в описываемом инструменте для получения изображений Солнца в линии Н- α . Оптическая схема телескопа показана на рис. 1. Цифрами обозначены следующие основные элементы и позиции:

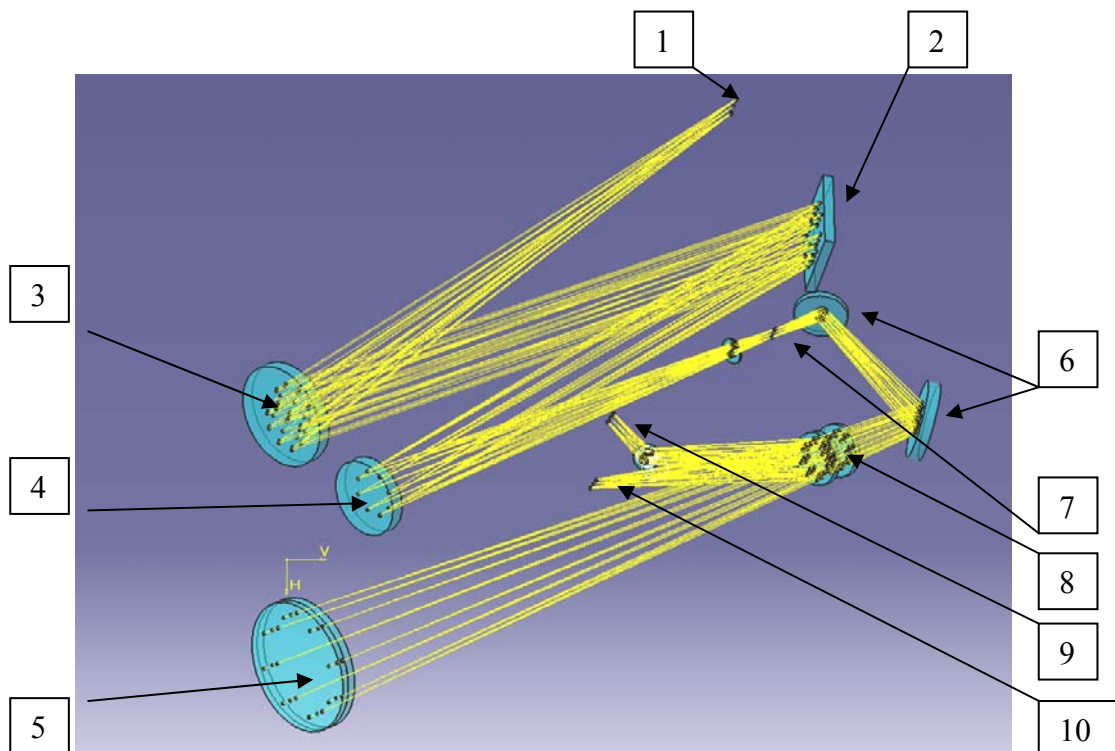


Рис. 1. Оптическая схема фотосферно-хромосферного телескопа.

1. Место установки CCD-камеры для регистрации спектра.
2. Дифракционная решётка.
3. Камерное зеркало.
4. Коллиматорное зеркало.
5. Главный объектив.
6. Плоские диагональные зеркала.
7. Место установки входной щели спектрографа.
8. Оптические клинья.
9. Место установки сенсора фотогида.
10. Место установки CCD-камеры для съёмки полного диска фотосферы.

Плоские зеркала 6, разворачивающие главный пучок на 180 градусов, выполняют еще и функцию системы сканирования диска Солнца по входной щели 7. Система оптических клиньев 8 позволяет расщепить отраженный главный пучок на два пучка – для установки CCD-камеры 10 и для установки сенсора фотогида 9 – при этом обеспечивая безаберрационное прохождение света до щели 7. Назначение остальных элементов и позиций понятно из рисунка.

Функции телескопа, выполняемые в автоматическом режиме

Процесс получения изображений Солнца на патрульном телескопе требует максимально полной автоматизации его узлов. Ниже представлен список функций телескопа:

- диагностика работы основных узлов автоматики перед включением телескопа;
- съемка темного кадра;
- автоматическое наведение телескопа на Солнце;
- захват диска фотогидирующим устройством;
- начало съемки полного Солнца по программе: фотосфера + хромосфера, фотосфера или хромосфера;
- удерживание на активной области с регистрацией малого участка диска;
- сборка изображений хромосферы из изображений спектра;
- калибровка изображений хромосферы;
- вычисление суточной параллели для разворота изображений на P угол;
- сжатие полученных данных;
- завершение работы телескопа с разворотом трубы на стартовую позицию и закрытием купола.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ-1625.2012.2, при частичной поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», мероприятия 1.2.1 и 1.5.

СПЕКТРОГРАФ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПАТРУЛЬНОГО ТЕЛЕСКОПА

Середжинов Р.Т.

Горная астрономическая станция ГАО РАН, г. Кисловодск

THE PATROL TELESCOPE IMAGING SPECTROGRAPH

Seredzhinov R.T.

The Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Central Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences at Pulkovo

The calculation technique of imaging spectrograph is described. The imaging spectrograph allows to get aberration-free spectrum images and aberration-free solar profiles images along slit height also. The imaging spectrograph introduced into Solar Optical Patrol Telescope (SPOT) stated at Kislovodsk mountain astronomical station.

Введение

Замена узкополосных интерференционно-поляризационных фильтров на спектрографы, с целью получения изображения хромосферы Солнца и спектров участков диска, возможна в том случае, когда в спектрографе учтена сходимость тангенциального и сагиттального пучков в одной точке по всей высоте щели. При такой согласованности спектрограф дает возможность получать не только качественное изображение спектра, но и неискаженное астигматизмом изображение хромосферы. В работе описан спектрограф изображения патрульного телескопа ГАС, приведена общая методика его расчета с использованием прикладных программ.

Одной из самых распространенных и простых оптических схем спектрографов является схема Черни-Тернера (Czerny–Turner), в которой используются два сферических зеркала и одна дифракционная решетка. В такой схеме из-за наличия углов между оптическими элементами, неизбежно возникает астигматизм. Для регистрации спектра участка диска Солнца необходимо и достаточно установить приемник изображения в фокусе тангенциального пучка (см. рис. 1). Сагиттальный пучок отвечает за формирование изображения по высоте щели. Если высота щели спектрографа соизмерима с ее шириной, то существенной разности положения пучков не возникает. В спектрогелиографах диаметр диска Солнца много больше ширины щели, поэтому необходимо предпринять меры для обеспечения сходимости двух пучков. Самым простым решением при большой входной апертуре питающей оптики является диафрагмирование дифракционной решетки. Для компактных инструментов, таких как патрульный телескоп (СПОТ), с относительно небольшими (до 100 мм) входными зрачками необходимо другое решение. Суть этого решения состоит в подборе углов наклона зеркал, угла решетки, расстояния между компонентами и угла на-

клона фокальной плоскости. Применительно к схеме Черни-Тернера для оптимизации доступны следующие переменные величины: расстояние от щели до коллиматорного зеркала, угол поворота коллиматорного зеркала к падающему лучу, угол поворота дифракционной к падающему лучу, угол поворота камерного зеркала к падающему лучу, расстояние от дифракционной решетки до камерного зеркала и угол наклона фокальной плоскости.

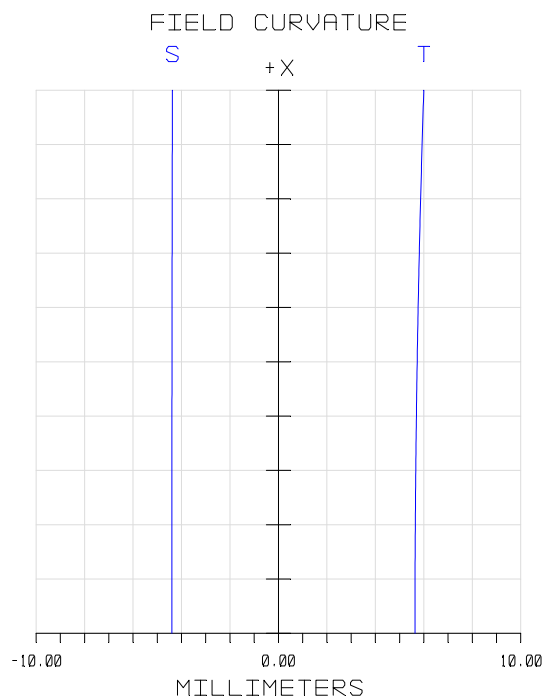


Рис. 1. Разность положения тангенциального и сагиттального фокусов в спектрографе Черни-Тернера.

Как правило, угол поворота дифракционной решетки в спектрографе для одной длины волны величина постоянная. Однако при оптимизации всей схемы его учитывать необходимо. Исходя из выше сказанного, можно предложить общую методику расчета спектрографа изображения для ее использования совместно с прикладными программами типа ZEMAX, OSLO т.п.

Методика расчета спектрографа изображения

1. Задать схему спектрографа, исходя из фокусных расстояний зеркал и требуемого спектрального разрешения.
2. Установить угол поворота решетки, исходя из заданной длины волны и рабочего порядка решетки.
3. Установить угол наклона коллиматорного зеркала. Этот угол обеспечивает «удаление» дифракционной решетки от входной щели и выбирается исходя из конструктивных особенностей инструмента.

4. Задать переменные: расстояние от щели до коллиматорного зеркала, угол поворота камерного зеркала, угол поворота решетки, угол наклона фокальной плоскости.
5. Задать критерий оптимизации. В большинстве случаев – это размер кружка рассеяния.
6. Выполнить оптимизацию.

После оптимизации по указанным в пункте 4 переменным получим результат, показанный на рис. 2. и рис. 3.

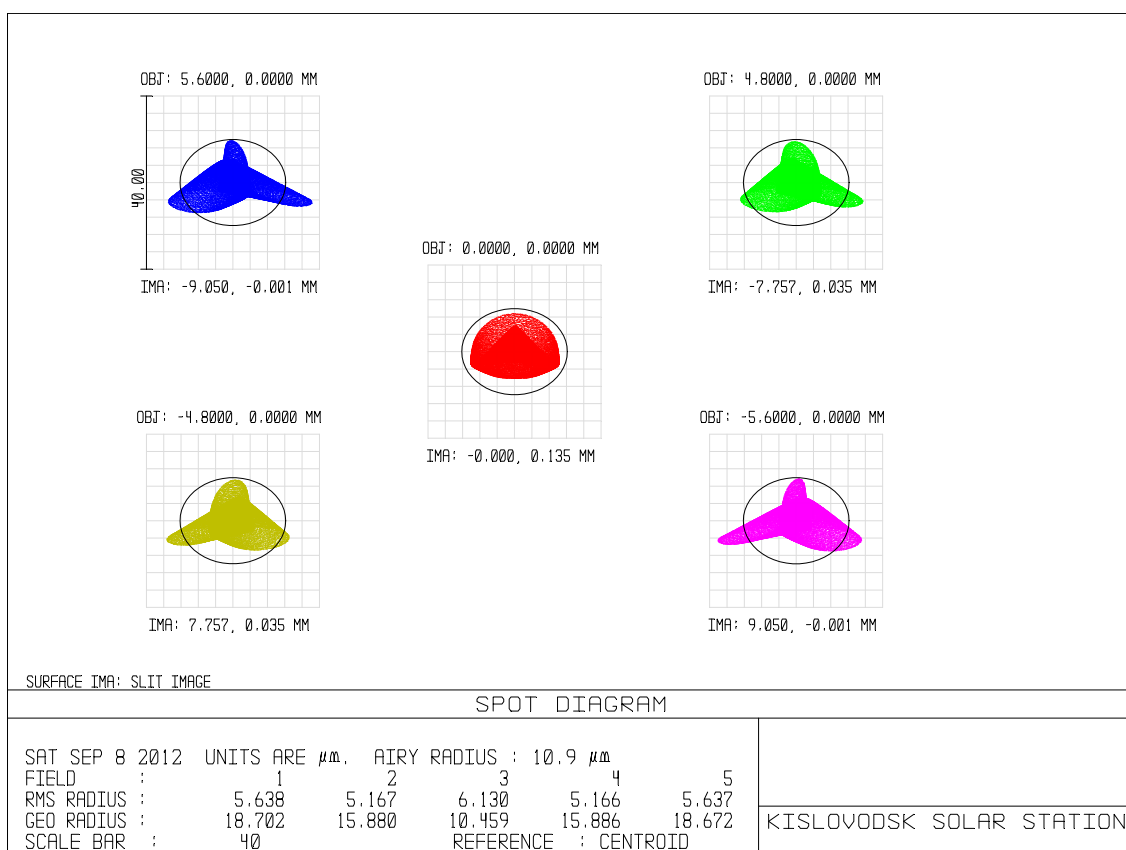


Рис. 2. Конечные кружки рассеяния и их размеры по всей длине щели.

Если спектрограф изображения предполагается использовать для разных длин волн, то оптимизация схемы должна выполняться для той длины волны, при которой угол падения луча на решетку будет максимальным – наихудший случай. Для остальных длин волн вблизи фокальной плоскости вводится положительная цилиндрическая линза или оптический клин с наклоном. Допускается ввести наклонную цилиндрическую линзу или клин в схему и для одной длины волны, если оптимизация по указанным выше параметрам не дает удовлетворительных результатов.

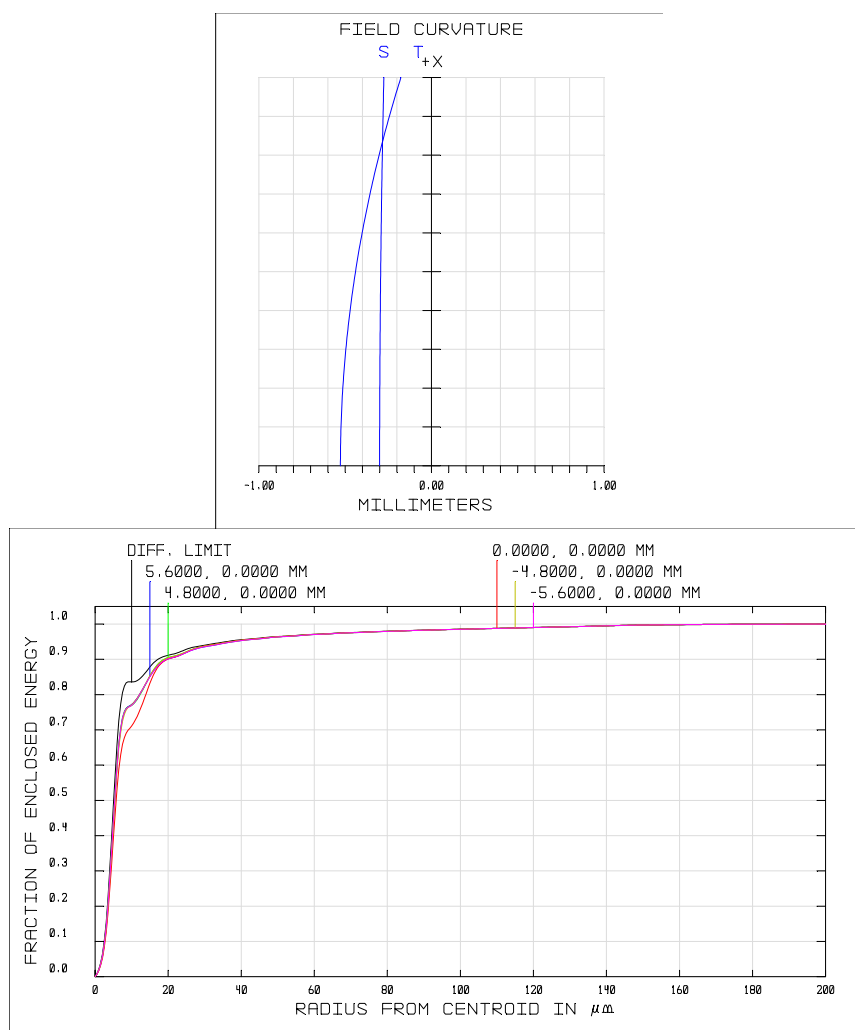


Рис. 3. Сходимость тангенциального и сагиттального пучков (вверху), концентрация энергии в зависимости от радиуса кружка рассеяния (внизу).

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ-1625.2012.2, при частичной поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», мероприятия 1.2.1 и 1.5.

Литература

1. *Kye-Sung Lee, Kevin P. Thompson, Jannick P. Rolland* «Broadband astigmatism-corrected Czerny–Turner spectrometer» 25 October 2010 / Vol. 18, No. 22 / OPTICS EXPRESS.
2. *Dane R. Austin, Tobias Witting, Ian A. Walmsley* «Broadband astigmatism-free Czerny–Turner imaging spectrometer using spherical mirrors» APPLIED OPTICS / Vol. 48, No. 19 / 1 July 2009.
3. *Qingsheng Xue*, «Astigmatism-corrected Czerny-Turner imaging spectrometer for broadband spectral simultaneinty». APPLIED OPTICS / Vol. 50, No. 10 / 1 April 2011.

МЕЛКОЕ СОЛНЕЧНОЕ ПЯТНО

Соловьев А.А.

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
г. Санкт-Петербург, Россия, solov@gao.spb.ru*

SHALLOW SUNSPOT

Solov'ev A.A.

Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS

We consider a round unipolar sunspot with the lower boundary of cold plasma and strong magnetic field at the depth of about 4 Mm under the photosphere, in accordance with the local helioseismology data. The magnetic configuration of sunspot is defined analytically as a structure similar to that of a round solenoid. Based on the thermodynamic approach, we calculate the equilibrium of a sunspot along the horizontal and vertical directions, taking into account its gravitational energy and total pressure of the environment. We found the equilibrium magnetic field of sunspot B_0 as a function of the radius of its umbra a and the basic parameters of the photosphere. In small sunspots $B_0 = 0.7\text{kG}$, and grows with the spot size, tending to some limit value (about of 3.7 kG), which is determined by the properties of the photosphere, the gravity acceleration at the Sun's surface and the ratio of spot size with the penumbra a_p to the umbra radius, a . The stability of the sunspot is provided by a decrease of its gravitational energy due to redistribution of mass density along the vertical followed by the formation of Wilson's depression, whose depth grows linearly with magnetic field strength. It is found that the system becomes unstable when a exceeds a certain limit (12-20 Mm in dependence on field configuration). This explains the absence of very large sunspots on the Sun. It is shown that sunspots with $B_0 = 2.6\text{kG}$ and $a = 5\text{Mm}$ are the most stable. The period of their eigen oscillations, as whole magnetic structures, is about 13 hours.

Введение. Солнечные пятна – наиболее заметное проявление солнечной активности, их изучению всегда уделялось большое внимание. Тем не менее, до сих пор открыты вопросы, принципиально важные для понимания природы пятен: 1. Солнечные пятна – долгоживущие, следовательно, устойчивые магнитные структуры. Чем обусловлена их устойчивость в целом? 2. Почему магнитные поля пятен наблюдаются в интервале от 0.7 до 3–4, крайне редко – 5–6 кГс [1], и никогда не наблюдалось пятен с полем в 10 или 20 кГс? 3. Магнитное поле в пятнах малого размера систематически ниже, чем в крупных, значит, равновесное магнитное поле зависит от размера пятна. Какова эта зависимость? 4. Почему на Солнце не бывает очень больших пятен, занимающих значительную часть диска? 5. Отчего в крупных пятнах возникают светлые мосты, делящие их на части? 6. Возможны ли колебания пятна как обособленного устойчивого образования около положения его равновесия? Каков период таких собственных колебаний и как он зависит от магнитного поля пятна? 7. Эффективная температура пятна ниже фотосферной, $\approx 4000\text{K}$, а магнитное поле много выше фонового

поля активной области. По Паркеру [2] пятно – кластер отдельных, сжатых боковым давлением окружающей среды, магнитных трубок. Но как далеко, до каких глубин такое сильное вертикальное поле с холодной плазмой проникает в конвективную зону Солнца? Каково строение подфотосферных слоев пятна?

Ответы на все эти вопросы дает модель мелкого солнечного пятна, в основе которой лежит представление о том, что, согласно данным локальной гелиосейсмологии [3–5], на глубине $L \approx 4Mm$ в трубке пятна имеет место чрезвычайно резкий переход от холодного газа к зоне горячей плазмы, перегретой по сравнению с окружающей средой не менее, чем на $1000 K$. Этот уровень представляет собою **нижнюю границу пятна (НГП)** в том смысле, что здесь магнитная трубка пятна очень резко расширяется с глубиной [6, 7] (рис. 1), её магнитное поле проникает в нижележащие слои в очень ослабленном, запутанном конвекцией виде. Влиянием этих глубоких слоёв на энергетику пятна, как области с холодной плазмой и сильным полем, можно пренебречь.

Структура магнитного поля солнечного пятна. Магнитное поле пятна имеет тонкую структуру, однако мы будем рассматривать только его строение в целом, мысленно проводя усреднение по масштабу порядка $1 Mm$. В этом приближении магнитное поле имеет гладкую регулярную структуру. Мы пренебрегаем также скрученностью поля: как правило, магнитное поле пятна в целом скручено очень слабо. Конфигурация солнечного пятна, которую мы исследуем, представлена на рис. 1. При нали-

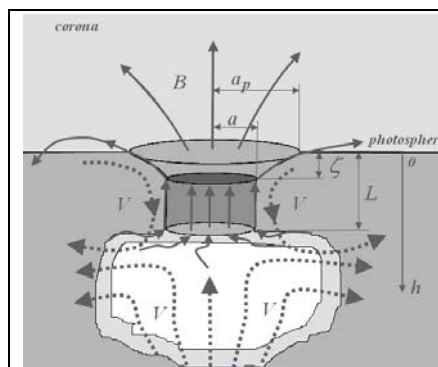


Рис. 1. Магнитная структура круглого униполярного пятна. Течения плазмы в его окрестности (точечные линии) подкручиваются у верхней кромки перегретой зоны под пятном (выделена белым) восходящими и расходящимися стационарными течениями из этой зоны. ζ – глубина геометрической депрессии. L – глубина НГП, a – радиус тени, a_p – радиус пятна с полутенью. Магнитное поле ниже уровня L запутано и нерегулярно.

ции НГП пятно предстает как обособленное целостное образование, достаточно четко отделенное от окружающей среды как с боков, так и снизу. На интервале $\zeta < h < L$ применима модель Паркера: магнитный цилиндр, однородный по высоте, но неоднородный по радиусу, с фактором заполнения (доля площади тени пятна, занятой филаментами с сильным полем) $f = 0.5$. На боковой поверхности трубки $B_n = 0$, на торцах $B_n \neq 0$. Течения газа вокруг пятна (рис. 1), имеющие скорости $\leq 1 km/s$ [4, 5], слишком слабы. Заметного влияния на равновесие и устойчивость пятен они не оказывают.

Постановка задачи. Мы исследуем равновесие и устойчивость конфигурации на рис. 1 в рамках идеальной магнитогидростатики, считая её

осесимметричной (круглое пятно) и используя термодинамический подход [8], эквивалентный известному вариационному принципу [9]. Мы найдем аналитическое выражение для полной энергии пятна E , включая магнитную, гравитационную и внутреннюю, и рассчитаем, как частные производные от E , силы, сопряженные обобщенным координатам: радиусу сечения магнитной трубки пятна a (радиусу тени) и ее длине L (или глубине НГП).

Магнитную энергию солнечного пятна сопоставим с энергией круглого соленоида соответствующих размеров и выразим формулой:

$$E_m = k(a, L) B_0^2 (8\pi f)^{-1} \pi a^2 L, \quad (1)$$

где B_0 – напряженность магнитного поля в центре пятна (максимальный отсчёт), $k(a, L) \equiv k(a/L)$ – структурная функция, которая определяет долю магнитной энергии, заключенной в цилиндрическом объеме $\pi a^2 L$, и задается в справочнике в виде таблицы [10]. Для соленоида она хорошо описывается формулой $k\left(\frac{a}{L}\right) = \frac{L^2 + 0.05La + ca^2}{L^2 + La + a^2}$, если $c = 0.2$. Для пятна мы будем

брать эту же формулу, но с другими, повышенными значениями коэффициента c , учитывая, что магнитное поле пятна устроено более компактно, чем поле соленоида (оно «поджато» снизу и, в отличие от соленоида, с боковой поверхности паркеровского цилиндра магнитный поток не уходит в стороны). Мы рассмотрим случаи: $c = 0.2$ (поле соленоида); $c = 0.35$ – слабая коррекция; $c = 0.5$ - поле, характерное для пятна (рис. 2).

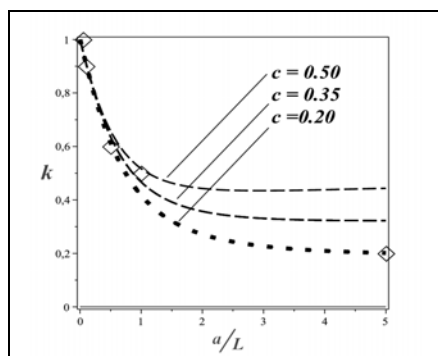


Рис. 2. Функция $k(a/L)$. Ромбики – расчетные значения из справочника [10], точечная кривая – функция с коэффициентом $c = 0.2$ (поле соленоида). Верхние пунктирные кривые – $c = 0.35$ и $c = 0.5$. Чем ближе $k(a/L)$ к единице, тем более компактную магнитную структуру она описывает.

Гравитационная энергия солнечного пятна. Из области вильсоновской депрессии пятна, в которой поле быстро падает с высотой, почти вся масса газа уходит вниз, на глубину НГП, в область тонкого переходного слоя. С учетом этого $E_{gr} = -M_{ev} g(L - \zeta)$ [7], где g – ускорение свободного падения на поверхности Солнца, а M_{ev} – масса газа, «эвакуируемого» при установлении в пятне вертикального равновесия из магнитной «воронки» над пятном. Для неё мы получили выражение: $M_{ev} = \pi a^2 \rho_0 \zeta C$, где $\rho_0 = 2 \times 10^{-7} \text{ g cm}^{-3}$ – плотность фотосферного газа [11], $\zeta(B_0)$ – глубина вильсоновской депрессии, линейно растущая с напряженностью поля: $\zeta(B_0) = \alpha(B_0 - B_D)$. Здесь $\alpha = 2 \cdot 10^4 \text{ cm/G}$, а константа $B_D = 770 \text{ G}$ соответствует

уровню $\zeta = 0$, т.е. это то поле, которое возникло бы в наблюдаемых слоях пятна с $T_{s,eff} \approx 4000K$ только за счет разности температур между пятном и фотосферой, без погружения этих слоёв на глубину депрессии ζ . Для небольших пятен с более высокой температурой, $T_{s,eff} = 4500K$, эта величина

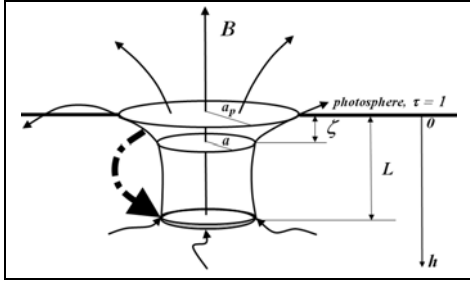


Рис. 3. В солнечном пятне часть массы газа переходит из области вильсоновской депрессии в тонкий переходный слой на глубину L . Понижение гравитационной энергии обеспечивает устойчивость пятна в целом. Перераспределение массы газа по высоте условно отмечено жирной стрелкой.

меньше: $B_D = 660G$. Функция C в выражении для M_{ev} задается геометрической формой магнитной воронки. Для параболы: $C = 1 + (a_p^2/a^2 - 1)/3$. Отношение a_p^2/a^2 зависит от размера пятна. В пятнах с развитой полутьней оно составляет в среднем ≈ 5.76 [12]. Тогда $C = 2.59$. В малых пятнах полутьнь очень мала или отсутствует: $a_p \approx a$ и тогда $C = C_{min} = 1$. Эту разницу следует учесть для правильной оценки магнитного поля в малых пятнах. Примем, что: $C = 2.59 - 1.59\Phi_0(\Phi + \Phi_0)^{-1}$, где $\Phi = \pi a^2 B_0$, а $\Phi_0 = \pi(2Mm)^2 \cdot 2kG$ – условная единица измерения магнитного потока. Для больших пятен, $\Phi \gg \Phi_0$, $C \rightarrow 2.59$, а для малых – к 1. Зависимость C от магнитного потока, а не от радиуса, позволит избежать её дифференцирования по a , производимого при условии $\Phi = const$.

Равновесие солнечного пятна. Кроме магнитной и гравитационной, учтем внутреннюю энергию пятна $E_m = (\gamma - 1)^{-1} \pi a^2 L \langle \{P_{in}\} \rangle$ и энергию бокового обжата внешней средой, имеющей на границе полное давление P_{ex} : $E_p = \pi a^2 L \langle P_{ex} \rangle$. Фигурные скобки – усреднение по сечению, угловые – по глубине, от 0 до L . Основное уравнение термодинамики:

$$dE \equiv d(E_m + E_{gr} + E_{in} + E_p) = TdS - X_L dL - X_a da + \mu_B d\Phi + \mu_M dM, \quad (2)$$

где S – энтропия системы, X_L, X_a – обобщённые силы, сопряженные обобщенным координатам L и a , μ_M – химический потенциал – мера изменения полной энергии E при увеличении массы пятна M на единицу, а μ_B – «химический» потенциал магнитной фазы, мера изменения E при росте потока Φ на единицу. Как видно из (2), обобщенные силы X_L, X_a есть частные производные от E по L и по a , соответственно, т.е. рассчитываются при $S = const, M = const$, что равносильно условию адиабатичности

$\langle \{P_{in}\} \rangle (\pi a^2 L)^\gamma = const$, и при $\Phi = \pi B_0 a^2 = const$. Расчет поперечного равновесия пятна, $X_a = 0$, даёт:

$$\left(k - \frac{k'_a a}{2}\right) \frac{B_0^2}{8\pi f} - Cg\alpha\rho_0 \left[B_D - \frac{\zeta}{L}(B_0 + B_D) \right] + \langle \{P_{in}\} \rangle = \langle \Pi_{ex} \rangle. \quad (3)$$

Вычислив далее силу X_L с учетом (3), найдем:

$$X_L = -\frac{\pi a^2 B_0}{16\pi f} \left[\left(4k + 2k'_L L - k'_a a + \frac{16\pi Cfg\rho_0\alpha^2}{L} \left(1 - \frac{B_D^2}{B_0^2} \right) \right) B_0 - 16\pi Cfg\alpha\rho_0 \right]. \quad (4)$$

Член $16\pi Cfg\rho_0\alpha^2(1 - B_D^2/B_0^2)L^{-1} \approx 0.14C(1 - B_D^2/B_0^2)$ мал по сравнению с $4k$, и тогда условие $X_L = 0$ даст в первом приближении равновесное значение магнитного поля в центре пятна (в гауссах):

$$B_0(1) = 16\pi Cfg\alpha\rho_0 g (4k + 2k'_L L - k'_a a)^{-1} = 5510Cf (4k + 2k'_L L - k'_a a)^{-1}. \quad (5)$$

Второй итерацией учтем поправку, связанную с $0.14C(1 - B_D^2/B_0^2)$:

$$B_0(2) = 5510fC(\Phi) (4k + 2k'_L L - k'_a a + 0.14C(1 - B_D^2/B_0^2(1)))^{-1}. \quad (6)$$

В малых пятнах $4k + 2k'_L L - k'_a a \rightarrow 4$; $C_{\min} = 1$, поэтому, если $f = 0.5$, то $B_{0,\min} = 4\pi f\alpha\rho_0 g = 689G$. Это наименьшее значение магнитного поля в пятне. Как видно из (6), равновесное поле пятна определяется солнечными константами: $g, \alpha\rho_0 = 4 \cdot 10^{-3} gr / Gcm^2$, структурными функциями k, C и филлинг-фактором f . Зависимость $B_0(a)$ дана на рис.4 для различных c и при значении $L = 4Mm$. Кривая $B_0(a)$ имеет насыщение: для $c = 0.5$ предельное поле равно $3.5 \div 3.7kG$, что близко к наблюдаемым величинам, а при $c = 0.2$ (поле соленоида) оно стремится к $6kG$. Известно [1], что поля $5 \div 6kG$ наблюдаются крайне редко (раз в столетие). Точками на рис.4 показана кривая $B_0^{obs}(a) = 3700a^2 (a^2 + (3.35Mm)^2)^{-1}$, выведенная из наблюдений для достаточно крупных пятен [13]. Она идет ниже, чем $B_0(a)$ при $c = 0.5$, имея заведомо неверный ход для малых пятен: $B_0^{obs}(a) \rightarrow 0$ при $a^2 \rightarrow 0$, вместо $B_{0,\min} \approx 700G$. После коррекции вблизи нуля кривая $B_0^{obs}(a) = 700 + 3000a^2 [a^2 + (3.35Mm)^2]^{-1}$ сливается с теоретической $B_0(a)$ для $c = 0.5$.

Устойчивость полученных равновесий исследуем, вычислив X_L'' от выражения (4) вблизи равновесия $X_L = 0$ с тем же условием $\Phi = const$. Как видно из рис. 4, все кривые $\omega^2(a) = -X_L''(M_{eff})^{-1}$ проходят через нуль при некотором a_{cr} , ограничивая область устойчивости: при $c = 0.5$ предельное значение a составит $12 Mm$ (при этом поле $\approx 3.5kG$). Пятна с $a > a_{cr}$ неустойчивы к возмущениям, дробящим пятно на части, т.е. к появлению светлых мостов. Развитие моста, не меняя общей геометрии пятна, снижает эффек-

тивную площадь тени, возвращая пятно в область устойчивых размеров. Пунктирные кривые $\varepsilon\omega^2(a)$ на рис. 4 имеют выраженные максимумы. При $c = 0.5$ наибольшим запасом устойчивости обладают пятна с параметрами: $a \approx 5Mm$ и $B_0 \approx 2.6kG$.

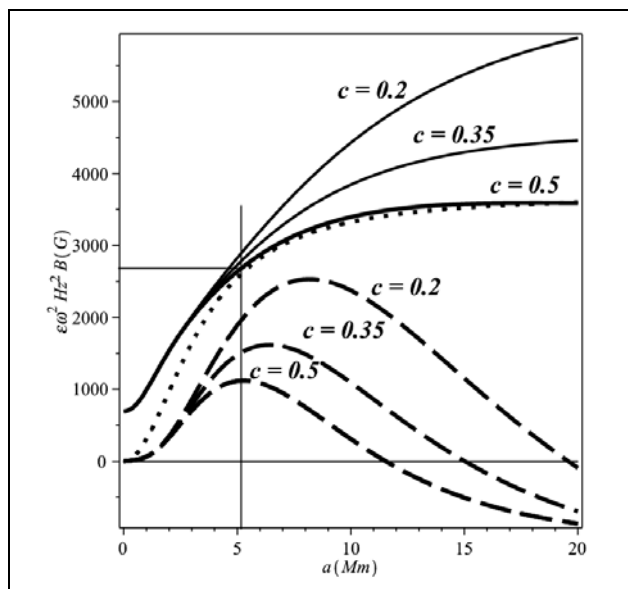


Рис. 4. Сплошные линии – зависимость $B_0(a)$ для различных значений параметра c . Точечная линия – кривая [13]. Пунктирные линии – квадрат собственной частоты колебаний пятна: $\varepsilon\omega^2(a) = -\varepsilon X_L'' / M_{eff} \cdot M_{eff}$ – эффективная масса газа, участвующего в колебаниях. Масштабный множитель $\varepsilon = 5.14 \times 10^{10}$ введен, чтобы представить величины на одном графике. Пятна устойчивы при $\omega^2(a) > 0$. Если $c = 0.5$, то ω^2 максимальна при $a \approx 5Mm$. Для таких пятен $B_0 = 2.6kG$, $\varepsilon\omega^2 \approx 10^3 s^{-2}$ и $T \approx 12.5h$.

Полагая, что колебания пятна, как целого, возбуждают и его подложку в объеме переходного слоя $\pi a_p^2 \Delta L$, где $\Delta L \approx 0.2Mm$ [7], мы по модели Стикса [11] получим: $M_{eff} = \pi a^2 2.57 \times 10^4 gcm^{-2}$. Период колебаний в этом случае составит 12.5 часа, что совпадает с результатами исследований долгопериодических колебаний пятен по данным MDI(SOHO) [14].

Работа выполнена при частичной поддержке НШ-1625.2012.2.

Литература

1. Livingston W. et al. Solar Phys. **239**. 41. (2006).
2. Parker E.N. Astrophys. J. **230**. 905 (1979).
3. Zhao J., Kosovichev A.G., Duval T.L. Astrophys. J. **557**. 384 (2001).
4. Kosovichev A.G. Advances in Space Research. **38**. 876–885. (2006).
5. Kosovichev A.G., Space Science Rev. 144. 175 (2009).
6. Solov'ev A.A., Kirichek E.A. Astrophysical Bulletin. **63**. 169 (2008).
7. Solov'ev A.A., Kirichek E.A. Astronomy Reports. **53**, 675 (2009).
8. Solov'ev A.A. Soviet Astronomy Letters, **2**, 15 (1976).
9. Шафранов В.Д. Вопросы теории плазмы. Вып.2. М.: Госатомиздат (1963).
10. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. М.: Наука. (1964).
11. Stix M. The Sun: an introduction. 2nd ed. Berlin: Springer. (2004).
12. Аллен К.У. Астрофизические величины. М.: Мир. (1977). – 446 с.
13. Houtgast J., Sluiter A. Bull. Astron Inst. Netherlands. **10**. 325. (1948).
14. Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A. Solar Phys. (in press) (2012).

УНИКАЛЬНАЯ СОЛНЕЧНАЯ ВСПЫШКА 22.09.2011

Соловьев А.А.¹, Киричек Е.А.¹, Ганиев В.В.²

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

²Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена

UNIQUE SOLAR FLARE 09/22/2011

Solov'ev A.A.¹, Kirichek E.A.¹, Ganiev V.V.²

¹Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS

²Herzen State Pedagogical University

September 22, 2011 in the north-eastern part of the solar disk, the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) on board of the Solar Dynamics Observatory (SDO) has registered in the ultraviolet range ($\lambda = 304\text{\AA}$, He II) the solar flare of class X1, accompanied by an unusual feature. During the flare which lasted 12 hours, the cold plasma from a region far removed from the hot flare filament, was drawn into a low-lying region of a powerful flare energy release, from the outside, along a low helical path with a gradually increasing speed. This phenomenon had nothing to do with returnable events when the material ejected earlier come back to the region of the flare release along the same path under gravity. Here, the "sucking" of cold plasma into the hot flare zone occurs along the helical field lines of twisted magnetic rope, which was situated almost parallel to the photosphere at a relatively low altitude. This movement began with a small initial velocity from the far area, located behind the limb, and ended, in 7 hours, by a fairly rapid introduction of initially cold, but gradually heated and rotated plasma (as the speed grew up to 10–20 km/s), directly into the hot zone of energy release (as a Genie was drawn into his magical bottle!) All observed features of this phenomenon are not similar morphologically to the process of magnetic reconnection in a large-scale current sheet. The interpretation of the phenomenon is given in the paradigm of "flux rope" mechanism of solar flares, involving the formation of regions of strongly reduced density of the plasma due to the condition of cross-section equilibrium in the relatively thin, well twisted magnetic flux rope, arising rapidly from the photosphere. The current velocity of electrons in such rarefied region can reach a critical value at which the development of plasma instabilities leads to the flare energy release. Such region of sharply reduced density (and therefore of low gas pressure, despite the high temperature!), being formed in the "burned out" magnetic flux rope, could produce a suction effect at one end of the magnetic rope along those lines that have come out from the photosphere and were closed on sufficiently distant points of the solar surface.

1. Введение

22 сентября 2011 г. в северо-восточной части солнечного диска прибор Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) на борту Solar Dynamics Observatory (SDO) зарегистрировал в УФ диапазоне вспышку балла X1, имевшую необычную особенность. В течение вспышки, которая продолжалась более полусуток, в низколежащую горячую область вспышечного энерговыделения втягивалась со стороны, по пологой винтовой траектории с постепенно нарастающей скоростью, холодная плазма из области, далеко от-

стоящей от вспышечного волокна. Это явление не имело ничего общего с возвратными выбросами, при которых в область вспышки возвращается под действием силы тяжести вещество, выброшенное ранее вдоль той же траектории. Здесь «всасывание» холодной плазмы в горячую зону вспышки происходило вдоль скрученного магнитного жгута, располагавшегося почти параллельно фотосфере на относительно небольшой высоте. Это движение начиналось с незначительной начальной скоростью из залимбовой области и завершилось довольно быстрым внедрением первоначально холодной, но постепенно, по мере ускорения до 10–20 км/с, разогревающейся и вращающейся вдоль продольной оси волокна плазмы непосредственно в область вспышечного энерговыделения (эффект Хоттабыча!). Морфологически это явление никак не похоже на процесс магнитного пересоединения в крупномасштабном токовом слое.

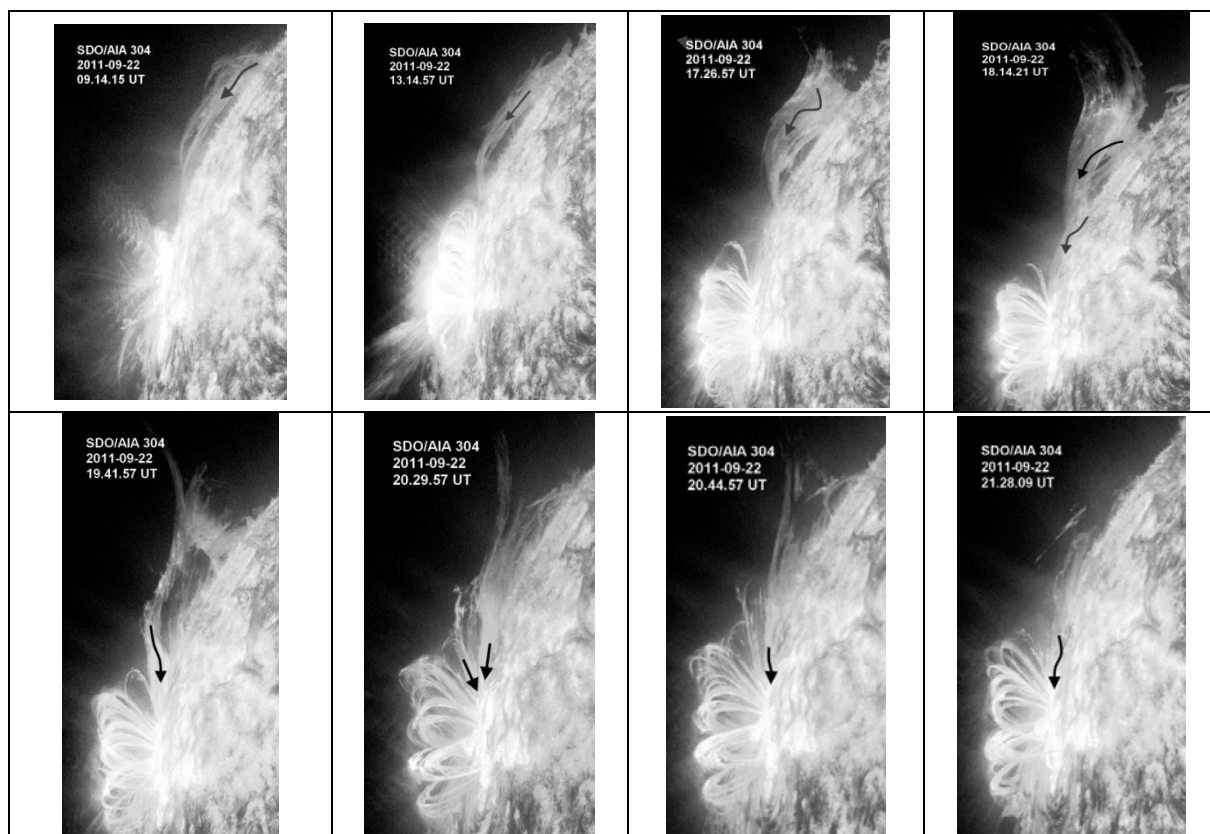


Рис. 1. Последовательность снимков с сайта <http://sdo.gsfc.nasa.gov/data/aiahmi/>, отражающая развитие события во времени. Стрелки показывают направление втекания газа в область вспышки.

2. Интерпретация события, механизм энерговыделения

Вспышка происходила в низколежащем волокне в течение 12 часов, что много больше времени релаксации к равновесию в поперечном сечении магнитного жгута, которое в данном случае $\approx 10c$ (см. оценку в [1], где рассмотрен подобный механизм), поэтому для расчета температурно-плотностного распределения по сечению жгута можно с полным основани-

ем использовать приближение магнитогидростатики [1]. Во всплывающем из-под фотосферы скрученном жгуте (Рис. 2) при установлении равновесия в поперечном сечении, как правило [1], появляются области с резко пониженной плотностью плазмы (Рис. 3). Токовая скорость в таких местах может достигать критических значений, при которых развиваются плазменные неустойчивости, ведущие к вспышке. Такая область пониженной плотности (и, соответственно, пониженного, несмотря на высокую температуру, давления газа!) в «горящем» магнитном жгуте и могла стать причиной появления всасывающего эффекта на одном из его концов вдоль тех силовых линий, которые вышли в надфотосферные слои и оказались замкнуты на удаленные участки солнечной поверхности (Рис. 2). По-видимому, в подавляющем большинстве случаев оба конца всплывающей петли бывают заглублены в фотосферу, и эффекта всасывания плазмы в область вспышки, обычно не наблюдается. Уникальность события 22.09.2011 в том и состоит, что один конец жгута по какой-то случайной причине вышел в атмосферу, и возникшие в нём течения плазмы были зафиксированы. Ускоренное втекание газа в область вспышки вдоль винтовых магнитных си-

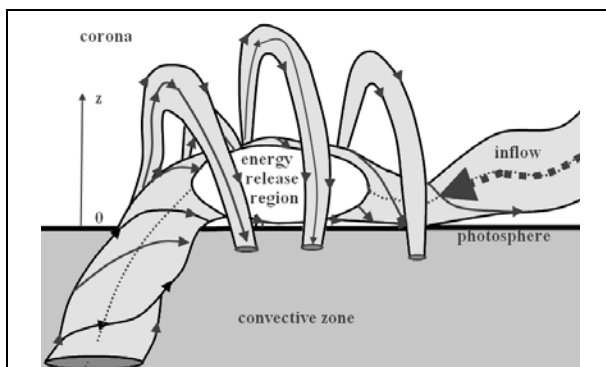


Рис. 2. Схема магнитной структуры вспышки 22.09.2011. Энерговыделение имеет место в той части жгута, что вышла из фотосферы, левый конец жгута заглублен, а правый замыкается на удаленную область, вдоль его силовых линий происходит «всасывание» холодной плазмы со стороны.

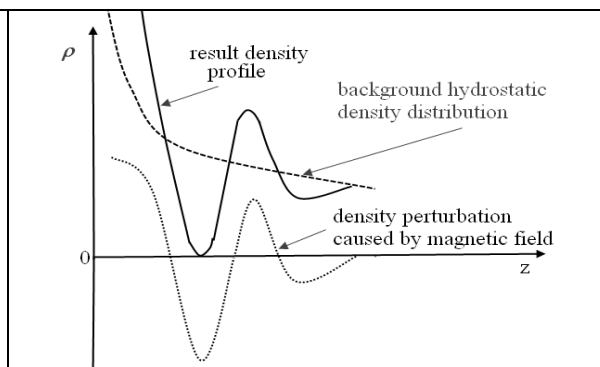


Рис. 3. Добавка к фоновому гидростатическому распределению плотности, обусловленная магнитными силами, обычно знакопеременна, так что в результирующем распределении плотности $\rho(z)$ внутри магнитного жгута (сплошная линия) возникают зоны сгущения и разрежения газа.

ловых линий, по пологим траекториям, из удаленной и низко расположенной области не может быть объяснено действием сил тяжести (перепадом высот между втекающим газом и областью энерговыделения). Оно в данном случае с очевидностью обусловлено тем, что давление газа на том участке силовой линии, который находится в области вспышки, в течение всех 12 часов поддерживалось на более низком уровне, чем на другом – наружном: $P_{in} < P_{ex}$, или $n_{in}T_{in} < n_{ex}T_{ex}$ (значки "in", "ex" отмечают величины в области вспышки и во внешней среде, соответственно). Тогда:

$\frac{n_{in}}{n_{ex}} < \frac{T_{ex}}{T_{in}} \approx \frac{10^5 K}{3 \cdot 10^7 K} \approx 3 \cdot 10^{-3}$, т.е. концентрация частиц в области энерговыделения меньше наружной (уровень нижней короны, $n_{ex} \approx 10^9 \text{ cm}^{-3}$) на 3 порядка. Примем: $n_{in} \approx 10^{-3} n_{ex} \approx 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Структура магнитного поля в жгуте при $B \geq 100 G$ должна быть близка к бессиловой, $\mathbf{j} \text{PВ}$: $\mathbf{j} = c(4\pi)^{-1} \text{rotВ} = c(4\pi)^{-1} \alpha \mathbf{B}$, где $\alpha = \text{const} \approx 2\pi/l$, l – характерный пространственный масштаб изменения поля в жгуте (шаг магнитной винтовой линии). С другой стороны, $\mathbf{j} = n_{in} e V_{cur}$. Для развития плазменных неустойчивостей достаточно, чтобы токовая скорость V_{cur} приблизилась к тепловой скорости ионов: $V_{T,i} = \sqrt{\frac{kT_{in}}{m_p}} \approx \sqrt{\frac{1.38 \cdot 10^{-16} 3 \cdot 10^7}{1.67 \cdot 10^{-24}}} \approx 5 \cdot 10^7 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$. Таким образом, для развития вспышки требуется: $\alpha B > 4\pi c^{-1} n_{in} e V_{T,i}$. Подставляя сюда численные величины, получим: $B > l \cdot 1.6 \cdot 10^{-6} (G/cm)$. Если взять $l \approx 3 \cdot 10^8 \text{ cm}$, что представляется вполне разумной оценкой степени скрученности жгута, то, уже начиная с напряженности поля $B \approx 500 G$, вспышечное энерговыделение в таком магнитном жгуте оказывается возможным.

3. Выводы

1. Современные космические данные показывают, что энерговыделение во вспышках далеко не всегда связано с пересоединениями магнитных силовых линий в крупномасштабных токовых слоях.

2. Большая длительность вспышечного процесса позволяет описывать вспышечные волокна в приближении магнитогидростатики: задавая магнитную структуру волокна, можно вычислить его температурно-плотностные распределения в любой точке объема, на любом уровне по отношению к внешней среде, модель которой известна.

3. Распределение плотности по сечению волокна обычно крайне неоднородно: возникают зоны повышенной и пониженной плотности.

4. В той части токового волокна, где по мере его подъёма в разреженные слои солнечной атмосферы, концентрация носителей заряда становится достаточно низкой, токовая скорость электронов может возрасти до тепловой скорости ионов. Это ведёт к возбуждению плазменных неустойчивостей и появлению аномального сопротивления, на котором «выгорает» запас свободной магнитной энергии жгута.

5. Событие 22.09.2011 – яркая демонстрация жгутового механизма развития солнечной вспышки. Полученные оценки параметров вспышечного жгута находятся в пределах обычно наблюдаемых величин.

Работа выполнена при частичной поддержке НШ-1625.2012.2.

Литература

1. Solov'ev A.A. Geomagnetism and Astronomy. **52**, №8 (2012)

ШИРОКОПОЛОСНАЯ ФИЛЬТРОВАЯ ЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИМЕТРИЯ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

Суянова Э.З., Ким И.С., Попов В.В.

ГАИШ МГУ, Москва, Россия

BROAD-BAND FILTER LINEAR POLARIMETRY OF PROMINENCES

Suyunova E.Z., Kim I.S., Popov V.V.

Sternberg State Astronomical Institute of Lomonosov Moscow State University, Moscow

2D distributions of the polarization degree (p), the deviation of the polarization plane from the direction tangential to the solar limb (χ), and the sign of χ are presented for two quiescent $H\alpha$ prominences of 29.03.2006. Clockwise deviations are labeled with «+», counterclockwise ones with «-». The obtained p of 4-7% and χ of 4-28° in the height range $h < 85''$ agree with non-eclipse coronagraphic measurements cited by others and are below the theoretical curve corresponding to the resonance scattering in the absence of the magnetic field. The interpretation in terms of the Hanle effect results in longitudinal magnetic field strengths < 20 G. A comparison with radio observations is made.

1. Введение

Фильтровая линейная поляриметрия протуберанцев с точностью $< 2\%$ для p и $< 2^\circ$ для χ в сочетании с анализом эффекта Ханле дает информацию об их магнитной структуре [1]. Факторами, усложняющими поляризационную диагностику протуберанцев, являются рассеянный свет в телескопе (B_{sc}), яркость неба (B_{sky}) и континуум короны (B_{wc}) [2]. Для наблюдений вне полных солнечных затмений (ПСЗ) на высокогорных обсерваториях с 25-см коронографом и 2–3А фильтром их суммарный вклад на высоте $h = 400$ достигает 10^{-4} в единицах яркости 1А близлежащего континуума центра диска Солнца [3]. При регистрации параметров Стокса во время ПСЗ отношение «сигнал/шум» улучшается на 1–2 порядка: протуберанцы регистрируются камерами на широкополосных RGB-изображениях, а самые яркие из них наблюдаются невооруженным глазом.

2. Метод, наблюдения, обработка

Метод прецизионной линейной поляриметрии, разработанный нами для континуума короны [4], мы применили к эмиссионным линиям. Для выделения протуберанцев из общего массива данных в программное обеспечение последней версии алгоритма обработки введены ограничения по r и R (расстояние от центра диска Солнца). Метод позволяет получить двумерные распределения поляризационных характеристик объекта («поляризационные изображения») с поляризационным «разрешением» $8''$, фактической точностью 2% для p и 2° для χ .

Основной целью нашей «затменной» программы была линейная поляриметрия континуума короны в диапазоне $<1.5 R_{\odot}$ в зеленом и красном спектральных интервалах с широкополосными стеклянными зеленым (ЗС10) и красным (КС13) фильтрами. Максимум эффективной кривой пропускания тракта «коронограф + поляриметр + КС13 + фотопленка», λ_{max} , соответствовал 637 нм, пропускание в Na составляло $\approx 0,6 \cdot \tau_{max}$, FWHM ≈ 40 нм. Детали свертки приведены в [5]. Серия из 24 последовательных кадров, соответствующая полному обороту поляроида, центрированная на 25-й секунде до третьего контакта и полученная в течение 5 с, была выбрана для обработки протуберанцев. Оцифровка, обработка и предварительное поляризационное изображение (p -изображение) одного протуберанца приводилось нами ранее без учета вклада континуума короны [2].

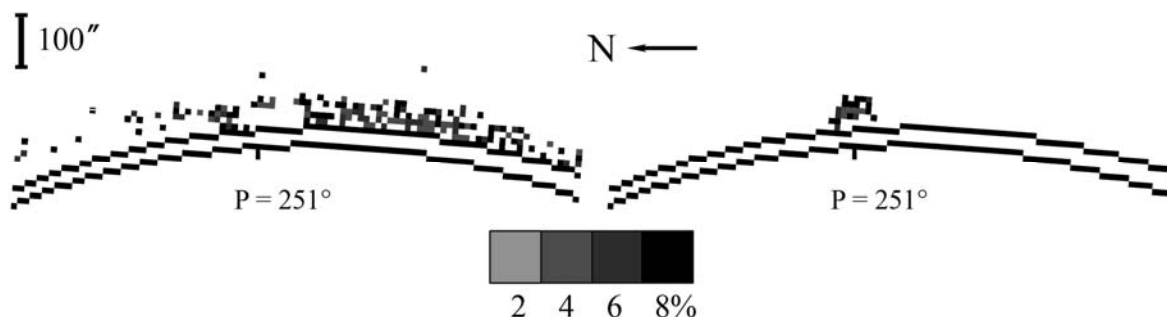


Рис. 1.

Рис. 1 иллюстрирует достоверность заявленных точностей. Верхнее p -изображение соответствует 3 ориентациям поляроида, разделенным 120° , и выявляет шум, достигающий 7–8%. Нижнее p -изображение, построенное по 24 ориентациям той же серии и того же интервала позиционных углов (P), обнаруживает на $P \approx 251^\circ$ структуру в поляризации, соответствующую Na-протуберанцу с эквивалентной шириной $<10^{-2}$ на синоптических картах ГАО РАН (<http://www.gao.spb.ru/english/database/>).

3. Результаты

На рис. 2 показаны традиционные и поляризационные изображения двух спокойных Na-протуберанцев, локализованных над NE (слева, позиционный угол $P = 42^\circ$) и NW (справа, $P = 307^\circ$) лимбами: сверху вниз – двумерное распределение параметра Стокса I (традиционное изображение, белой чертой отмечено положение лимба Луны для момента наблюдения); двумерные распределения p , χ и знака χ , получаемые из параметров Стокса I , U , Q и скорректированные за вклад континуума короны. Отклонения плоскости линейной поляризации от тангенциального к лимбу Солнца направления по часовой стрелке обозначены знаком «+», против часовой стрелки – знаком «-». Показаны лимбы Солнца и Луны, шкалы p , χ и высоты h . Цифры на шкалах соответствуют верхнему пределу. Например, 8°

соответствует $4^\circ \leq \chi < 8^\circ$. Зависимость p от h (сплошная линия) в отсутствие магнитного поля, рассчитанная нами с помощью уравнений Занстра [6], и измеренные p показаны на правой панели рис. 2 для NW (черные квадраты) и нескольких пикселей NE (белые квадраты) протуберанцев. Указаны ошибки определения p и h . Локализация большинства точек под

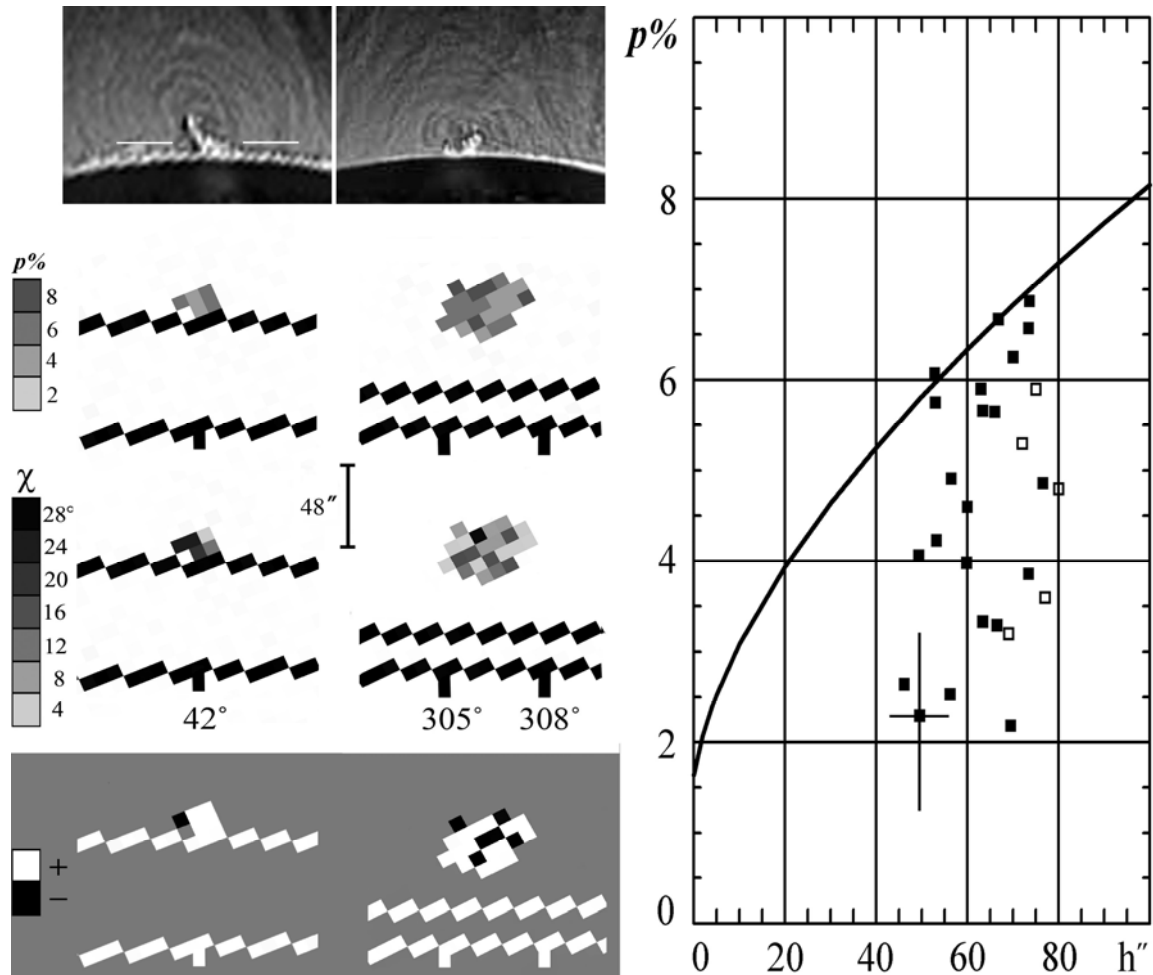


Рис. 2.

расчетной кривой наиболее часто объясняется эффектом Ханле: уменьшение p и появление ненулевых χ в присутствии продольных магнитных полей. На высотах 45–85'' $p = 0–7\%$ и $\chi = 0–28^\circ$. В интервале 30–60'' $p = 0–6\%$, усредненное $p = 4\%$, что, с учетом точности измерений, согласуется с внеатмосферной коронографической фильтровой линейной поляризацией спокойных протуберанцев [1] для этого же интервала высот. Анализ эффекта Ханле с учетом измеренных p и χ , аналогичный анализу, изложенному в [7], приводит к продольным полям <20 Гс, в то время как наблюдения этого же NE протуберанца в радиодиапазоне дают поля 100–550 Гс [8].

Наличие «+» и «-» полярностей в каждом протуберанце исключает их прямую классификацию как протуберанцев с прямой или инверсной по-

лярностью. Альтернативные объяснения (наличие свободных электронов, излучающих в континууме [9] с противоположной ориентацией тангенциальных к лимбу Солнца скоростей [10] или электрические поля [11]), требующие развития соответствующих теорий, мы здесь не рассматриваем.

Отметим, что в данной работе представлены первые «затменные» поляризационные изображения протуберанцев (двумерные распределения p , χ и знака χ), полученные с поляризационным разрешением $8''$ и фактической точностью $<2\%$ для p и $<2^\circ$ для χ . Применение данного метода к внезатменным коронографическим фильтровым измерениям линейной поляризации в двух линиях предоставит достоверную информацию о магнитной структуре этих объектов. В этом случае становится возможным решение обратной магнитогидростатической задачи: определение давления, плотности и температуры плазмы [12].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта No 11-02-00631 а.

Литература

1. *Bommier, V., Landi Degl'innocenti, E., Leroy, J.-L. et al.* 1994, Sol. Phys. 154, 231.
2. *Kim, I.S., Alexeeva, I.V., & Suyunova, E.Z.* 2012, ASP Conf. Ser. 463.
3. *Kim, I.S., Popov, V.V., Suyunova et al.* 2011, ASP Conf. Ser. 437, 195.
4. *Kim, I.S., Lisin, D.V., Popov, V.V., & Popova, E.V.* 2011b, ASP Conf. Ser. 437, 181.
5. *Kim, I.S., Kroussanova, N.L., Pavlov, M.V. et al.* ASP Conf. Ser. 437, 211.
6. *Zanstra, H.* 1950, MNRAS, 110, 491.
7. *Alexeeva, I.V., Bougaenko, O.I., Kim et al.* 2002, ESA SP-505, 325.
8. *Голубчина О.А., Богод В.М., Коржавин А.Н. и др.* 2008, Астрофиз. Бюл. 63, №16 34.
9. *Nikolsky, G.M., & Koutchmy, S.* 1981, Sov. Astron. Lett., 7(2), March-April, 102.
10. *Molodensky, M.M.* 1973, Sol. Phys., 28, 465.
11. *Casini, R., & Foukal, P.* 1996, Solar Physics, 163, 65.
12. *Соловьев А.А.* 2010, АЖ, 54, №1, 85А.

АСИММЕТРИЯ ПРОФИЛЕЙ ЛИНИЙ FeX 6374 В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ФАКТЫ

Тягун Н. Ф.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск

ASYMMETRY OF THE FeX 6374 LINE PROFILES IN ACTIVE REGIONS.OBSERVATIONAL FACTS

Tyagun N. F.

Institute of Solar-Terrestrial Physics, P.O. Box 4026, Irkutsk, 664033, Russia

Form of the FeX 6374 line profiles, observed with the Large Coronagraph of Sayan Observatory over two active regions at different heights in the corona, has been tested for asymmetry and its relation to other profile parameters: Doppler velocity, width, and intensity. We have found that most profiles have a red asymmetry. No correlation has been found between asymmetry and other profile parameters. Thus, the facts about profiles of EUV coronal lines, revealed from space observations on the disc (known from the literature), do not coincide with observations of the optical coronal line at the edge of the disc.

Классически при спектральных исследованиях принято профиль исследуемой линии аппроксимировать кривой Гаусса. При этом отклонения от нормальной кривой, которые могут быть реальными и нести в себе полезную информацию, теряются. Как показал наш опыт наблюдений с Большим Внеатменным Коронаграфом Саянской обсерватории (БВК), это имеет прямое отношение к профилям корональных линий. БВК был введён в строй в 1967 г., но до сих пор является крупнейшим инструментом подобного типа. Характеристики этого инструмента и его спектрографа (размер изображения на щели спектрографа равен 130мм., дисперсия спектрографа в рабочем порядке составляет 0,95–0,98 Å/мм) обеспечивают соответственно высокое качество получаемых спектров и возможность исследовать детали профилей линий. Наш опыт работы с профилями линий излучения короны свидетельствует, что подавляющее большинство из них имеют существенные отклонения от кривой Гаусса. Целенаправленный анализ профилей FeX 6374, наблюденных на всех широтах, показал, что в массе своей они асимметричны и асимметрия эта преимущественно синяя, независимо от того, наблюдаем ли мы на восточном, или на западном краю Солнца, хотя, казалось бы, что на западном краю можно ожидать проявления красной асимметрии (из-за вращения) [1]. Синяя асимметрия была обнаружена и для зелёной линии FeXIV 5303 по наблюдениям с интерферометром Фабри-Перо во время затмения [2]. Она также наблюдается как на западном, так и на восточном краях Солнца. Явление пока не получило объяснения.

Несмотря на то, что в настоящее время центр тяжести спектральных исследований Солнца переместился в космос, только недавно стали доступны спектры с высоким разрешением, позволяющие исследовать детали профилей линий излучения в коротковолновом диапазоне. Со времён Скайлаба известно, что EUV-линии излучения хромосферы и переходного слоя спокойного Солнца систематически показывают движения вниз – красный Доплер. Начиная с вершины переходного слоя и в нижней короне (более поздние наблюдения с SUMER) – движения вверх – синий Доплер. В последнее время в результате изучения асимметрии профилей EUV-линий переходного слоя и нижней короны оказалось, что характер этой асимметрии согласуется с доплеровским сдвигом, т.е. линии переходного слоя, показывающие красный Доплер, имеют и красную асимметрию, а линии нижней короны с синим Доплером имеют и синюю асимметрию [3–11]. Исследования процессов, вызывающих асимметрию профилей ведутся с акцентом поиска механизмов нагрева и пополнения веществом верхней атмосферы Солнца. При этом обнаружены корреляции между доплеровским сдвигом и интенсивностью, доплеровским сдвигом и шириной линии, а также синхронные колебания этих величин. В результате в качестве причин, вызывающих асимметрию рассматриваются волны, спикеры типа II, ветер, зарождающийся в основании короны, движения в петлеобразных структурах. Результаты разных работ не всегда сходятся и вопрос нагрева короны и понимание различного характера асимметрии остаётся открытым.

В настоящей работе мы продолжаем начатое ранее исследование. Целью является предварительное исследование формы профилей корональной линии FeX 6374, характера изменения их асимметрии над активными областями с высотой в короне и связи асимметрии с параметрами профилей. Наблюдения проведены с кривой щелью, располагавшейся концентрично лимбу и охватывающей $\sim 45^\circ$ по краю Солнца. Спектры получены на западном краю (W) над развитой группой пятен с шагом по высоте равным $15''$ (1 мм на изображении) до высоты $2'$ (8 снимков) и на восточном краю (E) над выходящей зарождающейся группой с шагом по высоте равным $7,5''$ (8 снимков). Разрезы по спектрам сделаны непрерывно с шагом $19''$ по широте в диапазоне $\sim 25^\circ$ и $\sim 22^\circ$ соответственно в W и E областях. Обработка описана в [12]. На Рис. 1 приведены графики распределений параметров контуров по позиционному углу над активными областями, но только для начальной высоты в короне. На кривых интенсивностей мы видим подавляющее большинство крестиков, обозначающих красную асимметрию. Ситуация мало меняется с высотой, хотя профилей с синей асимметрией и симметричных становится больше. Если оценивать всё количество профилей, то над областью с развитой группой пятен синих профилей относительно больше. Ходом кривых на наших рисунках подтверждается известное явление обратной взаимосвязи интенсивностей и ширин для ли-

нии FeX 6374 [12, 13], особенно это хорошо выражено на Рис. 1,В. Можно говорить о повышении ширин там, где увеличивается дисперсия скоростей (Рис. 1,В) – факт тоже известный [12].

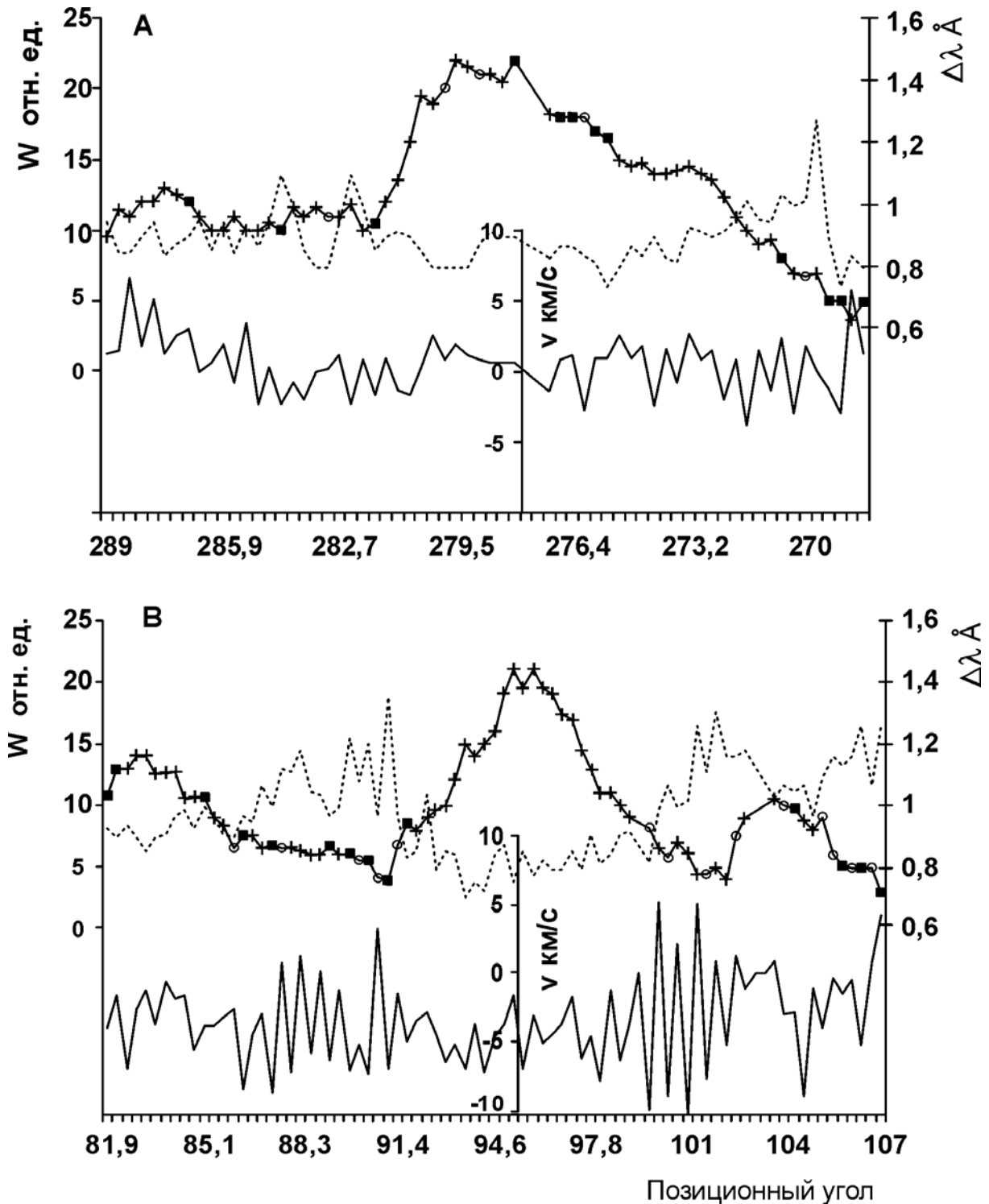


Рис. 1. Распределение параметров профилей корональной линии FeX 6374 над активными областями: А – W-край; В – E-край. +■○ – интенсивности (W отн. ед.), (+ – красная асимметрия; ■ – синяя асимметрия; ○ – отсутствие асимметрии); ---- – ширины линий ($\Delta\lambda \text{ \AA}$); — — лучевые скорости (V км/с).

Т.е., можно говорить о взаимосвязи обратной, или прямой: интенсивность – ширина, ширина – лучевая скорость, интенсивность – лучевая скорость. Мы не делали количественной оценки величины асимметрии (это предмет для будущего исследования), но просто на взгляд о связи асимметрии с каким-либо параметром профиля говорить не приходится. Таким образом, основной результат нашего исследования – **преимущественная красная асимметрия линии FeX 6374 во внутренней короне над активными областями пятен**, наблюдаемая как на восточном, так и на западном краях Солнца. В свете цитированных выше работ – факт неожиданный, прямо противоположный. Однако, как нам представляется, здесь важно учитывать, что наши наблюдения проведены в короне на краю диска, а цитируемые выше результаты получены по наблюдениям в EUV-диапазоне и – на диске. Т.е. угол зрения на объект в том и другом случае отличается на 90° , это во-первых. Во-вторых, известно, что красная линия проявляет себя по сравнению, например, с зелёной прямо противоположным образом как в цикле активности, так и в отношении взаимосвязи интенсивность – ширина линии [12]. Возможно, что и различная степень структурированности по лучу зрения для этих линий [13] может по-разному сказаться и на асимметрии профиля.

Работа частично поддержана грантом 11-02-00631 РФФИ.

Литература

1. Тягун Н.Ф. Солнечно-земная физика, 2009, вып.14, 19.
2. Raju K.P. 2010, ApJ, 736, 164.
3. Brekke P. 1993, ApJ, 408, 735.
4. De Pontieu B., McIntosh S.W., Hansteen V.H., & Schrijver C.I. 2009, Apj, 701, L1.
5. Peter H. 2001, A&A, 374, 1108.
6. Peter H. 2010, A&A, 521, A51.
7. Nishizuka N. & Hara H. 2011, ApJ, 737, L43.
8. Feldman U., Damasch J.E., & Doschek G.A. 2011, ApJ, 743, 165.
9. Tian Hui, McIntosh S.W., De Pontieu. 2011, Apj, 727, L37.
10. McIntosh S.W., Tian Hui, Sechler M. & De Pontieu. 2012, Apj, 749, 60.
11. Tian Hui, McIntosh S.W., Xia Lidong, He Jiansen, and Wang Xin. 2012, Apj, 748, 106.
12. Тягун Н.Ф., Степанов В.Е. Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso, Proc.7 Regional Consultation Solar Activity and Solar-Terrestrial relations, Bratislava: VEDA, 1976, 323-332.
13. Tyagun N.F. IAU Colloquium 144, Solar Coronal structures, Bratislava: VEDA, 1994, 421–426.

**ДИНАМИКА ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ЭЛЕКТРОНОВ И ХАРАКТЕРИСТИК
ИХ ГИРОСИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В КОЛЛАПСИРУЮЩЕЙ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ**

Филатов Л.В.¹, Мельников В.Ф.^{1,2}, Горбиков С.П.¹

¹ФГБНУ «Научно-исследовательский радиофизический институт», Нижний Новгород

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург.

**DYNAMICS OF SPATIAL DISTRIBUTION OF ENERGETIC
ELECTRONS AND THEIR GYROSYNCHROTRON EMISSION
IN THE COLLAPSING MAGNETIC TRAP**

Filatov L.V.¹, Melnikov V.F.^{1,2}, Gorbikov S.P.¹

¹ *Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod*

² *Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg*

We solve a non-stationary kinetic Fokker-Planck equation in the approach of the collapsing magnetic trap to get spatial, temporal, energy, and pitch-angle distributions of energetic electrons and their radio emission. It is shown that the magnetic field compression causes additional accumulation of energetic electrons due to the betatron and first order Fermi acceleration. The compression of the trap causes a general increase in the gyrosynchrotron intensity of the electrons trapped. A specific contribution of the acceleration processes manifests itself in a rapid growth of the radio emission intensity in the central part of the loop.

Корональные вспышечные петли являются фундаментальной структурой солнечной атмосферы [1]. Нестационарные процессы в них обусловлены движением и пересоединением линий магнитного поля Солнца и активно изучаются как наблюдательными, так и теоретическими методами. В работе [2], предложена и исследована модель коллапсирующей локальной магнитной ловушки, возникающей над вспышечной петлей ниже токового слоя. В таких ловушках, сжимающихся вдоль и/или поперек линий магнитного поля, помимо процессов удержания между магнитными зеркалами инжектированных из токового слоя электронов и их высыпания в конус потерь, работают также механизмы ускорения Ферми 1-рода и бетатронного ускорения. Благодаря этому предварительно ускоренные в токовом слое электроны получают дополнительную энергию. В рамках одночастичного приближения и одномоментной импульсной инжекции исследованы эффективность этих ускорительных механизмов для накопления и удержания ускоренных электронов, эволюция их энергетических и питч-угловых распределений, параметры интегрального по ловушке жесткого рентгеновского излучения электронов с энергией до 200 кэВ [3, 4]. Однако, учитывая возможность наблюдения вспышечных петель с высоким пространственным и временным разрешением в различных частотных диапазонах, жела-

тельно получение полной пространственно-временной картины распределения ускоренных электронов и характеристик их излучения. В предлагаемой работе рассматривается модель коллапсирующей ловушки в одномерном кинетическом приближении Фоккера-Планка, учитывающем процессы переноса и столкновения средне-релятивистских электронов энергии до 10 Мэв, а также протяженную пространственно-временную инжекцию. Строятся и сравниваются энергетические распределения электронов в различных моделях коллапсирующих ловушек, рассчитываются распределения параметров их гиротронного излучения.

Моделирование

Мы рассматриваем одномерную модель магнитной ловушки для инжектированных ускоренных электронов, которые двигаясь в ловушке, имеют кинетическую энергию E (в единицах mc^2), продольную естественную координату s и питч-угол $\alpha = \arccos(\mu)$. Магнитное поле $B(t, s)$ направлено вдоль ловушки, неоднородно и переменено во времени. Инжекция электронов задается функцией источника $S(t, s, \mu, E)$. В принятых дрейфовых координатах распределение энергичных электронов описывается кинетическим уравнением в приближении Фоккера-Планка [5]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s}(\dot{s}f) + \frac{\partial}{\partial \mu}(\dot{\mu}f) + \frac{\partial}{\partial E}(\dot{E}f) = \frac{\partial}{\partial E}(A_E f) + \frac{\partial}{\partial \mu} \left(D_{\mu\mu} \frac{\partial f}{\partial \mu} \right) + S(t, s, \mu, E),$$

где $f(t, s, \mu, E)$ – функция распределения ускоренных электронов в ловушке. Пренебрегая кривизной траектории ведущего центра электронов и их дрейфом поперек магнитного поля, полагая также выполненными условия адиабатичности ловушки и учитывая нестационарные механизмы бетатронного и Ферми ускорений определены коэффициенты переноса $\dot{s}, \dot{\mu}, \dot{E}$, коэффициенты динамического трения A_E и питч-угловой диффузии $D_{\mu\mu}$:

$$\dot{s} = v_{\parallel} = c\beta\mu, \quad \dot{E} = \dot{\gamma} = \gamma\beta^2 \frac{1-\mu^2}{2} \frac{B_t}{B} - \gamma\beta^2 \mu^2 \frac{\dot{l}}{l}, \quad A_E = \frac{c}{\lambda_0} \frac{1}{\beta},$$

$$\dot{\mu} = -c\beta \frac{1-\mu^2}{2} \frac{B_s}{B} - \frac{\mu}{\gamma^2} \cdot \frac{1-\mu^2}{2} \frac{B_t}{B} - \frac{\mu}{\gamma^2} (1-\mu^2) \frac{\dot{l}}{l}, \quad D_{\mu\mu} = \frac{c}{\lambda_0 \beta^3 \gamma^2} (1-\mu^2).$$

Здесь $\beta = v/c$, v – скорость электрона, c – скорость света, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} = E+1$ Лоренц фактор, $l = l(t)$ – полурасстояние между подвижными магнитными зеркалами, $\lambda_0 = 1/4\pi r_0^2 n(s) \ln \Lambda$, $n(s)$ – плотность фоновой плазмы, $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм, r_0 – классический радиус электрона.

Численное решение начально-краевой задачи для уравнения Фоккера-Планка проводилось на основе апробированной конечно-разностной схемы с расщеплением по физическим факторам [6]. Расчеты велись для симметричной ловушки длиной $2l_0 = 6 \cdot 10^9$ см и коллапсирующей в течение $t_k = 10$ с в продольном или поперечном направлении. Магнитное поле задавалось в

виде $B(t, s) = B_0 + (s/l)^2 \cdot (B_1 - B_0)$, где B_0, B_1 – соответственно минимальное значение поля в центре ловушки и максимальное в точках зеркал $s = \pm l$. Рассмотрены две простые модели изменения магнитного поля. **Модель В** задает коллапс ловушки в поперечном направлении за счет линейного нарастания поля B_0 в центре ловушки при неподвижных зеркалах $l = \pm l_0$ (бетатронное ускорение). В **Модели F** ловушка коллапсирует в продольном направлении за счет равномерного сближения зеркал при постоянных значениях B_0, B_1 (ускорение Ферми). Инжекция энергичных электронов в ловушку задавалась функцией $S(t, s, \mu, E) = S_0 \cdot S_1(E) \cdot S_2(\mu) \cdot S_3(s) \cdot S_4(t)$. Энергетический спектр инжекции задавался степенным в форме $S_1(E) = (E/E_{\min})^{-\delta}$ с показателем $\delta = 3.6$ в диапазоне от $E_{\min} = 30 \text{ кэВ}$ до $E_{\max} = 10 \text{ МэВ}$. По питчуглу инжекция изотропна: $S_2(\mu) = 1$. По длине ловушки распределение мощности инжекции задавалось функцией Гаусса: $S_3(s) = \exp(-(s - s_0)^2 / s_1^2)$, с максимумом в центре ловушки $s_0 = 0$ и шириной $s_1 = 3 \cdot 10^8 \text{ см}$. Временной профиль инжекции также полагался гауссовым $S_4(t) = \exp(-(t - t_0)^2 / t_1^2)$ с максимумом при $t_0 = t_k / 4 = 2.5 \text{ с}$ и продолжительностью $t_1 = 1.4 \text{ с}$. Фоновая плазма полагалась однородной с концентрацией $n(s) = n_0 = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Расчеты по двум моделям коллапсирующих ловушек сравнивались с расчетом для ловушки с постоянным во времени полем (**Модель S**).

Результаты моделирования

Пространственные профили распределений для электронов с энергией 2,46 МэВ приведены на рис. 1.

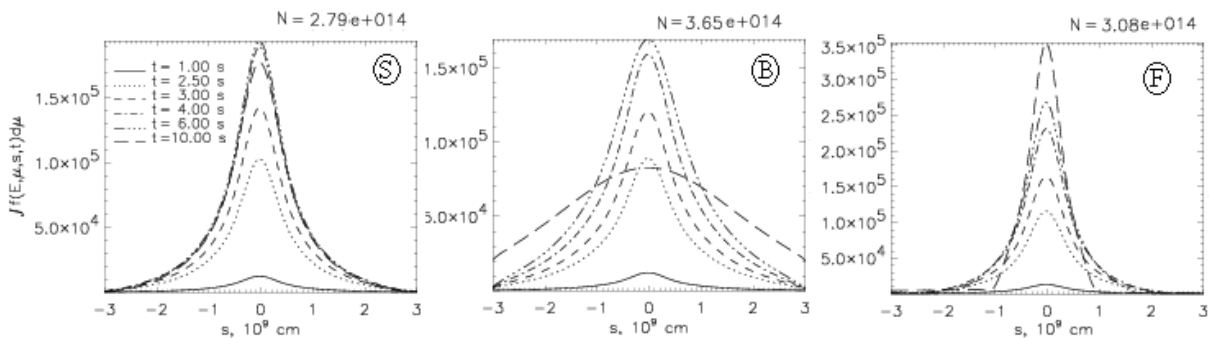


Рис. 1. Пространственные профили распределений с $\alpha \approx 90^\circ$ и $E = 2,46 \text{ МэВ}$.

Можно видеть что, бетатронное ускорение более эффективно, чем ускорение Ферми, поскольку наполняет ловушку электронами больше и равномерней по всей длине. В **Модели В** максимальное мгновенное число электронов в ловушке $N(E) = \max \int f(E, \mu, s, t) d\mu ds$ на 20% превышает это число в **Модели F** и на 31% чем в **Модели S**. Изначально изотропный профиль инжектированных электронов в **Модели В** становится резко анизотропным.

тропным. Поскольку в распределении за счет бетатронного ускорения преобладают ускоренные поперечные электроны с питч-углами близкими к 90° , а продольные электроны быстро покидают ловушку из-за увеличения конуса потерь. В *Модели F*, где действует ускорение Ферми, наоборот питч-угловая анизотропия практически отсутствует и даже менее выражена, чем в модели ловушки с постоянным полем.

Указанные особенности накопления электронов в ловушке сказываются на параметрах гиротронного излучения, рассчитанного нами на основе общих выражений [7].

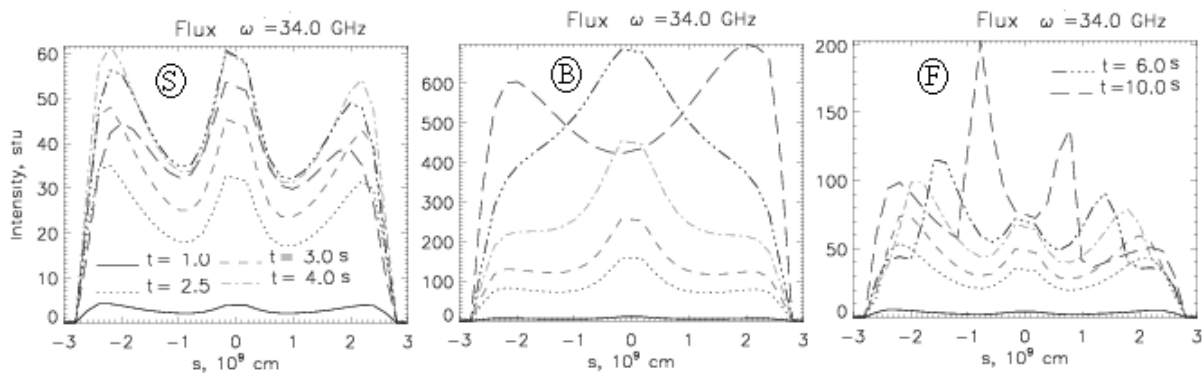


Рис. 2. Пространственные профили радиояркости на частоте 34 ГГц и угле зрения 10° .

Из рис. 2 видно, что радиояркость на частоте 34 ГГц ловушки в *Модели B* существенно выше, чем в *Модели S* и в *Модели F*. Главную роль в повышении радиояркости играет увеличение магнитного поля в центре петли. Однако доля именно бетатронного ускорения в увеличении радиояркости составляет около 50%. Ловушка с преобладающим бетатронным механизмом ускорения не только более ярка в радиодиапазоне, в ней так же должно наблюдаться явно выраженное пятно яркости в центре, расширяющееся со временем.

Работа выполнена при поддержке грантов ФЦП «Кадры» №Р683/20.05.2010, 8524 и мероприятие 1.2.1, грантов РФФИ № 11-02-91175, 12-02-00616, НШ-16-25.2012.2 и гранта Программы ПРАН №22.

Литература

1. Зайцев В.В., Степанов А.В. // УФН, том 178, №11, с.1145-1204.
2. Somov B.V., Kosugi T. // ApJ, 1997, v.485, p.859-868.
3. Богачев С.А., Сомов Б.В. // Письма в астрон. журн., 2005, том 31, №8, с.601-610.
4. Богачев С.А., Сомов Б.В. // Письма в астрон. журн., 2007, том 33, №1, с.62-71.
5. Hamilton R.J., Lu E.T. and Petrosian V. // ApJ, 1990, v.354, p.726-734.
6. Reznikova V.E., Melnikov V.F., Shibasaki K., Gorbikov S.P., Pyatakov N.P., Myagkova I.N. and Ji H. // ApJ, 2009, v.697, p.735-746.
7. Fleishman G.D., Melnikov V.F. // ApJ, 2003, v.587, p.823.

УСЛОВИЯ ЭФФЕКТИВНОГО БЕТАТРОННОГО УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ВО ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЛЯХ

Филатов Л.В.¹, Мельников В.Ф.^{1,2}, Горбиков С.П.¹

¹ФГБНУ «Научно-исследовательский радиофизический институт», Нижний Новгород

²Главная астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

CONDITIONS OF EFFECTIVE BETATRON ELECTRON ACCELERATION IN THE FLARE LOOPS

Filatov L.V.¹, Melnikov V.F.^{1,2}, Gorbikov S.P.¹

¹ *Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod*

² *Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St.-Petersburg*

Non-stationary variation of the magnetic field in a solar flare loop can lead to the acceleration of electrons by the betatron mechanism. However, this mechanism may be ineffective in the case of frequent Coulomb collisions. In this paper, we have found the electron energy range, the density of the background plasma, and the rate of the magnetic field change, at which the betatron mechanism is effective for acceleration and accumulation of electrons in the trap. The analysis is performed by solving the time-dependent kinetic Fokker-Planck equation for the case of local collapsing traps.

Нестационарное изменение магнитного поля в солнечной вспышечной петле может приводить к ускорению электронов посредством бетатронного механизма. Так, например, в локальной коллапсирующей ловушке, возникающей над вспышечной петлей, инжектированные в нее электроны получают дополнительную энергию за счет сжатия трубки магнитного поля [1, 2]. В статье [3] мы рассмотрели различные механизмы сжатия такой ловушки и на основе решения нестационарного кинетического уравнения Фоккера-Планка исследовали накопление и удержание энергичных электронов в локальной коллапсирующей ловушке с учетом влияния бетатронного ускорения и ускорения Ферми 1 рода.

В данной работе рассматривается эффективность бетатронного ускорения и влияние на него таких параметров, как плотность фоновой корональной плазмы и скорость процесса поперечного сжатия ловушки. Важно получить количественные оценки такого влияния и, кроме того, выявить особенности удержания электронов при наличии столкновений, поскольку кулоновские столкновения инжектированных электронов с частицами фоновой плазмы приводят к их торможению и рассеянию по питч-углам. Ускорение Ферми 1 рода, возникающее при продольном сжатии ловушки, не учитывалось.

Модель коллапсирующей ловушки

Рассматривается одномерная модель магнитной ловушки для инжектированных электронов, которые, двигаясь в ней, имеют кинетическую энергию E , продольную пространственную координату s и питч-угол $\alpha = \arccos(\mu)$. Магнитное поле $B(t, s)$ направлено вдоль ловушки, неоднородно и переменено во времени. Динамика изменения функции распределения ускоренных электронов $f(t, s, \mu, E)$ описывается нестационарной кинетической моделью [3, 4].

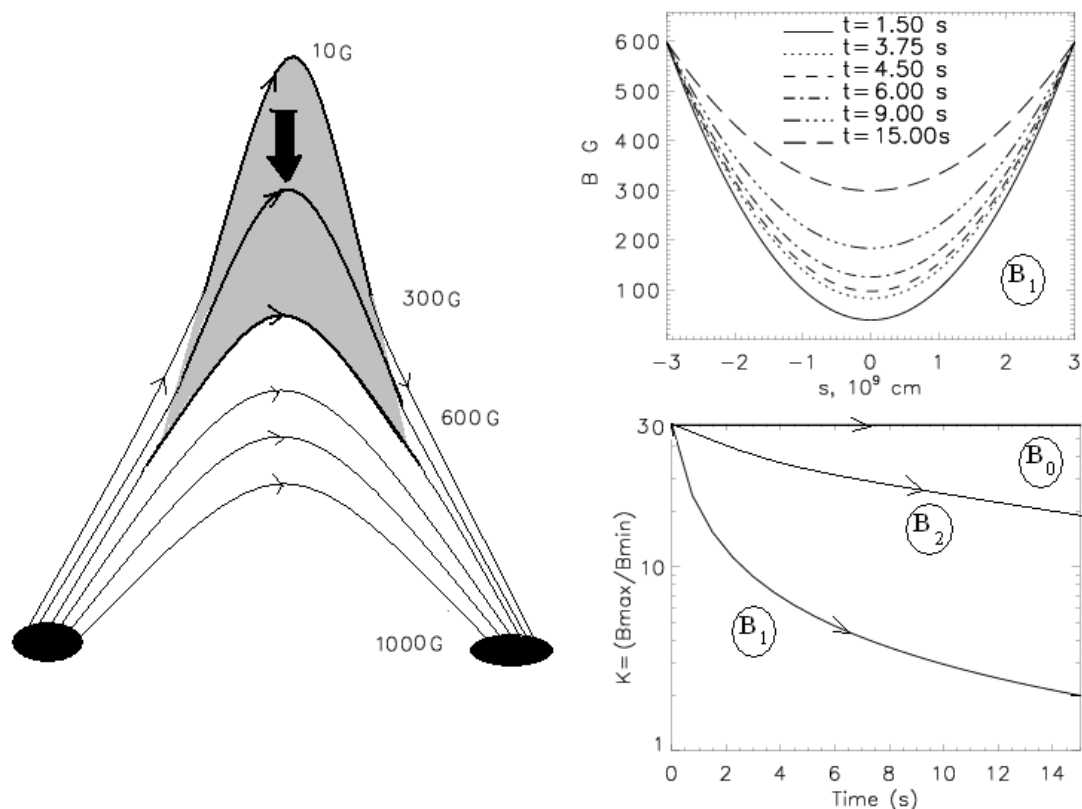


Рис. 1. Коллапсирующая поперек поля ловушка.

Исследуется симметричная ловушка с нарастающим в центре магнитным полем. В такой коллапсирующей поперек поля ловушке действует механизм бетатронного ускорения. На рис. 1 приводятся профили магнитного поля вдоль ловушки для различных моментов времени. Пробоочное отношение $k(t) = \max_s B(t, s) / \min_s B(t, s)$ задает конус потерь $\sin^2(\alpha) \leq 1/k$ и определяет возможность удержания электронов в ловушке. Рассмотрены три режима изменения магнитного поля. Режим B_0 задает стационарную ловушку с неизменным полем и с постоянным $k(t) = 30$. Режимы B_1 и B_2 задают сжатие ловушки от $k(0) = 30$ до $k(t_k) = 2$ за время $t_k = 15$ сек и $t_k = 60$ сек, соответственно. Плотность фоновой плазмы в ловушке принята однородной и равной $n_0 = 0$ для рассмотрения бесстолкновительного приближения,

$n_0 = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ и $n_{10} = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ для учета столкновений энергичных электронов с частицами фоновой плазмы.

Результаты моделирования

Ускорение электронов в коллапсирующей ловушке связано с рядом разнонаправленных механизмов, действующих в ней. Помимо непосредственно бетатронного механизма, увеличивающего энергию и питч-угол электронов, увеличивается вероятность их высыпания в конус потерь, расширяющийся при коллапсе. Кулоновские столкновения энергичных электронов с заряженными частицами фоновой корональной плазмы приводят, с одной стороны, к их торможению, а с другой стороны, – к поперечной диффузии, что может изменить число частиц, вовлекаемых в процесс ускорения. На рис.2 приводятся результаты расчетов энергетического спектра ускоренных электронов в трех указанных режимах коллапса и для трех значений плотности фоновой плазмы для изотропно инжектированных в центре ловушки электронов со степенным энергетическим спектром.

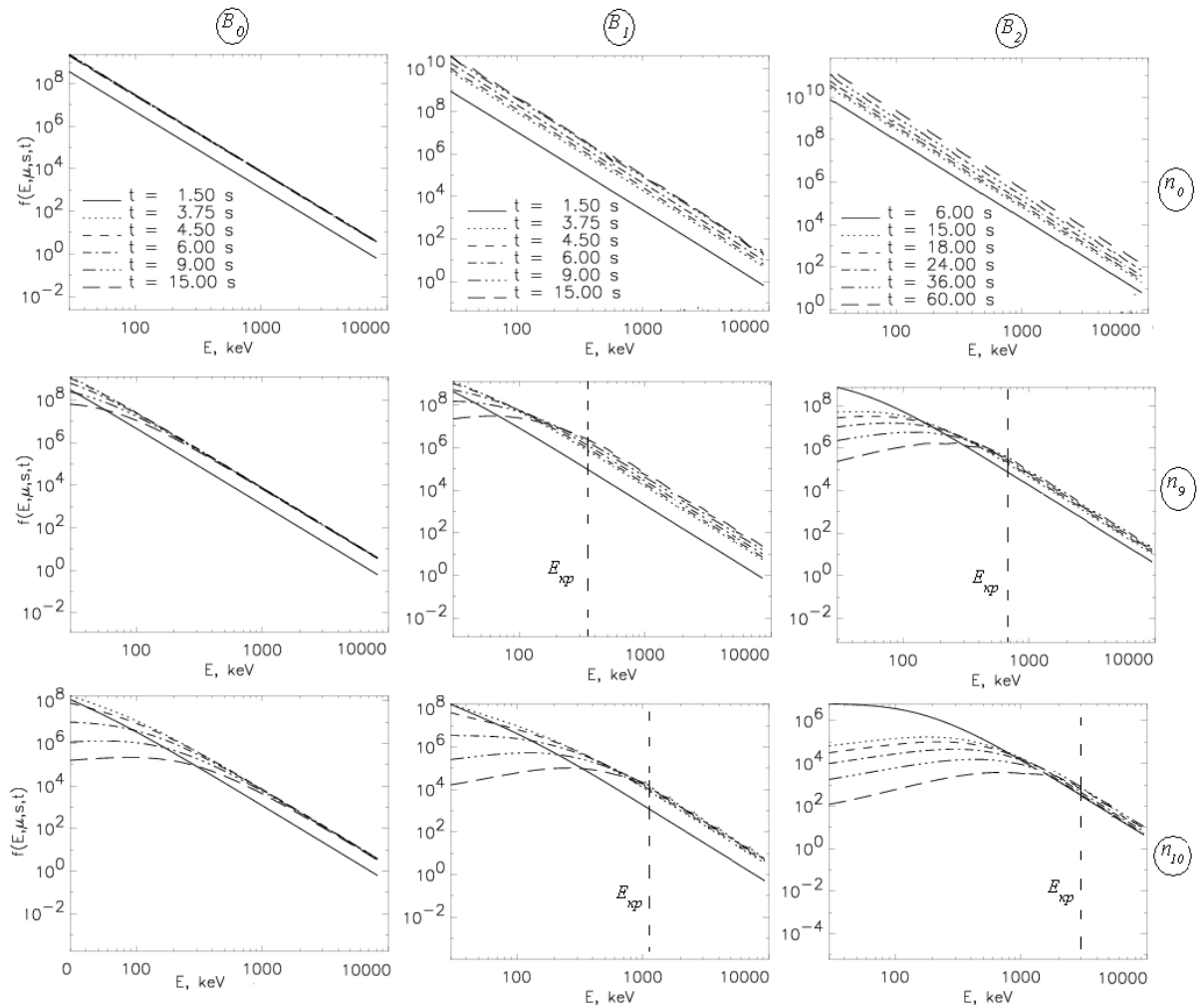


Рис. 2. Профили распределения по энергии E при $\alpha = 89^\circ$ и $s = 2,5 \cdot 10^7 \text{ см}$.

В бесстолкновительном приближении (верхние панели на рис. 2) исходный степенной спектр инжектированных электронов в процессе ускорения остается степенным, поднимаясь на более высокий уровень. Кулоновские столкновения с заряженными частицами фоновой плазмы приводят к изменению энергетического спектра. Как показывают средние и нижние панели на рис. 2, малоэнергичные электроны эффективно тормозятся и рассеиваются в конус потерь, а высокоэнергичные электроны слабо взаимодействуют с фоновой плазмой, а при определенных условиях могут и ускоряться. В итоге исходный степенной спектр инжектированных электронов становится более пологим на низких энергиях.

Степень влияния кулоновских столкновений на ускорение электронов в коллапсирующей ловушке зависит от соотношения характерного времени столкновений электронов с частицами фоновой плазмы и характерного времени процесса сжатия ловушки. Чем выше скорость коллапса, тем меньше влияние кулоновских столкновений. Для любой плотности плазмы и для любой скорости коллапса существует критическая энергия $E_{кр}$, такая, что электроны с меньшей энергией уже не ускоряются, а лишь тормозятся. На центральной панели рис. 2 показано, что для ловушки, коллапсирующей за время $t_k = 15 \text{сек}$ от $k(0) = 30$ до $k(t_k) = 2$ (режим **В₁**) и имеющей плотность плазмы $n_0 = 5 \cdot 10^9 \text{см}^{-3}$, критической является энергия 150кэВ. С ростом плотности плазмы и уменьшением скорости коллапса критическая энергия только возрастает.

Таким образом, в коллапсирующих магнитных ловушках вспыхивающих петель с плотностью фоновой плазмы более $n_0 = 5 \cdot 10^9 \text{см}^{-3}$ инжектированные энергичные электроны не могут быть ускорены дополнительно бетатронным механизмом, если их энергия меньше 150 кэВ.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов ФЦП «Кадры» №Р683/20.05.2010, 8524 и мероприятия 1.2.1, грантов РФФИ № 11-02-91175, 12-02-00616, НШ-16-25.2012.2 и гранта Программы ПРАН №22.

Литература

1. *Somov B.V., Kosugi T.* // *ApJ*, 1997, v.485, p.859–868.
2. *Богачев С.А., Сомов Б.В.* // *Письма в астроном. журн.*, 2009, том 35, №1, с.63–75.
3. *Филатов Л.В., Мельников В.Ф., Горбиков С.П.* // *Труды Пулковской всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца.* Санкт-Петербург, 2012.
4. *Hamilton R.J., Lu E.T. and Petrosian V.* // *ApJ*, 1990, v.354, p.726–734.

БЫСТРОЕ ЗАТУХАНИЕ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН В КОРОНЕ ВСЛЕДСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Хонгорова О.В.¹, Веселовский И.С.^{2,3}, Михалыев Б.Б.¹

¹*Калмыцкий государственный университет, Элиста*

²*НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ*

³*Институт космических исследований РАН, Москва*

FAST DAMPING OF MAGNETOSONIC WAVES IN THE CORONA VIA RADIATION

Khongorova O.V.¹, Veselovsky I.S.^{2,3}, Mikhalyaev B.B.¹

¹*Kalmyk State University, Elista, Russia*

²*Institute of Nuclear Researches, Moscow State University*

³*Institute of Space Researches of Russian Academy of Sciences, Moscow*

The influence of a radiation losses on magnetosonic waves in the solar corona is studied. Coronal conditions are founded under which the radiation losses are essential large. It is shown that for plasma temperature close to 1-2 MK fast magnetosonic wave turns fast damping. In this temperature interval the coronal loops are detected in an EUV wave band.

Детальное наблюдение изгибных колебаний корональных петель в интервале температур 1–2 МК показывает, что в ряде случаев температура плазмы быстро падает вследствие охлаждения из-за радиационного излучения [1]. Это наводит на мысль о возможности быстрого радиационного затухания магнитозвуковых волн в солнечной короне.

В оптически тонкой среде, примером которой является солнечная корона, функция энергетических потерь определяется локальными значениями плотности и температуры:

$$L = \rho\Lambda(T) - H. \quad (1)$$

Она определяется как разность энергии $\rho\Lambda(T)$, теряемой единицей массы среды в единицу времени при излучении, и энергии H , получаемой ею в результате нагрева. Для функции радиационных потерь можно принять аналитическую аппроксимацию

$$\Lambda(T) \approx \kappa T^\alpha, \quad \alpha = \frac{d\log\Lambda}{d\log T}, \quad \kappa - \text{const}. \quad (2)$$

Поведение кривой потерь в небольшой окрестности заданной точки определяется показателем α . Будем выделять два интервала температур, в которых наблюдение корональных петель производится в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах. В первом случае аппроксимация имеет нулевой показатель:

$$T \approx 10^6 - 10^{6.3} \text{ К}, \Lambda(T)\rho^2 / n^2 \approx 10^{-21.94} \text{ эрг см}^3/\text{с}, \quad (3)$$

во втором – отрицательный:

$$T \approx 10^{6.3} - 10^7 \text{ К}, \Lambda(T)\rho^2 / n^2 \approx 10^{-17.73} T^{-2/3} \text{ эрг см}^3/\text{с}. \quad (4)$$

Нашей задачей является сравнительный анализ радиационного затухания в указанных интервалах.

Будем рассматривать невязкую электропроводящую жидкость без электрического сопротивления и теплопроводности

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{4\pi} \text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}, \quad (5)$$

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \text{div} \mathbf{v} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (7)$$

$$\frac{dp}{dt} - \frac{\gamma p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -(\gamma - 1)\rho L, \quad (8)$$

В равновесном состоянии $L(\rho_0, T_0) = 0$, то есть $\rho_0 \Lambda(T_0) = H$. Для возмущений \mathbf{v} , ρ , p , \mathbf{B} имеют место линейные уравнения

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p + \frac{1}{4\pi} \text{rot} \mathbf{B}_0 \times \mathbf{B}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \text{div} \mathbf{v} = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0), \quad (11)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\gamma p_0}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial t} = -d \left(\frac{\gamma p_0}{\rho_0} (1 - \alpha) \rho + \gamma \alpha p \right), \quad d = \frac{(\gamma - 1) \mu \rho_0 \Lambda(T_0)}{\gamma R T_0}. \quad (12)$$

Дисперсионное уравнение для магнитозвуковых волн имеет вид

$$\omega^4 (\omega + i d \gamma \alpha) - \omega^2 k^2 (\omega (C_S^2 + V_A^2) + i d (\gamma \alpha V_A^2 + (\alpha - 1) C_S^2)) + (\omega + i d (\alpha - 1)) \times C_S^2 V_A^2 k^4 \cos^2 \theta = 0, \quad C_S^2 = \gamma p_0 / \rho_0, \quad V_A^2 = B_0^2 / 4\pi \rho_0, \quad \cos^2 \theta = (\mathbf{B}_0 \mathbf{k})^2 / B_0^2 k^2. \quad (13)$$

В пределе слабого радиационного охлаждения можно получить приближенные выражения для мнимых частей частоты соответственно для быстрой (БМЗВ) и медленной магнитозвуковых волн (ММЗВ)

$$\text{Im}(\omega_f) \approx (\alpha - \gamma \alpha - 1) d \frac{\omega_{f0}^2 - V_A^2 k^2}{2(\omega_{f0}^2 - \omega_{S0}^2)}, \quad \text{Im}(\omega_S) \approx (\alpha - \gamma \alpha - 1) d \frac{V_A^2 k^2 - \omega_{S0}^2}{2(\omega_{f0}^2 - \omega_{S0}^2)}. \quad (14)$$

Через ω_{f0} и ω_{S0} обозначены частоты магнитозвуковых волн в нулевом приближении. Поскольку в короне $C_S \ll V_A$, в ситуации общего положения затухание БМЗВ мало по сравнению с затуханием ММЗВ. На рис. 1 показаны дисперсионные кривые ММЗВ. Для выбранных на рисунке значений параметров при $kL = 0.3$ получаем следующие параметры колебаний: $\alpha = -1$) $\omega_S \approx 0.0231 - 0.00026i \text{ (с}^{-1}\text{)}$, период колебаний $P \approx 272 \text{ с}$, время затухания $\tau \approx 14P$; $\alpha = 0$) $\omega_S \approx 0.0344 - 0.0155i \text{ (с}^{-1}\text{)}$, период колебаний $P \approx 183 \text{ с}$, время затухания $\tau \approx 0.35P$. Из этих данных следует, что радиационное затухание ММЗВ является весьма эффективным. В случае продольного распространения волны ситуация с затуханием принципиально не отличается.

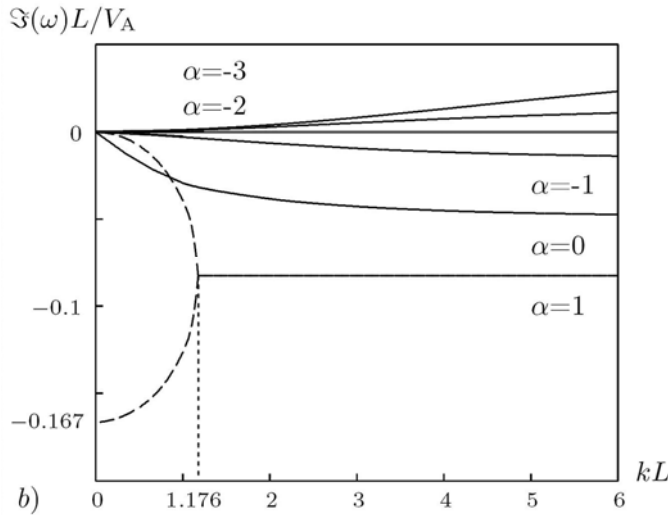


Рис. 1. Дисперсионные кривые для медленной магнитозвуковой волны с учетом эффекта излучения. Величина L есть некоторый пространственный масштаб, выбрано $\theta = \pi/4$ и $d = 0.1 \text{ с}^{-1}$.

Для БМЗВ при поперечном распространении эффект затухания должен проявляться ярче всего, в этом случае дисперсионное уравнение приобретает вид

$$\omega^3 + id\gamma\alpha\omega^2 - \omega(C_S^2 + V_A^2)k^2 - id(\gamma\alpha V_A^2 + (\alpha - 1)C_S^2)k^2 = 0, \quad (15)$$

откуда для мнимой части частоты находим уравнение

$$8\beta^3 + 8d\gamma\alpha\beta^2 + 2\beta((C_S^2 + V_A^2)k^2 + d^2\gamma^2\alpha^2) + d\gamma\alpha(C_S^2 + V_A^2)k^2 - d(\gamma\alpha V_A^2 + (\alpha - 1)C_S^2) = 0. \quad (16)$$

Вещественная часть частоты БМЗВ в случае с затуханием мало отличается от частоты БМЗВ без затухания, а мнимая часть показана на рис. 2. Ее характерной особенностью является сильная зависимость от показателя α , определяющего локальное поведение функции радиационных потерь, при малых волновых числах. Иными словами, БМЗВ с большой длиной волны

могут затухать быстро, если показатель принимает значения, близкие к нулю.

Рассмотрим числовые решения дисперсионного уравнения (15) в двух интервалах температур (3) и (4). Выберем характерные для короны масштабы плотности частиц $n = 10^9 \text{ см}^{-3}$ и длины $L = 10^8 \text{ см}$. Для интервала $T = 10^6 - 10^{6.3} \text{ К}$ получаем $d \sim 0.1 \text{ с}^{-1}$ и для $kL = 0.01$ частота равна $\omega_f \approx 0.0201 - 0.000494 i (\text{с}^{-1})$. Отсюда получаем период $P \approx 312 \text{ с}$ и время затухания $\tau \approx 2020 \text{ с}$. Для интервала $T = 10^{6.3} - 10^7 \text{ К}$ получаем $d \sim 0.001 \text{ с}^{-1}$, тогда частота равна $\omega_f \approx 0.0201 - 0.00000274 i (\text{с}^{-1})$. Для периода получаем значение $P \approx 313 \text{ с}$, для времени затухания – $\tau \approx 3.7 \times 10^5 \text{ с}$.

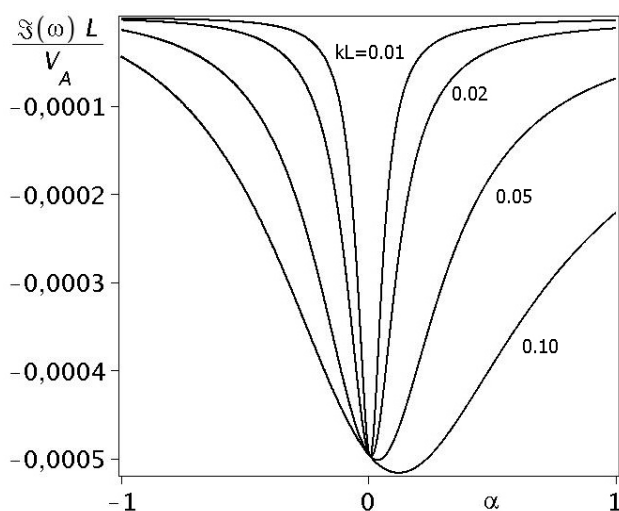


Рис. 2. Зависимость мнимой части частоты БМЗВ от показателя α для различных значений волнового числа.

Полученные результаты показывают, что в области температур $T = 10^6 - 10^{6.3} \text{ К}$, где корональные петли наблюдаются в ультрафиолетовом диапазоне, радиационное затухание БМЗВ является быстрым, в то время как в интервале $T = 10^{6.3} - 10^7 \text{ К}$, где наблюдение производится в рентгеновском диапазоне, радиационное затухание мало. Последнее подтверждается другими источниками [2, 3]. Таким образом оказывается, что эффект излучения в поведении магнитозвуковых волн существенно зависит от локального поведения функции радиационных потерь.

Работа выполнена в рамках госзадания Минобрнауки РФ 2012 г. для КалмГУ (тема 775), госзадания Минобрнауки РФ по академической мобильности 14.В37.21.0251 и Программы Президиума РАН № 22.

Литература

1. *Aschwanden M.J., Terradas J.* *Astrophys. J.* 2008. V. 686. P. L127.
2. *Копылова Ю.Г., Степанов А.В., Цан Ю.Т.* Письма в Астрон. журн. 2002. Т. 28. № 11. С. 870.
3. *Степанов А.В., Копылова Ю.Г., Цан Ю.Т. и др.* Письма в Астрон. журн. 2004. Т. 30. № 7. С. 530.

О ПРИРОДЕ ПУЛЬСАЦИЙ НЕТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ 5 НОЯБРЯ 1992 ГОДА

Цап Ю.Т.¹, Гольдварг Т.Б.², Копылова Ю.Г.³, Степанов А.В.³

¹НИИ КрАО, п. Научный, Украина

²Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

³ГАО РАН, СПб, Россия

Tsap Yu.T.¹, Goldvarg T.B.², Kopylova Yu.G.³, Stepanov A.V.³

¹Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

²Kalmyk State University, Elista, Russia

³Crimean Astrophysical Observatory, Ukraine

Fine structure of time variations of microwave and hard X-ray emissions from the 1992, November 5 solar flare was analyzed. On the basis of the wavelet analysis, pulsations of intensity with the period of 6 seconds were revealed from both data sets. Observed anticorrelation between the time profiles of the microwave and hard X-ray emissions, peculiarities in the time delays between the observed peaks seem to be related to excitation of fast magnetoacoustic oscillations in a flare loop (coronal trap).

Введение

Как известно, в ходе вспышечного энерговыделения временные профили микроволнового и жесткого рентгеновского излучения обыкновенно ведут себя схожим образом [1–3]. При этом часто наблюдаются задержки длительностью 1–10 с между наступлением максимумов [4, 5]. Их связывают либо с двухступенчатым ускорением заряженных частиц [6], либо с особенностями их распространения в корональных петлях (магнитных ловушках) [7]. Тем не менее, вопрос о том, что является причиной временных задержек, по-прежнему остается открытым.

Анализ пульсаций вспышечного излучения является эффективным средством диагностики процессов энерговыделения [8–11]. Однако природа их происхождения остается до конца не выясненной. Так, исходя из анализа временных профилей жесткого рентгеновского и микроволнового излучения высокоэнергичных электронов с энергией $E > \text{кэВ}$, Флейшман и др. [12] пришли к заключению, что в событии 15 июля 2003 г. пульсации вызваны вариациями инжекции ускоренных электронов. Между тем, в случае вспышки 23 мая 1990 г. Копылова и др. [9] связали секундные осцилляции микроволнового излучения с колебаниями вспышечной петли. Цель настоящей работы — попытаться выяснить происхождение пульсаций нетеплового излучения для солнечной вспышки 5 ноября 1992 г.

Наблюдения и обработка данных

Вспышка 5 ноября 1992 г. рентгеновского класса M 2.0 произошла между 06:15 и 06:25 UT в активной области с координатами S15 W78 вбли-

зи лимба Солнца. Микроволновое излучение наблюдалось на радиотелескопах обсерватории Nobeyama, а мягкое и жесткое рентгеновское — на спутнике Yohkoh. Временное разрешение инструментов составляло около 1 с.

Наложение изображений источников в мягком рентгене, в каналах L (14–23 кэВ), M1 (23–33 кэВ), M2 (33–53 кэВ), H (55–93 кэВ) и микроволновом диапазоне на частоте 17 ГГц позволило предположить, что в рассматриваемом случае имело место простая петельная вспышка. Как следует из спектральных наблюдений вспышки на радиополяриметре Nobeyama, максимальный поток микроволнового излучения на 17 ГГц был приблизительно в два раза меньше, чем на 35 ГГц, т.е. источник гиротронной природы являлся оптически толстым.

Поведение спектрального потока излучения на 17 ГГц во времени последовательно сравнивалось с потоками жесткого рентгеновского излучения в каждом из трех каналов L, M1 и M2. Было установлено, что при сдвиге временного профиля жесткого рентгеновского излучения относительно профиля микроволнового излучения в пределах $\Delta\tau = 6\text{--}8$ с, коэффициент корреляции R принимает максимальные отрицательные значения (пульсации происходят в противофазе), модуль которых превышает 0.5 и возрастает с увеличением энергии канала, достигая 0.75 для канала M2 (рис. 1). Причем временные задержки $\Delta\tau$ микроволнового излучения относительно рентгеновского возрастали с уменьшением энергии фотонов и для каналов M2, M1 и L и соответственно составили 6.5, 7.0 и 7.5 с.

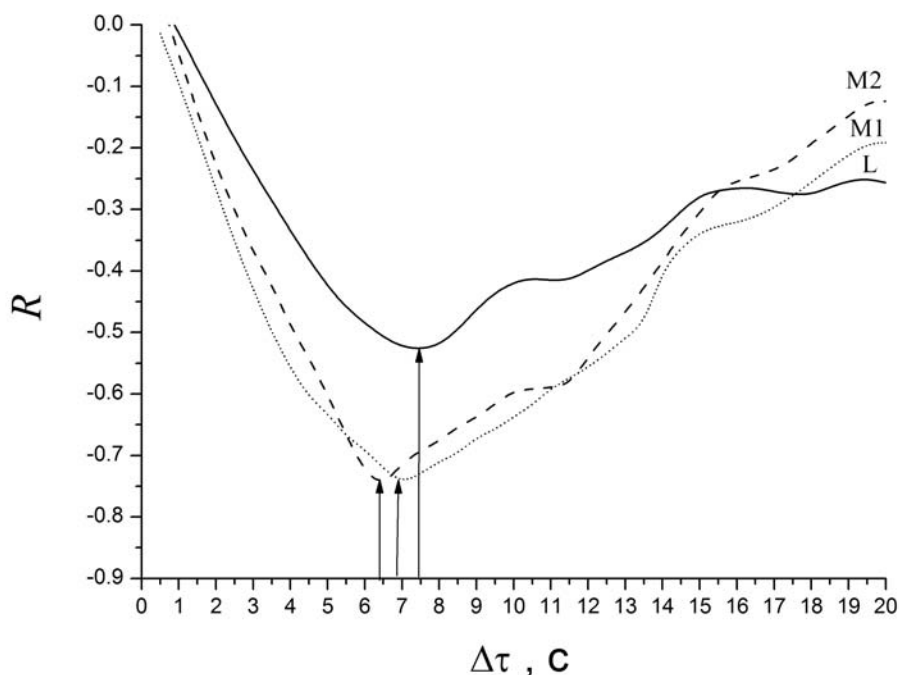


Рис. 1. Зависимость коэффициента корреляции R от временной задержки $\Delta\tau$.

Обработка данных наблюдений проводилась при помощи вейвлет-анализа с использованием программы, разработанной Ю.А.Наговицыным. В качестве базисной функции был выбран вейвлет Морле. На ее основе строился аналог амплитудно-частотного спектра Фурье — локальный вейвлет-спектр, т.е. зависимость максимальных амплитуд A от периода P .

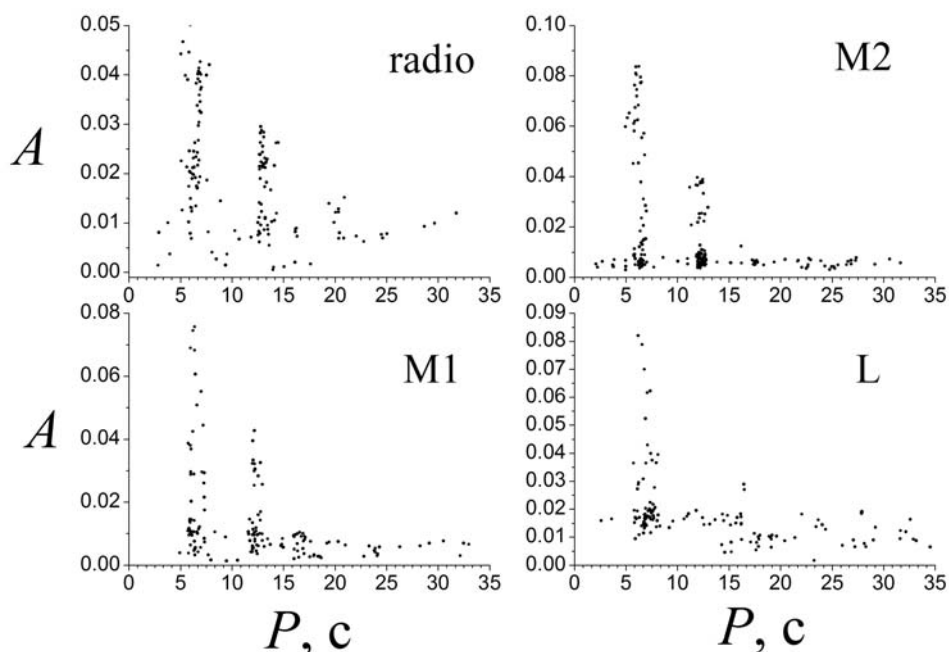


Рис. 2. Локальные спектры пульсаций излучения на 17 ГГц и в каналах L, M1 и M2. По вертикальной оси отложена амплитуда колебаний A в относительных единицах.

На рис. 2 приведены локальные вейвлет-спектры для временных профилей микроволнового и рентгеновского излучения. Видно, что вспышка сопровождалась ярко выраженной квазипериодической модуляцией излучения с периодом $P_0 \approx 6$ с как в радиодиапазоне, так и во всех трех каналах жесткого рентгеновского излучения. Также обращает на себя внимание колебания с периодом $P_1 \approx 12$ с, которые, как показал анализ, возбуждались синхронно с короткопериодическими пульсациями.

Интерпретация

Наблюдаемые особенности тонкой временной структуры излучения вспышечной петли можно объяснить в рамках модели магнитной ловушки, в которой возбуждаются быстрые магнитозвуковые (БМЗ) колебания. В этом случае происхождение наблюдаемых временных задержек Δt определяется разным временем диффузии для низкоэнергичных и высокоэнергичных электронов [7]. В результате, первые будут достигать своего максимального содержания в ловушке несколько раньше вторых.

Что касается соотношения фаз, то противофаза естественным образом следует из представлений о модуляции излучения БМЗ-колебаниями

вспышечной петли. Действительно, поскольку источник излучения на 17 ГГц оптически толстый, то спектральный поток $F_R \sim B^{-1.02-0.08\delta}$, где показатель спектра ускоренных электронов $\delta = 2-7$, с увеличением (уменьшением) магнитного поля B он должен уменьшаться (увеличиваться). Между тем изображения вспышки свидетельствуют, что жесткое рентгеновское излучение F_{HXR} было локализовано в основаниях корональной петли и, соответственно, за его генерацию ответственен нетепловой тормозной механизм. В рамках модели коронального пробкотрона $F_{HXR} \sim S$, где поток пролетных электронов $S \sim 1/\sigma$, а пробочное отношение $\sigma \sim 1/B$ (Степанов, Цап, 1999; Копылова и др., 2002). Следовательно, $F_R \sim B^{-1.02-0.08\delta}$ и $F_{HXR} \sim B$, т.е. с изменением B значения F_{HXR} и F_R меняются в противофазе, что объясняет обнаруженную нами антикорреляцию между пульсациями жесткого рентгеновского и микроволнового излучения. Так как квазипериодические колебания с $P_1 \approx 12$ с имели заметно меньшую амплитуду (рис. 2) и возбуждались синхронно с шестисекундными, причем отношение $P_1/P_0 \approx 2$, вероятно они имеют субгармоническую природу.

Выводы

1. Установлена антикорреляция между сдвинутыми во времени временными профилями протонов жесткого рентгеновского и микроволнового излучения.
2. Обнаружены осцилляции нетеплового излучения с периодом около 6 с и их субгармоника с периодом ~ 12 с.
3. Получены указания в пользу модели колеблющейся вспышечной арки (коронального пробкотрона).

Работа выполнена при частичной поддержке ФЦП «Кадры» (мероприятие 1.2.1) и НШ-1625.2012.2.

Литература

1. Benz A.O., <http://solarphysics.livingreviews.org/Articles/lrsp-2008-1>.
2. Kaufmann P., Trottet G., Gime'nez de Castro C.G. et al. // Solar Phys. 2000. V.197. P.361.
3. Lee J., Gary D.E., Qiu J., Gallagher P.T. // Astrophys. J. 2002. V.572. P.609.
4. Kane S.R., Kai K., Kosugi T. et al. // Astrophys. J. 1983. V. 271. P.376.
5. Степанов А.В., Цап Ю.Т. // Астрон. журн. 1999. Т.76. С.949.
6. Bai T., Ramaty R. // Astrophys. J. 1979. V.227. P.1072.
7. Aschwanden M.J., Bynum R.M., Kosugi T. et al. // Astrophys. J. 1997. V.487. P.936.
8. Roberts B. // Solar Phys. 2000. V.193. P.139.
9. Копылова Ю.Г., Степанов А.В., Цап Ю.Т. // Письма в Астрон. журн. 2002. Т.28. С.870.
10. Степанов А.В., Копылова Ю.Г., Цап Ю.Т. и др. // Письма в Астрон. журн. 2004. Т.30. С.530.
11. Stepanov A.V., Zaitsev V.V., Nakarikov V.M., Coronal Seismology. Wiley-VCH & Verlag & Co.KGaA, Germany, 2012.
12. Fleishman G.D., Bastian T.S., Gary D.E. // Astrophys. J. 2008. V.684. P.1433.

ВРЕМЕННЫЕ ЗАДЕРЖКИ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК: УСКОРЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Чариков Ю.Е.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

HXR TIME DELAY IN SOLAR FLARES: ACCELERATION AND TRANSPORT OF CHARGE PARTICLES

Charikov Yu.E.

*Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences,
194021, Russia, St. Petersburg*

Solar flare HXR data obtained by BATSE spectrometer has been analysed. Time delay of counts rate of different energy channels are investigated. The problem of acceleration and transport charge particles has been discussed.

Измерения жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) солнечных вспышек спектрометром BATSE, установленном на спутнике CGRO, проводились с 1991 г. по май 2000 г.[1]. В результате обработки получены как задержки, так и опережения ЖРИ. Изучение временных задержек является дополнительным источником информации о процессах ускорения электронов, их переноса и излучения в плазме вспышечных петель. Понятие задержки связано с различием времен достижения максимума ЖРИ в разных каналах: $\tau = t_{i+1} - t_i$. На Рис. 1 представлены графики скорости счета ЖРИ в различных энергетических диапазонах во время вспышки 30.11.1991 г., начало которой произошло в 03:45:04UT. Вспышка класса M5.7 высокой интенсивности, длительность вспышки 4 минуты, излучение регистрировалось в широком диапазоне энергий от 20 до 400 кэВ. В структуре временных профилей выделим несколько импульсов – на стадии роста и спада скорости счета. Определим временные задержки для каждого импульса отдельно. Рассмотрим временные задержки ЖРИ в первом пике на стадии роста скорости счета на интервале 8–10 с после начала вспышки. На Рис. 2 представлено ЖРИ излучение в этом пике в трех энергетических каналах- 19–25 кэВ, 54–71кэВ и 120–160 кэВ. Выявление временных задержек является довольно сложной задачей обработки, поскольку времена задержек весьма чувствительны к форме сигнала. А реальные временные профили ЖРИ состоят из многочисленных импульсов различной длительности, суперпозирующих друг с другом. Приведем результаты исследований для первого пика скорости счета.

На Рис. 3 приведены скорости счета, полученные усреднением по 10 бинам (бин соответствует 16 мс) и вычитанием ”фонового” излучения. Под

”фоновым” излучением в этой задаче понимается скорость счета, соответствующая началу отклонения от формы импульса из-за явления суперпозиции.

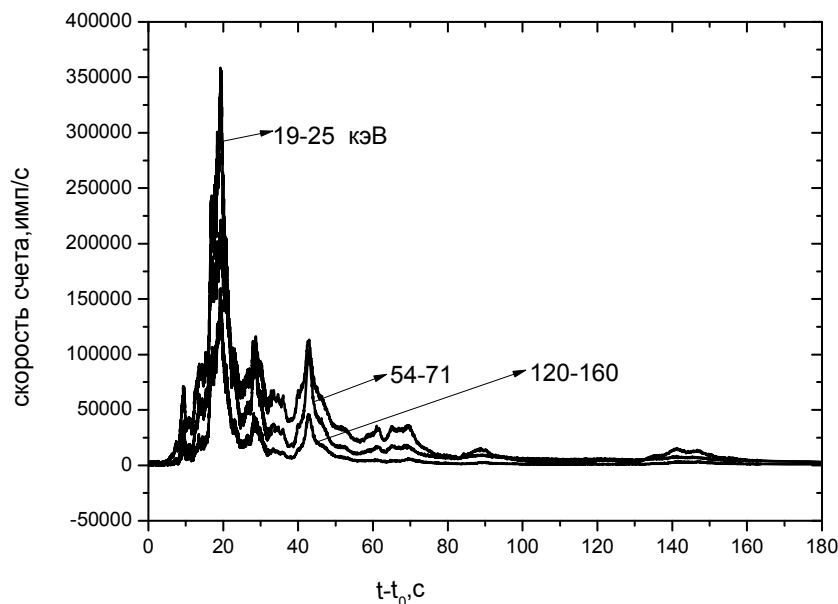


Рис. 1. Временные профили вспышки 30.11.1991 г. в различных энергетических каналах.

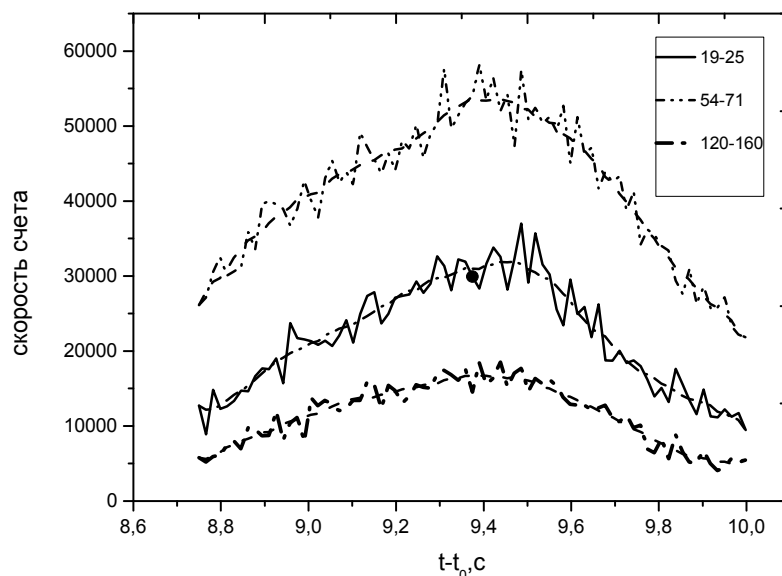


Рис. 2. ЖРИ первого пика в 3-х энергетических каналах – оригинальные данные и усредненные скользящим средним по 10 точкам (160 мс).

Из Рис.3 видно не совпадение пиков скоростей счета – в крайних каналах максимумы ближе друг к другу, чем в канале 54–71 кэВ. Для определения временных задержек вычислим корреляционные функции. Для первой пары результаты представлены на Рис. 4. Из таблицы следует, что задержка ЖРИ в канале 19–25 кэВ по сравнению с ЖРИ в канале 54–71

кэВ составляет 2 мс с ошибкой 0.06 мс. Рассмотрим следующую пару каналов. Как видно, излучение с энергией 19–25 кэВ опережает на 15 мс излучение в канале 120–160 кэВ. ЖРИ в канале 54–71 кэВ опережает на 17 мс излучение в канале 120–160 кэВ. Таким образом, задержки меняют знак

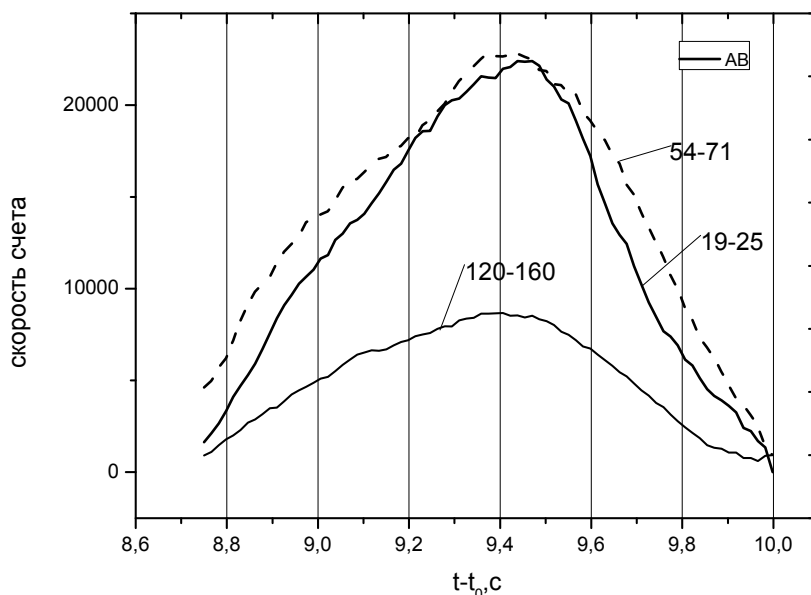


Рис. 3. Усредненные временные ряды за вычетом ”фоновое” значения.

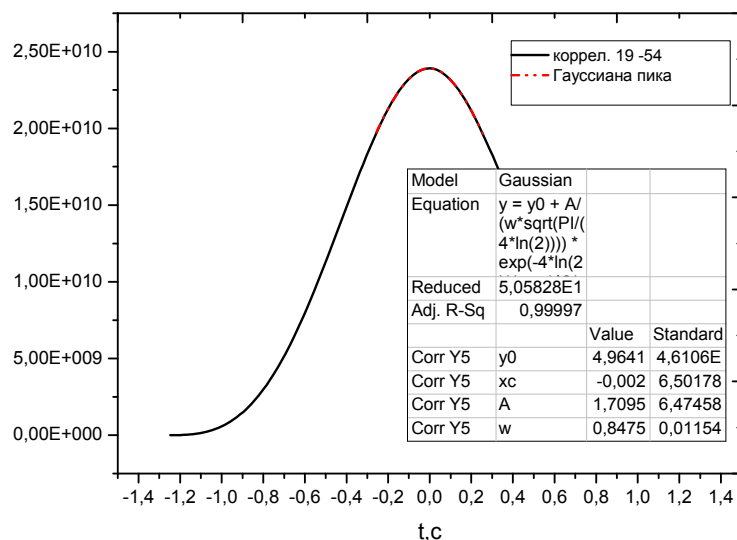


Рис. 4. Кросс-корреляционная функция скоростей счета в каналах 19–25 кэВ и 54–71 кэВ.

при переходе к более высоким энергиям – задержки сменяются опережением. Закон обратной зависимости времени задержек от скорости (энергии) электронов выполняется только для энергий, меньших 100 кэВ. Поэтому транспорт электронов в плазме вспышечной петли не является единственной причиной задержек ЖРИ в эти моменты времени. Во 2-м пике

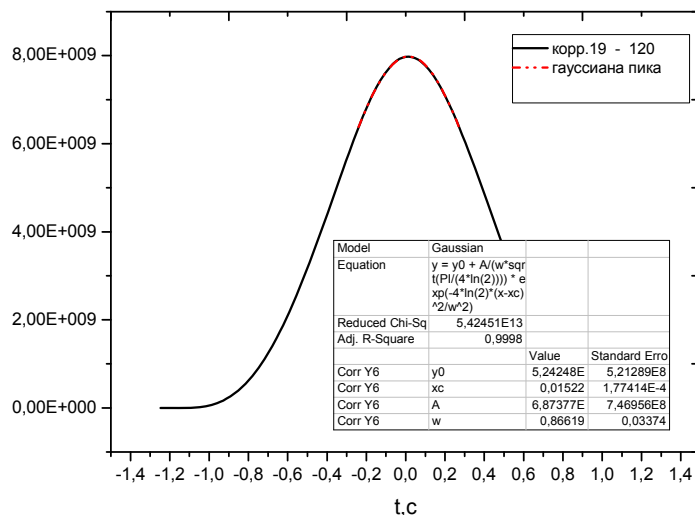


Рис. 5. Корреляционная функция скоростей счета в каналах 19–25 кэВ и 120–160 кэВ.

после максимума характер задержек сохраняется – излучение в канале 54–71 кэВ опережает излучение в каналах 19–25 и 120–160 кэВ. Времена ускорения электронов и их распространения вдоль вспышечной петли с приведением временных задержек для вспышек разных рентгеновских классов будут обсуждены в другой статье.

Работа выполнена при поддержке программы П-22 ПРАН и ФЦП Кадры N8524

Литература

1. *Aschwanden M.J., Wills M.J., Hudson H.S., Kosugi T., Schwartz R.A. // Astrophys. J., 1996, v.468, p.398*

**ДИНАМИКА ПУЧКА УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ
И ДИАГНОСТИКА ВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ
АНАЛИЗА ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ,
ЗАРЕГИСТРИРОВАННОГО СПЕКТРОМЕТРОМ BATSE**

Чариков Ю.Е.¹, Ватагин П.В.^{2,1}, Кудрявцев И.В.^{1,2}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

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

**DYNAMICS OF THE ACCELERATED ELECTRON BEAM AND FLARE
PLASMA DIAGNOSTICS ON THE ANALYSIS OF HARD X-RAYS, A
REGISTERED SPECTROMETER BATSE**

Charikov Yu.E.¹, Vatagin P.V.^{2,1}, Kudryavtsev I.V.^{1,2}

¹Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences,

194021, Russia, St. Petersburg

²Central Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences,

196140, Russia, St. Petersburg

Fine time structure of HXR of solar flares recorded by BATSE spectrometer is simulated. It is shown that for a plasma density in the source of $n = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ or less and a temperature $T = 3 \cdot 10^6 \text{ K}$ HXR time profiles are smooth with respect to the experimental data. Coincidence time profiles obtained in the simulation with experimental one satisfactorily if the plasma density in the source is 10^{13} cm^{-3} , and more.

В данной работе моделируется тонкая временная структура ЖРИ солнечных вспышек, зарегистрированных на космической обсерватории CGRO спектрометром BATSE (1991–2000 гг.) [1]. Измерения проводились в 16 энергетических каналах от 20 кэВ до 2 МэВ с временным разрешением 16 мс. Целью данной работы является изучение динамики пучка электронов и ленгмюровской турбулентности, а так же диагностика вспышечной плазмы путём сравнения экспериментальных данных ЖРИ с численными, полученными в модели нелинейной релаксации электронного пучка. Для этого временной профиль электронов задаётся в форме, идентичной экспериментальному профилю ЖРИ, затем рассчитывается функция распределения электронов и на её основе вычисляется интенсивность рентгеновского излучения. Данные вычисления производятся для различных параметров вспышечной плазмы и пучка. Сравнение полученных при различных параметрах временных профилей ЖРИ с экспериментальными профилями позволяет осуществлять диагностику плазмы конкретных солнечных вспышек.

В процессе моделирования нелинейной релаксации электронного пучка рассматривается система уравнений для ускоренных электронов и плотности энергии ленгмюровских волн. Нестационарное уравнение для функции распределения электронов пучка и плазмы $f(v,t)$ [$\text{см}^{-3}(\text{см}/\text{с})^{-1}$] имеет следующий вид

$$\frac{\partial f(t,v)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v} \left[D(t,v) \frac{\partial f(t,v)}{\partial v} + v e \left(v f(t,v) + \frac{k_B T_e}{m} \frac{\partial f(t,v)}{\partial v} \right) \right] + Q_e(t,v)$$

а уравнение для спектральной плотности энергии ленгмюровских колебаний $W_k(t,k)$ [$\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2}$] запишем в виде

$$\frac{\partial W_k(t,k)}{\partial t} = (\gamma_k - v_{eff}) W_k(t,k) + \alpha W_k(t,k) \frac{\partial W_k(t,k)}{\partial k} - \beta \left(\frac{W_k(t,k)}{k} \right)^2 + Q^l(k)$$

При этом учитываются парные кулоновские столкновения, рассеяние электронов на волнах, индуцированное рассеяние волн на ионах плазмы, слияние ленгмюровских волн в поперечную электромагнитную волну. Кроме того, задаётся источник ускоренных частиц $Q_e(t,v)$ и тепловой уровень ленгмюровской турбулентности $Q^l(k)$.

Функцию источника быстрых электронов зададим в виде пучка в про-

странстве скоростей $Q_e(t,v) = \frac{q}{\sqrt{2\pi}vT_b} \exp\left(-\frac{(v-v_0)^2}{2vT_b^2}\right) g(t)$, где функция

$g(t)$ задаёт временной профиль и моделируется на основе экспериментальных данных ЖРИ, мощность тепловых ленгмюровских колебаний $Q^l(k) = v_{eff} W_T(k)$. Начальные и граничные условия следующие

$$f(t=0,v) = f_M = \frac{n}{\sqrt{2\pi}v_t} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_t^2}\right), \quad W_k(t=0,k) = W_T(k)$$

$$\frac{\partial}{\partial v} f(t,v=0) = 0, \quad f(t,v=v_2) = f_M, \quad W_k(t,k=k_2) = 0, \quad W_k(t,k=k_1) = W_T(k_1)$$

Концентрация плазмы n бралась 10^{11} , 10^{12} и 10^{13} см^{-3} , что соответствует общепринятым значениям во вспышечной плазме. Число электронов, инжектируемых в единицу объёма в единицу времени q , задавалась соответственно 10^6 , 10^7 и $10^8 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Ленгмюровская турбулентность возбуждалась в результате неустойчивости пучка ускоренных электронов. Температура плазмы в источнике $T = 3 \cdot 10^6 \text{ К}$, тепловая скорость электронов $v_{Te} = 6.7 \cdot 10^8 \text{ см}/\text{с}$, $v_0 = 15v_{Te}$.

Рассмотрим результаты расчётов. На Рис. 1 и Рис. 2 представлены функции распределения электронов пучка и плазмы в зависимости от скорости частиц и времени для концентрации плазмы $n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Временная

зависимость нормированной функции инжектируемых электронов изображается кривой 2 на Рис. 2. Из Рис. 1 следует, что на эволюцию функции распределения влияют парные соударения, восстанавливая участки с положительной производной, тем самым поддерживая генерацию ленгмюровских волн. Эффект взаимодействия электронов пучка с волнами начинает проявляться на временах, на которых существенно возрастает плотность энергии ленгмюровской турбулентности (Рис. 3). На функции распределения образуются плоские участки (подобно квазилинейной релаксации), но и на них имеется небольшой наклон, то есть положительная производная.

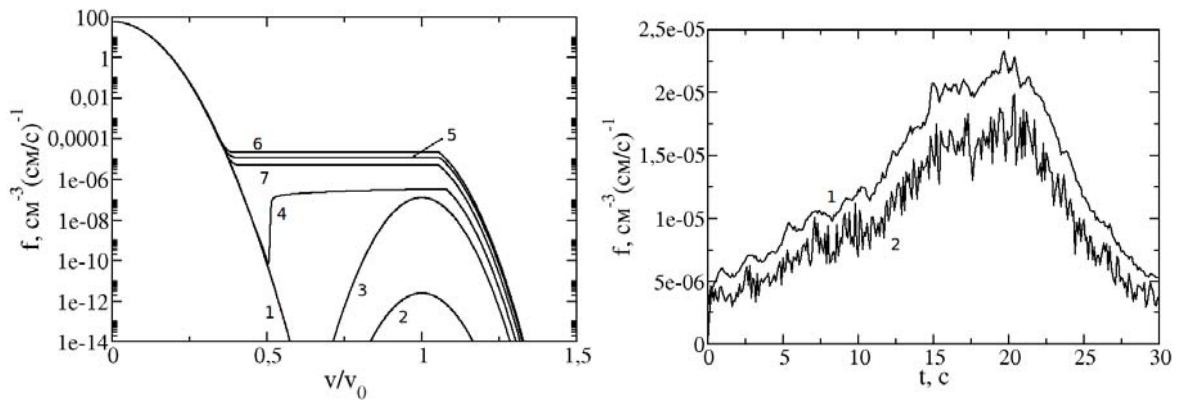


Рис. 1, 2. Зависимость функции распределения f от скорости электронов (слева) и времени (справа): для моментов времени: 1 – $t = 0$, 2 – 10^{-8} с, 3 – 10^{-3} с, 4 – 10^{-2} с, 5 – 10 с, 6 – 20 с, 7 – 30 с; справа 1 – функция f для $v = v_0$, 2 – нормированная функция $g(t)$.

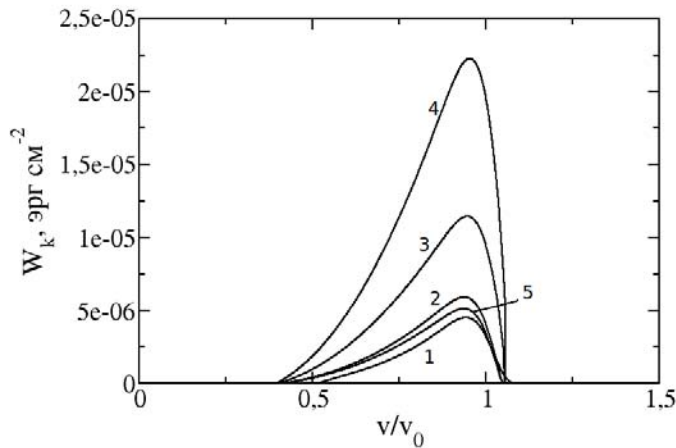


Рис. 3. Спектр ленгмюровской турбулентности 1 – $t = 10^{-2}$ с, 2 – 1 с, 3 – 10 с, 4 – 20 с, 5 – 30 с; v – фазовая скорость.

Функция распределения во времени ”сглаживается” по сравнению с распределением в источнике (Рис. 2), отдельные импульсы становятся более длительными. Этот процесс объясняется кулоновскими соударениями электронов пучка с частицами плазмы, при этом взаимодействие с волнами роли не играет.

Отсутствие ”сглаживания” удастся получить, если увеличить значение концентрации до 10^{13} см^{-3} . В этом случае временные зависимости функции

в источнике и расчетные значения функции распределения в точности совпадают, что еще раз доказывает определяющую роль парных столкновений.

Расчёт интенсивности ЖРИ

Расчёты проводились для узкого углового распределения быстрых электронов $\sim \cos^6\theta$ и параметров пучка и плазмы, принятых выше. Угол наблюдения α (угол между волновым вектором фотона и направлением движения электронов) принимался 90° , как характерный для вспышек на краю диска Солнца. Результаты расчётов интенсивности ЖРИ в относительных единицах для концентраций 10^{11} и 10^{13} см^{-3} для вспышки 04.05.91 г. в 18:14:00 UT [1] представлены на Рис. 4,5. Временная структура ЖРИ в случае более плотной плазмы в источнике (10^{13} см^{-3}), полученная расчетным путем, полностью совпадает с экспериментальной кривой (Рис. 5), чего

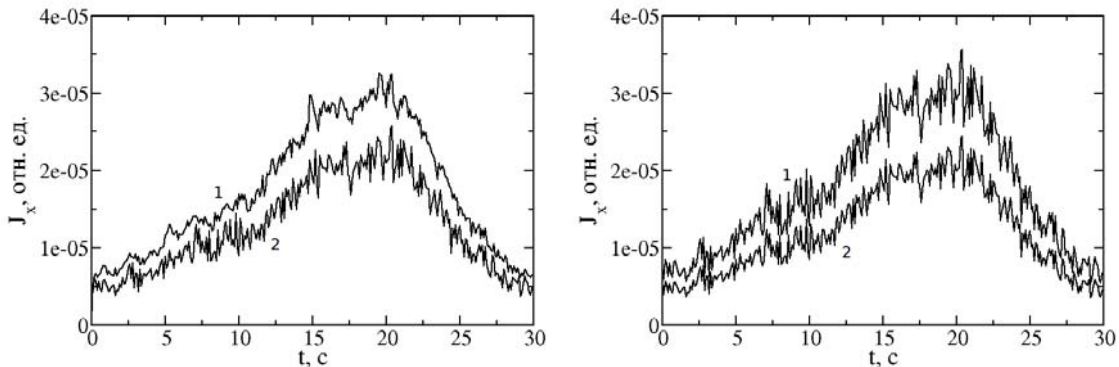


Рис. 4 (слева) и 5 (справа). Интенсивность ЖРИ во время вспышки 04.05.91: кривые 2 – нормированные экспериментальные, 1 (слева) – расчетная, $n = 10^{11}$ см^{-3} , 1 (справа) – расчетная, $n = 10^{13}$ см^{-3}

нельзя сказать для ЖРИ с менее плотной (10^{11} см^{-3}) плазмой в источнике. Таким образом, наличие тонкой временной структуры ЖРИ может быть объяснено при условии плотной плазмы в источнике. Температура плазмы при этом полагалась $3 \cdot 10^6$ К.

Работа поддержана грантами П N22 ПРАН и ФЦП Кадры N8524, мероприятие 1.2.1 и НШ-1625.2012.2.

Литература

1. <ftp://legacy.gsfc.nasa.gov>

СПЕКТРАЛЬНО-ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ НА СПУТНИКАХ КОРОНАС-Ф И CGRO

Чариков Ю.Е.¹, Огурцов М.Г.¹, Костюченко И.Г.²

¹*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

²*Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я. Карпова, Москва*

SPECTRAL ANALYSIS OF SOLAR FLARE HARD X-RAYS, REGISTERED BY KORONAS-F AND CGRO SATELITES

Charikov Yu.E.¹, Ogurtsov M.G.¹, Kostyuchenko I.G.²

¹*Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences, Russia, St. Petersburg*

²*Physico-chemical scientific-research Institute of L.Ya. Karpov, Russia, Moscow*

Superfine time structure of solar flare hard X-Rays is considered. The data observed by CORONAS and CGRO satellites are analysed. Wavelet and Fourier spectral analyses are applied. It is shown that HXR time structures with duration of seconds are typical. The structures with millisecond time pulses are registered not at all solar flares.

Временная структура жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) во время солнечных вспышек наиболее точно отображает динамику процесса ускорения электронов. Для перехода от области излучения к области ускорения приходится решать достаточно сложные задачи, связанные с трансформацией спектра ЖРИ в спектр ускоренных электронов и транспортом электронов от области ускорения до области излучения. На Рис. 1 показаны временные ряды ЖРИ вспышки 20.08.2002, начало в 08:24:50UT, рентгеновский класс M3.4, зарегистрированной спектрометром ИРИС на спутнике КОРОНАС-Ф [2]. Скорости счета в 4-х энергетических каналах: 24–41 кэВ ($Y_1(t)$), 41–77 ($Y_2(t)$), 77–112 ($Y_3(t)$) и 112–156 кэВ ($Y_4(t)$), временное разрешение спектрометра 10.24мс. Для выявления спектрально-временной структуры ЖРИ вспышки проводился Вейвлет и Фурье анализ. Предварительно из данных вычитался долговременный тренд.

Статистический анализ четырех временных серий показал, что их спектры схожи и в них доминируют:

1. Полезный сигнал сосредоточен на временном интервале 20–125 секунд. На промежутке 125–420 секунд ряды $Y_i(t)$ представляют собой почти чистый пуассоновский белый шум.

2. На временном интервале 20–125 секунд во всех каналах наблюдаются: (а) Мощные, предположительно квазипериодические (3–4 колебания) вариации, с периодом 170–220 секунд. (б) Мощные, как правило, одиночные импульсы выбросы с временными масштабами 80–10 секунд, ~ 6 секунд, и 3–4 секунды. (в) Значимые, но более слабые, импульсы с времен-

ными масштабами 2–3 секунды. г) Флуктуации (1–2 колебания) с масштабом примерно 300 секунд.

3. Большинство из временных вариаций во всех каналах развиваются синхронно.

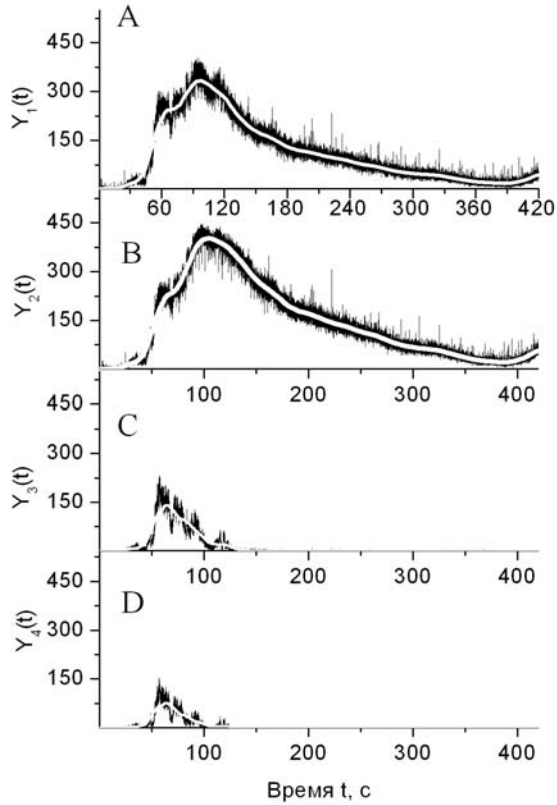


Рис. 1. Временные ряды ЖРИ вспышки 20.08.2002, начало в 08:24:50UT.

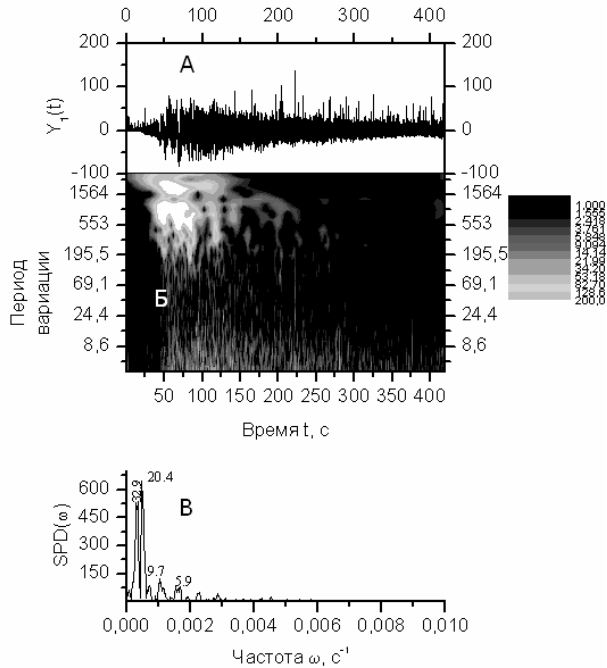


Рис. 2. Результаты статистической обработки временного ряда $Y_1(t)$ (24–41 кэВ): Б – вейвлетный спектр ряда (базис Морле), нормированный на уровень доверия 0.99; В – Фурье-спектр ряда $Y_1(t)$, рассчитанный для временного промежутка (0–420 секунд).

Рассмотрим структуру ЖРИ вспышки 20.08.2002 на субсекундном временном интервале. На Рис. 3 показаны одиночные мощные импульсы а на Рис. 4. представлены временной ряд 24–41 кэВ после вычитания тренда, его Вейвлет-спектрограмма (Б) и Фурье-спектр (С). Подобный анализ проведен для рядов, соответствующих другим 3-м энергетическим диапазонам. На Рис.5 представлены результаты анализа для канала 41–77 кэВ. В результате анализа выявлено, что: 1) во время активной фазы события (50–150 с) в исследуемом сигнале (первый канал) трижды возникают последовательности из 5–7 импульсов длительностью 0.18–0.25 с. Вероятности шумовой природы данных последовательностей малы – менее 0.01. 2) Вне активной фазы события (0–50 с, 150–420 с) какие либо периодичности обнаружить не удалось. Однако в эти временные промежутки возникает ряд

мощных импульсных выбросов, с временными масштабами 10–100 мс (0.01–0.1 с).

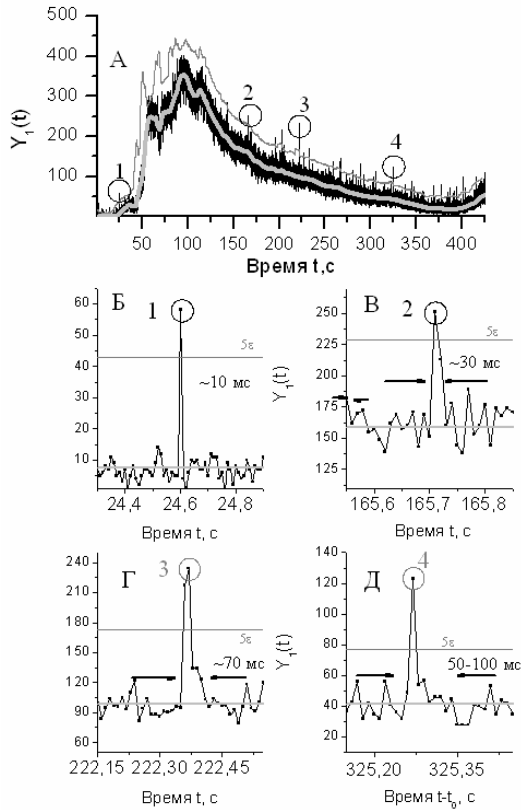


Рис. 3. Структура временного ряда 24-41 кэВ в различные интервалы времени.

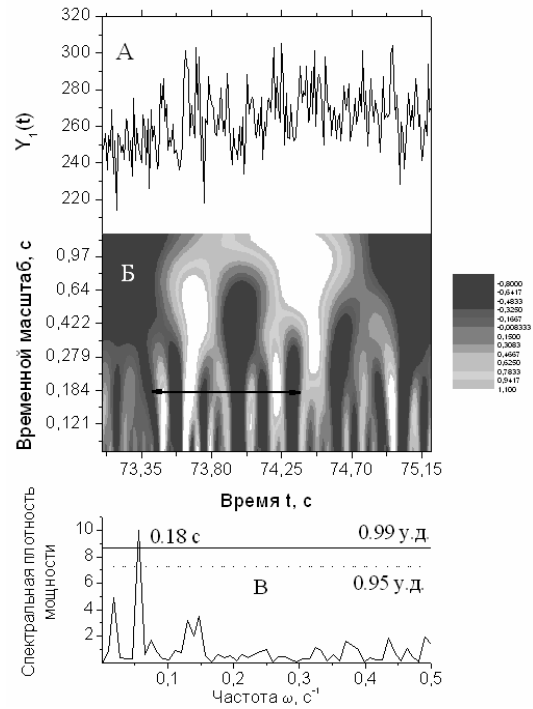


Рис. 4. Результаты статистической обработки временного ряда $Y_1(t)$ (24–41 кэВ) – Вейвлет (Б, МНАТ базис) и Фурье-спектры.

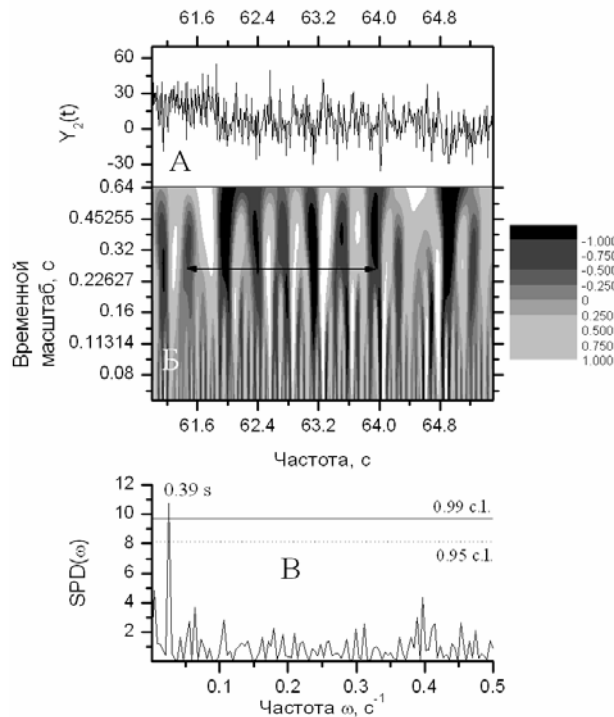


Рис. 5. Результаты статистической обработки временного ряда $Y_2(t)$ 41–77 кэВ – Вейвлет (Б, МНАТ базис) и Фурье (С) – спектры.

На субсекундных (длительность менее 1 секунды) масштабах в каналах 24–41 и 41–77 кэВ, рассчитанных для промежутков, в течение которых указанные квазипериодичности существуют, достигает уровня 0.99 и выше. Синхронности между субсекундными последовательностями, возникшими в различных каналах, не наблюдается. 3. На субсекундных (длительность менее 1 секунды) масштабах в каналах 3 и 4 значимые временные вариации проявляются в виде последовательности из 4 достаточно мощных колебаний с периодом ~ 0.4 с. Значимость соответствующих пиков спектров Фурье существенно превышает уровень 0.999. Эти последовательности развиваются синхронно в обоих каналах. Обнаруженные во всех четырёх каналах последовательности колебаний, вероятно, можно рассматривать, как возникающие, пусть и на короткое время, квазипериодичности. Однако не во всех солнечных вспышках проявляется миллисекундная временная структура. Изучение временной структуры некоторых мощных вспышек рентгеновского класса X, зарегистрированных спектрометром BATSE [1], дало отрицательный результат – миллисекундная структура не была выявлена.

Работа поддержана грантами ПРАН 22 и ФЦП Кадры 1.5 N8524.

Литература

1. <ftp://legacy.gsfc.nasa.gov>

ДИНАМИКА МЕРЫ ЭМИССИИ И ЖЕСТКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

Шарыкин И.Н., Струминский А.Б.

Институт Космических Исследований РАН, Москва, Россия

DYNAMICS OF EMISSION MEASURE AND HARD X-RAY EMISSION IN SOLAR FLARES

Sharykin I.N. and Struminsky A.B.

Space Research Institute of RAS, Moscow, Russia

Dynamics of thermal properties of flaring plasma is studied with their relations to evolution of nonthermal electrons spectrum in two gradual flares on November 2, 2003 (X8.5) and December 6, 2006 (X6.5). From our observations it follows that the flares have two phases of thermal development. The first phase corresponds to electron acceleration with soft spectrum, domination of coronal HXR source and intensive temperature rise. While the second phase corresponds to electron acceleration with hard spectrum, chromospheric HXR sources and intensive rise of emission measure. In the analysis we use data from GOES, RHESSI spacecrafts.

Введение

В процессе развития солнечных вспышек происходит ускорение электронов вплоть до МэВ, о чем свидетельствуют наблюдения радио, жесткого рентгеновского (HXR) и гамма излучения. Электроны нагревают плазму до десятков МК. Нагретая хромосферная плазма расширяется в корональные петли («хромосферное испарение»), что интерпретируется как увеличение меры эмиссии. Статистика показывает [1, 2] широкие пределы изменения максимальной меры эмиссии для вспышек 10^{46} – 10^{50} см⁻³, тогда как величины максимальной температуры лежат в более узких пределах 5–35 МК. Максимальная температура и мера эмиссии коррелируют между собой [3, 4]. Однако события с примерно одинаковой максимальной мерой эмиссии обладают большой дисперсией в максимальных температурах, что указывает на наличие сложных физических процессов влияющих на обсуждаемые величины. Систематические исследования динамики меры эмиссии и температуры еще не проводились [5].

В работе [6] мы рассмотрели две импульсные вспышки (X1.7) и показали взаимосвязь динамики меры эмиссии и температуры с эволюцией спектра нетепловых электронов. В начале событий электроны с мягким спектром нагревали корону. Последующие эпизоды ускорения электронов с жестким спектром незначительно изменяли температуру плазмы вспышечных петель, но приводили к существенному росту меры эмиссии.

Цель данной работы проверить результаты, полученные для импульсных вспышек, на примере длительных. Нами были выбраны события

02.11.2003 X8.3 и 06.12.2006 X6.5 вблизи солнечного лимба, которые полностью наблюдались RHESSI.

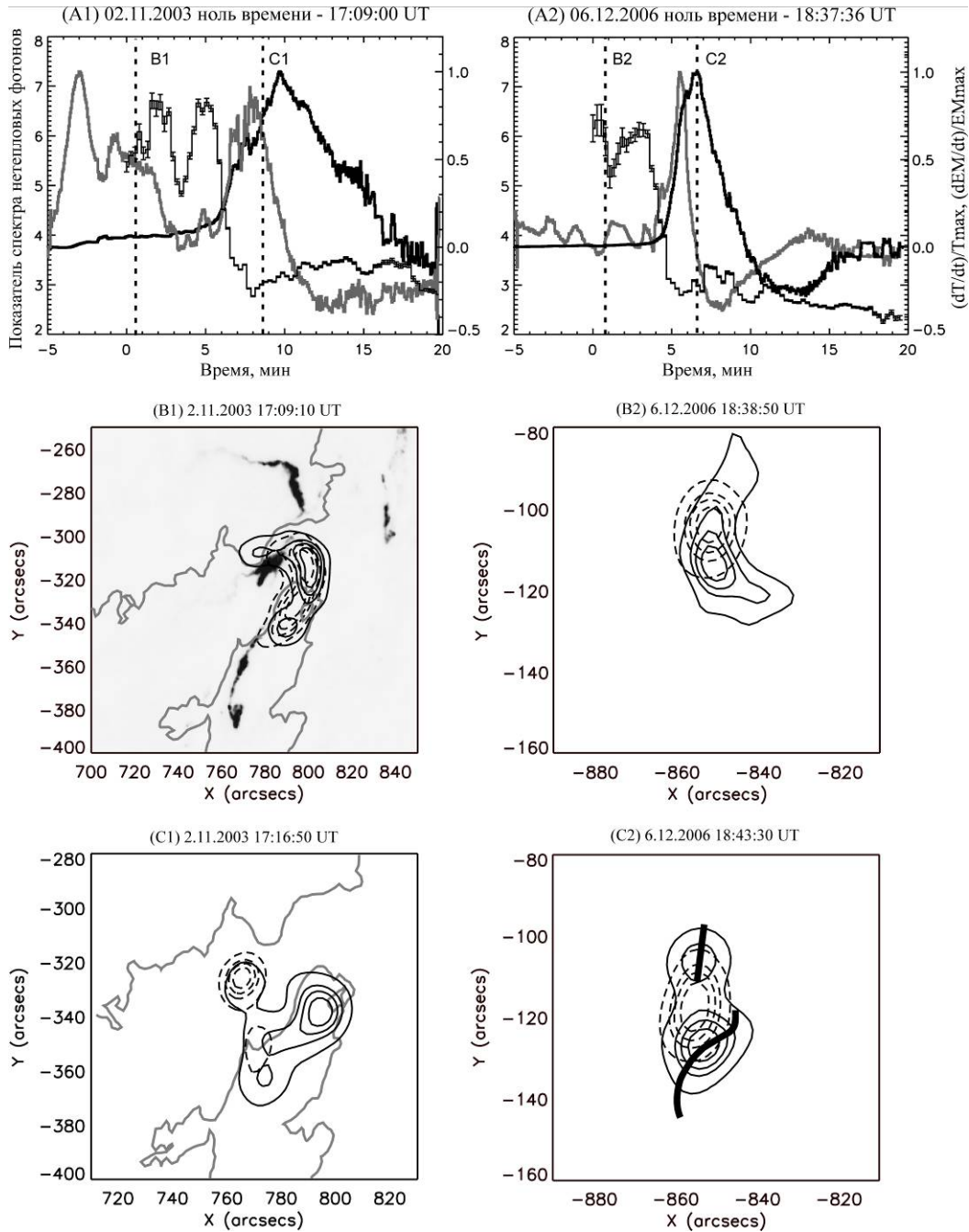


Рис. 1. Черная и серая линии на A1 и A2: dEM/dt и dT/dt , нормированные на их максимальные значения. Тонкая черная линия – показатель спектра нетепловых фотонов. Серая линия на B1 и C1 – линия инверсии магнитного поля по данным MDI/SOHO. Черные линии на всех рисунках – контурные рентгеновские 25–50 кэВ изображения. Штриховые линии на B1, B2 и C2 – контурные рентгеновские 3–15 кэВ изображения, подложка на B1 – изображение TRACE в канале 1600 Å. На C2 приведено схематичное изображение лент по TRACE 1600 Å в виде толстых черных линий, поскольку реальные изображения имеют низкий контраст. Штрихи на C1 – контурное рентгеновское 50–200 кэВ изображение. Все контуры соответствуют 50, 70, 80 и 90% уровням от максимальной интенсивности.

Анализ наблюдений

На графиках (рис. 1-А) сравниваются временные профили производных температуры и меры эмиссии, нормированные на максимальные величины, с эволюцией спектрального индекса нетепловых фотонов по данным RHESSI. Температура и мера эмиссии рассчитывается по данным наблюдений SXR излучения GOES методом [7]. В обеих вспышках выделяются начальный нагрев, когда мера эмиссии – квазистационарна и нетепловые фотоны имеют мягкий спектр, а также эпизод нагрева с интенсивным ростом меры эмиссии и жестким нетепловым спектром. Построим изображения источников рентгеновского излучения в моменты времени, отмеченные на рис. 1А вертикальными линиями.

В предимпульсной фазе 02.11.2003 (рис. 1-В1) наблюдаются рентгеновские источники в виде петли в диапазоне энергий 3–15 и 25–50 кэВ, при этом основания соответствуют лентам в канале TRACE 1600 Å. В фазе с жестким рентгеновским излучением и интенсивным ростом меры эмиссии, рентгеновские источники – комплексные и локализируются по обе стороны нейтральной линии (рис. 1-С1), что, скорее всего, соответствует плотным слоям атмосферы. Аналогичная картина наблюдается и для 06.12.2006: в начальном нагреве корональный источник рентгеновского излучения – в вершине петли (рис. 1-В2), появление жестких рентгеновских источников 25–50 кэВ на лентах (рис. 1-С2) в фазе интенсивного роста меры эмиссии.

Кинетическая мощность электронов была рассчитана по спектрам нетепловых электронов, определенных из спектров HXR излучения (5–300 кэВ) в рамках модели толстой мишени [8]. Изменение внутренней энергии и потери тепла за счет излучения рассчитаны по данным GOES. По результатам расчета мы получили, что кинетическая мощность нетепловых электронов больше чем изменение внутренней энергии, при факторе заполнения равным единице, и потерь тепла за счет излучения. Однако энергетический баланс можно достичь путем варьирования как и низкоэнергетической границы, так и фактора заполнения.

Выводы и обсуждение

В исследуемых вспышках выделяются две фазы. Первая фаза соответствует ускоренным электронам с мягким спектром, доминированию коронального HXR источника и интенсивному росту температуры. Тогда как вторая фаза соответствует интенсивному росту меры эмиссии, нетепловым электронам с жестким спектром и хромосферным HXR рентгеновским источникам.

Нетепловые электроны с более мягким спектром не доходят до хромосферы и с большей эффективностью прогревают корональную область вспышечных петель, при этом мера эмиссии в предимпульсной фазе не растет. Тогда как энергичные электроны с жестким спектром эффективно

проникают в хромосферу, что приводит к «хромосферному испарению» и мы наблюдаем фазу интенсивного роста меры эмиссии. Аналогичная картина наблюдалась нами для импульсных событий [6].

Стоит отметить, что анализ энергетического баланса весьма не полон без учета теплопроводности, поскольку она может вносить очень существенную роль, что отмечается в работах [9, 10]. Однако ее оценка очень сложна, поскольку градиент температуры во вспышечных петлях определить очень не просто и это обстоятельство является предметом дальнейшей работы.

Литература

1. *Garcia, H.A., McIntosh, P.S.*, Solar Phys., **141**, 109, 1992.
2. *Ryan, D.F., et al.*, The Astrophys. J., **202**, 15, 2012.
3. *Shibata, K., Yokoyama, T.*, The Astrophys. J., **526**, 49, 1999.
4. *Shibata, K., Yokoyama, T.*, The Astrophys. J., **577**, 422, 2002.
5. *Kenneth, J.H., et al.*, Ultraviolet and X-ray spectroscopy of the Solar atmosphere, Cambridge University Press, 278, 2008.
6. *Шарыкин, И.Н., и др.*, ПАЖ, **38**, 751, 2012.
7. *Thomas, R.J., et al.*, Solar Phys., **95**, 323, 1985.
8. *Brown, J.C.*, Solar Phys., **18**, 489, 1971.
9. *Saint-Hilaire, P., Benz, A.O.*, Astron. And Astrophys., **435**, 743, 2005.
10. *Veronig, A.M., et al.*, The Astrophys. J., **621**, 482, 2005.

Секция 3

**ГЕЛИО- И КРОНАЛЬНАЯ
СЕЙСМОЛОГИЯ**

**ДОЛГОПЕРИОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН
ПО ОДНОВРЕМЕННЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ
НА РАДИОГЕЛИОГРАФЕ НОБЕЯМА И SDO**

**Абрамов-Максимов В.Е.¹, Ефремов В.И.¹, Парфиненко Л.Д.¹,
Соловьёв А.А.¹, Шибасаки К.²**

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия,

²Радиообсерватория Нобейма, Япония

**LONG-TERM OSCILLATIONS OF SUNSPOTS
FROM SIMULTANEOUS OBSERVATIONS
WITH THE NOBEYAMA RADIOHELIOGRAPH AND SDO**

**Abramov-Maximov V.E.¹, Efremov V.I.¹, Parfinenko L.D.¹,
Solov'ev A.A.¹, Shibasaki K.²**

¹Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

²Nobeyama Solar Radio Observatory, Japan

We present investigation of oscillatory processes with periods in the range of several tens of minutes for single sunspot at the same time intervals in the optical and radio ranges. We used magnetograms from SDO/HMI with a cadence of 45 seconds and the radio images at a frequency 17 GHz obtained with the Nobeyama Radioheliograph (NoRH). Radio images in intensity (Stokes parameter I) and circular polarization (Stokes parameter V) were synthesized with a cadence of ten seconds and ten seconds averaging. Time profiles obtained with NoRH and SDO/HMI show a correlation between radio emission of sunspots and a magnetic field. Wavelet spectra and cross-wavelet transform give similar oscillation periods: 30–40 minutes, 60–70 minutes, 100–110 minutes. The same periods found by fundamentally different methods from ground-based and space observations confirm the solar nature of these oscillations. We interpret our results in terms of eigen oscillations of sunspot as a whole. This result confirms the shallow sunspot model.

Введение и постановка задачи

Квазипериодические колебания (КПК) наблюдаются практически во всех диапазонах и во всех структурах солнечной атмосферы (см., например, обзоры: [1–4]). КПК имеют периоды от секунд до часов и, возможно, дней. КПК, как правило, имеют нестабильный характер: как амплитуды, так и частоты изменяются со временем. Обычно наблюдаются цуги, состоящие из нескольких периодов.

КПК с различными периодами имеют различную физическую природу. Короткопериодические КПК (периоды до 10–15 минут) являются следствием волновых движений в солнечной атмосфере, и исследование таких КПК может служить мощным инструментом диагностики корональной плазмы [5]. Колебания с периодами в несколько десятков минут и больше, по-видимому, являются проявлением колебания пятна как целого [6].

Долгопериодные колебания исследовались с помощью наземных оптических инструментов (см. обзор [7]), по наблюдениям в микроволновом диапазоне [8–11] и по наблюдениям на космических обсерваториях [12].

Данные различных инструментов могут содержать артефакты, например, данные, полученные на SDO, выявляют периоды колебаний, возникающие из-за особенностей орбиты аппарата [13]. Чтобы быть уверенными в реальности выявляемых эффектов, важно проводить анализ колебаний по одновременным наблюдениям на различных инструментах.

Цель данной работы: совместный анализ долгопериодных КПК по наблюдениям, выполненным на космической обсерватории SDO и наземном радиогелиографе Нобеяма.

Данные наблюдений и результаты

Для решения поставленной задачи использовались данные наблюдений на радиогелиографе Нобеяма (NoRH) [14] и космического аппарата SDO/HMI [15] за период наблюдений с 22:45 UT 19 июня по 6:30 UT 20 июня 2011 г. (2:44 UT – момент местного полудня в Нобеяме).

Мы использовали данные наблюдений на радиогелиографе Нобеяма на частоте 17 ГГц. Для решения задачи применялся нестандартный метод синтеза, а именно, радиоизображения синтезировались с шагом 45 секунд и временем усреднения 10 секунд. Угловое разрешение изменялось в течение дня от 10 до 20 угловых секунд. Такое разрешение позволяет уверенно выделять пятенные источники микроволнового излучения. Для формирования временного профиля на радиоизображении выделялась область, содержащая пятенный источник (region-of-interest – ROI), вычислялось положение ROI на остальных картах с учётом вращения Солнца, и определялась максимальная яркостная температура внутри ROI.

Для построения временного профиля магнитного поля использовалась серия магнитограмм, полученная на SDO/HMI с интервалом 45 сек. На каждой магнитограмме измерялось максимальное магнитное поле в ROI, содержащей исследуемое пятно [16].

Для анализа колебаний как в оптических, так и в радиоданных использовался вейвлет-анализ [17]. В качестве анализирующей функции применялся вейвлет Морле шестого порядка. Тренды аппроксимировались полиномами четвёртого порядка. Тренд в данных NoRH вызван изменением формы синтезированной диаграммы направленности гелиографа в зависимости от времени суток. Тренд в данных SDO обусловлен особенностями орбиты спутника.

На рис. 1 (слева) приведены временные профили максимальной яркостной температуры пятенного источника по данным NoRH на 17 ГГц и максимального магнитного поля по данным SDO/HMI для NOAA 11236 с вычтенными трендами. Справа показаны те же профили, для которых вы-

полнена фильтрация скользящим усреднением. Видна корреляция временных профилей.

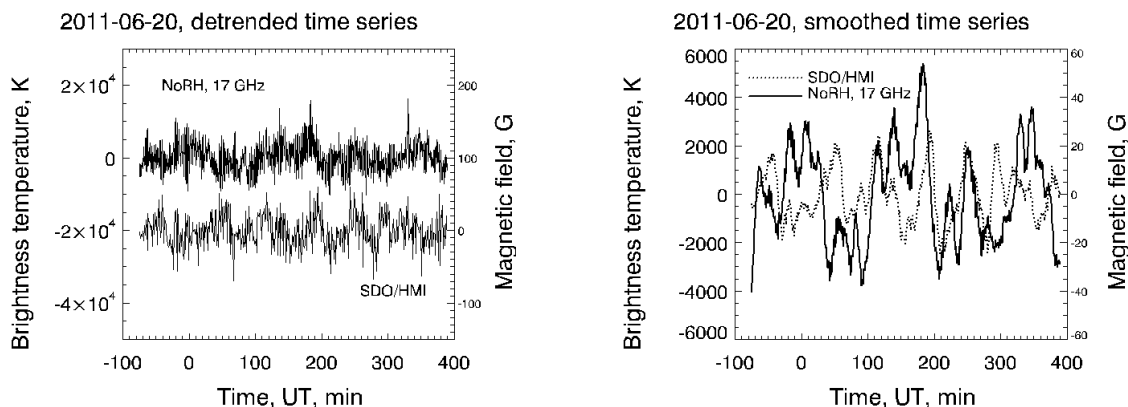


Рис. 1.

На рис. 2 (слева и в центре) приведены вейвлет-спектры мощности временных профилей. На обоих спектрах можно выделить общие периоды: 60–70 минут, 100–110 минут и, возможно, 30–40 минут. Колебания с периодами 60-70 минут сильнее проявляются в данных SDO, 100–110 минут – в NoRH. Кросс-вейвлет преобразование

$$W_n^{XY}(s) = W_n^X(s) \cdot W_n^{Y*}(s)$$

(где $W_n^X(s)$ и $W_n^Y(s)$ - вейвлет-спектры временных профилей, знак * обозначает комплексное сопряжение), показанное на рис. 2 (справа), подтверждает наличие общих периодов.

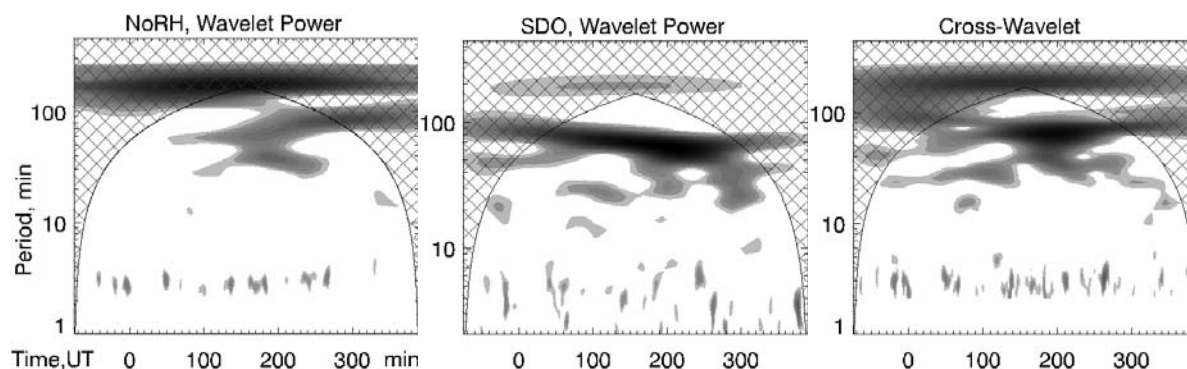


Рис. 2.

Наличие в спектрах колебаний похожих частот, полученных принципиально разными методами, свидетельствует в пользу реальности таких колебаний. Выявленные колебания мы интерпретируем как проявление колебания пятна как единого целого [6].

Выводы

1. Временные профили, полученные по данным NoRH и SDO/HMI, показывают корреляцию колебаний радиоизлучения и магнитного поля пятна.
2. Вейвлет-спектры и кросс-вейвлет преобразование выявляют общие периоды колебаний: 30–40 минут, 60–70 минут, 100–110 минут.
3. Одинаковые периоды колебаний, найденные по наземным и космическим наблюдениям, подтверждают солнечную природу этих колебаний, которые могут быть проинтерпретированы как колебания пятна как целого.
4. Продление срока работы NoRH важно для наземной поддержки наблюдений SDO.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы П-22 Президиума РАН и НШ-1625.2012.2.

Литература

1. *Lites B.W.*: 1992, In: Thomas, J.H., Weiss, N.O. (eds.), *Sunspots: Theory and Observations*, Kluwer, Dordrecht, 261.
2. *Bogdan, T.J.*: 2000, *Solar Phys.* **192**, 373.
3. *Fludra, A.*: 2001, *Astron. Astrophys.* **368**, 639.
4. *Bogdan, T.J., Judge, P.G.*: 2006, *Phil. Trans. R. Soc. A.* **364**, 313.
5. *Nakariakov, V.M., Erdelyi, R.*: 2009, *Space Science Reviews*, **149**, 1.
6. *Соловьев А.А., Киричек Е.А.*: 2008, *Астрофизический бюллетень*, **63**, 80.
7. *Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю.*: 2006, в сб. “Квазипериодические процессы на Солнце и их геоэффективные проявления”, ред. А.В. Степанов, А.А. Соловьев, Ю.А. Наговицын, СПб, 73.
8. *Gelfreikh, G.B., Nagovitsyn, Yu.A., Nagovitsyna, E.Yu.*: 2006, *Pub. Astron. Soc. Japan* **58**, 29.
9. *Chorley, N., Hnat, B., Nakariakov, V.M., Inglis, A.R., Bakunina, I.A.*: 2010, *Astron. Astrophys.* 513, A27.
10. *Chorley, N., Foullon, C., Hnat, B., Nakariakov, V. M., and Shibasaki, K.*: 2011, *Astron. Astrophys.* **529**, A123.
11. *Smirnova, V., RiehoKainen, A., Ryzhov, V., Zhiltsov, A., Kallunki, J.*: 2011, *Astron. Astrophys.* **534**, A137.
12. *Efremov, V.I., Parfinenko, L.D., Solov'ev, A.A.*: 2010, *Solar Phys.* 267, 279.
13. *Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.*: 2011, в сб. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2011», Труды XV Пулковской конференции по физике Солнца, Санкт-Петербург, Пулковское, 3–7 октября, 235.
14. *Nakajima, H., Nishio, M., Enome, S., Shibasaki, K., Takano, T., Hanaoka, Y., Torii, C., Sekiguchi, H., Bushimata, T., Kawashima, S., Shinohara, N., Irimajiri, Y., Koshiishi, H., Kosugi, T., Shiomi, Y., Sawa, M., Kai, K.*: 1994, *Proc.IEEE*, **82**, 705.
15. *Scherrer, P.H. et al.*: 2012, *Solar Phys.* **275**, 207.
16. *Efremov, V.I., Parfinenko, L.D., Solov'ev, A.A.*: 2008, *J.Opt.Tech.*, **75**, 9.
17. *Torrence, C., Compo G.P.*: 1998, *Bull. Am. Meteo. Soc.* **79**, 61.

ЗАТУХАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЛЯХ ВСЛЕДСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Бембитов Д.Б.¹, Веселовский И.С.^{2,3}, Михалыев Б.Б.¹

¹*Калмыцкий государственный университет, Элиста*

²*НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ*

³*Институт космических исследований РАН, Москва*

RADIATIVE DAMPING OF ACOUSTIC WAVES IN THE CORONAL LOOPS

Bembitov D.B.¹, Veselovsky I.S.^{2,3}, Mikhalyaev B.B.¹

¹*Kalmyk State University, Elista, Russia*

²*Institute of Nuclear Researches, Moscow State University*

³*Institute of Space Researches of Russian Academy of Sciences, Moscow*

Одним из замечательных явлений в физике солнечной короны является открытое около десяти лет назад быстрое затухание колебаний корональных петель. В настоящее время причиной быстрого затухания изгибных колебаний принято считать резонансное поглощение волн [1, 2], а причиной быстрого затухания продольных колебаний – эффект теплопроводности [3, 4]. Вместе с тем замечено быстрое радиационное охлаждение корональных петель, наблюдающихся в крайнем ультрафиолетовом диапазоне, то есть имеющих температуру около 1–2 МК [5]. Детальное исследование эффекта радиационного затухания показывает, что оно может давать значительный вклад в затухание не только медленных, но и быстрых магнитозвуковых волн именно в этом интервале температур. Оказывается, этот эффект существенно зависит от локальных свойств функции радиационных потерь [6].

Рассмотрим эффект радиационного затухания в колебаниях однородной магнитной трубки. Будем исходить из уравнений радиационной МГД [6]. В цилиндрических координатах с помощью стандартной процедуры разделения переменных они сводятся к уравнению Бесселя для радиальной части возмущения полного давления

$$\frac{d^2 P}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dP}{dr} + \left(k_r^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) P = 0, \quad (1)$$

$$k_r^2 = \frac{(\omega^2 - V_A^2 k^2) [\omega^2 - C_S^2 k^2 + i\omega d \gamma \alpha + id(1-\alpha)C_S^2 k^2 / \omega]}{\omega^2 (V_A^2 + C_S^2) - V_A^2 C_S^2 k^2 + id[(1-\alpha)\omega^2 C_S^2 + \gamma \alpha \omega^2 V_A^2 + (1-\alpha)V_A^2 C_S^2 k^2] / \omega}. \quad (2)$$

Здесь $\alpha = d \log \Lambda / d \log T$ есть показатель, определяющий локальное поведение функции радиационных потерь $\Lambda(T)$, $d = (\gamma - 1) \mu \rho_0 \Lambda(T_0) / \gamma R T_0$, индек-

сом «0» обозначены равновесные параметры. С помощью решений уравнения (1) строятся волновые распределения в трубке и во внешней среде, которые затем удовлетворяются на границе трубки. В результате получается дисперсионное уравнение

$$\frac{k_{ri}}{\rho_{0i}(\omega^2 - V_{Ai}^2 k^2)} \frac{R'(k_{ri} a)}{R(k_{ri} a)} = \frac{k_{re}}{\rho_{0e}(\omega^2 - V_{Ae}^2 k^2)} \frac{Q'(k_{re} a)}{Q(k_{re} a)}, \quad (3)$$

где индексами «*i*» и «*e*» обозначены параметры трубки и внешней среды, функции *R* и *Q* есть соответствующие решения уравнения (1).

Для численного решения дисперсионного уравнения (3) выбираем значения параметров, характерные для наблюдавшихся корональных петель: радиус петли $a = 5$ тыс. км, скорость распространения акустической волны $C_{Si} = 126$ км/с, период колебаний $P = 280$ с. Для остальных параметров выбираем значения: $C_{Se} = 126$ км/с, $V_{Ai} = 750$ км/с, $V_{Ae} = 2050$ км/с. Исходя из характерных значений температуры в петлях $T_i = 1$ МК и в окружающей короне $T_e = 1.5$ МК, можно оценить значения диссипативного параметра d : $d_i \approx 0.07$ и $d_e \approx 0.01$. Тогда решение дисперсионного уравнения приводит к следующему результату: частота $\omega \approx 0.0270 - 0.00833i$, период колебаний $P \approx 233$ с, время затухания $\tau \approx 120$ с, добротность колебаний составляет $Q \approx 1.6$.

Эти результаты показывают, что радиационное охлаждение может давать значительный вклад в наблюдаемое быстрое затухание продольных медленных магнитозвуковых волн в корональных петлях, наблюдающихся в крайнем ультрафиолетовом диапазоне.

Работа выполнена в рамках госзадания Минобрнауки РФ 2012 г. для КалмГУ (тема 775), госзадания Минобрнауки РФ по академической мобильности 14.В37.21.0251 и Программы Президиума РАН № 22.

Литература

1. Ruderman M.S., Roberts B. *Astrophys. J.* 2002. V. 577. P. 475.
2. Aschwanden M.J., Nightingale R.W., Andries J., Goossens M., Van Doorselaere T. *Astrophys. J.* 2003. V. 598. P. 1375.
3. De Moortel I. *Space Sci. Rev.* 2009. V. 149. P. 65.
4. Abedini A., Safari H., Nasiri S. *Solar Phys.* 2012. V. 280. P. 137.
5. Aschwanden M.J., Terradas J. *Astrophys. J.* 2008. V. 686. P. L127.
6. Хонгорова О.В., Веселовский И.С., Михалев Б.Б. В этом сборнике.

НОВЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ТРАССЕРОВ ПО ПОВЕРХНОСТИ СОЛНЦА

Ефремов В.И.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

NEW METHOD TO MEASURE THE TRACER'S SPEED ON THE SUN

Efremov V.I.

Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS

New original method is proposed to measure the speed of movement of different tracers (sunspots, pores and others) along the solar surface. The method is based on the stable periodic processes – artifacts, that arise in the useful signals when the space distributed sources are projected on the plane of discrete recording device - digital CCD matrix. The periods of these artifacts are used as a unit of time. Two criteria of the artifact arising in the signal are qualitatively defined: 1. the cadence value, i.e. the degree of discretization of the series of the physical value under study and 2 the gradient of the field of the physical value in the plane of matrix. Both conditions are necessary, but are of different nature: the cadence has the "threshold effect" nature, and the field gradient has a "continuous" character. The method is applied to the study of differential rotation of the Sun - in the part of latitude dependence of the movement of tracers (sunspots) during the passage of the central meridian. The periods of revolution of the Sun obtained by the new method for a particular latitude are compared with a number of previous data and the accuracy of the method has been evaluated.

Введение

Известно, что независимые регулярные периодические процессы являются хорошим эталоном времени. Под регулярными процессами здесь понимается не только гармонические, но и любые периодические процессы, в спектральном составе которых основной тон четко определён и стабилен. Такой процесс, возникающий при определенных условиях, был нами обнаружен при обработке данных обсерваторий SDO (HMI) и SOHO (MDI) (магнитограмм, доплерограмм, интенсивограмм) [1–2]. По сути своей он является паразитным, т.е. артефактом, но его стабильность позволяет использовать его в качестве инструмента для исследования других солнечных процессов. Артефакт, положенный нами в основу метода определения скорости перемещения трассеров по поверхности Солнца, возникает следующим образом: экстремальный отсчет в пятне (интенсивность, магнитное поле ...) постепенно перемещается на соседний пиксель матрицы приемника и некоторое время проецируется на границу двух пикселей. При этом в пикселе, где недавно был максимум, теперь частично присутствует область ядра пятна с меньшей величиной поля. Но информация еще продолжает некоторое время считываться с этого же пикселя и это дает, естественно, уменьшение её величины. Как только ядро полностью перейдет на следующий пиксель, значение максимальной величины снова скач-

ком восстанавливается до значения на предыдущем пикселе и т.д. Это приводит к появлению ложного периодического сигнала во временной последовательности. Согласно его природе артефакт был назван P2P (pixel-to-pixel). Как оказалось, механизм возникновения паразитного сигнала имеет более общий характер и обусловлен как дискретным характером приемного устройства – CCD матрицей, при проецировании на них распределенных источников, так и дискретизацией самих данных, но именно дискретность приемного устройства порождает такого рода паразитный сигнал. На «непрерывных» приемниках – фотопленках, фотопластинках и т. п. он не возникает.

Наблюдение артефакта в канале F (Flux) MDI/SOHO и HMI/SDO

На рис. 1. показаны изменения интенсивности в центре солнечного пятна (слева) и функция контроля координат (ФКК) по оси X в координатах матрицы приемника экстремальной точки пятна (справа) вблизи центрального меридиана по данным КА MDI/SOHO 15/02/1998. Длительность наблюдения 105 минут. Параметры дискретизации: матрица CCD = 512×512 пс, шаг дискретного временного ряда физической величины $\Delta t = 30$ с. Хорошо видна периодичность сигнала, как в интенсивности, так и в

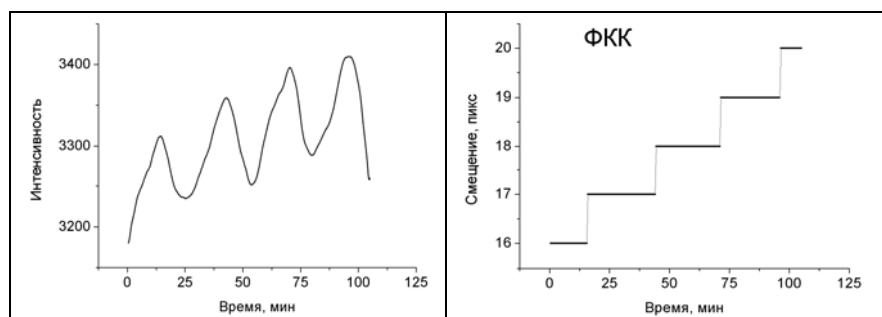


Рис. 1. Данные MDI/SOHO. Слева – интенсивность в центре пятна. Справа – вид функции контроля координат ($x(t)$).

ФКК. В данном случае период P2P равен 26,25 мин. Это означает, что экстремальный отсчет поля «сидит» на одном пикселе около 26 минут: на рис. 1 (справа) функция ФКК имеет ступенчатый вид, а размер ступеньки точно совпадает с периодом изменения величины измеряемого поля. Длительное пребывание экстремального отсчета поля на пикселе вносит большую неопределенность в измерение скорости трассера и, соответственно, периода обращения Солнца на широте трассера: при $\Delta t = 30$ секунд примерно 52 кадра последовательности будут давать для экстремальной величины поля одно и то же значение координат. Точность определения координат экстремальной точки поля улучшается при использовании данных КА HMI/SDO. Возьмем, например, последовательность интенсивограмм – наблюдение в канале «F» 28/11/2011. Длительность наблюдения 81 минута. Параметры дискретизации: матрица CCD = 4096×4096 пс, шаг дискретного временного ряда физической величины $\Delta t = 45$ с. Фурье-преобразование

сигнала, а также его ФКК даны на рис. 2. В спектре мощности (слева) компонент артефакта имеет 20-кратное превышение над SD сигнала, что позволяет точно определить период P2P в 3,375 минуты. Этот результат подтверждает и анализ ФКК (рис. 2, справа). Это означает, что экстремальный

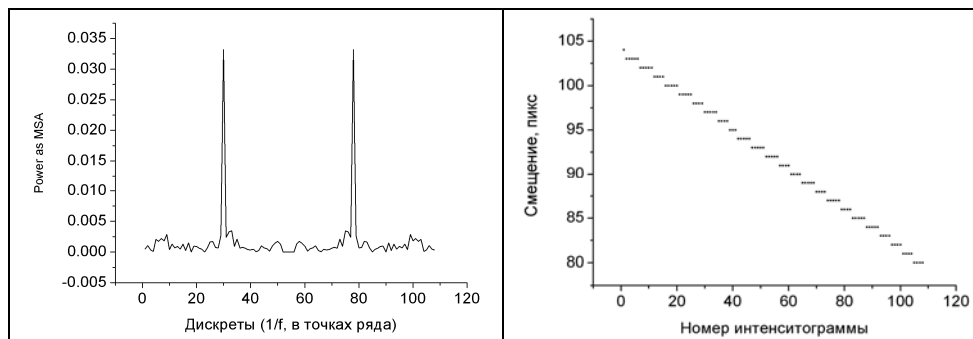


Рис. 2.
HMI/SDO.
Спектр мощности сигнала и его ФКК для наблюдения в канале «F» 28/11/2011.

отсчет поля наблюдения «сидит» на одном пикселе чуть более 3 минут (на рис. 2, справа, 4–5 точек). Период оборота трассера здесь определяется на порядок точнее, чем в первом примере.

Широтная и долготная зависимость артефакта P2P

В силу проекции движения объекта по сферической поверхности на плоскую матрицу приемника скорость перемещения, и, соответственно, период P2P зависят от положения объекта на диске Солнца. Широтное изменение скорости перехода P2P в приближении по $\sim \cos(\theta)$ имеет точное решение: $V(y) = V_0 * \gamma_1$, $\gamma_1 = \cos(\theta) = \sqrt{1 - \alpha^2}$, $\alpha^2 = (n - N/2)^2 (N_{wr}/2)^{-2} = \sin^2 \theta$, где N – размер матрицы приемника, θ – гелиоширота, N_{wr} – диаметр Солнца на матрице приемника (зависит от времени года), n – текущий пиксель (по Y -координате). В координатах FITS-формата для вышеуказанного примера, где матрица приемника SDO $N = 4096 \times 4096$ пс, $N_{wr} = 1968$ пс, формула для широты переписывается так: $\theta = \text{Arcsin}((2048 - n_y)/1968 * 180/\pi)$. В нашем примере (рис. 2) экстремальный отсчет пятна при прохождении ЦМ равен $n_y = 1460$ пс, это даёт $\theta = 17,38$ град. С учетом наклона оси вращения Солнца $V_0 = 1.22$ град. на данное время наблюдения получим $\theta = 18,60$ град. Зная период $P2P = 3,375$ мин. и гелиошироту, рассчитаем время оборота трассера на данной широте: $T_\theta^d = \pi \gamma t_{p2p} D_{eq}^{px,d}$ [дни], где $D_{eq}^{px,d}$ – экваториальный диаметр Солнца, [пс], t_{p2p} – период перехода, γ – множитель, учитывающий положение объекта по широте. Подставив данные, получим $T = 26,16$ дня (рис. 3).

Критерии существования артефакта

Как показал опыт, есть два критерия возникновения артефакта: величина каденции, т.е. шаг дискретизации ряда исследуемой величины, и градиент её поля в плоскости матрицы. Оба условия являются необходимыми,

но имеют разный характер: каденция имеет «пороговый» характер зависимости возникновения эффекта, а градиент поля – «непрерывный».

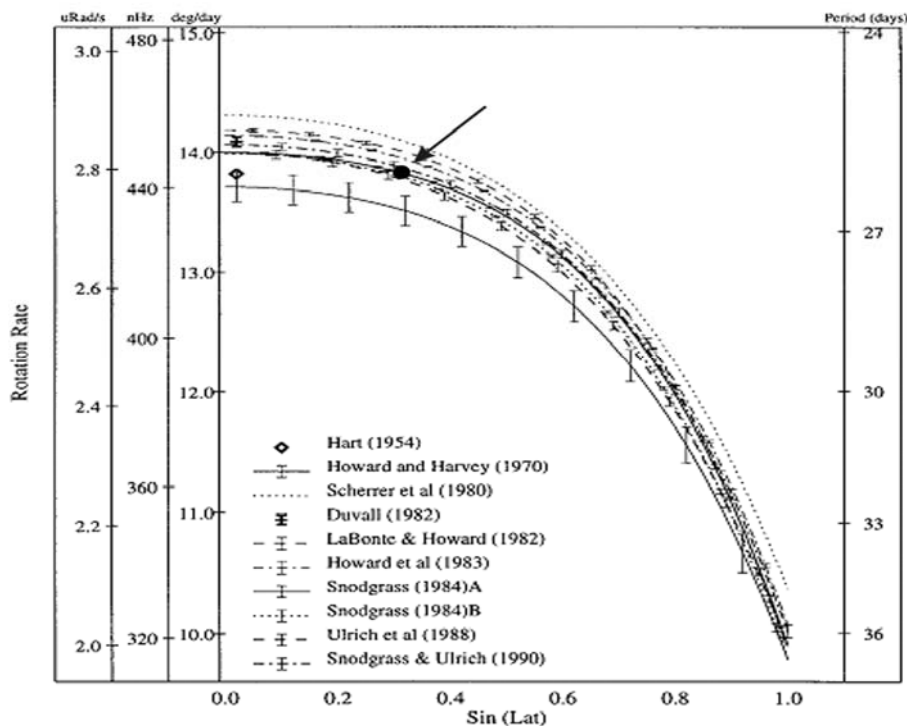


Рис. 3. Точка, отмеченная черным кружком, ложится в середину коридора семейства кривых, отражающих дифференциальное вращение Солнца по данным ряда авторов.

Очевидно, если шаг дискретизации исследуемого ряда меньше периода P2P, то в полезном сигнале будет присутствовать паразитная компонента. Их отношение ($t_{p2p}/\Delta t$) влияет только на мощность пика в спектре мощности сигнала, и на ширину полки в функции ФКК, но сам период стабилен и определяется достаточно точно. Компонент спектра исчезает при $t_{p2p} = \Delta t$. По этой причине, кстати, наблюдение 3-х минутных колебаний магнитного поля на HMI/SDO становятся трудной задачей, поскольку $t_{p2p} = 3.3$ минуты. Эффект P2P обусловлен и градиентом исследуемого поля в плоскости матрицы приемника. При сильных градиентах положение экстремального пикселя поля определяется достаточно точно. Здесь важно соотношение его с уровнем шума. При слабых градиентах (выполаживание поля) $dH/dr \sim A_n$, где A_n – амплитуда шума, положение экстремального отсчета поля становится неопределенным из-за случайных флуктуаций поля, сравнимых с величиной изменения самого поля. В этом случае пик эффекта P2P даже при $\Delta t < t_{p2p}$, «размывается» в спектре, а функция ФКК уже не имеет ступенчатого вида.

Литература

- Efremov, V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A. Solar Physics, **267**, 279 (2010).
 Efremov, V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A. Cosmic Research, **50**, 44 (2012).
 Beck, J.G. Solar Phys, **191**, 47 (1999).

ДОЛГОПЕРИОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ПО ДОПЛЕРОГРАММАМ И ИНТЕНСИТОГРАММАМ SOHO/MDI

Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория, Санкт-Петербург, Россия

LONG-PERIOD OSCILLATIONS OF SUNSPOTS STUDIED WITH DOPPLER- AND INTENSITOGRAMMS OF SOHO/MDI

Efremov V.I., Parfinenko I.D., Solov'ev A.A.

Central (Pulkovo) Astronomical observatory

Long-period oscillations of sunspots with periods more than 30^m are studied using the long homogeneous series of Doppler- and intensitygrams of sunspots obtained with Michelson Doppler Imager (MDI) on board of Solar and Heliospheric Observatory (SOHO). The Doppler shifts of spectral lines give the direct evidence of quasi-periodical movements of the gas in a sunspot along the line of sight. The low-frequency oscillations of some points of sunspot umbra have been detected both in the fields of line-of-sight velocities and in the field of brightness. These oscillations have the same periods as were previously found by the treatment of SOHO/MDI magnetograms. The conclusion received earlier about the limiting low-frequency mode of sunspot oscillations (this lower harmonic has a period in range from 12–15 till 28–32 hours, depending on magnetic field strength) is confirmed on the base of new data.

Введение

При исследовании колебаний важен учет возможных артефактов. Анализ ошибок MDI, выполненный командой SOHO [1], и наши работы [2] показали, что 1-минутные серии магнитограмм MDI(SOHO) не имеют в исследуемом низкочастотном диапазоне значимых артефактов, и поэтому на их основе можно с достаточной степенью надежности исследовать долгопериодические колебания пятен.

Для повышения надежности полученных ранее результатов, мы применили прямой метод исследования долгопериодических колебаний пятен по лучевым скоростям. В магнитограммах и интенсивитограммах делается привязка к экстремальному отсчету с тем, чтобы определить сценарий движения пятна по диску и зафиксировать его изображение. В доплерограммах это сделать трудно из-за их слабо выраженной структурности и низкого контраста. Но синхронная обработка доплерограмм с магнитограммами (или интенсивитограммами) позволяет построить временные ряды для доплерограмм SOHO в любой точке пятна. В одновременном наблюдении необходимо иметь значения лучевой скорости – V_r , а также магнитного поля – H или яркости в континууме – F , для которых мы умеем делать привязку к экстремальному отсчету вблизи центра пятна. Далее, синхронизируя данные и используя разработанный сценарий движения пятна для H

или F , применяем этот же сценарий к данным V_r . Для чистоты эксперимента нами были выбраны три достаточно стабильных, одиночных и правильных пятна. Напряженность магнитного поля в этих пятнах варьировалась от относительно слабой (2100 Гс), до средней (2800–2900 Гс) и сильной 3300 Гс. В настоящей статье кратко представлены результаты обработки для слабого и сильного поля.

Пятно с относительно слабым магнитным полем. Рассмотрим пару $(\{H\}, \{V\})$ последовательностей магнитограмм и доплерограмм, полученных с cadенцией 1 минута. На рис. 1 представлено наблюдение, выполненное в течение 21–25/07/2004 на SOHO/MDI (пятно № 10652, магнитное поле в пятне $H = 2100$ Гс). После синхронизации данных одновременное наблюдение в этом случае составило 5400 кадров, что соответствует длительности в 5400 минут, т.е. 90 часов.

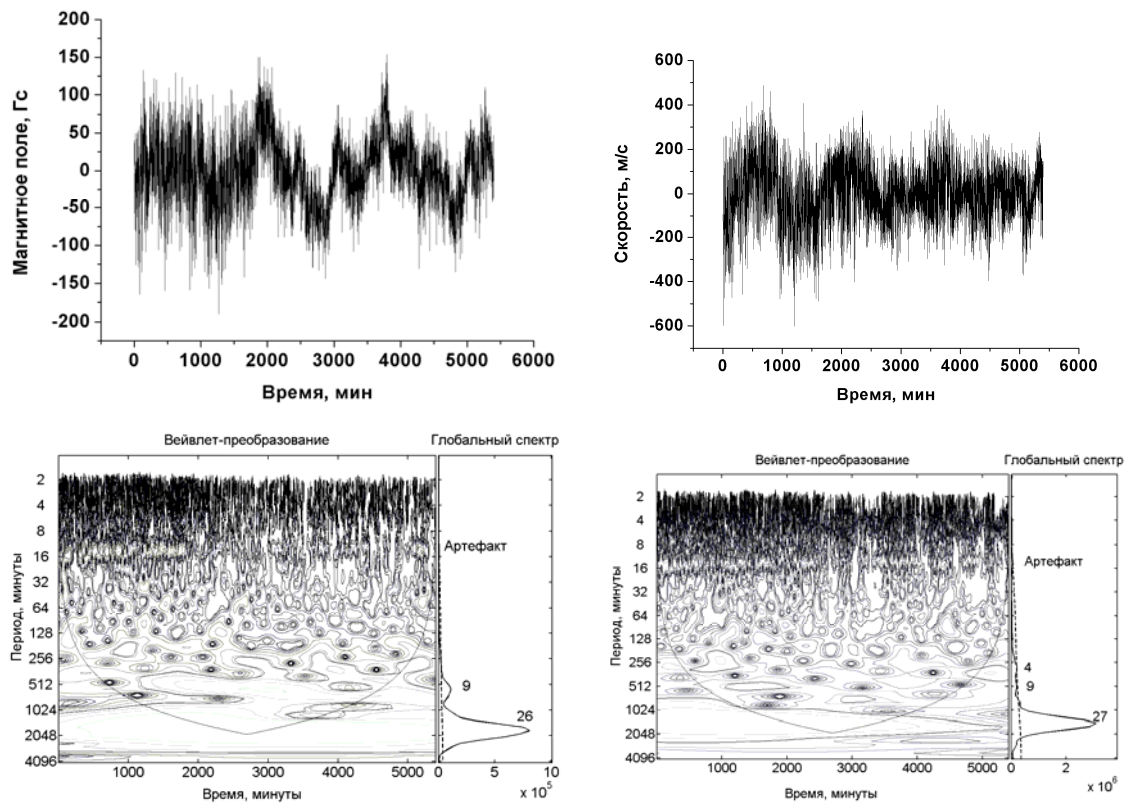


Рис. 1. Пара (H, V) . *Верхняя панель:* временные ряды изменения напряженности м.п. в экстремальной точке пятна (слева) и доплер-скорости (справа), соответственно. *Нижняя панель:* вейвлет-преобразование для пары (H, V) , соответственно. На глобальных вейвлетах указаны периоды в часах. Пунктирная линия – 95% уровень доверия.

Наблюдаются отчетливые колебания в обоих каналах $(\{H\}, \{V\})$. Несмотря на то, что за время наблюдения амплитуды колебаний изменяются, а фазовые отношения «плывут», спектральный состав рядов практически одинаков. Пики (периоды 26 часов и 27 часов, соответственно) в глобаль-

ных спектрах достаточно острые. Это говорит о том, что глобальная мода регулярна в течение всего периода наблюдений.

Пятно с сильным магнитным полем. Рассмотрим пару ($\{H\}, \{V\}$) последовательностей магнитограмм и доплерограмм с каденцией 1 минута. На рис. 2 представлено наблюдение, выполненное в течение 31/03–04/04/2002 на SOHO/MDI (пятно № 09887, магнитное поле $H = 3300$ Гс). После синхронизации данных одновременное наблюдение в каналах составило 6755 кадров, что соответствует его длительности в 6755 минут, т.е. 112,6 часов. Это практически максимальная длительность наблюдения, которая без оговорок по поводу краевых эффектов может быть использована для обработки при исследовании колебательных процессов в пятне. В этом наблюдении (Рис. 2 средняя панель) мы также видим эффект задержки фаз.

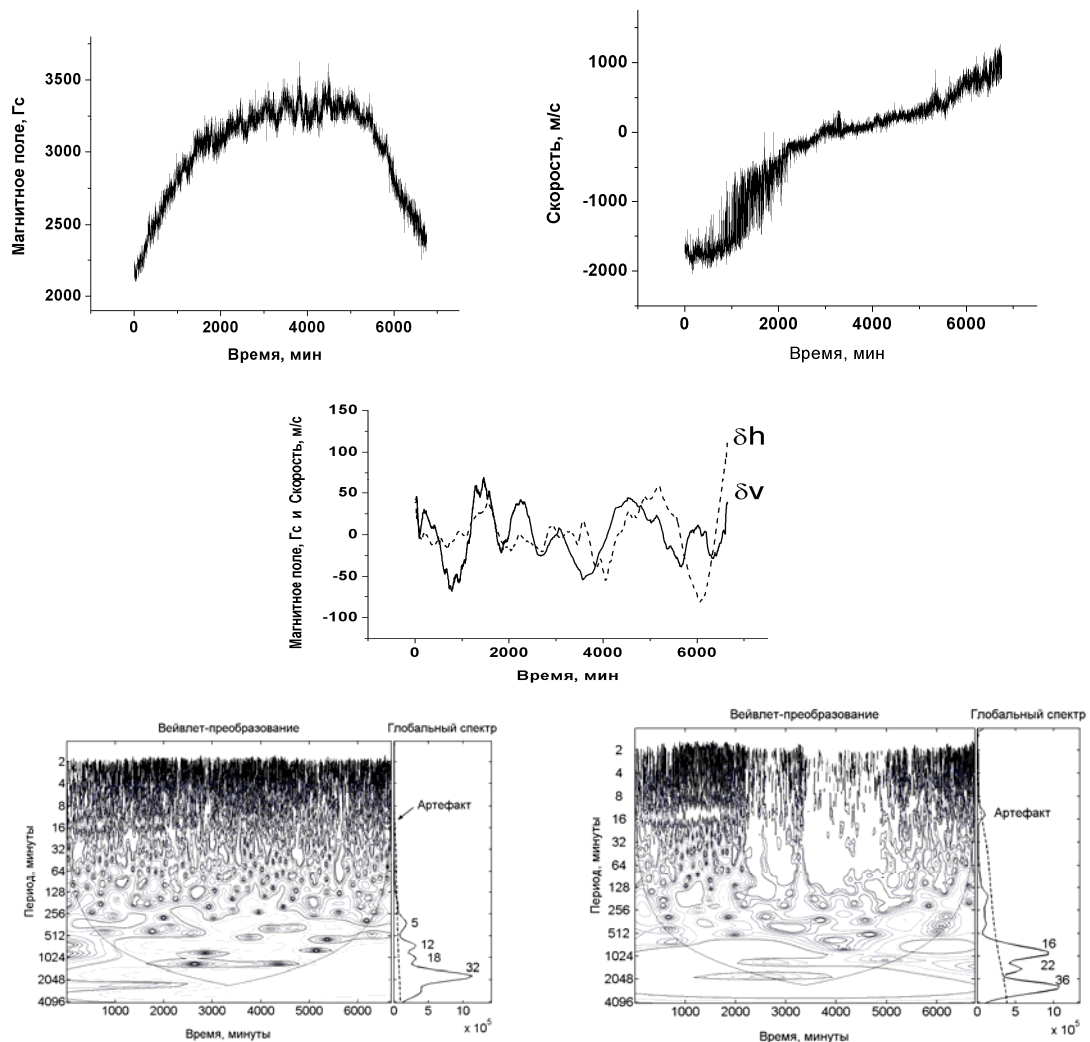


Рис. 2. Верхняя панель: оригинальные временные ряды изменения в экстремальной точке интенсивности пятна (слева) и доплер-скорости (справа). Средняя панель: соответствующие сглаженные ряды без трендов. Нижняя панель: вейвлет-преобразование для пары (H, V), соответственно. На глобальных вейвлетах указаны периоды в часах. Пунктирная линия – 95% уровень доверия.

По-прежнему, относительные сдвиги фаз изменяются от четверти периода, до противофазы. В магнитном поле (слева) спектр имеет характерный набор периодов с периодом для глобальной моды в 32 часа. В спектре для доплер-скорости не все так однозначно. Значение периода моды несколько сместилось в низкочастотную область и составило 36 часов. На периоде в 22 часа произошло падение амплитуды, нехарактерное для распределения энергии в колебательном процессе. Однако при тщательном рассмотрении выяснилось, что, пройдя центральный меридиан (ЦМ), данное пятно начало заметно эволюционировать – его поле стало ослабевать. На рис. 2 верхняя панель (слева) видно, что тренд магнитного поля несимметричен относительно ЦМ, и во второй половине наблюдения отмечается сильное падение его значений. Если бы магнитное поле в пятне оставалось постоянным, то долговременный тренд был бы симметричным и более пологим, чем это есть в данном наблюдении.

Таким образом, если перестройка пятна не отразилась существенно на вариациях магнитного поля в центральной части тени пятна (там колебания по-прежнему оставались регулярными), то в поле скорости изменения оказались более заметны. Очевидно, поле скорости вообще более чувствительно по отношению к любым вариациям структуры пятна.

Пятно со средней напряженностью магнитного поля (15–17/02/1998, пятно № 08156, $H = 2800$ Гс) также показало отчетливые колебания как в поле скорости, так и в поле яркости с периодом глобальной моды 18 часов.

Заключение

Низкочастотные колебания лучевой скорости и яркости в тени солнечных пятен реально существуют. Предельная (наиболее низкая) частота для этих долгопериодических колебаний получается такой же, как и для колебаний магнитного поля – в диапазоне от 12–15 до 28–32 часов (в зависимости от напряженности магнитного поля пятна).

Авторы признательны д-р. Р.Н. Scherrer и научной команде SOHO/MDI за возможность использовать архив наблюдений SOHO/MDI.

Работа выполнена при частичной поддержке НШ-1625.2012.2.

Литература

1. *Liu and Norton*, (http://soi.stanford.edu/general/tech_notes.html)
2. *Efremov V.I. et al.* Solar Phys. (in press) 2012.

КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКАЯ ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ДИНАМИКА ИСТОЧНИКА МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ

Куприянова Е.Г.¹, Мельников В.Ф.^{1,2}, Ji H.³

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Научно-исследовательский радиофизический институт, Нижний Новгород, Россия

³Обсерватория пурпурной горы КАН, Нанджин, Китай

QUASI-PERIODICAL SPATIAL DYNAMICS OF THE SOURCE OF THE MICROWAVE EMISSION DURING A SOLAR FLARE

Kupriyanova E.G.¹, Melnikov V.F.^{1,2}, Ji H.³

¹Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, Saint Petersburg, Russia

²Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod, Russia

³Purple Mountain Observatory of CAS, Nanjing, China

Quasi-periodic ($P \approx 30$ s) spatial dynamics of the microwave source during the decay phase of the solar flare 3 July 2002 is studied using data from the Nobeyama Radioheliograph (NoRH) at 17 GHz. It is shown that properties of time variations of fluxes from different parts of the source and the distance between them are in a good agreement with the concept of the vertical kink mode oscillations of the flaring magnetic loop.

Квазипериодические пульсации (КПП) вспышечного излучения Солнца с периодами от нескольких секунд до нескольких минут тесно связаны с МГД процессами, идущими в корональных петлях [1]. Информация о динамике источника излучения и пространственной структуре КПП важна для отождествления механизма пульсаций и диагностики параметров вспышечной плазмы [2]. В данной работе проводится анализ динамики источника микроволнового излучения вспышки 03.07.2002 в совокупности с анализом пространственной локализации источников КПП с периодом порядка 30 с.

Анализ динамики источника микроволнового излучения

На каждую секунду временного интервала от 02:13:40 до 02:17:10 UT синтезированы радиокарты вспышечной области (всего 210 радиокарт). Чтобы избавиться от эффекта джиттера, изображения стабилизированы относительно центра яркости компактного северного источника [2]. Распределение интенсивности на 17 ГГц показано тоном на Рис. 1а в момент достижения потоком локального максимума F_{\max} ($t_{\max} = 02^{\text{h}}14^{\text{m}}53^{\text{s}}$ UT). Контуры соответствуют уровням 0.97, 0.9, 0.7, 0.5, 0.3 и 0.1 от F_{\max} .

В каждый момент времени t_k определены расстояния между центрами яркости источников $d_k = d(t_k)$. Центр яркости находился как центр «тяже-

сти» области, ограниченной уровнем $0.8 \cdot F_{\max k}$, где $F_{\max k} = F_{\max}(t_k)$ в каждом источнике.

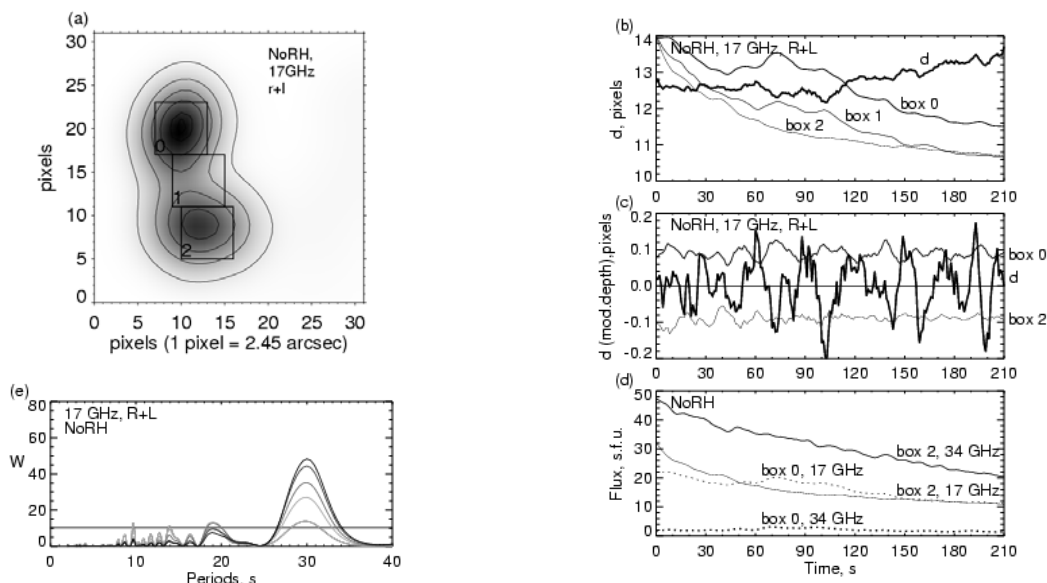


Рис. 1.

Временные вариации расстояния между источниками показаны на Рис. 1b толстой линией. Во временном профиле расстояний видны КПП с периодом порядка 30 с, а также с более короткими периодами. Более тонкой линией на b показан нормированный временной профиль потока излучения из северного источника (box 0), ещё более тонкой — из области между источниками (box 1), а самой тонкой — из южного (box 2). Потоки из каждого источника получены интегрированием по площадкам размером $15'' \times 15''$, показанными квадратами на Рис. 1a. Периодическая структура видна более отчётливо на графиках модулированного сигнала [2] $d^{md}_{\tau}(t_k) = (d(t_k) - d^{smoothed}_{\tau}(t_k)) / d^{smoothed}_{\tau}(t_k)$. Они показаны на c для постоянной сглаживания $\tau = 25$ с).

Интересно, что, начиная с момента времени $t_{40} = 40$ с = $02^h 14^m 20^s$ UT, на временных профилях расстояния колебания с периодом 30 с происходят в противофазе с колебаниями потоков из северного источника и области между источниками. Рост потока сопровождается сближением источников, и наоборот. Между временными профилями расстояния и потока из южного источника чётких закономерностей не наблюдается. В то же время, между 30 с колебаниями потоков излучения из северного и южного источников прослеживается антикорреляция. Причина отсутствия корреляции (или слабой антикорреляции) заключается, по-видимому, в том, что южный источник является оптически толстым на 17 ГГц, в отличие от северного источника и области между ними. На это указывает то, что в южном источнике поток на 34 ГГц превосходит поток на 17 ГГц (Рис. 1d), а также то, что локальное увеличение потока на временном профиле излучения на 17 ГГц из северного источника и из области между источниками с момента t_{40}

до момента t_{120} не сопровождается соответствующим увеличением потока из южного источника.

Периодограммы автокорреляционной функции расстояний между северным и южным источниками $d^{md}(t_k)$ показаны на е. Переход от более светлых линий к более тёмным соответствует периодограммам для τ от 15 с до 35 с. Видно, что на периодограммах выделяется мощный основной пик с периодом 30 с. Три вторичных слабых спектральных пика со спектральными мощностями выше уровня значимости имеют периоды порядка 19 с, 14 с и 10 с. Их спектральные мощности сравнимы с уровнем 99% уровнем значимости $W \approx W_{sign} \approx 11.4$.

Обсуждение

В работе [2] приведены аргументы в пользу того, что осцилляции излучения из вершины петли с периодом 30 с связаны с вертикальными кинк осцилляциями магнитной петли на основном тоне. Такие осцилляции с амплитудой $a(t)$ способны модулировать радиус поперечного сечения петли $A(t)$ [4]:

$$A(t) = A_0 \left(1 + \frac{a(t)}{r_{loop}} \right)^2. \quad (1)$$

Здесь r_{loop} — радиус кривизны петли. Когда петля вытягивается вверх, радиус поперечного сечения растёт, а когда сжимается вниз, то он, наоборот, уменьшается. Вертикальные осцилляции приводят к вариациям объёма петли пропорционально амплитуде $A(t)$. Из закона сохранения магнитного потока следует, что они должны также модулировать магнитное поле петли B обратно пропорционально своей амплитуде. Это особенно выражено в вершине петли, где амплитуда вертикальных кинк осцилляций основного тона максимальна.

С другой стороны, интенсивность гиротронного излучения из оптически тонкого источника $I \propto \eta$, η — коэффициент излучения, зависит от угла θ между направлением магнитного поля и лучом зрения, от напряженности магнитного поля B и показателя спектра ускоренных электронов δ . В соответствии с выражением η , приведенном в [5], и в предположении $\delta = 4$, получаем

$$\frac{\Delta I}{I} = 2.2 \frac{\Delta \sin \theta}{\sin \theta} + 3.4 \frac{\Delta B}{B}. \quad (2)$$

Тогда, полагая, что петля с координатами S19W48 ориентирована перпендикулярно поверхности Солнца, получаем в основаниях петли $\theta \approx 48^\circ$, а вблизи вершины $\theta \approx 90^\circ$. Вертикальные кинк осцилляции петли практически не меняют угол θ , поэтому вариации интенсивности гиротронного излучения определяются, в основном, вариациями магнитного поля в петле. Когда петля вытягивается вверх, магнитное поле в вершине ослабе-

вает, что приводит к уменьшению интенсивности. В работе [2] показано, что в центральной части вспышечной области $\Delta I / I < 5\%$. Отсюда $\Delta B / B < 1.5\%$. При сжатии петли магнитное поле увеличивается и интенсивность возрастает.

В оптически толстом источнике вариации B будут слабо сказываться на вариациях интенсивности, к тому же они должны происходить в противофазе. Сжатие петли и соответствующий рост поля будут приводить к уменьшению потока излучения из оптически толстого южного источника. Видимо, именно поэтому между колебаниями потоков излучения из северного и южного источников имеет место наблюдаемая антикорреляция.

Обнаруженная в работе противофазность колебаний расстояния между центрами северного и южного источника и потоком излучения из центральной и северной частей (оптически тонкого) источника логически вытекает из рассмотренных выше свойств вертикально колеблющейся вспышечной петли. Вспышечная петля представляет собой магнитную ловушку для высокоэнергичных электронов, генерирующих гиротронное микроволновое излучение. Очевидно, что нижняя граница микроволнового источника на каждом конце петли определяется областью, где большинство электронов имеют точки отражения и является стабильной. При растяжении/сжатии петли расстояние между нижними границами источников на двух ее концах лишь слегка увеличивается/уменьшается и определяется чисто геометрическими факторами. Положение верхних границ источников сильно зависит от градиента уменьшения магнитного поля от основания к вершине петли и пик-угловым распределением электронов. Как показывают расчеты, при сжатии (растяжении) петли эти границы могут значительно смещаться по направлению к вершине (от вершины), приводя к заметному уменьшению (увеличению) расстояния между центрами яркости радиоисточников на концах петли.

Проведенный выше анализ показывает, что модуляция пространственных характеристик и интенсивности микроволнового излучения в разных частях вспышечной петли с периодом порядка 30 с согласуется со свойствами основного тона вертикальной моды кинк-осцилляций корональной магнитной петли.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Кадры» № 8524 и мероприятие 1.2.1, Программы ПРАН 22, грантов РФФИ № 11-02-91175, 12-02-00616, НШ-1625.2012.2, Программой МС FP7-PEOPLE-2011-IRSES-295272.

Литература

1. *Nakariakov V.M., Melnikov V.F. // Space Sci. Rev., V.149, P.119, 2009.*
2. *Kupriyanova E.G., Melnikov V.F., Shibasaki K. // Solar Physics, 2012 (DOI: 10.1007/s11207-012-0141-3).*
3. *Inglis, A.R., Nakariakov, V.M. // Astron. Astroph. V.493, P.259, 2009.*
4. *Aschwanden M.J., Schrijver C.J. // Astrophys. J., V.736, P.102, 2011.*
5. *Dulk G.A., Marsh K.A. // Astrophys. J., V.259, P.350, 1982.*

ДОЛГО- И СВЕРХДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ПО ДАННЫМ MDI SOHO

Наговицын Ю.А., Рыбак А.Л., Наговицына Е.Ю.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория, Санкт-Петербург

LONG-TERM AND SUPER-LONG-TERM SUNSPOT OSCILLATIONS BASING SOHO SPACECRAFT DATA

Nagovitsyn Yu.A., Rybak A.L., Nagovitsyna E.Yu.

Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St.-Petersburg

The phenomenon of super-long-term oscillations (SLO) of sunspots with periods from tens to hundreds hours [1] using the SOHO MDI observations of selected 72 sunspots is investigated. It is shown that typical periods of SLO of sunspot magnetic field come to 8 and 4 days.

1. Введение. В обзоре [1] сообщалось о свойствах долгопериодических (с периодами десятки-сотни минут) и сверхдолгопериодических (с периодами десятки-сотни часов) колебаний (далее – ДК и СДК соответственно) пятен, наблюдаемых наземными средствами. Первые исследования ДК по данным КА SOHO MDI нашей группы и группы А.А. Соловьева представлены в предыдущих сборниках «Солнечная и солнечно-земная физика», начиная с 2008 г., и позже – в других изданиях.

Основными целями этой работы являются создание на основе архивов SOHO MDI базы данных характеристик (напряженности магнитного поля МП, гелиографических координат) стабильных пятен, наблюдавшихся на видимом солнечном диске не менее 9-11 дней, и на ее основе анализ свойств сверхдолгопериодических колебаний пятен в сравнении с ранее полученными из наземных наблюдений. Кроме того, мы упомянем о ярких эпизодах ДК.

2. Методика измерений. На рис.1а показано солнечное пятно – так, как оно выглядит на магнитограммах SOHO MDI. Большим напряженностям N-полярности соответствуют пиксели с большим почернением (для S полярности – наоборот, большей напряженности соответствуют более светлые пиксели; серый цвет – нулевой уровень). Размер пиксела – 2 на 2 угловых секунды. Соответственно «прямая» координатная точность этих данных невысока. Для ее улучшения вспомним эмпирическую формулу Броксона распределения напряженности по пятну [2]

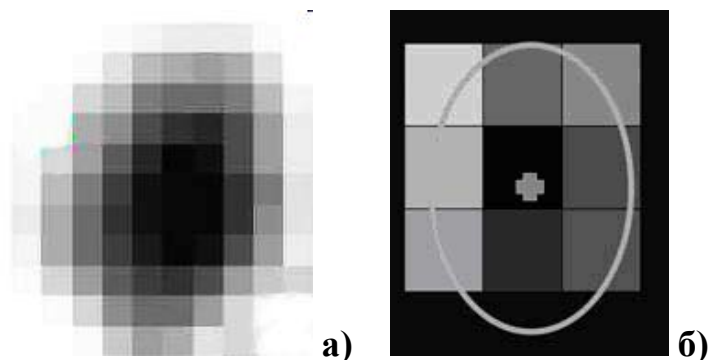
$$H = H_0(1 - \rho^2), \rho = r/R, \quad (1)$$

где r – расстояние от центра, R – радиус пятна. Далее, имея в виду перспективное сокращение пятна при произвольном нахождении на диске Солнца, запишем для максимального пиксела пятна и соседних с ним 8

пикселей (рис.2б) формулу для эллиптического параболоида в декартовой системе координат

$$H = H_0 \left[1 - \frac{(x - x_0)^2}{2p} - \frac{(y - y_0)^2}{2q} \right] \quad (2)$$

и с помощью МНК для каждой магнитограммы у избранного пятна определим максимальную напряженность H_0 и положение экстремума (x_0, y_0) .



Легко видеть (число точек 9, параметров 5), что в этом случае статистическая точность возрастает в ~ 2 раза (т.е. для координат такая априорная точность составляет $\approx 1''$).

Рис. 1.

3. База данных. Базу данных в этой работе составили напряженности поля и координаты 72 стабильных пятен, наблюдавшихся на видимом диске не менее 9-11 дней ($\pm 60-70^\circ$ от центрального меридиана) с временным разрешением 1 минута. На рис.2 приведены для примера временные изменения параметров для одного из пятен (AR9945). В этой работе при обработке данных мы применяли в дальнейшем усреднение за 20 минут.

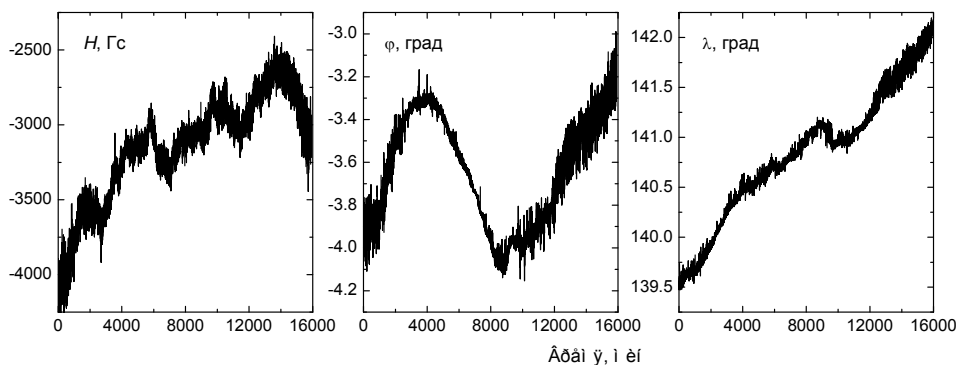


Рис. 2.

4. Некоторые эпизоды ДК. Приведем вначале некоторые яркие эпизоды ДК, содержащиеся в нашей базе данных. Это представляется небезынтересным, поскольку до сих пор это явление вызывает ряд вопросов. На рис.3 слева показаны выраженные широтные колебания (с уменьшающимся периодом) основного пятна активной области AR8497, а справа – вейвлет-скелетоны как этого пятна, так и двух других, наблюдавшихся на солнечном диске одновременно с ним. Видно, что, во-первых, вариации широты AR8497 трудно назвать иначе, чем колебания с изменяющимся

периодом, а во-вторых, периоды ДК всех трех пятен изменяются по-разному, и эти изменения трудно связать с какой-либо внешней инструментальной причиной – т.е. ДК принадлежат именно пятнам. Это важное заключение.

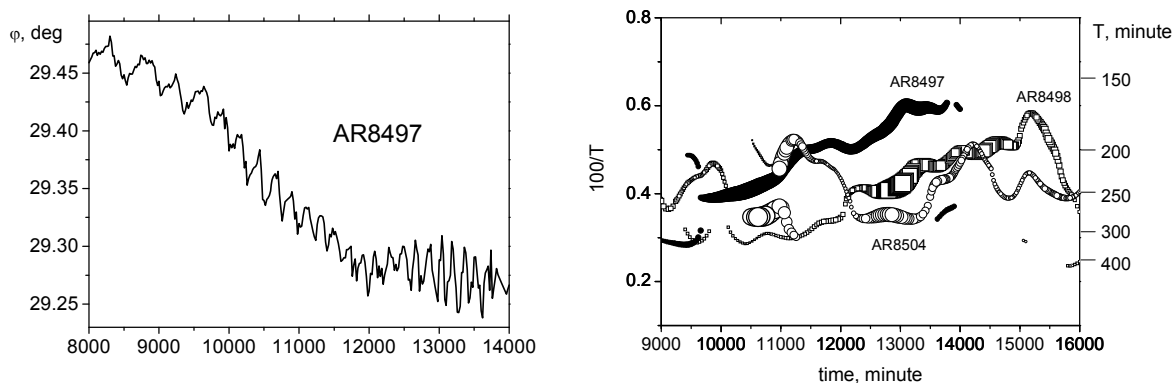


Рис. 3.

Кроме описанного, наблюдается еще целый ряд эпизодов выраженных ДК, однако им будет посвящена отдельная статья, а сейчас перейдем к основной теме нашего исследования.

5. Сверхдолгопериодические колебания пятен. Наземные наблюдения – использовался Гринвичский каталог – показали, что наиболее значимые периоды абсолютных (широтных и долготных) СДК составляют ≈ 8 суток со вторичным максимумом ≈ 4 суток, а относительных (радиальных) ≈ 4 суток со вторичным максимумом ≈ 8 суток [3]. Проверим это по данным SOHO MDI. Используя корреляционный периодограммный анализ [4], для всех 72 пятен найдем наиболее значимые периоды H , φ , λ - мод СДК. Частоту их встречаемости иллюстрирует рис. 4. Мы видим, что для абсолютных СДК картина полностью подтверждается. Для колебаний напряженности максимум ≈ 4 суток более выражен. Это можно объяснить тем, что H -

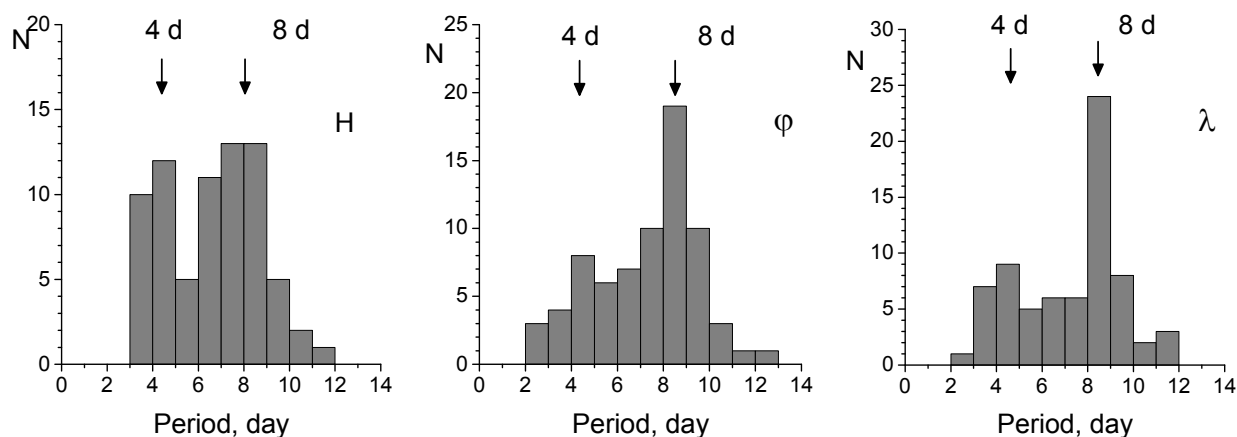


Рис. 4.

колебания создаются как абсолютными, так и относительными модами – в подтверждение выводов [5].

6. Зависимость периода СДК от напряженности МП пятна. На рис.5 (точки, серые области) показана экспериментальная зависимость периода СДК от напряженности МП пятна. Ее интерпретация может быть связана с горизонтальной силой магнитного натяжения, возникающей в системе корональных дуг, соединяющих головное и хвостовое пятно активной области. Уравнение для таких колебаний с точностью до коэффициента будет совпадать конечным в [6], записанным для скрученной корональной трубки.

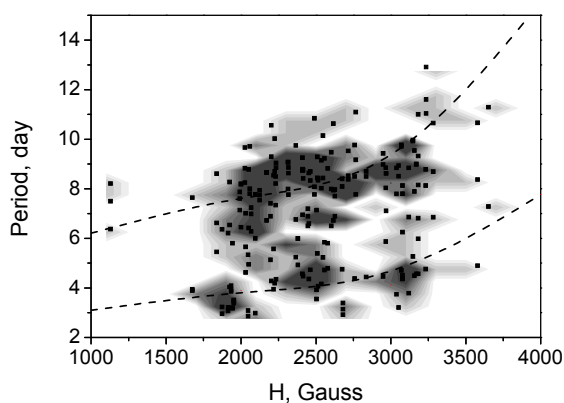


Рис. 5.

Полагая в нем, что для пятен может быть принято масштабное соотношение, связывающее глубину и радиус пятна $h/R = const$, получаем зависимость, изображенную на рис.5 пунктиром (сверху) и ее гармонику (снизу).

7. Выводы и результаты. Таким образом, в данной работе предложена методика измерений, и по наблюдениям SOHO MDI создана база данных напряженности МП и координат 72 стабильных пятен, находившихся на видимом диске не менее 9-11 дней ($\pm 60-70^\circ$ от центрального меридиана) с временным разрешением 1 минута. Найдены яркие эпизоды ДК пятен, показано, что данное явление не является артефактом. Подтверждены результаты наземных наблюдений о периодах СДК и предложена интерпретация их зависимости от напряженности МП пятна.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 10-02-00391), НШ-1625.2012.2, программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 21, а также ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (мероприятия 1.2.1, 1.5).

Литература

1. *Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю.* // Труды 10-й Пулковской конференции по физике Солнца, СПб, с.73–104, 2006.
2. *Обридко В.Н.* Солнечные пятна и комплексы активности. М: Наука, 1985.
3. Плазменная гелиогеофизика (под ред. Л.М. Зеленого и И.С. Веселовского), М: Наука, 2008.
4. *Витинский Ю.И., Конецкий М., Куклин Г.В.* // Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М: Наука, 1986.
5. *Nagovitsyn Yu.A., Rybak A.L., Nagovitsyna E.Yu.* // *Geomagnetism and Aeronomy*, т.52, № 7, 2012.
6. *Соловьев А.А.* // *Солн. Данные*, № 1, 1984.

КОЛЕБАНИЯ ЯРКОСТИ В ЛИНИЯХ CaII: ИЗМЕНЕНИЕ ЦЕНТР-КРАЙ

Ожогина О.А., Теплицкая Р.Б.

Институт Солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия.

OSCILLATIONS OF CaII LINE BRIGHTNESSES: CENTER-TO-LIMB VARIATION

Ozhogina O.A., Teplitzkaya R.B.

Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia

Fifteen time series of central residual intensity of K and 849.8 nm CaII lines have been examined with wavelet analysis to investigate the center-to-limb variation of average power oscillations for 3-, 5- and 10-min period range. Chromospheric internetworks and networks are analyzed separately. It has been found that the average power of 5-min oscillations $\langle P \rangle$ decreases to the limb. The negative coefficient correlation between $\langle P \rangle$ and heliocentric distance has been revealed at the 95% significance level for both components of the chromospheric network. The center-to-limb variation is absent for three-minute range in cells of internetworks as well as for ten-minute range at the 95% significance level. We suppose that both the center-to-limb variation behavior and the type of connection between brightness power oscillations and brightness itself in individual cells conform to the magnetoacoustic portal conception.

Несмотря на впечатляющие успехи, достигнутые при наблюдениях с очень высоким разрешением, пока нет единого мнения относительно основного источника нагрева хромосферы. Весьма часто опубликованные статьи заканчиваются выводом, что необходимы дополнительные данные наблюдений. В своей работе мы используем в качестве диагностик динамики хромосферы сильные линии CaII. Насколько нам известно, применительно к этим очень популярным линиям широко использовался такой информативный метод анализа как изменение центр-край колебаний лучевых скоростей, но значительно реже он изучался для колебаний яркости. Наши наблюдения проводились с целью выяснения существования эффекта центр-край в спектрах мощности колебаний остаточных интенсивностей в ядрах линий K и 849.8 нм CaII.

Наблюдения выполнялись на участках спокойного Солнца, причём отдельно изучались внутренние части и границы супергранул («ячейки» и «сетки», соответственно). Спектрограммы были получены на горизонтальном солнечном телескопе Саянской обсерватории одновременно в УФ и ИК областях спектра с ПЗС-камерой Princeton Instrument (2048×2048). Спектральное разрешение составляло 0.0024 нм/пикс, пространственное разрешение – 0.45" /пикс. Реальное пространственное разрешение 1–2" . На щель спектрографа, протяженность которой $\approx 150''$, последовательно реги-

стрировались временные серии участков поверхности, расположенных на разных гелиоцентрических расстояниях. Продолжительность отдельных временных серий – 1600–2000 с, экспозиция – 2 с, скважность – 25 с. Всего в обработку вошло 15 временных серий. В качестве параметров характеризующих термодинамическое и динамическое состояние плазмы, выбраны K_3 – центральная остаточная интенсивность линии К, K_{in} -индекс – интегральная остаточная интенсивность в полосе ± 0.05 нм от центра той же линии, X_0 – центральная остаточная интенсивность линии 849.8 нм. Уровни образования этих параметров в настоящее время дебатированы. Классическое представление соответствует их взаимному расположению сверху вниз (в порядке приведенного перечисления).

Спектры мощности колебаний для каждого из трёх параметров и для каждой из 33 сеток и 36 ячеек были получены методом вейвлет-анализа. Затем строились усредненные по объекту и по параметру вейвлет-диаграммы. Наибольший интерес представляют исчезающие (evanescent) и распространяющиеся акустические волны, граница между которыми в хромосфере без магнитного поля пролегает на частоте акустического обрезания (около 5.2 мГц). Мы исследовали интервал частот 1.2–8.0 мГц, подразделив его на три диапазона: «3 мин» (5.2–8.0 мГц), «5 мин» (2.4–5.2 мГц), «10 мин» (1.2–2.4 мГц). Учитывались только те колебания, мощность которых определена на уровне значимости $\geq 95\%$. В качестве численной характеристики мощности колебаний в каждом из указанных диапазонов периодов вычислялась интегральная мощность под кривой глобального вейвлет-спектра.

На рис. 1 показаны найденные зависимости средних мощностей $\langle P \rangle$ от гелиоцентрического расстояния D_r ; приведены также коэффициенты корреляции R между этими величинами и соответствующие линии регрессии $\langle P = A + B * D_r \rangle$. Для каждой из величин R , A и B оценены их уровни значимости. На уровне значимости $\geq 95\%$ результаты таковы:

Коэффициенты корреляции R свидетельствуют о том, что мощность трехминутных и пятиминутных колебаний, за исключением случая K_3 , «3 мин», «ячейка», уменьшается к краю диска. При этом изменение центр-край в ячейках выражено слабее, чем в сетках. Анализ значимости коэффициентов регрессии B приводит к выводу, что существование эффекта центр-край для трехминутных колебаний в ячейках вообще сомнительно. Колебания «10 мин» наблюдаются реже высокочастотных и объём выборок не достаточен для суждения об изменении мощности к краю диска.

Свободный член уравнения регрессии A интересен тем, что дает значение мощности колебаний $\langle P \rangle$ в центре диска, и поэтому сравнение A для трех параметров несет в себе информацию об изменении $\langle P \rangle$ с высотой. Однако в нашем случае анализ величин A не выявил какого-либо их систематического поведения ни в сетках, ни в ячейках.

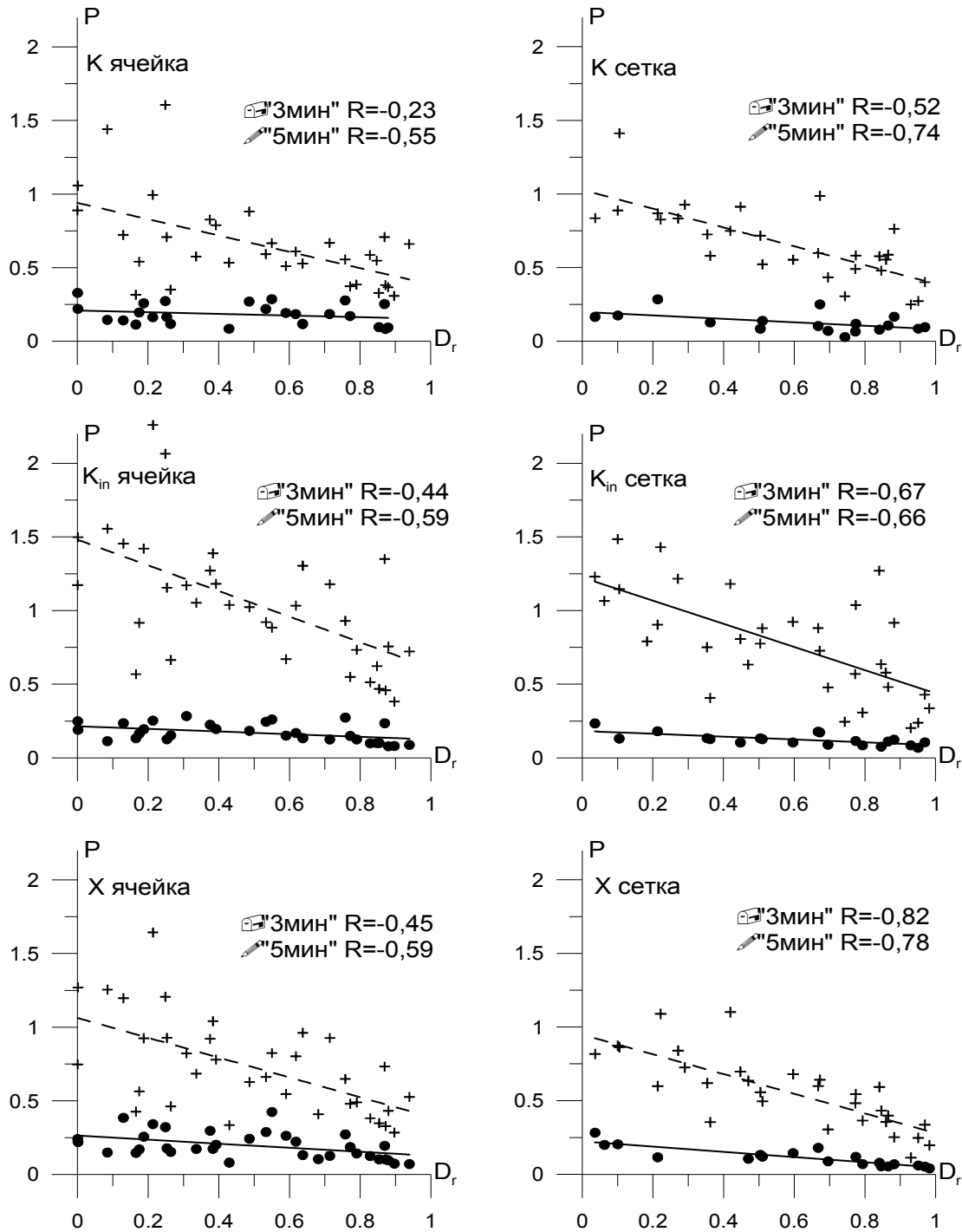


Рис. 1.

Линии CaII относятся к столкновительно-контролируемому типу и, следовательно, несмотря на отклонения от ЛТР, интенсивности сохраняют некоторую связь с локальной температурой. При наличии хромосферного роста температуры, а также из-за уменьшения плотности плазмы с высотой можно было бы ожидать, что мощность колебаний увеличивается по направлению к краю диска. Поскольку в среднем пятиминутные и трехминутные колебания и сетках, и в ячейках ведут себя иначе, мы проверили, есть ли прямая связь между мощностью и яркостью эмиссии в индивиду-

альных объектах. Оказалось, что имеют место все возможные виды связи – в 27% случаев высокая положительная корреляция, в 31% – высокая отрицательная корреляция, в 42% корреляция отсутствует. Даже в рамках одного и того же объекта нет единственного типа связи. При обсуждении возможного механизма нагрева хромосферы чаще других называют диссипацию энергии акустических волн, генерируемых под фотосферой и распространяющихся в верхние слои атмосферы. В отсутствие магнитного поля проникновение волн с частотами ниже частоты акустического обрезания маловероятно, поэтому пятиминутные колебания не могут внести свой вклад в нагрев. Однако, как показали многие исследователи (например, [1]), наличие наклонного магнитного поля способствует снижению частоты обрезания, так что в сетках пятиминутные колебания способны проникать вверх и распространяться вплоть до трансформации в ударные волны, на фронтах которых их энергия диссипирует в тепло. Такое явление названо в [1] магнитоакустическим порталом. Если напряженность поля достаточно велика, то и вертикальное поле приводит к снижению частоты обрезания магнитоакустических волн [2]. Распространяющиеся через порталы волны могут и не достичь фазы удара, если при взаимодействии с горизонтальными полями «балдахин» (canopies) произойдет их преломление или отражение.

Существование разных вариантов распространения магнитоакустических волн может объяснить как найденное поведение центр-край, так и два из трёх типов связи между мощностью колебаний яркости и самой яркостью (сильная положительная корреляция и полное отсутствие корреляции). В большей мере, чем термодинамика хромосферы, на её динамику влияет топология магнитных полей. Что же касается случаев высокой отрицательной корреляции, то это явление родственно «магнитным теням» трёхминутных колебаний [3], которые интерпретируются как подавление эффективности ударов сильными магнитными полями. Кроме того, предложив в качестве источника нагрева другую моду МГД волн, авторы работы [4] предсказали, что эта мода действует тем более эффективно, чем слабее магнитное поле.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки гос. контрактами №№16.518.11.7065, 14.518.11.7047, 02.740.11.0576 и грантом РФФИ 10-02-00153.

Литература

1. *Jefferies S. M., et al., Astrophys.J, 648, L151, 2006.*
2. *Khomenko E., Centano R., Collados M., Astrophys.J. 676, L85, 2008.*
3. *Vecchio A., Cauzzi G., Reardon K.P., Astron. Astrophys. 494, 269, 2009.*
4. *Song P., Vasiliunas V.M., JGR 116, A09104, 2011.*

**СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ
ВСПЫШЕЧНОГО МИЛЛИМЕТРОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ,
ПОЛУЧЕННЫХ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ RT-7,5
МГТУ им. Н.Э. БАУМАНА**

Смирнова В.В.¹, Нагнибеда В.Г.¹, Жильцов А.В.², Рыжов В.С.²

¹*НИИАИ им. В.В. Соболева Санкт-Петербургского государственного университета*

²*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана*

**COMPARATIVE DATA ANALYSIS OF FLARE MILLIMETER RADIO
EMISSION OBTAINED FROM RT-7.5 TELESCOPE BMSTU**

Smirnova V.V.¹, Nagnibeda V.G.¹, Zhiltsov A.V.², Ryzhov V.S.²

¹*Sobolev Astronomical Institute, Saint Petersburg State University*

²*Bauman Moscow State Technical University*

Comparative study of two solar flares (GOES class M5.3 and M6.1) obtained at 93 and 140 GHz (3.2 and 2.2 mm) was the basic aim of this work.

Data were obtained from ground-based radio-telescope RT-7.5 (Bauman Moscow State Technical University) and additionally from SDO/AIA at 171 Å, GOES 1-8 Å, and RHESSI (3-100 keV). We analyzed temporal structure of observed radio-bursts and its dynamics in comparison with soft and hard X-ray emission light-curves.

We found for our events that flux density spectra didn't agree with the gyro-synchrotron model spectrum obtained from microwave observations.

We suggested, in spite of the existing of accelerated non-thermal electrons obtained at hard X-ray, that millimeter emission, in our cases, had mostly the thermal nature due to the hot plasma emission of the flare source.

1. Введение

Исследование вспышечных событий на Солнце является важнейшим этапом в изучении масштабных процессов энерговыделения в активных областях и параметров горячей вспышечной плазмы [6, 10].

Вспышечный процесс изучается в широком спектре — от оптического до рентгеновского и гамма излучения [2, 11].

В последнее время значительно возрос интерес к наблюдениям вспышек в радиодиапазоне. Всплески радиоизлучения наблюдаются практически на всех длинах волн, но наибольший интерес представляют данные миллиметровой части спектра [4], так как количество таких наблюдений сильно ограничено малым числом инструментов и условиями в земной атмосфере.

Целью данной работы являлось исследование параметров двух вспышечных событий, по данным, полученным на частотах 93 и 140 ГГц на радиотелескопе RT-7,5 МГТУ им. Н.Э. Баумана (Московская область), в сравнении с данными в рентгеновском диапазоне. Описание данных и ме-

тоды их обработки представлены в разделе 2. Полученные результаты и их интерпретация указаны в разделе 3.

2. Радиотелескоп РТ-7,5 МГТУ им. Н.Э. Баумана

Радиотелескоп РТ-7,5 представляет собой полноповоротную двухзеркальную антенну кассегреновского типа [1]. Диаметр главного зеркала 7,75 метра. Антенна позволяет работать во всем диапазоне миллиметровых волн вплоть до 1 мм. В настоящее время используются два приемника, работающие на частотах 93 и 140 ГГц. Диаграмма направленности антенны для данных частот 2,5 угл. мин и 1,5 угл. мин соответственно.

Данные наблюдений получаются путем картографирования полного диска Солнца или ведения выбранного участка (области) в течение дня. Временное разрешение при ведении области — 1 сек.

3. Анализ данных и основные результаты

Данные двух вспышечных событий 2012.07.04 (GOES класс M5.3) и 2012.07.05 (GOES класс M6.1) были получены методом непрерывного ведения активной области (Рис.1). Положение источников вспышек, наблюдавшихся в активной области NOAA 11515, показаны на магнитограмме, полученной на инструменте HMI, установленном на борту космического аппарата SDO (Рис. 2) [8, 9].

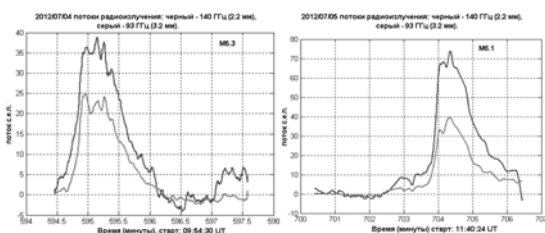


Рис. 1.

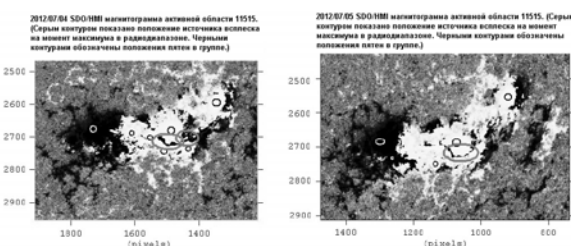


Рис. 2.

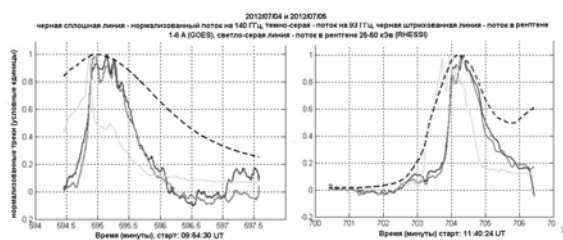


Рис. 3.

Мы наложили треки рентгеновского излучения в диапазоне 1-8 А по данным спутника GOES и в диапазоне 25–50 кЭв по данным спутника RHESSI на кривые потока радиоизлучения, для сопоставления положения максимумов всплесков (Рис. 3). Из данного сопоставления видно, что максимум потока радиоизлучения хорошо совпадает по времени с потоком в мягком рентгене и запаздывает по отношению к более жесткому излучению.

По профилям потока были построены спектры излучения в радиодиапазоне на моменты максимумов всплесков (Рис. 4). Важно отметить, что такой спектр не соответствует гиротронному спектру излучения вспышек, построенному по наблюдениям в микроволновом диапазоне (Рис. 6) [7].

Также были построены рентгеновские спектры в диапазоне от 3 до 100 кЭв, из которых видно, что максимум потока излучения приходился на диапазон 25–50 кЭв в обоих рассмотренных случаях (Рис. 5).

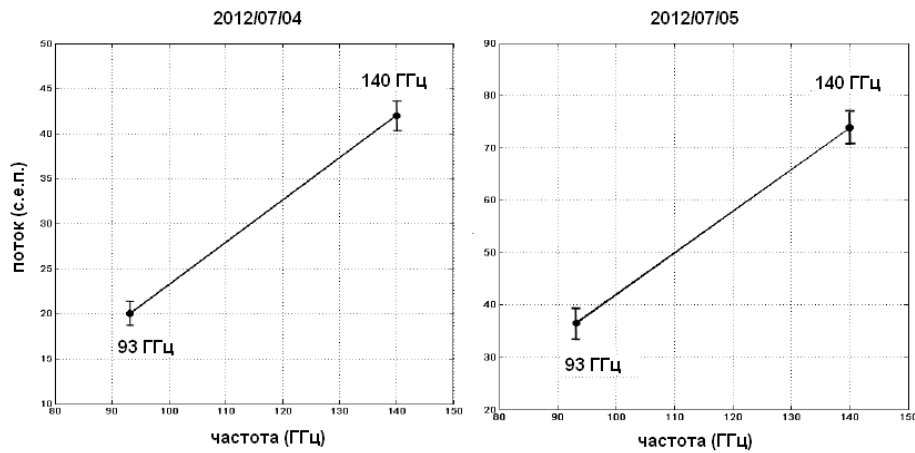


Рис. 4.

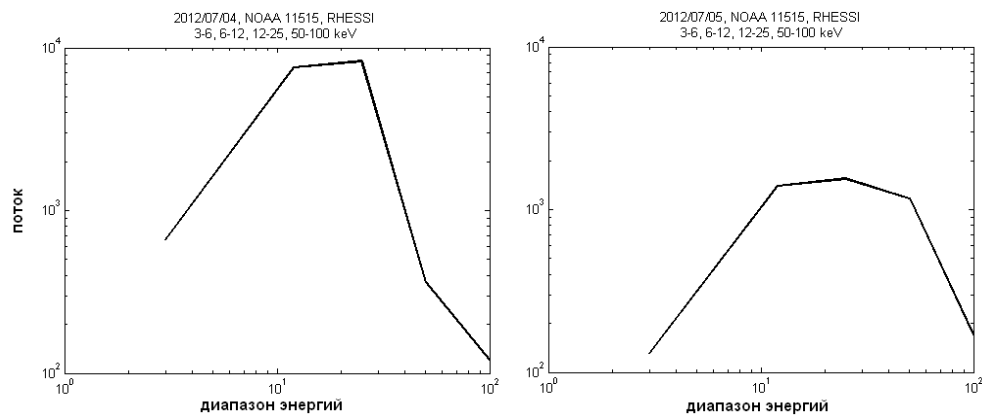


Рис. 5.

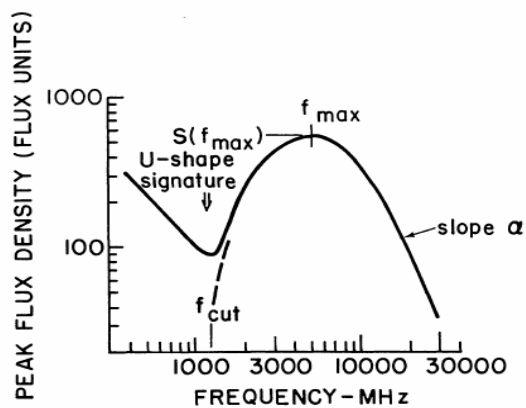


Рис. 6.

Из полученных результатов можно предположить, что источником миллиметрового излучения в радиодиапазоне может являться плотная горячая плазма всплывающей магнитной петли. Механизм генерации излучения – тормозной, оптическая толщина изменяется от значений порядка единицы почти до нуля, так как изменяется плотность плазмы [3].

Однако, мы не исключаем, что при сильных вспышках (GOES X) наличие значительного числа нетепловых электронов достаточно высоких энергий может заметно повлиять на вид миллиметрового спектра радио-

всплеска, давая усиление потока на высоких частотах, что может быть свойственно для синхротронного механизма излучения [5].

В последнее время значительно возрос интерес к мм и суб-мм наблюдениям всплесков. Однако имеющиеся данные не дают возможность построить полный спектр излучения из-за плохого частотного заполнения. Мы надеемся, что начавшиеся наблюдения на РТ-7.5 на частотах 90 и 140 ГГц помогут существенно улучшить положение.

Благодарности

Часть работы проводится в рамках реализации ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009–2013 годы.

Литература

1. Соловьев Г.Н., Розанов Б.А., Иванов В.Н., Нагнибеда В.Г., Пиотрович В.В., Радиоэлектронные и лазерные приборы, 1990, Мир.
2. Benz A.O., Living Reviews in Solar Physics, vol. 5, no. 1.
3. Chertok, I.M.; Fomichev, V.V.; Gorgutsa, R.V.; Hildebrandt, J.; Krüger, A.; Magun, A.; Zaitsev, V.V., Sol. Phys., Vol. 160, Iss. 1, pp.181-198.
4. Hildebrandt J.; Pohjolainen S.; Karlicky M., Proc. 10th Sol. Phys. meeting, 506, pp. 299-302, 2002.
5. Kaufmann P.; Marcon R.; Giménez de Castro G.; White S., and 7 co-authors, ApJ, Vol. 742, Iss. 2, article id. 106, 2011.
6. Kaufmann P.; Raulin J-P.; Melo A.M.; Correia E.; Costa J.E.R.; Giménez de Castro C.G.; and 9 co-authors, ApJ, 574:1059–1065, 2002.
7. Kundu M.R.; Vlahos L., Space Science Reviews 32, 405-462, 1982.
8. Scherrer, P. H.; Schou, J.; Bush, R. I.; Kosovichev, A. G.; and 9 co-authors, 2012, Sol. Phys., Vol. 275, Iss. 1-2, pp. 207-227.
9. Schou, J., Larson, T.P. 2011, SPD meeting 42, 16.05, BAAS, Vol. 43.
10. Shibasaki K., Plasma and Fusion Research, Vol. 2, S1012, 2007.
11. Trotter G., Vilmer N., Barat C., Benz A., Magun A., Kuznetsov A., Sunyaev A., and Terekhov O., A/A, 334, 1099–1111, 1998.

ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН И ВЫШЕЛЕЖАЩИХ СТРУКТУР

**Смирнова В.В.¹, Riehokainen A.², Соловьев А.А.³,
Жильцов А.В.⁴, Kallunki J.^{2,5}**

¹*НИИАИ им. В.В. Соболева Санкт-Петербургского государственного университета*

²*University of Turku (Finland)*

³*Главная Пулковская Астрономическая Обсерватория РАН*

⁴*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана*

⁵*Aalto University, Metsähovi Radio Observatory (Finland)*

LONG-PERIOD OSCILLATIONS OF SUNSPOTS AND NEARBY MAGNETIC STRUCTURES

**Smirnova V.V.¹, Riehokainen A.², Solov'ev A.A.³,
Zhiltsov A.V.⁴, Kallunki J.^{2,5}**

¹*Sobolev Astronomical Institute, Saint Petersburg State University*

²*University of Turku (Finland)*

³*Central (Pulkovo) Astronomical Observatory Russian Academy of Sciences*

⁴*Bauman Moscow State Technical University*

⁵*Aalto University, Metsähovi Radio Observatory (Finland)*

Simultaneous study of long quasi-periodic oscillations in sunspots (using line-of-sight magnetic field data) and nearby magnetic structures located above (using radio emission data at 37 GHz) was the basic aim of this work.

Data from the ground-based radio-telescope (Metsähovi Radio Observatory (MRO), Aalto University, Finland) and the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) instrument on-board the Solar Dynamics Observatory (SDO) spacecraft have been obtained and analysed. We used the wavelet (Morlet) method to obtain periods of oscillations.

Long-period oscillations in intervals of 200–400 minutes have been found both in radio and in magnetic field data. The interpretation of these oscillations and propagation of them to higher levels of solar atmosphere are discussed with respect to new aspects of a "shallow sunspot" model, in which the multimode character of sunspot oscillations appears.

1. Введение

Исследование квазипериодических колебаний активных областей на Солнце играют важную роль в изучении физических параметров различных слоев солнечной атмосферы. Они наблюдаются в пятнах, порах, корональных петлях, факелах и других структурах с помощью наземных и космических инструментов уже несколько десятков лет [8, 11, 15, 25].

В последнее время большой интерес представляют исследования периодов колебаний солнечного пятна. Хорошо известны колебания пятен с периодами 3–5 минут [1, 3, 21]. Такие колебания интерпретируются, как распространение акустических МГД волн, возбуждающихся турбулентными движениями плазмы в конвективной зоне [2, 14, 27].

Колебания с длинными периодами (от 20 мин. и более) исследовались реже, чем 3–5 минутные. Они наблюдались в пятнах в радиодиапазоне [4, 9, 10, 18], в вариациях поля скоростей по лучу зрения [5] и магнитного поля [6, 7]. Теоретическая интерпретация таких колебаний дается авторами в свете модели «мелкого пятна» [19, 20]. Согласно этой модели, солнечное пятно представляет собой уединенную магнитную структуру, ограниченную снизу (Рис. 5), что соответствует наблюдениям методами локальной гелиосейсмологии [12, 26]. Длинные временные вариации магнитного поля и других параметров могут быть связаны с медленными вертикальными смещениями пятна как целого.

Цель данной работы была направлена на изучение длинных квазипериодических колебаний пятен и вышележащих структур по данным наблюдений на радиотелескопе Метсахови на частоте 37 ГГц и по данным космической обсерватории SDO (Solar Dynamics Observatory) с помощью инструмента HMI (Helioseismic and Magnetic Imager).

Описание методов получения и обработки данных представлено в разделе 2. Основные результаты указаны в разделе 3. Выводы и интерпретация полученных результатов представлены в разделе 4.

2. Наблюдения и обработка данных

2.1. Радиотелескоп Метсахови

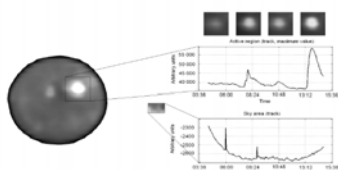


Рис. 1.

Радиотелескоп Метсахови, (радиообсерватория Метсахови, Финляндия), представляет собой антенну диаметром 13,7 метра (частоты: от 2 до 150 ГГц, рабочий приемник 37 ГГц (8 мм), диаграмма направленности – 2,5 угл. мин.) Чувствительность приемника — 100 К.

Уровень спокойного Солнца для данной частоты и диаграммы составляет 7800 К [23]. Антенна позволяет производить непрерывное слежение за выбранной областью, картографирование диска Солнца и частичное сканирование активных областей с различным временным разрешением.

Методом получения данных являлось поочередное сканирование активной области и участка неба с временным разрешением 2 мин. Скан неба осуществлялся с целью изучения влияния шумов земной атмосферы и собственных шумов приемника на полезный сигнал. Получение трека данных от активной области производилось путем нахождения максимальной яркостной температуры от наблюдаемого источника в каждый момент времени (Рис. 1).

2.2. SDO/HMI инструмент и данные магнитограмм

Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) дает возможность исследовать вариации магнитного поля на фотосфере по лучу зрения с пространственным разрешением 1 угл. сек., и временным разрешением 45 сек. Детальное

описание данного инструмента, метод получения и первичной обработки данных представлен в работах [16, 17].

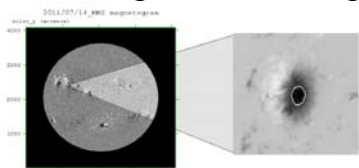


Рис. 2.

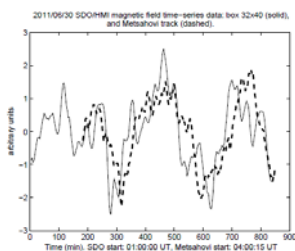


Рис. 3.

Нами были получены данные напряженности магнитного поля тени солнечных пятен для активных областей (АО), наблюдавшихся параллельно на радиотелескопе Метсахови в период с 29.06.2011 по 21.07.2011. Для получения временного ряда на магнитограммах выделялась часть АО с помощью контура или бокса и проводилось усреднение по нему (Рис. 2). Временные ряды обрабатывались методом вейвлет-преобразования (вейвлет Морле 6-го порядка) с помощью программного пакета, описанного в статье [22].

3. Результаты

В результате обработки временных рядов мы получили долгопериодические вариации пятен и структур над ними в нескольких интервалах периодов: 60–100, 80–130, 150–200, 200–300, 200–400 минут. Пример совмещенных

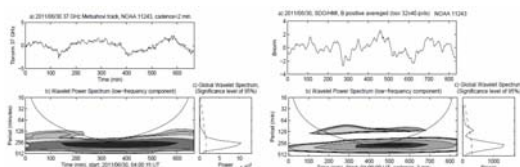


Рис. 4.

графиков временных рядов данных Метсахови и SDO/HMI за 30.06.2011 показан на Рис. 3. Вейвлет анализ данных представлен на Рис. 4. Важно отметить, что временные треки имеют достаточно хорошую корреляцию длинноволновых компонент и одинаковые интервалы периодов. Из-за более короткого ряда, вейвлет-спектр трека Метсахови лежит вне интервала достоверности, однако видно, что его мощность достаточно высока.

4. Основные выводы и интерпретация

Полученные результаты являются независимым подтверждением существования долгопериодических колебаний (200–400 минут) как в магнитном поле тени пятна по данным магнитограмм SDO/HMI, так и в структурах над ним по данным радионаблюдений на частоте 37 ГГц.

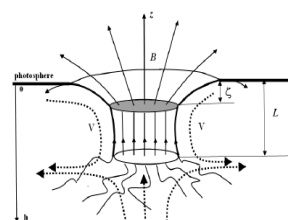


Рис. 5.

Однако существует вопрос: каким образом длинноволновые колебания распространяются выше в хромосферу, где генерируется радиоизлучение? Как известно, скорости распространения различных возмущений в солнечной атмосфере достаточно велики (10^6 см/с для звуковых и 10^7 см/с для Альфвеновских волн). Но для того, чтобы активная область вновь пришла в состояние равновесия, необходимо время порядка нескольких минут и более. Поэтому, когда мы рассматриваем временные вариации

магнитного поля пятна на фотосфере с периодами несколько часов, мы принимаем во внимание то, что для магнитных структур, лежащих над пятном эти вариации приводят к медленной перестройке всей активной области.

Также, возможно наличие еще одного механизма, объясняющего модуляцию длинных колебаний радиоизлучения над пятном, в отсутствие влияния магнитного поля. Кшеветский и Соловьев [13] рассчитали простую гидродинамическую модель, чтобы изучить распространение внутренних гравитационных волн, генерируемых колебанием цилиндра. Авторы обнаружили, что внутренние гравитационные волны могут распространяться от источника (колеблющееся пятно) под небольшим углом к фотосфере на высоты порядка 3000 км. Это близко к высотам, где генерируется излучение на 37 ГГц, если брать в рассмотрение модель солнечной атмосферы Vernazza [24].

Мы полагаем, что оба описанных выше механизма, взаимодействуя вместе или отдельно, могут объяснить эффект модуляции радиоизлучения с помощью долгопериодических колебаний солнечного пятна, как целого.

Часть работы проводится в рамках реализации ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009–2013 годы и ИШ-1625.2012.2.

Литература

1. *Abramov-Maximov, V.E.; Gelfreikh, G.B.; A. and 3 co-authors* 2011, Sol. Phys., 26.
2. *Bogdan, T.J.* 2000, Sol. Phys., 192, 373.
3. *Botha, G.J.J., Arber, T.D., and 2 co-authors* 2011, ApJ, Vol. 728, Iss. 2, id. 84.
4. *Chorley, N.; Hnat, B.; Nakariakov, and 2 co-authors* 2010, A&A, 513, 27.
5. *Efremov, V.I.; Parfinenko, L.D.; Solov'ev, A.A.* 2007, Ast. Rep., 51, 401.
6. *Efremov, V.I.; Parfinenko, L.D.; Solov'ev, A.A.* 2010, Sol. Phys., 267, 279.
7. *Efremov, V.I.; Parfinenko, L.D.; Solov'ev, A.A.* 2012, Cosm. Res., Vol. 50, p. 44.
8. *Foullon, C., Verwichte, E., Nakariakov, V.M.* 2009, ApJ, v. 700, Iss. 2, p. 1658–1665.
9. *Gelfreikh, G.B., Nagovitsyn, Y., Nagovitsyna, E.,* 2006, PASJ, 58, 29.
10. *Kislyakova K.G.; Zaitsev V.V.; Urpo S.; Riehoakainen A.* 2011, Ast.Rep, 55, 3, 275.
11. *Kobrin, M.M., Pahomov, V.V., Prokofeva, N.A.* 1976, Sol.Phys., 50, 113–125.
12. *Kosovichev A.* 2006, Advances in Space Res., Vol. 38, Iss 5, p. 876–885.
13. *Kshevetskii, S.P., Solov'ev, A.A.* 2008, Astr. Rep., Vol. 52, Iss. 9, pp.772–778.
14. *Nakariakov, V.M.* 2007, Advances in Space Res. 39, 1804.
15. *Ofman, L.* 2000, ASP Conference Series, vol. 205, p. 147.
16. *Scherrer, P.H.; and 12 co-authors,* 2012, Sol. Phys., Vol. 275, Iss. 1-2, pp. 207–227.
17. *Schou, J., Larson, T.P.* 2011, SPD meeting 42, 16.05, BAAS, Vol. 43.
18. *Smirnova, V., Riehoakainen, A., and 3 co-authors* 2011, A&A, Vol. 534, id.A137.
19. *Solov'ev, A.A., & Kirichek, E.A.* 2009, Astr. Rep., 53, p. 675–683.
20. *Solov'ev, A.A., & Kirichek, E.A.* 2008, Astrophysical Bulletin, 63, 169.
21. *Thomas, J.H., Cram, L.E., & Nye, A.H.* 1984, ApJ, 285, 368.
22. *Torrence, C., & Compo, G.P.* 1998, Bull. Amer. Meteo. Soc., 79, 61.
23. *Urpo, S.* 1975, Helsinki University of Technology, Radio lab., Rep. S 73.
24. *Vernazza, J.E., Avrett, E.H., Loeser, R.* 1981, ApJS, vol. 45, p. 635-725.
25. *Yuan, D.; Nakariakov, V.M.; Chorley, N.; Foullon, C.* 2011, A&A, Vol. 533, A 116.
26. *Zhao, J.; Kosovichev, A.G.; Duvall, T.L.* 2001, Ap.J, Vol. 557, Iss.1, pp. 384–388.
27. *Zhugzhda, Y.D.* 2008, Sol. Phys., vol. 251, p. 501–514.

Секция 4

СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР И КОСМИЧЕСКАЯ ПОГОДА

РЕГИСТРАЦИЯ СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ОБЛАКОВ В ГЕЛИОСФЕРЕ В ПОТОКЕ МЮОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

**Астапов И.И., Ампилогов Н.В., Барбашина Н.С., Борог В.В.,
Компаниец К.Г., Чернов Д.В., Яковлева Е.И.**

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

REGISTRATION OF SOLAR MAGNETIC CLOUDS IN THE INNER HELIOSPHERE BY MEANS OF COSMIC RAY MUONS

**Astapov I.I., Ampilogov N.V., Barbashina N.S., Borog V.V.,
Kompaniets K.G., Chernov D.V., Yakovleva E.I.**

National Research Nuclear University MEPHI, Moscow

A new method of registration of Magnetic Clouds in the penetrating flux of high energy protons of primary cosmic rays (PCR) by means of the muon hodoscope located on the Earth's surface is proposed. The modulation of relativistic PCR particles can be observed well before the approaching of the disturbance to the orbit of the Earth (1 – 2 days). The lead time is determined by the relatively low velocity of the propagation of the Magnetic Cloud.

1. Введение

Корональные выбросы массы (КВМ) представляют собой мощные проявления эруптивных процессов во внешней оболочке Солнца. Распространяясь в межпланетном пространстве и проходя через орбиту Земли, сгустки замагниченной плазмы КВМ могут вызывать магнитные бури. Особенно опасны КВМ с топологией магнитного облака (МО), в которых Vz-компонента может быть направлена против магнитного поля Земли. Прямая идентификация таких событий осуществляется гелио стационарным спутником ACE не более, чем за один час до приближения фронта МО к орбите Земли. Прогностическая полезность такой информации оказывается небольшой.

В работе предлагается новый метод регистрации МО в проникающем потоке космических лучей (КЛ) высокой энергии с помощью мюонного годоскопа (МГ), расположенного на поверхности земли.

2. Дистанционная регистрация магнитных облаков

Для исследования применен метод мюонной диагностики, представленный на предыдущей конференции [1]. Регистрация мюонов (продуктов распада заряженных КЛ в глубине атмосферы) осуществляется широкоапертурным координатным детектором (МГ) с высоким пространственным разрешением (около 1-градуса) для определения направления траектории отдельных частиц. Аппаратура осуществляет сбор данных в непрерывном режиме в виде последовательности 1-минутных снимков-матриц направленной интенсивности КЛ из видимой части гелиосферы [2].

МО представляет собой расширяющуюся петлеобразную трубку плазмы, с внутренним магнитным полем в виде «скрученного жгута», концы которого связаны с Солнцем (рис.1). В зависимости от скорости МО достигает орбиты Земли через 1.5–3.0 суток. МГ может регистрировать их на дальних «подступах» от Земли в потоке КЛ.

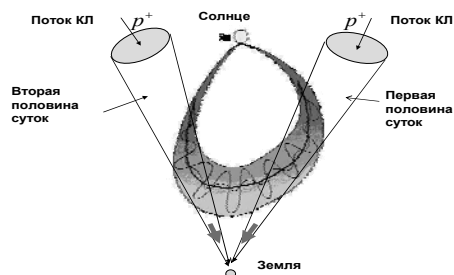


Рис. 1. Схема регистрации МО в проникающем потоке КЛ высокой энергии. В центре – петля МО, которая распространяется в сторону Земли.

В таких событиях, при суточном вращении Земли будут наблюдаться вариации потока мюонов в утреннее и послеполуденное время, связанные с прохождением КЛ вдоль двух разных ветвей МО с возмущенным магнитным полем. КЛ достигают Земли с малой задержкой (не более 10 мин.), поэтому время регистрации МО аппаратурой МГ оказывается значительно раньше по сравнению со спутником ACE.

Амплитуда вариаций потока КЛ не стационарна и составляет малую величину, поэтому используются специальные методы обработки. Сначала во временных матричных рядах потока мюонов (по отдельным направлениям ik) вычитается тренд с помощью SSA-анализа [3] или ортогональных полиномов Чебышева. Затем временные ряды нормализуются и к ним применяется методика вейвлет-анализа для вычисления энергии отдельных матричных рядов $E_{ik}(\Delta a, b)$ [3]. Параметр Δa – диапазон характерных частотных вариаций; величина b – небольшой временной отрезок, на котором проводится усреднение энергии E_{ik} . При смещении b получается временная зависимость энергии вариаций на всем протяженном интервале экспозиции.

На рис. 2 приведен пример вычисления характеристик отдельного ряда на 15-суточном интервале: энергии $E_{ik}(\Delta a, b)$ и диапазона частотных вариаций $1 < a < 36$, который соответствует изменению периодов колебаний от 20 минут до 12 часов. Усреднение энергии проведено на 2-часовых отрезках. Всплески энергии в дни: 13, 15 и 18 февраля обусловлены КВМ, направленными к Земле. В это же время зарегистрировано значительное превышение напряженности межпланетного магнитного поля (ММП) гелиостационарным спутником ACE. Видно, что фоновое значение энергии, при спокойных условиях в гелиосфере, составляет величину $E_{ik}(\Delta a, b) \approx 100-150$ условных единиц.

Эта методика была применена для определения топологии КВМ на временном интервале с 2 по 6 февраля 2011 г. Данные ACE указывают, что в это время был зарегистрирован всплеск напряженности ММП с накопе-

ременным поведением B_z -компоненты, характерным для МО. На рис. 3 приведена полная энергия матричного ряда $E = \sum E_{ik} (> E^{\min}, \Delta a, b)$, просуммированная по всем пространственным направлениям при $E^{\min} > 150$ условных ед. Видно, что 3 февраля наблюдается двукратный всплеск энергии E в дневное время из направления от Солнца. Стрелками на графиках указаны соответствующие моменты времени регистрации МО. Регистрация в потоке КЛ на сутки опережает прямое наблюдение МО спутником АСЕ.

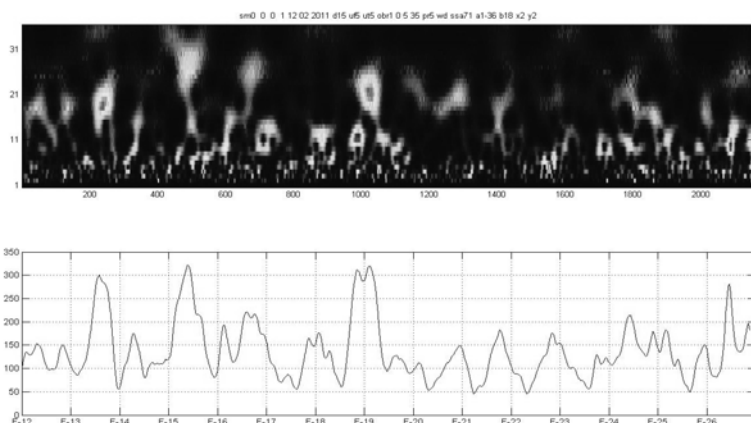


Рис. 2. Характеристики отдельного временного ряда. Вверху – диапазон частотных вариаций: $1 < a < 36$; внизу – энергия ряда E_{ik} . Ось x – время экспозиции с 12 по 26 февраля 2011 г.

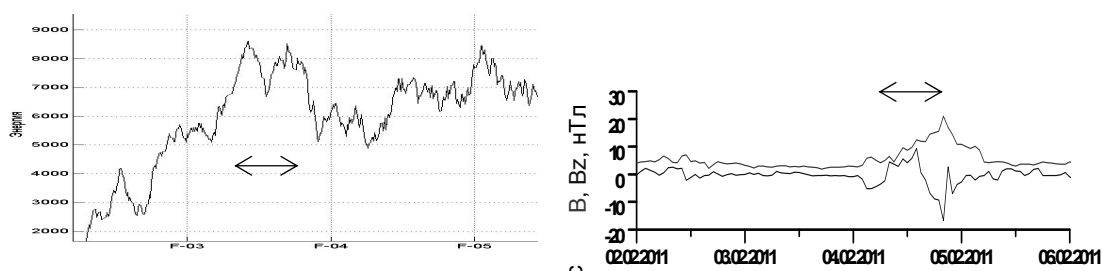


Рис. 3. Регистрация отдельного МО: слева – энергия временного ряда E ; справа – поведение B и B_z по данным АСЕ.

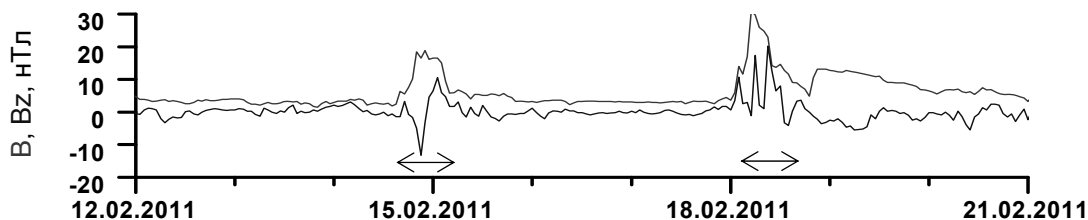


Рис. 4. Поведение B и B_z компонент по данным АСЕ.

Ниже приведена регистрация последовательности двух МО, разделенных 3-суточным интервалом (рис. 4). Данные относятся к периоду времени с 12 по 20 февраля 2011 г. Второе событие 18 февраля представляет собой сложную структуру, состоящую из нескольких близких всплесков B . Стрелками помечены интервалы всплесков: 15 и 18 февраля. Вычисленные

значения E указывают на повышенную вариацию КЛ на всем времени экспозиции (рис. 5).

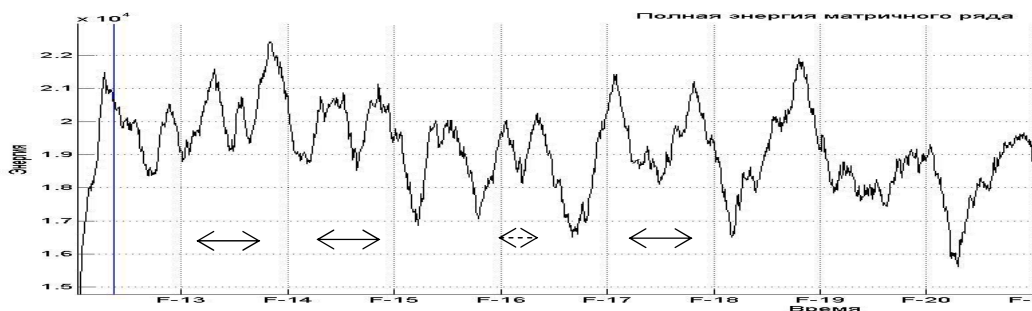


Рис. 5. Рекуррентная регистрация МО.

Тем не менее, видны двукратные всплески (почти симметричные) полной энергии E в дневное время суток 14 и 17 февраля. Оба МО регистрировались рекуррентно (13, 14) и (16, 17) февраля, начиная с дальних подступов к орбите Земли.

3. Выводы

Развит новый метод дистанционной регистрации МО с помощью мюонной диагностики, который позволяет:

- применить параметр энергии матричного временного ряда E для обнаружения скрытых вариаций в потоке мюонов КЛ;
- использовать двойную регистрацию всплесков энергии E в дневное время суток из направления от Солнца для идентификации КВМ типа МО, распространяющихся в направлении Земли;
- регистрировать МО в потоке КЛ раньше, чем в прямых измерениях с помощью спутника АСЕ.

Работа выполнена в Научно-образовательном центре НЕВОД НИЯУ МИФИ в рамках ведущей научной школы (НШ-6817.2012.2) при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и гранта РФФИ (10-02-01460а).

Литература

1. Астанов И.И. и др. // Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца, СПб., РАН ГАО. 2011. С. 357–362.
2. Барбашина Н.С. и др. // ПТЭ. 2008. № 6. С. 26–32.
3. Борог В.В. и др. // Геомагнетизм и аэрономия, 2011. Т. 51. № 4. С.481–488.

СКОРОСТЬ ПОСТУПЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В КОЛЬЦЕВОЙ ТОК В ЗАВИСИМОСТИ ОТ КРУПНОМАСШТАБНЫХ СТРУКТУР СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Бикташ Л.З.

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Москва, e-mail: lsizova@izmiran.ru

THE RATE ENERGY INPUT TO THE MAGNETOSPHERIC RING CURRENT AND THE LARGE SCALE SOLAR WIND STRUCTURES

Biktash L.Z.

N.V. Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of Russian Acad. of Sciences, Moscow, 142190, Russia; e-mail: lsizova@izmiran.ru

The principal term in the simulation of Dst-index is the solar wind energy input to the ring current depending on coupling functions. We present the results of our calculations of the solar wind energy input rate to the magnetospheric ring current for the coupling function E_y in the main phases of geomagnetic storms according their origin as to be generated by their drivers as ICME or CIR.

Введение

Современные космические обсерватории SOHO, Yohkoh и другие космические аппараты дают возможность непосредственно наблюдать за процессами, происходящими на Солнце и заблаговременно до прихода от Солнца потоков возмущенного солнечного ветра к магнитосфере Земли прогнозировать геомагнитные и ионосферные возмущения. Измерения параметров солнечного ветра на спутниках и современные методы прогноза дают непосредственные количественные характеристики геомагнитных возмущений. Примером успешного прогнозирования является Dst-индекс, который представляет, в основном, меру интенсивности магнитосферного кольцевого тока и токов магнитопаузы. Доступность и прогнозируемость Dst-индекса сделало его наиболее используемым и удобным инструментом при исследовании разнообразных солнечно-земных связей, включая и влияние геомагнитных бурь на организм человека. В настоящее время распространенной методикой расчета поля кольцевого тока является модель, позволяющая вычислить значения Dst-индекса, исходя из знания условий в межпланетной среде и физических процессов в кольцевом токе [1–4]. Ключевым элементом модели является скорость поступления энергии в кольцевой ток, определенная как функция электрического поля солнечного ветра E_y . Характерное время распада кольцевого тока в главную и восстановительную фазы бури, и вклад токов магнитопаузы возмущенного и спокойного дня корректируют модель за процессы, происходящие внутри магнитосферы. Межпланетные и солнечные данные последних десятилетий

тий, и успехи, достигнутые в исследовании Солнца и крупномасштабной структуры гелиосферы, позволяют уточнить расчеты Dst-индекса. С целью такого уточнения, в данной работе проведены исследования скорости поступления энергии солнечного ветра в кольцевой ток в зависимости от различных крупномасштабных течений солнечного ветра.

Развитие геомагнитных бурь в Dst-вариации и типы течений в солнечном ветре

Известно, что геомагнитные бури имеют существенные различия в зависимости от того, каким типом течения солнечного ветра они вызваны. Эти различия проявляются в поведении всех магнитосферных токов во время бури. Так, Боровски и Дентон в [5] приводят 21 различие между геомагнитными бурями, вызванными корональными выбросами массы (СМЕ) и высокоскоростными рекуррентными потоками солнечного ветра от корональных дыр (CIR). Основное отличие между этими двумя типами бурь состоит в том, что только СМЕ могут вызывать магнитные бури с сильным, но кратковременным кольцевым током. CIR типы течений солнечного ветра генерируют умеренные, но более продолжительные кольцевые токи с повторяемостью через 27 дней. Поскольку в гелиосфере происходят очень сложные события в зависимости от активности солнца, крупномасштабные потоки солнечного ветра разной природы взаимодействуют друг с другом и генерируют сложные геомагнитные бури. В таких случаях, во время бури могут наблюдаться несколько минимумов Dst-индекса, обусловленные различными потоками солнечного ветра. Для того, чтобы выделить геомагнитные бури разной природы в Dst-индексе, необходимо тщательное исследование параметров солнечного ветра во время бури.

На Рис. 1 представлены примеры сложных геомагнитных бурь. По данным <http://omniweb.gsfc.nasa.gov>, приводятся модули ММП В, Vz ММП, N и V плотности и скорости солнечного ветра, и Dst-индексы бурь. Эти бури интересны своим происхождением: они были обусловлены наложением друг на друга возмущений в солнечном ветре разной природы. Как видно из поведения солнечного ветра, первый компонент сложной геомагнитной бури 18–22.10.1995 с $Dst = -140$ nT (Рис. 1 – левая панель) был вызван СМЕ, а второй минимум бури с $Dst = -70$ nT сформировался в результате действия на магнитосферу высокоскоростного потока солнечного ветра. Противоположная картина наблюдается во время развития магнитной бури 03–12.09.2002, представленной на правой панели Рис. 1. Причиной первого минимума магнитной бури с $Dst = -130$ nT был высокоскоростной солнечный ветер, а второй минимум с $Dst = -200$ nT был вызван мощным корональным выбросом массы или ICME, который наблюдался на SOHO/LASCO (Рис. 2) 05.09.2002 <http://cdaw.gsfc.nasa.gov>.

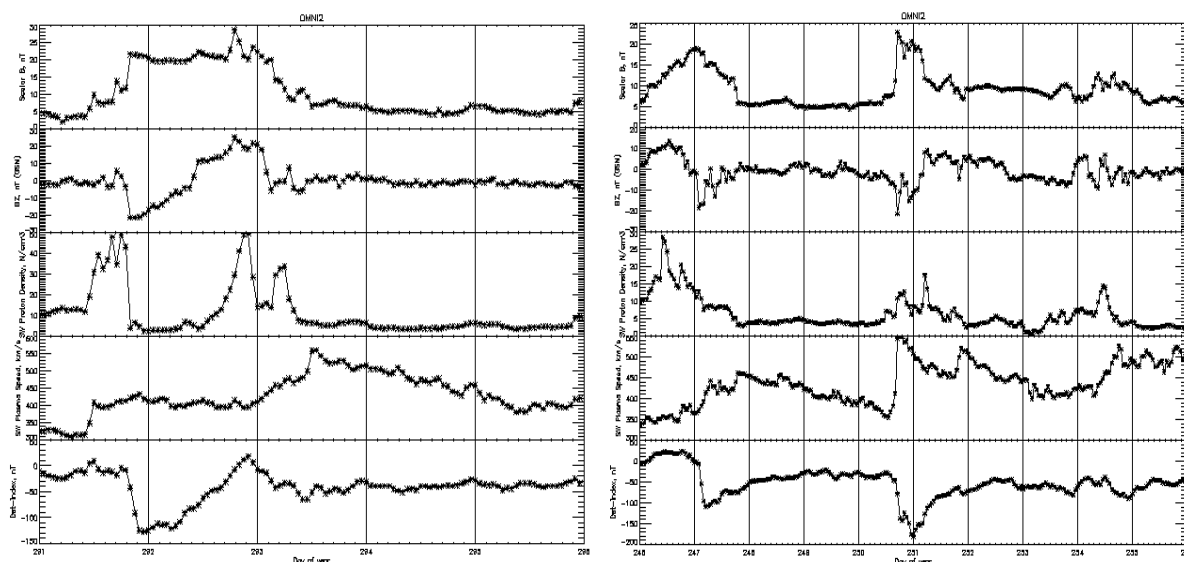


Рис. 1. В ММП, Bz ММП, N, V и Dst-индекс за 18–22.10.1995, MC (Dst = -140 nT) + CIR(Dst = -70 nT) и за 03–12.09.2002, CIR(Dst = -130 nT) + ICME(Dst = -200 nT)

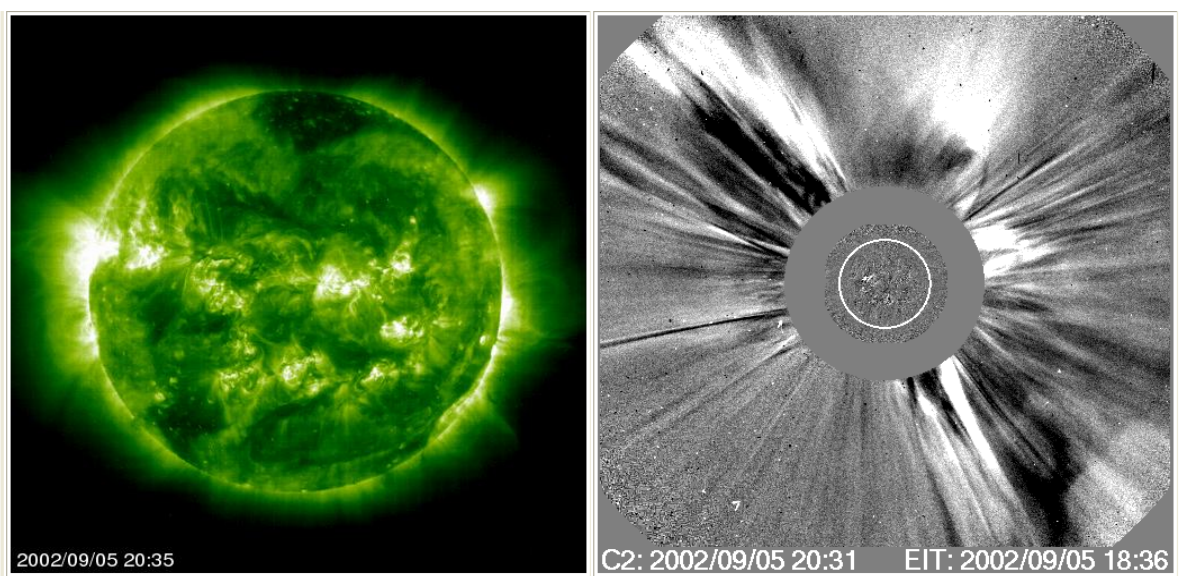


Рис. 2.

Скорость поступления энергии солнечного ветра в кольцевой ток во время ICME и CIR событий

С целью исследования скорости поступления энергии солнечного ветра в кольцевой ток было отобрано 50 геомагнитных бурь. Из них мы выделили два класса бурь: 1 – геомагнитные бури, обусловленные высокоскоростными рекуррентными потоками солнечного ветра от корональных дыр (CIR) и 2 – бури, вызванные корональными выбросами массы (CME). Затем мы вычислили скорость поступления энергии солнечного ветра для каждой категории бурь. Согласно методике [1–3] для этих магнитных бурь мы рассчитали скорость поступления энергии в кольцевой ток Q по фор-

мулам (1–2) как функцию электрического поля солнечного ветра E_y . В формулах (1–2) учитывается вклад в Dst-вариацию возмущенных токов магнитопаузы $b\sqrt{Pd}$, характерное время распада кольцевого тока τ и спокойные токи магнитопаузы и хвоста магнитосферы c .

$$DR = Dst - b \sqrt{Pd} + c, \quad (1)$$

$$dDR/dt = Q(t) - DR/\tau. \quad (2)$$

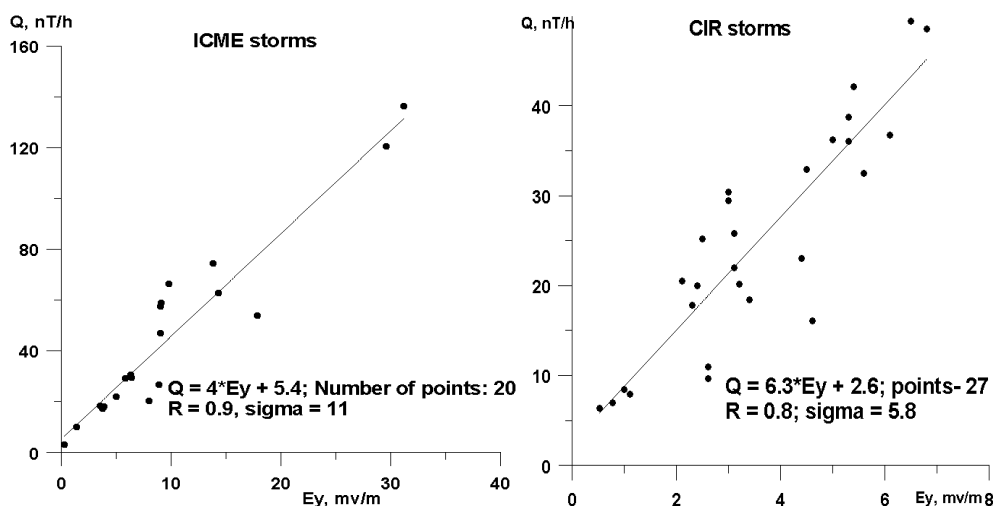


Рис. 3.

На Рис. 3 представлены скорости поступления энергии в кольцевой ток и уравнения регрессий для ICME геомагнитных бурь (левая панель) и CIR геомагнитных бурь (правая панель). Как следует из уравнений регрессий, скорость поступления энергии в кольцевой ток для бурь, обусловленных CIR несколько больше, чем для ICME бурь.

Заключение

Показано, что скорость поступления энергии в кольцевой ток для бурь, обусловленных CIR больше, чем для ICME бурь. Для подтверждения этого вывода требуются дополнительные исследования постоянных параметров уравнений (1) и (2) во время магнитных бурь разной природы.

Литература

1. *Burton R.K., R.L. McPherron, C.T. Russel*: J. Geophys. Res., 80, 4204–4214, 1975.
2. *Сизова Л.З., Зайцева С.А.*: Москва, ИЗМИРАН, Препринт N 52(463), 1984.
3. *Pudovkin M.I., S.A. Zaitseva, L.Z. Sizova*: Planet. Spase Sci., 33, 1097–11033, 1985.
4. *Biktash L.Z.*: Sun and Geosphere, 3, 46–51, 2008.
5. *Borovsky J. and M. Denton*, J. Geophys., V. 111, A07S08, doi:10.1029/2005JA011447, 2006.

LONG-TERM VARIATIONS OF SOLAR MAGNETIC FIELDS FROM GEOMAGNETIC DATA

Georgieva K.¹, Kirov B.¹, Nagovitsyn Yu.A.²

¹IKIT-BAS, Sofia, Bulgaria

²GAO RAN, Pulkovo, Russia

ДЛИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПО ГЕОМАГНИТНЫМ ДАННЫМ

Георгиева К.¹, Киров Б.¹, Наговицын Ю.А.²

¹ИСЗВ-БАН, София, Болгария

²ГАО РАН, Пулковое, Россия

Исследования магнитных полей в солнечных пятнах привели к противоречивым результатам. Penn and Livingston (2006, 2011) нашли длительное уменьшение максимальной напряженности магнитного поля в пятнах, но без вариаций в течение солнечного цикла, тогда как Pevtsov et al. (2011) показали, что среднее магнитное поле повышалось и понижалось с 11-летним циклом на протяжении последних четырех с половиной циклов, причем длительный тренд был не заметен. Здесь мы сравниваем наблюдения магнитных полей в солнечных пятнах с данными о геомагнитной активности и показываем, что магнитные поля пятен имеют как вариации в солнечном цикле, так и длительные изменения типа Глейссбергского цикла.

Introduction

The sunspots are dark areas on the solar surface associated with strong magnetic fields. The magnetic field greatly reduces the convective transport of heat from below and is thus responsible for the sunspot darkness. A strong correlation exists between the sunspot's maximum brightness and its magnetic field: the darker the spot, the more intense its magnetic field [1]. Solar cycle dependence of the sunspot brightness was first found by Albrechtsen and Maltby [2]. Possible explanations include solar cycle change in the number of umbral dots in the darkest section of the umbra [3], solar cycle variation of the sunspot emergence zone with strong flux emerging radially and weak flux emerging nonradially, causing weak flux to emerge poleward of its original toroidal field position [4], or solar cycle variation of the sunspot magnetic field itself [5].

Pevtsov et al. [5] employed historic synoptic data sets from seven observatories in the former USSR covering the period from 1957 to 2011 and found that the sunspot field strengths vary cyclically reaching maxima around sunspot maxima and minima around sunspot minima, with no indication of a secular trend in the last five sunspot maxima (cycles 19–23). A variation from cycle to cycle was found in the sunspot field strength in sunspot minimum B_{min} which tends to be correlated with the number of the sunspots in the following cycle maxima: the stronger the sunspot magnetic field in cycle minimum, the bigger the number of sunspots in the following sunspot maximum.

Fig. 1 (left) demonstrates the correlation between B_{min} and the following sunspot maximum, and Fig. 1 (right) is a plot of the values of the sunspot number in consecutive sunspot maxima (dashed line) together with the sunspot field strength in the pre-

ceding sunspot minima (solid line). Although the statistical sample is small, the correlation is very high and highly statistically significant: $R = 0.9988$ with $p = 0.01$. If this correlation is confirmed, it can serve as a prognostic tool for the amplitude of the sunspot cycle which can be estimated as early as the minimum in the magnetic field strength in sunspots is observed, that is around sunspot minimum. Applying a linear regression to these numbers yields a prediction for the maximum amplitude of cycle 24 of 67 ± 35 .

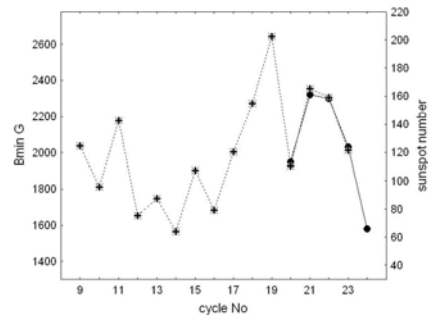
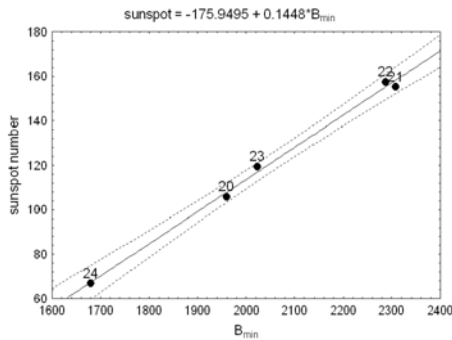
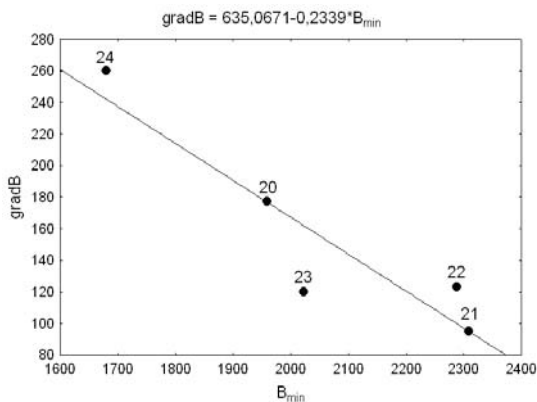


Fig. 1.

Another interesting result seen in [5], though not commented by the authors, but notice-able in their Fig.4, is that the rate of increase of the magnetic field in sunspots from sunspot minimum to sunspot maximum ($gradB$) also varies from cycle to cycle and depends on the strength of the sunspot magnetic field in cycle minimum (negative correlation, $R = -0.9$ with $p=0.037$): the weaker the magnetic field in sunspots in cycle minimum, the faster the magnetic field strength grows toward cycle maximum (Fig.2).



On the other hand, Penn and Livingston [6, 7], using the Zeeman-split 1564.8 nm Fe I spectral line at the NSO Kitt Peak McMath-Pierce telescope, found that the magnetic field strength in sunspots has been decreasing in time since 1990's, and calculated that if this trend continues, in the year 2022 the mean field strength may reach the threshold 1500 Gauss below

Fig. 2.

which no dark pores are formed, and at about the same year the umbral brightness would be equal to the quiet Sun brightness which means that no sunspots will be visible on the Sun's surface. However, these authors found no dependence on the solar cycle.

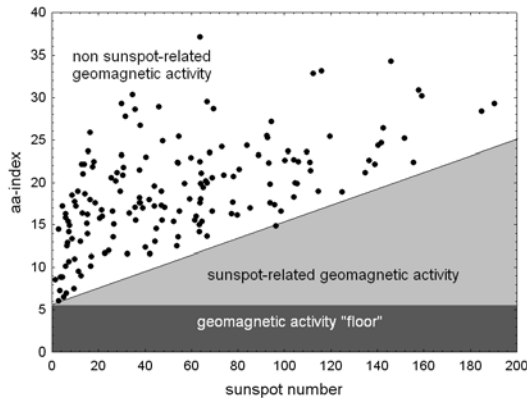
The reason for these diverging results may be in the different methodology which the two teams use. The most obvious difference is that while Pevtsov et al. [5] used only the biggest sunspots for the analysis, Penn and Livingston [6, 7] used all visible sunspots [8]. A recent study [9] demonstrated that the reason for the contradiction is the changing ratio of the large and small sunspots: the portion of large sunspots, whose magnetic field shows sunspot cycle variations but no long-term trend, has been decreasing since the last sunspot minimum, while the portion of small sunspots has been increasing.

There are no observational data of sunspot magnetic fields for more than five cycles to estimate their long-term variations. There are, however, much longer records and reconstructions of geomagnetic activity. The Earth is a sort of a probe reacting to

the solar magnetic fields, so records of the geomagnetic activity can be used as diagnostic tools for reconstructing past solar magnetic fields evolution.

Components of the geomagnetic activity and their solar sources

The geomagnetic activity, measured for example by the aa-index, consists of three parts [8, 10]. First, there is a “floor” – a minimum value aa_{min} below which the geomagnetic activity cannot fall even in the absence of any sporadic or recurrent solar



events; second, a part proportional to the number of sunspots $aa_T = b \cdot R$ so that for any number of sunspots R there is some minimum geomagnetic activity equal to the “floor” plus the sunspot-related portion: $aa_R = aa_{min} + aa_T$; third, additional geomagnetic activity not related to the number of sunspots, so that the overall geomagnetic activity $aa = aa_R + aa_P = aa_{min} + aa_T + aa_P$ (Fig.3).

Fig. 3.

The decomposition of the geomagnetic activity into three parts (a floor aa_{min} , a component proportional to the number of sunspots aa_T , and a component not dependent on the number of sunspots aa_P) corresponds to the decomposition of the solar wind transmitting the solar magnetic field from the Sun to the Earth into three parts: slow solar wind, CME's, and high speed streams, respectively. Therefore, the long-term variations of the relative magnitudes of the three components of the geomagnetic activity reflect the long-term variations of the three components of the solar wind, and can give information about the long-term variations of their solar sources.

CME's originate from solar active regions, manifestation of the solar toroidal magnetic field. Their number and intensity are proportional to the number of sunspots which are another manifestation of the solar toroidal magnetic field. The rate of increase of geomagnetic activity with increasing number of sunspots (the coefficient b in the equation $aa_T = b \cdot R$) is a measure of the sensitivity of the geomagnetic activity to sunspot-related or toroidal field-related solar activity. As shown by Kirov et al. [10], b has long-term variations with a quasi-secular cycle. Fig.4 demonstrates that the rate of increase of geomagnetic activity with increasing number of sunspots is related to the rate of increase of the sunspot magnetic field with increasing number of sunspots. In other words, as the solar cycle progresses from minimum to maximum, the magnetic field in sunspots grows reflecting the growing solar toroidal magnetic field, which leads to more numerous and more geoeffective CME's.

The geomagnetic activity “floor” is determined by the slow solar wind in which the Earth is immersed at all times. The source of the slow solar wind is considered to be the streamer belt whose projection in the interplanetary medium is the heliospheric current sheet. Around sunspot minimum, the coronal streamer belt is confined to low heliolatitudes and is almost flat, while at sunspot maximum it is strongly undulated and extends to high latitudes. The geomagnetic activity floor aa_{min} also has long-term variations, in antiphase to the variations of b , and has more than doubled since the

beginning of the 20th century [10]. This confirms the suggestion of Richardson et al. [11] that the increase in the overall geomagnetic activity in the 20th century is not due to the increase in the number of CME's and high speed solar wind streams, but rather the CME's and high-speed streams in the beginning of the 20th century must have

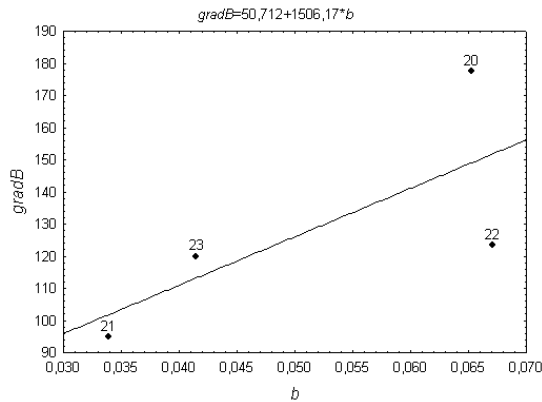


Fig. 4.

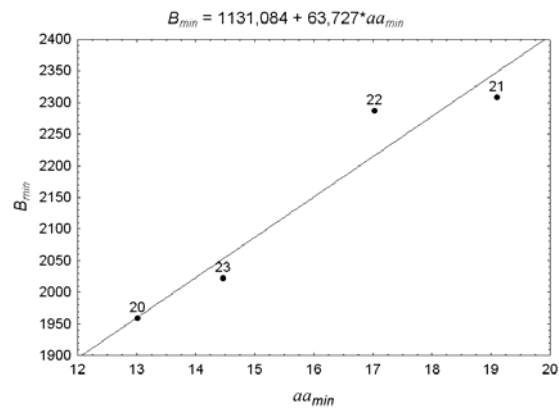


Fig. 5.

been embedded in less geoeffective slow solar wind (having, for example, lower interplanetary magnetic field strength and/or flow speed) than later in the century.

Svalgaard and Cliver [12], based on geomagnetic activity data, suggested that the solar wind magnetic field has a baseline value at the Earth's orbit (1 a.u.) of $B \sim 4.6$ nT which is "approached but not broached" every sunspot minimum. They attributed this solar wind "floor" to a constant baseline solar open flux due to the slow solar wind, with the solar cycle variations of the field strength, associated with CME's and high speed streams, riding on top of the floor. However, in 2008 and 2009 the magnitude of the solar wind magnetic field at 1 a.u. dropped to ~ 4 nT, that is below the alleged minimum level, which prompted a major revision in the level of the floor, as well as the view of its origin. Cliver and Ling [13] defined the floor of the solar wind magnetic field in sunspot minima as consisting of two parts: a constant baseline of ≈ 2.8 nT due to the slow solar wind, plus a variable component that varies from cycle to cycle from ≈ 0 to ≈ 3 nT and is due to a variable part of high speed solar wind streams from the superradially expanding polar coronal holes. Stronger polar fields expand more super-radially and squeeze and flatten the heliosheet, so with stronger polar fields the heliosheet is thinner, and the Earth spends less time in it at sunspot minimum and the more high speed solar wind streams contribute to geomagnetic activity.

This, however, seems not to be the only possible explanation. Fig.5 demonstrates the close correlation between the sunspot magnetic fields in solar cycle minimum and the geomagnetic activity floor. It can be speculated that the geomagnetic activity even in sunspot minimum is due not only to the dipolar component of the solar magnetic field but also to its toroidal component. Hassler et al. [14] shown a relationship between the solar wind outflow velocity and the chromospheric magnetic network structure, suggesting that the solar wind is rooted at its base to this structure, emanating from localized regions along boundaries and boundary intersections of magnetic network cells. Bumba and Obridko [15] and Ivanov [16] found that active regions are preferentially located along the boundaries of the structural elements of the large-scale solar magnetic field, including the magnetic field sector boundaries associates with the solar streamer belt. Recent observations by Hinode clearly demonstrated slow solar wind emanating from the boundaries of active regions [17]. The correlation between

the sunspot magnetic field at cycle minimum and the geomagnetic activity floor due to the slow solar wind in the same period is in favor of the suggestion that the source of slow solar wind is not only the streamer belt but also active regions, probably located along the streamer belt boundaries.

Reconstruction of the sunspot magnetic field from geomagnetic data

The correlations between the geomagnetic activity and sunspot magnetic field parameters demonstrated in Fig.5 make it possible to estimate the long-term variations in the sunspot magnetic field. Using the regressions found, we have calculated B_{min} and $gradB$. Further, knowing B_{min} , $gradB$ and the observed rise time of the sunspot cycle, we can also calculate B_{max} – the sunspot magnetic field in cycle maximum. As in [5], we found a strong correlation between B_{min} and the amplitude of the following sunspot maximum and no correlation between B_{max} and the simultaneous number of sunspots over the whole period of geomagnetic activity observations (since 1868). To verify whether the relations observed during the

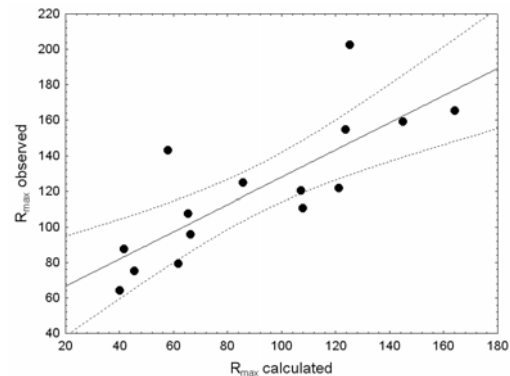
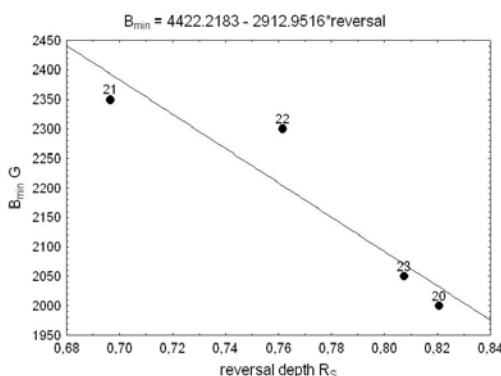


Fig. 6.

last four sunspot cycles hold over a longer period, we have calculated the maximum sunspot number in cycles 11 to 23 using the reconstructed values of B_{min} and the correlation between B_{min} and R_{max} demonstrated in Fig.1, and have compared them to the observed ones. The correlation is 0.79 with $p < 0.01$ (Fig.6).

A possible explanation of the sunspot magnetic field variations

Pevtsov et al. [5] suggested that the sunspot cycle dependence of the sunspot magnetic field strength may be due to the different depths at which the sunspots originate. Javaraiah and Gokhale [18] compared the “initial” rotation velocity (the rotation velocity when they are first seen) of sunspot groups of different age, size and magnetic field strength, and the radial rotation profile in the solar convection zone derived by helioseismology, and found that sunspots with stronger magnetic fields originate deeper in the convection zone. Therefore, the solar cycle variation of the sunspot magnetic field strength may indicate a solar cycle variation of the depth at which sunspots



originate. The solar toroidal magnetic field branch of the large-scale whose manifestations are the sunspots is generated in the lower part of the solar convection zone, in the equatorward solar meridional circulation. As shown in [8], the depth where the direction of the meridional circulation (and respectively, the depth where the toroidal field is generated) has secular-scale variations and is related to

Fig. 7.

the amplitude of the following sunspot maximum with higher sunspot maximum after a deeper reversal. A comparison of B_{min} and the reversal depth of the meridional circula-

tion calculated as described in [8] shows that the sunspot magnetic field in cycle minimum is stronger when the meridional circulation reverses direction deeper in the convection zone (Fig.7) – that is, when the sunspots originate deeper in the convection zone.

Summary and conclusion

We have demonstrated that geomagnetic data can be used to estimate the long-term variations of sunspot magnetic fields, which can help to better understand the operation of solar dynamo and solar influences on the Earth. These estimations reveal that the long-term variations of sunspot activity are due to long-term variations of the sunspot magnetic fields. In the whole period studied (since 1868), the amplitude of the sunspot cycle is correlated to the sunspot magnetic field in the preceding sunspot minimum, and has no clear correlation to the sunspot magnetic field in the same sunspot maximum. The variations of the sunspot magnetic fields are possibly due to the variations of the depth where the sunspots originate. A relation is demonstrated between the reversal depth of the large-scale solar meridional circulation below which sunspots are formed and the sunspot magnetic field in sunspot minimum.

The correlations found between the sunspot magnetic fields and the parameters of geomagnetic activity explain the varying response of the geomagnetic field to sunspot activity. The sensitivity of the geomagnetic activity to the increase in sunspot numbers in the course of the solar cycle is found to vary depending on the rate of increase of the sunspot magnetic fields from sunspot minimum to sunspot maximum. The “floor” under which the geomagnetic activity cannot fall even in the absence of any sporadic or recurrent solar events is found to be correlated to the sunspot magnetic field in sunspot minimum, which is an argument in favor of the suggestion that the source of slow solar wind responsible for the geomagnetic activity floor is not only the solar streamer belt but also the boundaries of active regions, preferentially located along the streamer belt.

References

1. *Martínez Pillet V., Vázquez M.*, *Astron. Astrophys.* 270, 494–508, 1993.
2. *Albregtsen F., Maltby P.*, *Nature* 274, 41–42, 1978.
3. *Adjabshirzadeh A., Koutchmy S.*, *Astron. Astrophys.* 122, 1–2, 1–8, 1983.
4. *Norton A. A., Gilman P.A.*, *Astrophys. J.* 603, 348–354, 2004.
5. *Pevtsov A.A., Nagovitsyn Yu.A., Tlatov A.G., Rybak A.L.*, *Ap. J. Lett.* 742, L36–L39, 2011.
6. *Penn M.J., Livingston W.*, *Eos* 90, 257–258, 2009.
7. *Penn M.J., Livingston W.*, arXiv:1009.0784v1 [astro-ph.SR], 2010.
8. *Georgieva, K.*, In *The Environments of the Sun and the Stars*, LNP 857, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012.
9. *Nagovitsyn Yu.A., Pevtsov A.A., Livingston W.C.*, *Astrophys. J. Lett.* 758, (1), L20, 2012.
10. *Куров Б.*, Труды конференции “Солнечная и солнечно-земная физика – 2012”.
11. *Richardson I.G., Cliver E.W., Cane H.V.*, *J. Geophys. Res.* 107, SSH 8-1, 2002.
12. *Svalgaard L., Cliver E.W.*, *Astrophys. J.* 661, L203–L206, 2007.
13. *Cliver E.W., Ling A.G.*, *Solar Phys* DOI 10.1007/s11207-010-9657-6, 2010.
14. *Hassler D.M., Dammasch I.E., Lemaire P. et al.*, *Science* 283, 810–813, 1999.
15. *Bumba V., Obridko V.N.*, *Solar Phys.*, 104–110, 1969.
16. *Ivanov E.V.*, *Adv. Space Res.* 40, 959–969, 2007.
17. *Harra L.K., Sakao T., Mandrini C.H. et al.*, *Astrophys. J.* 676 (2), L147–L150, 2008.
18. *Javaraiah J., Gokhale M.H.*, *Astron. Astrophys.* 327, 795–799, 1997.

О НЕЛИНЕЙНОЙ СВЯЗИ СТАЦИОНАРНЫХ СИЛЬНЫХ РАЗРЫВОВ СО СТРУКТУРАМИ С ПОСТОЯННЫМ ДАВЛЕНИЕМ В ПОТОКЕ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Гриб С.А.

ГАО РАН, Пулковое, Санкт-Петербург, Россия

ON THE NONLINEAR CONNECTION BETWEEN STATIONARY STRONG DISCONTINUITIES AND PRESSURE BALANCED STRUCTURES IN THE SOLAR WIND FLOW

Grib S.A.

Pulkovo Observatory, Saint-Petersburg, Russia

The solar wind magnetic clouds and magnetic holes are described as the plasma inhomogeneities with the boundaries being stationary MHD tangential discontinuities. The nonlinear frontal interactions between the solar fast shock waves and the boundaries of magnetic clouds and magnetic holes are considered. The appearance of reverse shock and rarefaction waves is underlined. The cases of the magnetic clouds expansion and compression are indicated. At the end the reference to the spacecraft data confirming the main points of the investigation is given.

Введение

В работе рассматриваются часто наблюдаемые на космических аппаратах квазиударные возмущения магнитных облаков (МО) и магнитных дыр (МД) в солнечном ветре. Возмущения вызываются набегающими на них солнечными бесстолкновительными ударными волнами.

Магнитные облака соответствуют областям солнечного ветра с увеличенным значением межпланетного магнитного поля (ММП) плавным непрерывным вращением вектора ММП и низкой температурой протонов. Часто с магнитными облаками бывают связаны различные флуктуации ММП и корональные выбросы массы (КВМ). Во многих случаях границу магнитного облака удаётся представить в виде магнитогидродинамического (МГД) тангенциального разрыва (Т).

Магнитные дыры являются плазменными областями с явным понижением величины ММП, при котором сохраняется полное статическое давление при переходе через границу.

Магнитные дыры и тангенциальные разрывы можно отнести к структурам с постоянным давлением.

Границы магнитных облаков при представлении их в виде тангенциальных разрывов Т также [1] можно рассматривать как структуры с постоянным давлением.

Важно обратить внимание на то, что Т относится к стационарной структуре с постоянным давлением (PBS), являясь частным случаем раз-

рыва направления DD, при этом плотность плазмы на T может расти или падать, нормальные же компоненты магнитного поля и скорости потока по отношению к T равны 0. Основным условием существования T является непрерывность полного давления при переходе через разрыв. Процесс лобового столкновения солнечной быстрой ударной волны с границей магнитного облака в виде T и с границей магнитной дыры будем рассматривать локально с переходом в систему координат, связанную с точкой пересечения МГД разрывов. Задача стационарна, автомодельна и плоскополяризована. Параметры потока солнечного ветра соответствуют числам Маха $M = 4-10$ при характерном параметре плазменного давления $\beta = 1$, скачки плотности величины магнитного поля и скорости плазмы определяются интенсивностью тангенциального разрыва.

Метод исследования и получение основных результатов

Будем рассматривать столкновения солнечных ударных волн с границами МО и МД МГД методом пробного расчёта [2]. При этом главное внимание будем обращать не на количественные оценки, а на физический смысл происходящих процессов. Сильные разрывы в солнечном ветре будут определяться МГД условиями динамической совместности, столкновение же разрывов в первом приближении рассматривается как распад произвольного разрыва в присутствии поперечного ММП. Для областей плазмы, находящихся между разрывными структурами, будем использовать метод интегральных инвариантов с использованием величин, подобных квазиинварианту, недавно использованному в работе [3].

В плазменных областях, не имеющих разрыва, интегральные МГД инварианты как обобщение известных в классической МГД соотношений выглядят следующим образом:

$$I_1 = \delta - \int_{v^*}^v \frac{\sqrt{(V^2 - a^2)(\alpha(V^2 - a^2) + a^2)} dV}{a^2 \sqrt{1 - \alpha}} \frac{1}{V} = const$$

$$I_2 = \delta + \int_{v^*}^v \frac{\sqrt{(V^2 - a^2)(\alpha(V^2 - a^2) + a^2)} dV}{a^2 \sqrt{1 - \alpha}} \frac{1}{V} = const$$

– вдоль характеристик, направленных под углами $\pm\mu$ к линии тока

$$I_3 = \frac{H}{\rho V} = const = C_1 \quad \text{– всюду в области течения;}$$

$$I_4 = \frac{p}{\rho^\gamma} = const = C \quad \text{– вдоль линий тока;}$$

$$I_5 = C_2 \quad \text{– интеграл Бернулли вдоль линии тока.}$$

На рис. 1 графически изображено применение интегральных инвариантов для полного описания поведения потока плазмы, заключённого между различными МГД ударными волнами S (сплошные линии) и тангенциальным разрывом T (изображён пунктиром), ограничивающим МО или МД.

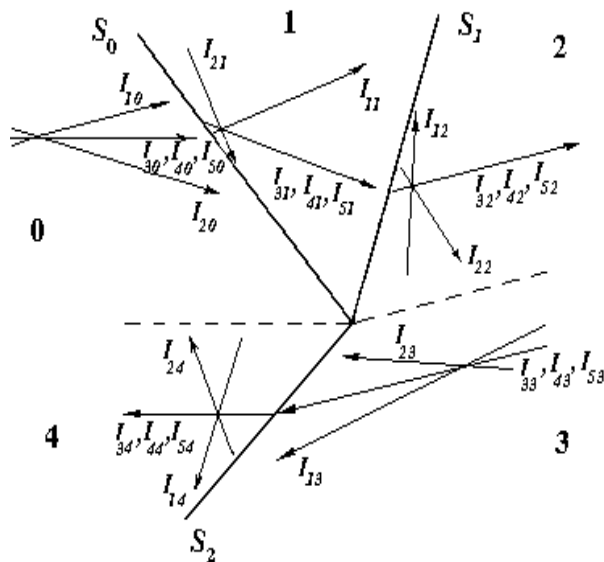


Рис. 1. Поток плазмы после взаимодействия сильных разрывов.

Магнитные облака часто входят в состав плазмы, движущейся по потоку солнечного ветра в составе межпланетного коронального выброса массы (МКВМ) и связанной с извергнувшим её Солнцем через замороженное в плазму ММП. Кроме того, во многих случаях перед выбросом и МО наблюдается головная ударная волна, подобная носовой ударной волне перед магнитосферой Земли. Рис. 2 схематично иллюстрирует конфигурацию МО вместе с расширением облака в потоке солнечного ветра [4].

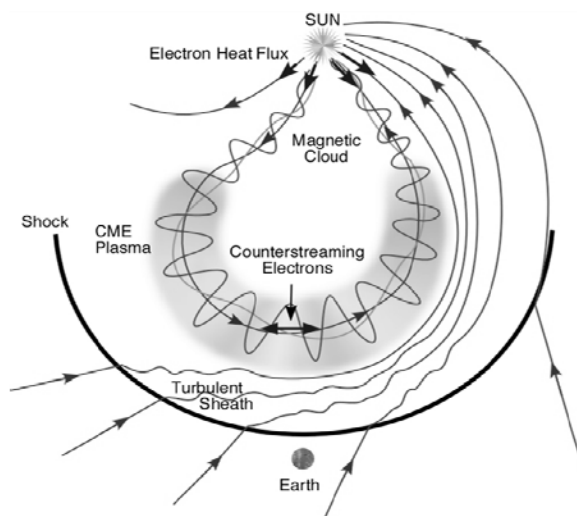


Рис. 2. Магнитное облако как часть КВМ (СМЕ) вместе с головной ударной волной вблизи от орбиты Земли.

Далее на 3 рисунке приводится комбинация из двух МО с головными ударными волнами, наблюдаемая во время дня Бастилии [5].

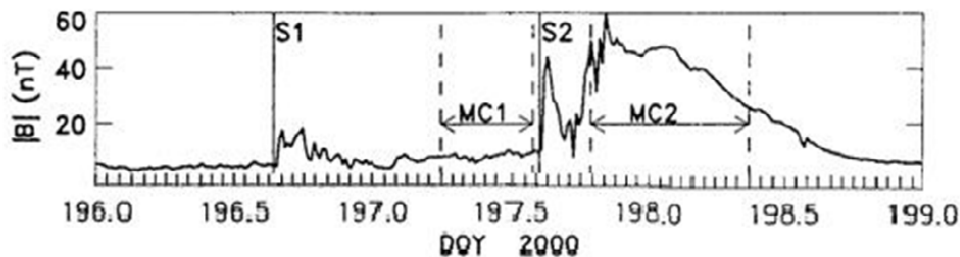


Рис. 3. Изменение величины межпланетного магнитного поля по данным аппарата GOES в течение трёх дней с указанием на влияние двух ударных волн S и двух магнитных облаков МО в связи с днём Бастилии.

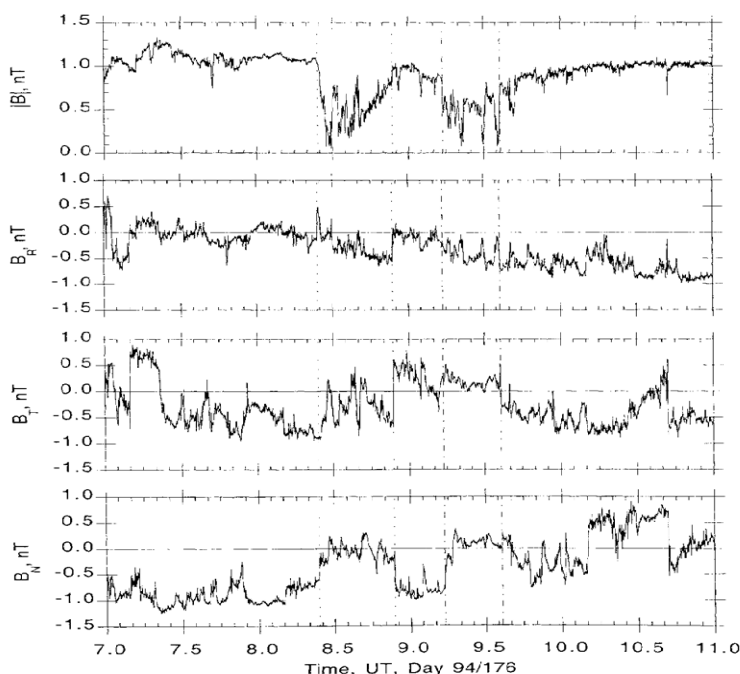


Рис. 4. Магнитная дыра в потоке солнечного ветра по данным 0700-1100 UT, 25. 06. 1994. Временное разрешение – 3 сек. Пунктир и штрих-пунктир – границы магнитной дыры.

Данные, представленные на рис. 4 [6], демонстрирующие уменьшение величины ММП при переходе через границу МД в потоке солнечного ветра используются для решения задачи о взаимодействии солнечной ударной волны с МД.

Получая комбинацию решений задачи о фронтальных взаимодействиях солнечных ударных волн с МО и с МД методом пробного расчёта с учётом выполнения условий эволюционности и учётом распространения первой характеристики быстрой волны разрежения с эффективным числом Маха, равным единице, приходим к основным физическим результатам решения задачи.

Основные результаты

1. При взаимодействии солнечной быстрой ударной волны S с магнитным облаком МО, на границе которого растёт величина ММП и падает величина плотности заряженных частиц, возникает быстрая волна разрежения R , отражённая от задней границы МО, и происходит расширение МО:

$$S_{\rightarrow} T_2 \Rightarrow R_{\leftarrow} T_2' S'_{\rightarrow}$$

Внутри МО образуется обратная ударная волна S_{\leftarrow}^R , отражённая от передней границы, в то же время в потоке солнечного ветра вне МО будет двигаться видоизменённая солнечная ударная волна $T_1^{<}$, которая толкнёт головную ударную волну S_{\rightarrow}^b в направлении от Солнца:

$$S_{\rightarrow}'' S_{\rightarrow}^b \Rightarrow R_{\leftarrow}' T S_{\rightarrow}'^b$$

2. При падении солнечной быстрой ударной волны на МО, внутри которого плотность протонов растёт, возникает обратная быстрая ударная волна S , отражённая от МО, и при уменьшении размеров облака происходит сжатие МО:

$$S_{\rightarrow} T_1^{<} \Rightarrow S_{\leftarrow}^R T_1'^{<} S'_{\rightarrow}$$

Внутри МО образуется слабая быстрая волна разрежения R , отражённая от передней границы. Вне МО будет происходить процесс, аналогичный первому случаю.

3. Утверждается наличие частичной аналогии между взаимодействием солнечной быстрой ударной волны с разреженным по плотности МО и взаимодействием межпланетных ударных волн с магнитосферой Земли за исключением различия в этих двух случаях в направлении потока стационарного солнечного ветра.

4. Взаимодействие солнечной быстрой ударной волны с границей магнитной дыры МД, являющейся частным случаем структуры с постоянным давлением, происходит во многом аналогично взаимодействию S с плотным магнитным облаком МО с образованием обратной ударной волны, отражённой от границы неоднородности.

Полученные результаты согласуются с результатами, опубликованными в большинстве научных работ, основанных на экспериментальных данных аппаратов: IMP-6, Pioneer-6, -8, Helios, Voyager-2, WIND, ACE, Ulysses. [7]

Работа осуществлялась при частичной поддержке программой Президиума РАН П-22 и по гранту РФФИ 11-01-00235.

Литература

1. *Burlaga L.F., Sittler E., Mariani r., and Schwenn R.*, Magnetic loop behind interplanetary shock: Voyager, Helios and IMP 8 observations. *Journ. Geophys. Res.*, 86, 6673, 1981.
2. *Grib C.A., Brunelli B.E., Dryer M., Shen W-W.* Interaction of interplanetary shock waves with the bow shock-magnetopause system // *J. Geophys. Res.*, 1979, 84, A10, pp.5907–5920.
3. *Webb A., Feinberg J., Osherovich V.* Solar wind quasi-invariant for slow and fast magnetic clouds. *Solar Phys.* (2012), 277, 2, pp 375–388.
4. *Zurbuchen T.H. and Richardson I.G.* In – situ solar wind and magnetic field signatures of interplanetary coronal mass ejections. *Space Sci. Rev.*, 00. 1–15, 2006.
5. *Lepping R.P., Berdichevsky D.B., Burlaga L.F. et al.* The Bastille Day magnetic clouds and upstream shocks: near Earth interplanetary observations. *Solar Physics*, 204, 287, 2001.
6. *Neugebauer M. et al.*, Ion distributions in large magnetic holes in the fast solar wind. *Journ. Geophys. Res.*, 106, A4, 5635-, 2001).
7. *Samsonov A.A., Niměchěk Z., Shafránkova J.* Numerical MHD modeling of propagation of interplanetary shock through the magnetosheath. *J. Geophys. Res.* 111. A08210. 2006, doi: 10.1029/2005JA011537. 2006.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СЖИМАЕМЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛАЗМЫ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ

Ерофеев Д.В.

Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН

POLARIZATION OF COMPRESSIVE FLUCTUATIONS IN THE SOLAR WIND

Erofeev D.V.

Ussuriysk Astrophysical Observatory of FEB RAS

Covariance between plasma density and both magnetic field and velocity fluctuations in near-Earth solar wind is investigated by using data of Advanced Composition Explorer (ACE) and WIND. Although covariance between plasma density and magnetic pressure is dominated by pressure-balanced structures, covariance between plasma density and both magnetic field and velocity directions give evidence for presence of compressive fluctuations polarized like fast magnetosonic waves. Such fluctuations are detected in slow solar wind ($V < 450$ km/s), but they are absent in the high-speed flows.

В инерционном интервале турбулентности солнечного ветра (СВ) знак корреляции между флуктуациями модуля магнитного поля и плотности плазмы в среднем отрицателен, что указывает на доминирование сбалансированных по давлению структур (PBS) [2–5], вероятно с небольшой добавкой быстрых магнитозвуковых (МЗ) волн [6]. В настоящей работе рассматривается проявление сжимаемой турбулентности во флуктуациях направления магнитного поля, а также скорости плазмы СВ.

Для диагностики сжимаемых турбулентных структур целесообразно исследовать поведение смешанных вторых моментов – ковариаций между флуктуациями плотности n и векторных величин – магнитного поля \mathbf{B} и скорости плазмы \mathbf{V} (или их производных по времени). Ковариации могут быть получены по экспериментальным данным и сопоставлены с теоретическими расчетами, которые мы будем делать в предположении, что сжимаемые флуктуации представлены МЗ волнами. Пусть \mathbf{B}_0 , \mathbf{V}_0 и n_0 – постоянные магнитное поле, скорость и плотность плазмы, \mathbf{k} и v_{\pm} – волновой вектор и фазовая скорость МЗ волны (\pm соответствует быстрой и медленной моде), ψ – угол между \mathbf{k} и \mathbf{B}_0 . Исходя из соотношений, определяющие поляризацию плоской монохроматической МЗ волны (см., например [1, 6]), можно получить следующие теоретические формулы для ковариаций:

$$\mathbf{P} = \frac{1}{V_0^2 B_0 n_0} \left\langle \frac{d\mathbf{B}}{dt} \cdot \frac{dn}{dt} \right\rangle = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} A(\theta, \varphi) \frac{v_{\pm}^2}{v_{\pm}^2 - v_A^2 \cos^2 \psi} \mathbf{L} \cos^2 \mu \cos \theta d\varphi d\theta, \quad (1)$$

$$\mathbf{Q} = \frac{1}{V_0^2 v_A n_0} \left\langle \frac{d\mathbf{V}}{dt} \cdot \frac{dn}{dt} \right\rangle = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} A(\theta, \varphi) \left[\frac{v_{\pm}}{v_A} \mathbf{k} - \frac{v_{\pm} v_A \cos \psi}{v_{\pm}^2 - v_A^2 \cos^2 \psi} \mathbf{L} \right] \cos^2 \mu \cos \theta d\varphi d\theta, \quad (2)$$

где $A(\theta, \varphi) = \int_0^{k_0} |a(k, \theta, \varphi)|^2 k^2 dk$, $a(\mathbf{k}) = a(k, \theta, \varphi)$ – безразмерная амплитуда, θ и φ – направляющие углы волнового вектора \mathbf{k} , v_A – альвеновская скорость, μ – угол между \mathbf{k} и \mathbf{V}_0 , $\mathbf{k} = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$, $\mathbf{b} = \mathbf{V}_0/|\mathbf{V}_0|$, $\mathbf{L} = \mathbf{k} \times \mathbf{b} \times \mathbf{k}$, угловые скобки обозначают усреднение, а k_0 соответствует верхней границе спектра, которая на практике определяется временным разрешением данных. При выводе формул (1)–(2) учтено, что измерения проводятся космическим аппаратом в одной точке, в набегающем сверхзвуковом потоке СВ. В выражениях (1)–(2) неизвестной является $A(\theta, \varphi)$ – угловая зависимость мощности МЗ волн, которую будем называть диаграммой направленности.

В солнечном ветре магнитное поле принимает любые направления, хотя и с разной вероятностью, поэтому вместо постоянного поля используется понятие локального (или «среднего») магнитного поля, которое изменяется, но медленно по сравнению с характерным периодом исследуемых флуктуаций. В соответствии с этим фактом, имеет смысл рассматривать ковариации \mathbf{P} и \mathbf{Q} как функции направления \mathbf{V}_0 . В этом случае они имеют определенную симметрию, соответствующую поляризации и направлению распространения МГД волн.

Будем использовать в качестве основной системы координат систему RTN, у которой орт \mathbf{R} направлен радиально от Солнца, \mathbf{T} параллелен $\mathbf{W} \times \mathbf{R}$, где \mathbf{W} – единичный вектор, параллельный солнечной оси вращения, $\mathbf{N} = \mathbf{R} \times \mathbf{T}$. Направление локального магнитного поля будет задано в системе RTN углами φ_B (отсчитывается в плоскости RT) и θ_B (отсчитывается на север от плоскости RT). Кроме того, введем локальную систему отсчета x, y, z , ориентированную следующим образом: орт x направлен вдоль локального магнитного поля \mathbf{V}_0 , орт y направлен параллельно $\mathbf{N} \times x$, а $z = x \times y$. В этой системе отсчета y - и z -компоненты ковариаций \mathbf{P} и \mathbf{Q} соответствуют поперечным (по отношению к \mathbf{V}_0) флуктуациям магнитного поля и скорости.

Экспериментальные данные представляют собой временные ряды параметров плазмы СВ, измеренных космическими аппаратами *WIND* в 1995–97 гг. и *Advanced Composition Explorer (ACE)* в 1998–2010 гг. Временное разрешение данных – 4 мин. Из этих рядов были исключены временные интервалы, в течение которых СВ был существенно нестационарным. По экспериментальным данным получены ковариации \mathbf{P} и \mathbf{Q} как функции направления локального магнитного поля (т.е. углов θ_B и φ_B), которые сравнивались с теоретическими расчетами.

На рис. 1 (сверху) представлены y - и z -компоненты вектора ковариации $\mathbf{P}(\theta_B, \varphi_B)$ для низкоскоростного СВ ($V_0 < 450$ км/с). Можно видеть, что наряду с некоторыми нерегулярными вариациями, компоненты P_y и P_z содержат хорошо выраженные регулярные составляющие. Сравнение их с

теоретическими расчетами показало, что тип симметрии регулярных составляющих соответствует быстрым МЗ волнам, у которых диаграмма направленности имеет умеренную ширину ($\approx 60^\circ$) и ориентирована приблизительно вдоль регулярного магнитного поля (спирали Паркера). Теоретические ковариации для этого случая приведены на рис. 1 снизу.

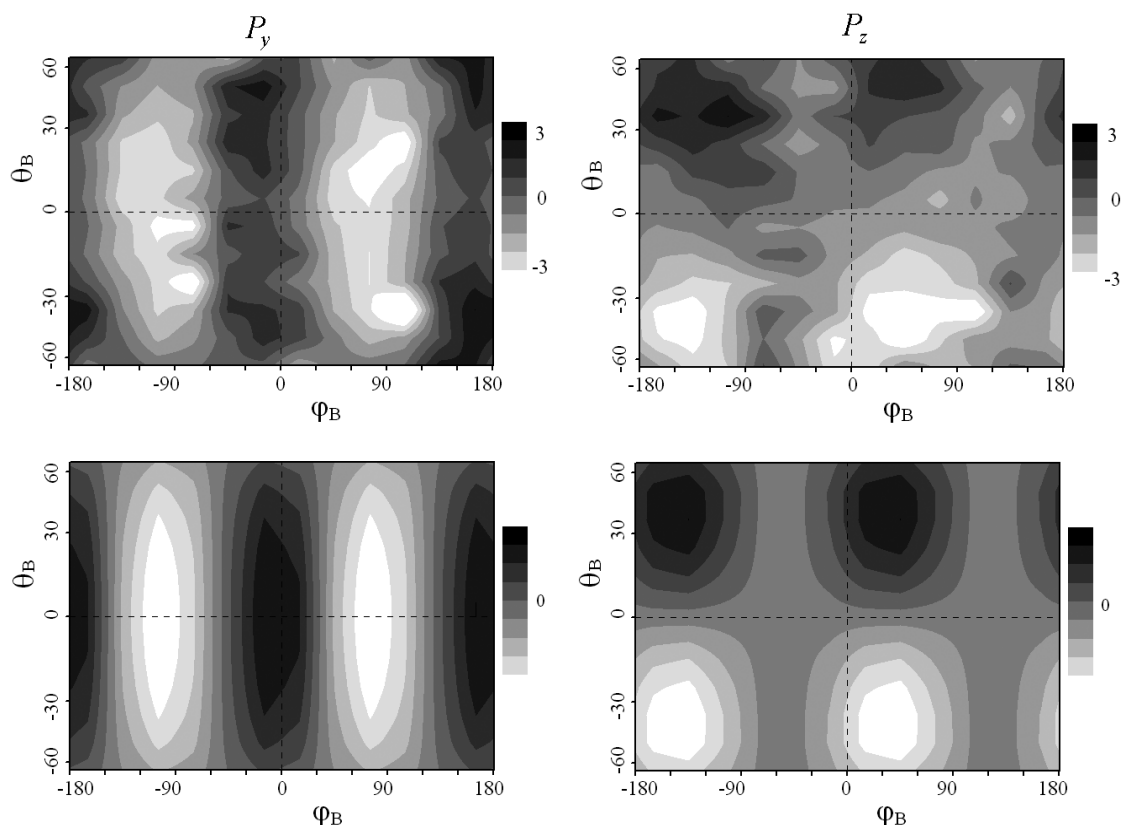


Рис. 1. Компоненты P_y (слева) и P_z (справа) вектора ковариации между магнитным полем и плотностью плазмы, в зависимости от направления локального магнитного поля. Верхний ряд – полученные по экспериментальным данным, внизу – теоретические для быстрых МЗ волн (см. подробности в тексте)

Удовлетворительное согласие экспериментальных и теоретических ковариаций имеет место также для для флуктуаций скорости (см. рис. 2), причем распределения знаков Q_y и Q_z соответствуют МЗ волнам, распространяющимся вдоль спирали Паркера преимущественно в направлении от Солнца. Однако в случае быстрого СВ ($V_0 > 450$ км/с) отчетливой регулярной составляющей у экспериментальных оценок \mathbf{P} и \mathbf{Q} не обнаружено.

Таким образом, в низкоскоростном СВ присутствуют сжимаемые флуктуации, у которых *поперечные* компоненты магнитного поля и скорости плазмы поляризованы аналогично быстрым МЗ волнам, распространяющимся от Солнца вдоль спирали Паркера. В то же время, корреляция между флуктуациями модуля магнитного поля и плотности плазмы, как упоминалось выше, отрицательна, что не соответствует быстрой МЗ моде. Кроме того, нет корреляции между флуктуациями величины и направления

магнитного поля. Поэтому результаты нельзя интерпретировать как вполне однозначно указывающие на присутствие быстрых МЗ волн.

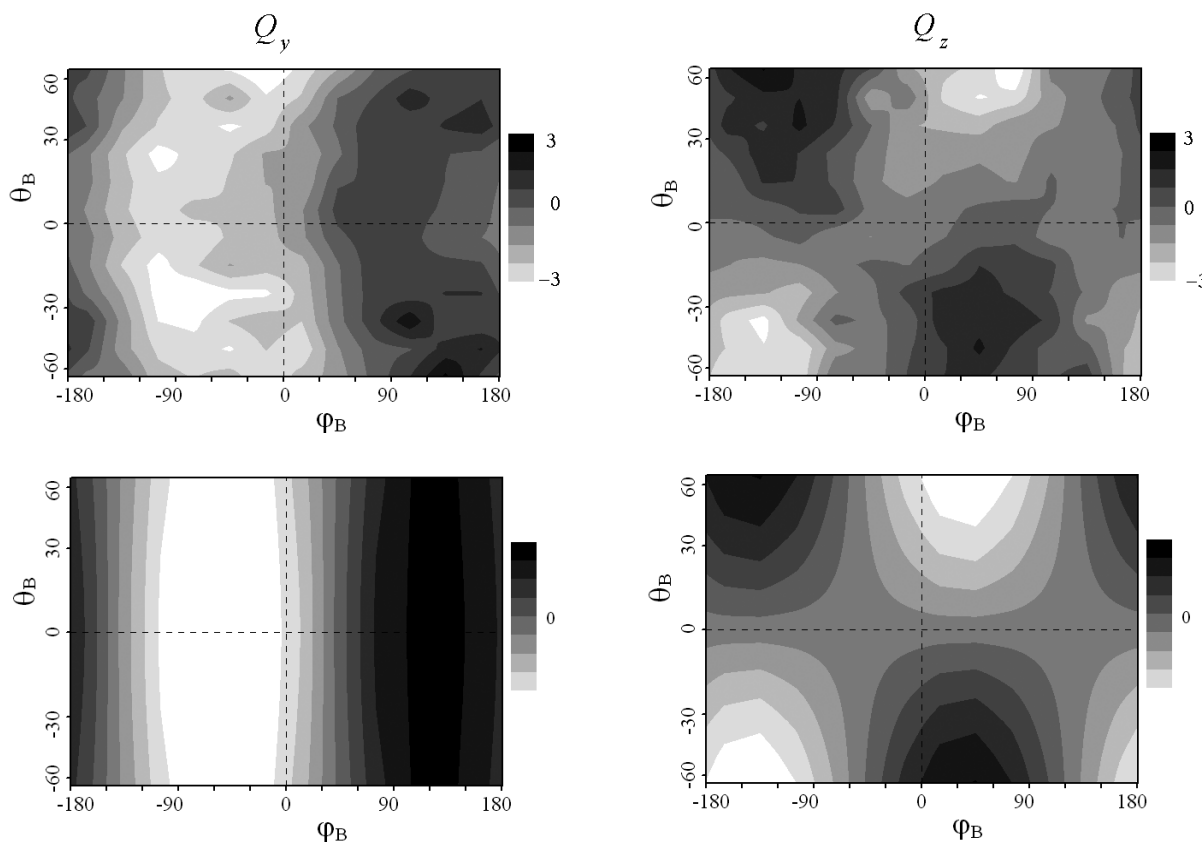


Рис. 2. Компоненты Q_y (слева) и Q_z (справа) вектора ковариации между скоростью и плотностью плазмы. В верхнем ряду – полученные по экспериментальным данным, внизу – теоретические для быстрых МЗ волн, распространяющихся от Солнца

Использованные в статье экспериментальные данные получены из архива National Space Science Data Center, NASA [7].

Работа поддержана грантами ДВО РАН 12-I-П22-02, 12-II-CO-02-007.

Литература

1. Ахиезер А.И. и др. Электродинамика плазмы. М. Наука. 719 с. 1974.
2. Bavassano B., Pietropaolo E., Bruno R. // *Annales Geophysicae*. V. 22. P. 689–696. 2004.
3. Bruno R., Carbone V. // *Living Reviews in Solar Physics*. V.2, № 4. (<http://solarphysics.livingreviews.org/articles/lrsp-2005-4>). 2005.
4. Goldstein M.L., Roberts D.A., Matthaeus W.H. // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* V.33. P. 283–325. 1995.
5. Tu C.-Y., Marsch E. // *Space Sci. Rev.* V.73. P. 1–210. 1995.
6. Tu C.-Y., Marsch E. // *J. Geophys. Res.* V.99 No A11, P. 21, 481–21, 509. 1994.
7. ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/spacecraft_data

ВЕКОВЫЕ ВАРИАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

**Киров Б.¹, Обридко В.Н.², Георгиева К.¹,
Непомнящая Е.В.², Шельтинг Б.Д.²**

¹*ИКИТ – БАН, София, Болгария*

²*ИЗМИРАН, Троицк, Россия*

SECULAR VARIATIONS OF SOLAR MAGNETIC FIELD AND GEOMAGNETIC ACTIVITY

**Kirov B.¹, Obridko V.N.², Georgieva K.¹,
Nepomnyashtaya E.V.², Shelting B.D.²**

¹*Space Research and Technologies Institute - BAS, Sofia, Bulgaria*

²*IZMIRAN, Troitsk, Russia*

Geomagnetic activity is caused by different solar agents, the main ones being coronal mass ejections related to the solar toroidal magnetic field, and high speed solar wind related to the solar poloidal field. The present work the secular-scale evolution of the solar poloidal and toroidal magnetic fields is studied and its reflection in geomagnetic activity.

Введение

Еще в 1852 было установлено, что геомагнитные возмущения связаны с солнечной активностью [1]. Сначала считалось, что повышенная геомагнитная активность связана с солнечными вспышками, но в 1993 Gosling опубликовал статью „Миф о солнечной вспышке” [2], в которой утверждал, что большие спорадические (нерекуррентные) бури вызваны выбросами коронального вещества. Выброс коронального вещества может сопутствовать солнечной вспышке, но может возникнуть и независимо от нее. Но на Солнце есть и другой источник геомагнитной активности – так называемые корональные дыры – области открытых униполярных магнитных полей, из которых истекает квазистационарный высокоскоростной солнечный ветер. Возмущения, вызванные выбросами коронального вещества, имеют максимум в максимуме солнечных пятен, а вызванные высокоскоростным солнечным ветром – на фазе спада солнечных пятен. Это приводит к двум максимумам геомагнитной активности в 11-летнем солнечном цикле.

Типы геомагнитных бурь

Геомагнитные бури различаются как по интенсивности, так и по характеру. Величина магнитных бурь определяется в нТл по параметрам D, H и Z – магнитное склонение, горизонтальная и вертикальная составляющие соответственно (Табл. 1), а по характеру они могут быть с внезапным или с постепенным началом (Рис.1).

Таблица 1.

Характеристика бури	D	H	Z
Малая	100–139	80–125	40–90
Умеренная	140–200	126–200	31–140
Большая	201–290	201–270	141–250
Очень большая	≥291	≥271	≥251

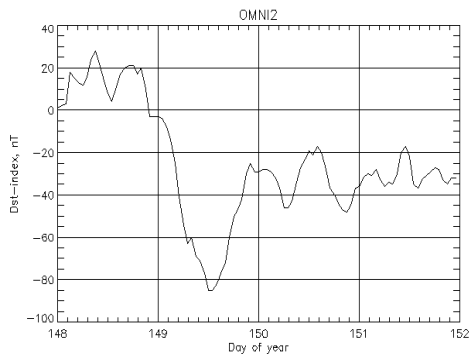


Рис 1а. Буря с постепенным началом.

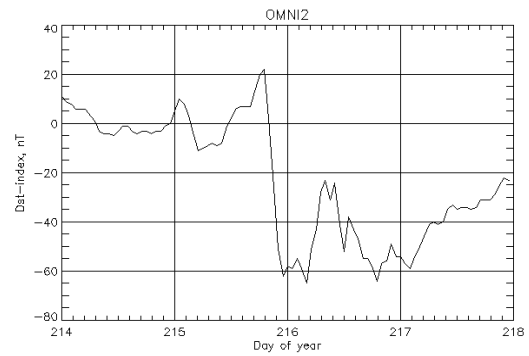


Рис. 1б. Буря с внезапным началом.

Чтобы установить происхождение разных бурь, Шельтинг и др. [3] сопоставили частоту встречаемости всех, сильных, средних и слабых бурь с внезапным (сплошные кривые, Рис. 2) и постепенным началом (сплошные кривые, Рис. 3) с числом солнечных пятен (пунктир). Из сравнения этих рисунков видно, что бури с внезапным началом хорошо согласуются с кривой чисел солнечных пятен, а бури с постепенным началом смещены на 1–3 года.

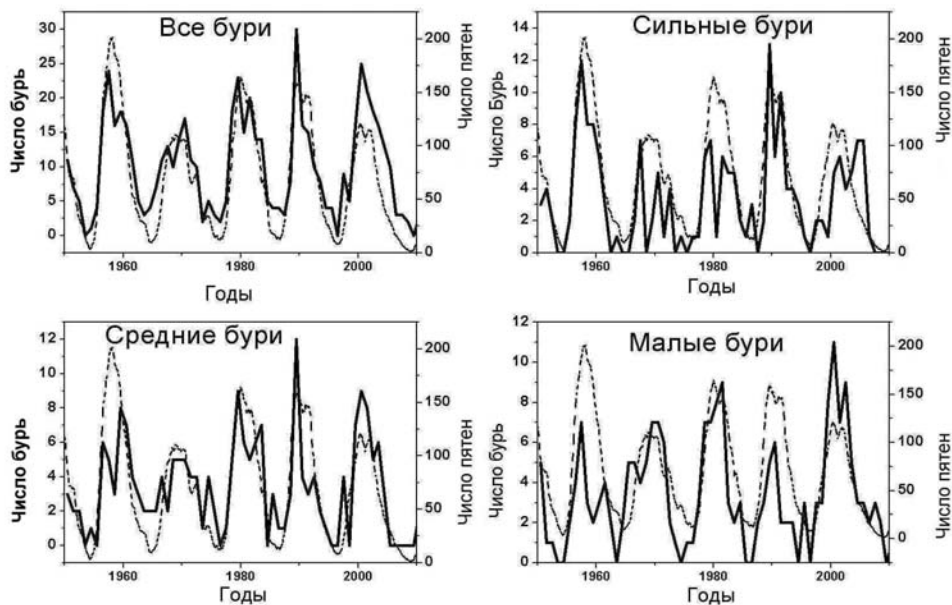


Рис. 2. Сопоставление годового числа всех, сильных, средних и слабых бурь с внезапным началом (сплошные кривые) с числом солнечных пятен (пунктир).

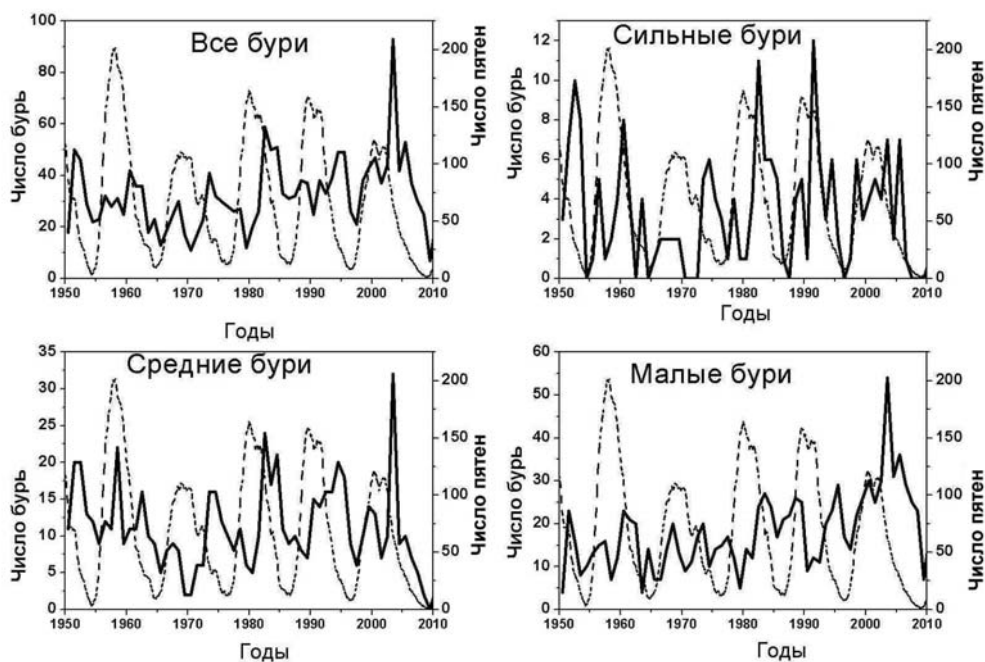


Рис. 3. Сопоставление числа всех, сильных, средних и слабых бурь с постепенным началом (сплошные кривые) с числом солнечных пятен (пунктир)

При анализе этих данных Шельтинг и др. [3] установили высокую корреляцию между частотой появления разных по силе бурь внутри одной группы и абсолютное отсутствие корреляции между двумя типами бурь. Оттуда они делают вывод, что у этих бурь разное происхождение, и более важно то, что бури с внезапным началом вызваны корональными выбросами массы, а бури с постепенным началом вызваны высокоскоростным солнечным ветром.

Относительное влияние разных солнечных агентов на геомагнитную активность

Чтобы установить влияние разных солнечных факторов на геомагнитную активность, Feynman [4] нарисовала зависимость aa -индекса геомагнитной активности от числа солнечных пятен (Рис. 4) и установила, что все величины aa -индекса находятся выше одной прямой линии, описываемой уравнением

$$aa_R = a + b \cdot R$$

где R – число солнечных пятен. Feynman [4] предполагала, что aa_R – это геомагнитная активность, вызванная солнечной активностью, связанной с солнечными пятнами. Величины aa -индекса выше этой прямой линии – это геомагнитная активность, вызываемая высокоскоростным солнечным ветром: $aa_p = aa - aa_R$. Feynman [4] получила $aa_R = 5.38 + 0.12 \cdot R$. Позднее Ruzmaikin and Feynman [5] вычислили $aa_R = 5.17 + 0.07 \cdot R$, Hathaway and Wilson [6] получили $aa_R = 10.9 + 0.097 \cdot R$, а Georgieva and Kirov [7] получили $aa_R = 7.1 + 0.106 \cdot R$.

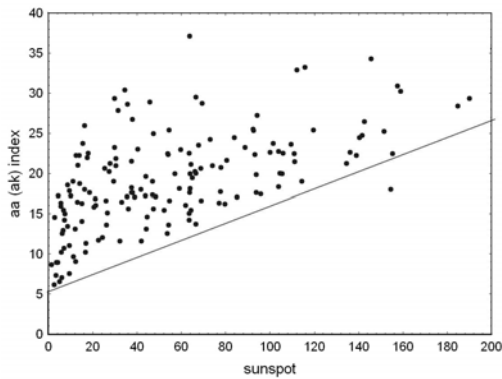


Рис. 4. Зависимость aa от R.

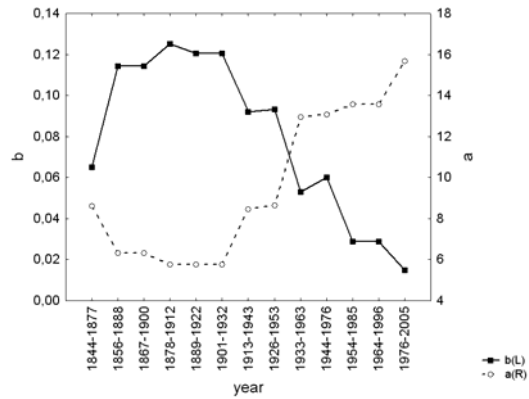


Рис. 5. Циклические вариации коэффициентов a и b.

Возникает вопрос в чем причина разных величин коэффициентов a и b: разные методики расчетов, или различия реальные и имеют физический смысл. Мы определили величины коэффициентов a и b в последовательных приблизительно 30-летних интервалах, включающих 3 солнечных цикла, пользуясь методикой, описанной в [6]. Величины определенных коэффициентов показаны на Рис. 5. Отчетливо проявляется квазивековой цикл коэффициентов. Видно, что когда коэффициент a высокий (глубокое „дно” геомагнитной активности), геомагнитная активность почти не зависит от числа солнечных пятен, а когда дно выше, геомагнитная активность быстро возрастает с ростом солнечных пятен – коэффициент b большой (Рис. 6).

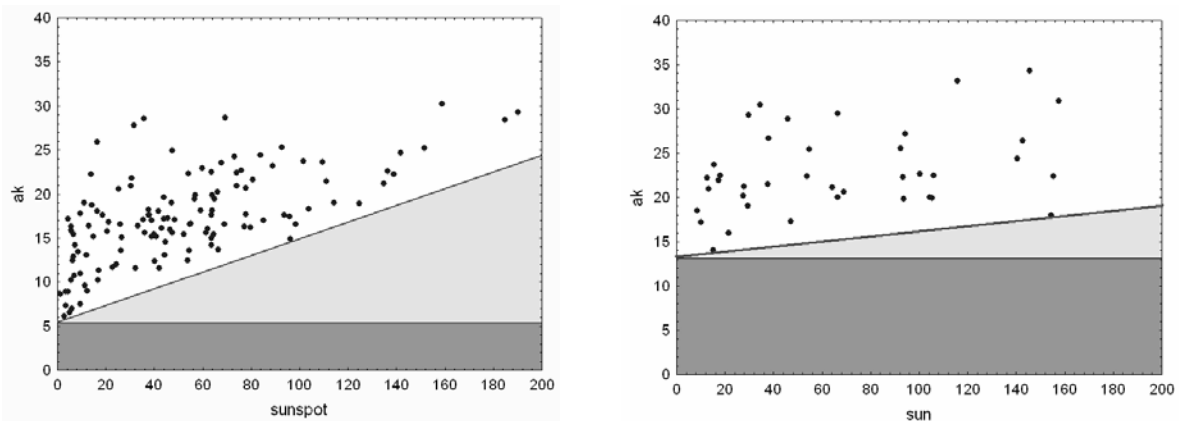


Рис. 6. Зависимость aa от R в периоде 1868–1965 (слева) и 1966–2005 (справа).

Дно геомагнитной активности

Дно – это геомагнитная активность в отсутствии солнечных пятен. Практически оно определяется активностью в минимуме цикла солнечных пятен. Как видно на Рис. 7, в течение всего исследуемого периода геомагнитная активность с aa-индексом, заключенным между 10 и 30, обуславливается бурями с постепенным началом, но особенно ясно это выражено в минимумах солнечных пятен. Отсюда можем сделать заключение, что дно

геомагнитной активности определяется солнечной активностью, не связанной с солнечными пятнами.

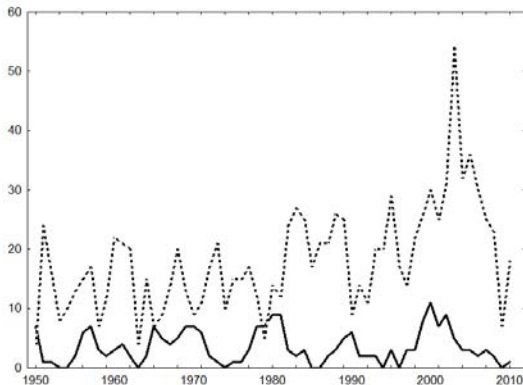


Рис. 7. Годовое число слабых бурь с внезапным началом (сплошная кривая) и с постепенным началом (пунктир)

Сравнение зависимостей от времени геомагнитных возмущений разной мощности с числами солнечных пятен

На Рис. 8 представлены вариации числа 3-часовых интервалов с разными уровнями геомагнитных возмущений. Бросается в глаза, что до примерно 1985 постепенно уменьшается число практически спокойных интервалов с $aa < 10$ и постепенно нарастают возмущенности во всех остальных

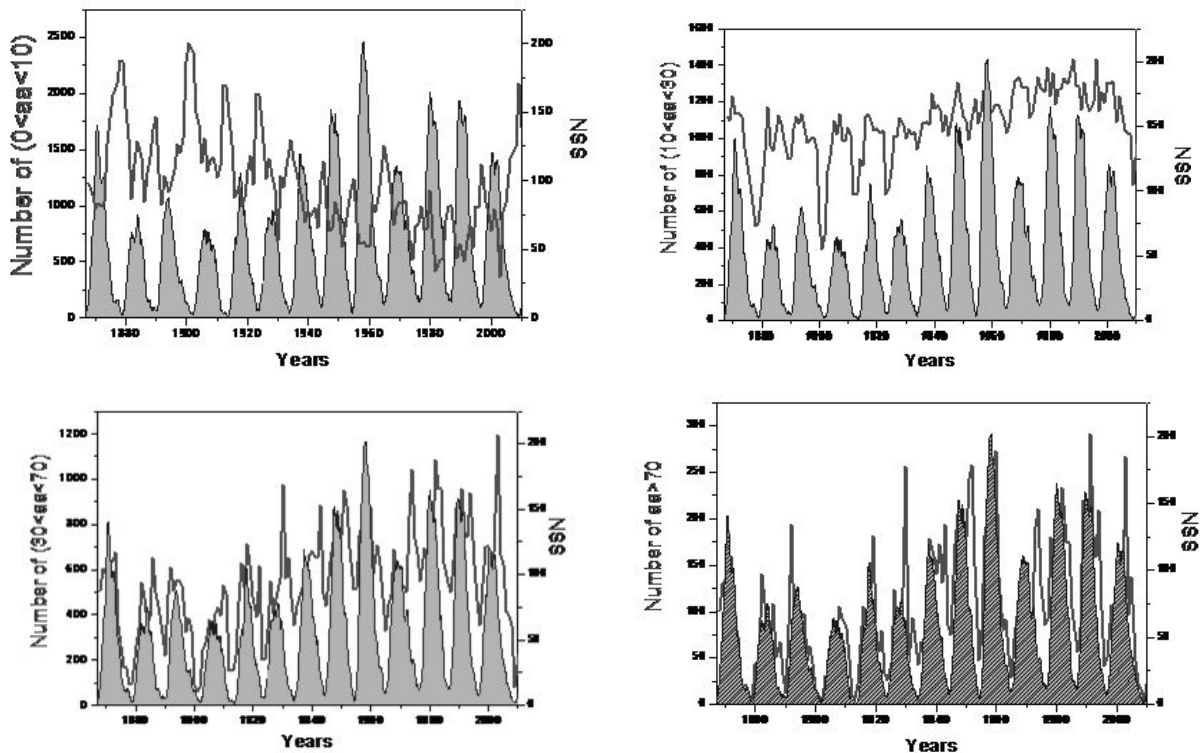


Рис. 8. Сопоставление годового числа 3-часовых интервалов с разным уровнем геомагнитных возмущений с числами солнечных пятен.

диапазонах. Особенно хорошо это видно для возмущений слабой интенсивности, которые и связаны с корональными дырами. После 1985 число

спокойных интервалов начинает расти, а число возмущенных уменьшаться. В то же время в 1985 и повышение уровня „дна” геомагнитного поля сменяется уменьшением. Интересно, что в то же время и рост глобального магнитного момента сменился резким спадом (Рис. 9).

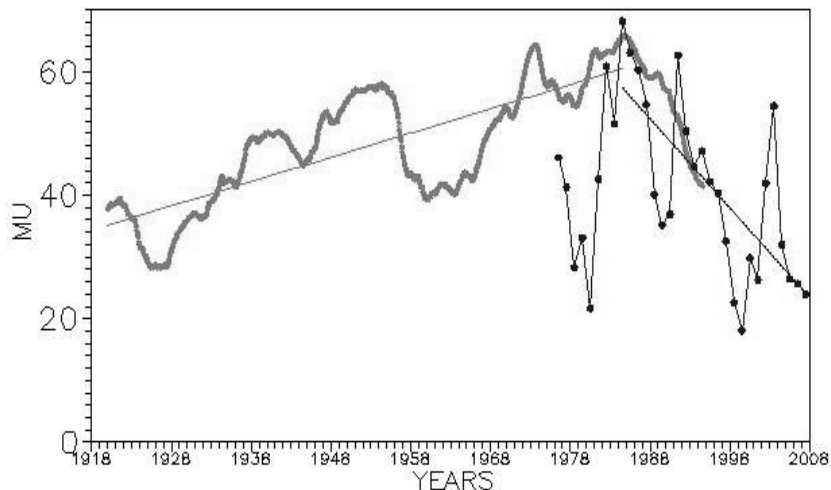


Рис. 9. Ход магнитного момента Солнца с 1918 по 2006 годы.

Заключения

- Число солнечных пятен – не единственный показатель солнечной активности и их нельзя принимать как таковой при рассмотрении влияния Солнца на Землю.
- Относительное значение солнечной активности, связанной и несвязанной с солнечными пятнами, изменяется в вековом цикле
- Около 1985 долговременное нарастание глобального магнитного момента Солнца сменился уменьшением, притом в то же время постоянное нарастание пола геомагнитной активности сменяется уменьшением.

Литература

1. *Sabine E.*, In *Phil. Transact. for 1852*, pt. ii, p. 110.
2. *Gosling J. T.*, *J. Geophys. Res.*, 98, 18, 937, 1993
3. *Шельтинг Б.Д., Обридко В.Н.*, Магнитные бури с внезапным и постепенным началом как индексы солнечной активности, В сб. "Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца" 2011, СПб.
4. *Feynman J.*, *J. Geophys. Res.* 87 A8, 6153, 1982.
5. *Ruzmaikin A., Feynman J.*, *J. Geophys. Res.* 106, A8, 15783, 2001.
6. *Hathaway D.H., Wilson R.M.*, *Geophys. Res. Lett.* 33, L18101, doi:10.1029/2006GL027053, 2006.
7. *Georgieva K., Kirov B.*, arXiv:physics/0703187v1 [physics.space-ph], 2007

СТРУКТУРА МАГНИТНЫХ ОБЛАКОВ И ИХ СВЯЗЬ С РАЗВИТИЕМ ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ

Минасянц Г.С., Минасянц Т.М.

Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

STRUCTURE OF MAGNETIC CLOUDS AND THEIR CONNECTION WITH DEVELOPMENT OF GEOMAGNETIC STORMS

Minasyants G.S., Minasyants T.M.

Fesenkov Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan

To investigate the physical and structural properties of magnetic clouds and their influence on development of geomagnetic storms, the data (1995–2007) of solar spacecrafts SOHO, ACE, WIND and observations at geomagnetic stations were used.

The solar active regions which presumably connected with emergence of magnetic clouds were identified. It is established that probability of occurrence of magnetic clouds is the greatest in active regions with the most complex magnetic structures: BG – 35%, BGD – 62%.

The maximum phase of development of a geomagnetic storm occurs mainly during the passage of the magnetic cloud. In this case, the time delay Dst^{min} relative to Bz^{min} averages is 4 hours. Found that in the presence of Shock, Bz^{min} were distributed almost equally in the Sheath and in the magnetic clouds but in their absence – Bz^{min} were distributed principally in magnetic clouds.

The increase of density of alpha particles, up to $N_\alpha = 10 \text{ cm}^{-3}$ and their abundance up to $N_\alpha/N_p=0.4$ is characteristic for plasma of magnetic clouds.

Магнитные облака (МО) относятся к возмущенному типу солнечного ветра и благодаря присутствию в них южной Vz-компоненты магнитного поля, обладают высокой геоэффективностью.

В своем исследовании мы использовали список МО, составленный по наблюдениям на космическом аппарате (КА) WIND (Magnetic Cloud Intervals) в течение 1995–2007 гг. Список содержит моменты времени начала и конца каждого из 106 МО, при прохождении их через WIND.

1. Для каждого МО была отождествлена активная область предположительного его образования. Лишь в двух случаях МО образовались при отсутствии активных областей на Солнце (**W0**) – в годы минимума цикла. Получены распределения МО по магнитным классам АО (маунтвилсоновская классификация), в которых они возникли, для всего цикла и отдельно по его стадиям. Наибольшее количество МО возникло в АО класса **B**, что связано с их самой высокой распространенностью на Солнце. Вероятность возникновения МО максимальная в АО самых сложных магнитных структур – **BG** – 35% и **BGD** – 62%, при этом распространенность таких АО на Солнце всего 3% и 1% соответственно.

Существование на Солнце очень мощных комплексов активности (классов **BG** и **BGD**) на стадии спада цикла, привело к возникновению большего числа МО, даже по сравнению с периодом максимума цикла (рис. 1).

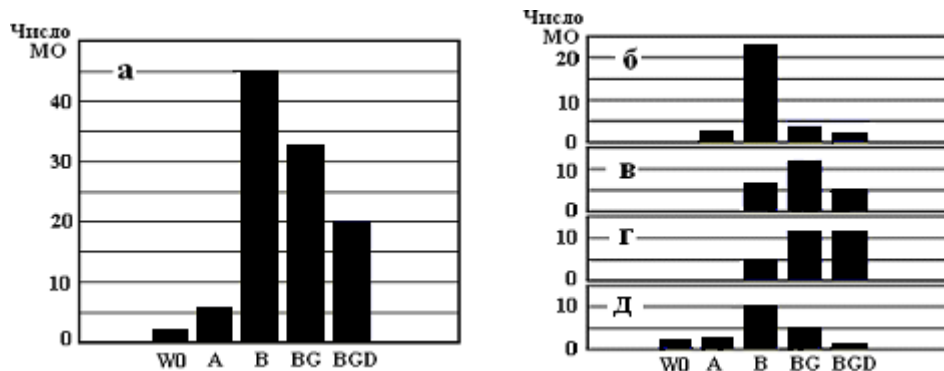


Рис. 1. Распределение общего числа МО по отдельным магнитным классам активных областей, в которых они образовались: (а) – период 1995–2007 гг.; (б) – стадия роста цикла 1997–1999 гг.; (в) – максимум цикла 2000–2001 гг.; (г) – стадия спада 2002–2005 гг.; (д) – минимум цикла 1995–1996 гг. и 2006–2007 гг.

2. Роль структуры магнитных облаков в развитии магнитных бурь (МБ) станет понятней, если определить положение пиковых значений V_z компоненты и Dst-индекса МБ.

Возникновение и развитие МО связывают с корональными выбросами массы (КВМ). МО представляют особое подмножество межпланетных корональных выбросов. По материалам наблюдений физических параметров солнечного ветра на КА SOHO публикуется список ударных фронтов КВМ – «Shock History». Каждый Shock характеризуется уровнем достоверности в процентах: Shock1 – 42%, Shock2 – 68%, Shock3 – 92% и Shock4 – 99%. Для указанного периода наблюдений, обнаружено, что самой высокой геоэффективностью (вероятностью возникновения геомагнитной бури) обладают КВМ с наиболее выраженными передними ударными фронтами Shock4 – 96%.

Динамическое воздействие МО приводит к возмущениям в области Sheath – районе, расположенном перед движущимся магнитным облаком. Возмущенность области Sheath объясняется деформацией, турбулентным искажением плазмы и появлением в межпланетном магнитном поле вертикальной компоненты V_z . При этом установлено, что степень возмущенности области Sheath, через величины динамического давления связана с мощностью Shock. Таким образом, чем мощнее Shock, тем вероятнее обнаружить в области Sheath высокоамплитудные колебания V_z – компоненты, в том числе и в южном направлении, в течение продолжительных периодов времени.

Чтобы оценить геоэффективные свойства магнитных облаков и, связанных с ними, областей Sheath, были использованы распределения часо-

вых значений Bz^{\min} и Dst^{\min} при возникновении и развитии магнитных бурь (МБ). Из 106 МО, 88 были связаны с МБ. Учитывая связь состояния области Sheath с мощностью Shock, данные наблюдений были разбиты на три группы (рис. 2). Первая – МБ, возникновение которых связано с воздействием Shock 4 (29 случаев), вторая – МБ с Shock 1,2,3 (20 случаев) и третья – МБ при отсутствии выраженных ударных фронтов (39 случаев).

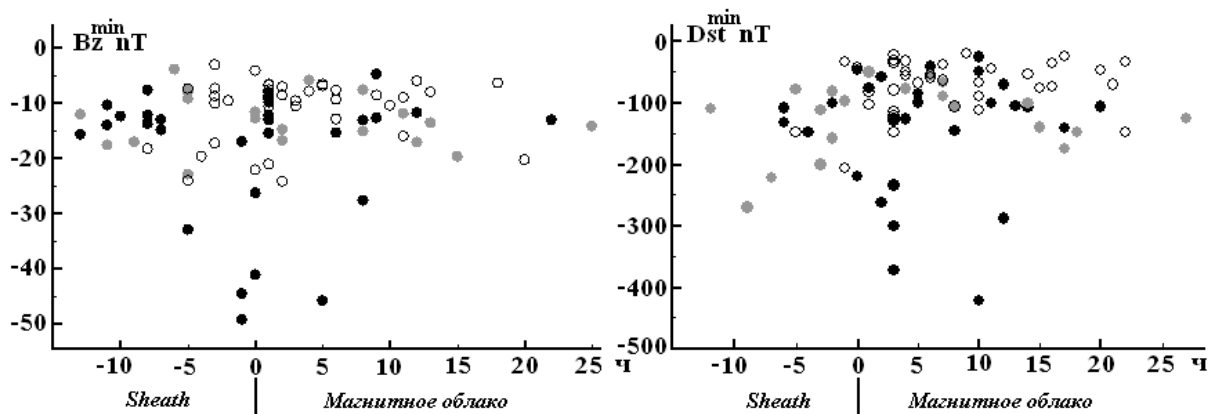


Рис. 2. Положения пиковых значений параметров Bz и Dst при развитии 88 магнитных бурь в области Sheath и магнитных облаках в период 1995–2007 г.г. для трех групп данных: I – присутствие Shock4 (●), II – присутствие Shock1,2,3 (■), III – отсутствие ударного фронта (○). На горизонтальных осях – время в час. За нуль принят момент прохождения передней границы МО.

Для 1-ой группы характерно присутствие всех наиболее значимых минимальных величин $Bz^{\min} < -25$ nT и почти равное число Bz^{\min} в области Sheath (48%) и МО (52%). Для 2-ой и 3-ей групп это соотношение составляет: 45% – 55% и 28% – 72%. Т.е. при наличии Shock, положение Bz^{\min} распределяются почти поровну в области Sheath и МО, а в их отсутствии – подавляющее преимущество имеют МО. Довольно наглядно проявляется влияние степени возмущенности области сжатия на количество случаев, когда Bz принимает пиковые значения в Sheath и величины самих Bz^{\min} . Подобная картина наблюдается и для распределений Dst^{\min} – наиболее мощные МБ развивались при наличии Shock4. Однако преимущественным расположением Dst^{\min} для всех МБ являются магнитные облака – в 78% случаев. Максимальное развитие магнитной бури происходит, в основном, во время прохождения магнитного облака. МБ, в развитии которых отсутствовало влияние Shock, имели $Bz^{\min} \geq -24.3$ nT и $Dst^{\min} \geq -207$ nT, существенно уступающие пиковым значениям параметров МБ при воздействии Shock4. Начало всех МБ, связанных с Shock4, инициировано действием переднего фронта ударной волны, включая и две выдающиеся МБ 23-го цикла: 20 ноября 2003 г. с $Dst^{\min} = -422$ nT и 8 ноября 2004 г. с $Dst^{\min} = -373$ nT, максимальная фаза развития, которых относится к МО.

Исследование показало, что минимальные значения V_z -компоненты предшествуют максимальной фазе развития МБ, при этом время задержки Dst^{\min} относительно V_z^{\min} составляет в среднем 4 часа.

Для 18 МО, не повлиявших на возникновение и развитие МБ, и относящихся, в основном, к периодам минимальной активности Солнца, характерно или полное отсутствие направленной к югу V_z -компоненты или присутствие фоновых значений. Источниками возникновения таких МО могли стать структурные неоднородности в солнечной короне, обладающие повышенной скоростью движения плазмы и способствующие выносу замкнутых магнитных петельных структур в межпланетное пространство. Реальность существования таких неоднородностей подтверждается наблюдениями на КА (ACE, WIND, GENESIS).

3. Наблюдательные данные, полученные на КА ACE и WIND, позволили исследовать также поведение концентрации α -частиц (N_α) и их относительное содержание в магнитных облаках (N_α/N_p). На рис. 3 для двух МО приведены изменения со временем значений N_p , N_α и N_α/N_p .

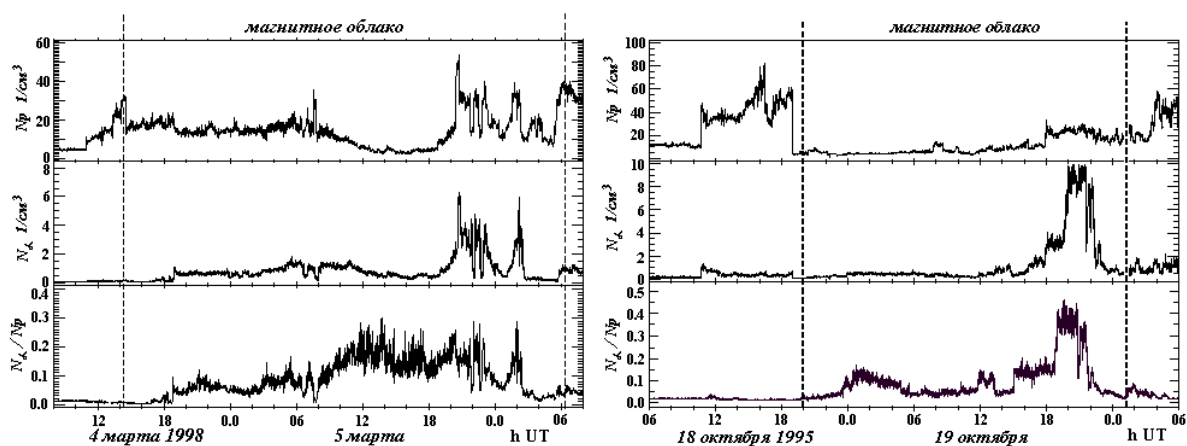


Рис. 3. Ход изменения концентрации протонов, α -частиц и их относительного содержания в магнитных облаках 4–6 марта 1998 г. и 18–20 октября 1995 г.

Учитывая, что для спокойного солнечного ветра $N_\alpha = 0.02–0.05 \text{ см}^{-3}$, в МО наблюдаются участки с концентрацией, которая более чем на два порядка превосходит фоновые значения. Причем в одних случаях, скачки N_α совпадают с подобными изменениями N_p (для МО 5–6 марта 1998), в других – тесной корреляции между N_α и N_p не наблюдается (19 октября 1995). В районах уменьшения N_p до уровня фона в спокойном СВ в период 12^h–18^h 5 марта 1998 и в 0^h–6^h 19 октября 1995, значения N_α заметно превышали фоновые. Это привело к существенному подъему относительного содержания α -частиц в МО.

Для плазмы МО характерно наличие повышенных значений концентрации α -частиц, вплоть до $N_\alpha = 10 \text{ см}^{-3}$ и их относительного содержания до $N_\alpha/N_p = 0.4$.

К 100-ЛЕТИЮ ОТКРЫТИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ: ИСТОРИЯ ВЫСОКОГОРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ В ИНСТИТУТЕ «УРУСВАТИ» ПО АРХИВАМ ЦЕНТРА-МУЗЕЯ ИМЕНИ Н.К. РЕРИХА (МОСКВА)

Мирошниченко Л.И.^{1,2} и Сидоров В.И.^{3,4,5}

¹*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова (ИЗМИРАН), Троицк, Россия*

²*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

³*Международный Центр-Музей им. Н.К. Рериха, Москва, Россия*

⁴*Астрономическая обсерватория ИГУ, Иркутск, Россия*

⁵*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

ON THE 100TH ANNIVERSARY OF COSMIC RAY DISCOVERY: HISTORY OF HIGH-ALTITUDE “URUSVATI” INSTITUTE STUDY BY ARCHIVES OF THE N.K. ROERICH CENTRE-MUSEUM (MOSCOW)

Miroshnichenko L.I.^{1,2} and Sidorov V.I.^{3,4,5}

¹*N.V. Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation
(IZMIRAN), Troitsk, Russia*

²*D.V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics (SINP), M.V. Lomonosov State University,
Moscow, Russia*

³*International N.K. Roerich Centre-Museum, Moscow, Russia*

⁴*Astronomical Observatory of Irkutsk State University, Russia*

⁵*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia*

The history of cosmic ray (CR) study by ground-based methods in the 1930s contains some gaps. The press of that time barely covered the study of cosmic rays at the “Urusvati” Himalayan Research Institute that functioned in the Indian Himalayas in 1928-1939. Archival materials of the “Urusvati” Institute now stored at the International Centre-Museum by name of N.K. Roerich (Moscow), give evidence of active participation of the Institute staff in the study of cosmic rays. By the initiative of Arthur Compton, in 1932 several expeditions on the CR studies were organized in different parts of the world. One of these expeditions passed through the Himalayas in the South-Eastern Ladakh. The report on this highland expedition (at the altitude of 19,500 feet above sea level) was published by J.M. Benade in the “Urusvati Journal” (issued during 1931-1933). Expedition route passed through the Kullu and Rohtang Pass, where was route from “Urusvati” Institute to its high-altitude base at Lahoul. “Urusvati” archive contains related items on cosmic rays 1930-1938, and even unpublished scientific article (1931) by European author Alexander Kirilloff (Paris). Nikolai and George Roerichs had great experience at Himalayan Expeditions. G.N. Roerich permanently offered for international scientific community his assistance to the scientists visiting Asia. The place of the “Urusvati” Institute was chosen with potentialities of CR research at the high altitudes. Cooperation between G.N. Roerich, the Institute Director, and Prof. J.M. Benade in expedition to Ladakh has been documented.

Введение. Институт Гималайских Исследований «Урусвати» был основан в 1928 г. российским художником и ученым Николаем Рерихом

(1874–1947) после его грандиозной Средне-Азиатской экспедиции в 1923–1928 гг. (рис. 1), которую он осуществил в сопровождении супруги Елены Рерих (1879–1955) и сына – археолога Юрия Рериха (1902–1960). Среди научных задач, повлиявших на выбор места Института в долине Кулу, штат Нагар, Индия [1] были вопросы исследования космических лучей (КЛ). Так, Е.И. Рерих писала (1930): «Место станции [Института] избрано совершенно сознательно и обдуманно, ибо Гималаи представляют неисчислимые возможности во всех отношениях. Внимание научного мира сейчас обращено на эти высоты. Изучение новых космических лучей, дающих человечеству новые ценнейшие энергии, возможно только на высотах...» [2]. Интерес Рерихов к космическим лучам подтверждают научные статьи, хранящиеся в отделе рукописей Центра-Музея имени Н.К. Рериха [3, 4].

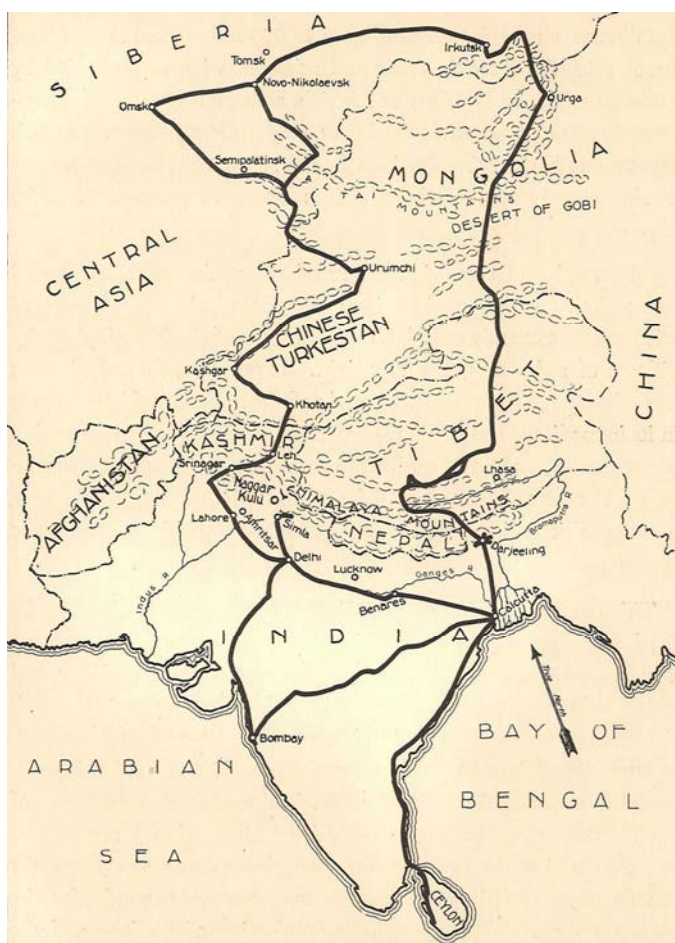


Рис. 1. *Справа* – Ю.Н. Рерих, (<http://www.icr.su/rus/family/>) русский ученый, путешественник, всемирно известный востоковед. *Слева* – район Центральной Азии, охваченный Институтом «Урусвати» [1]. Черными линиями показан маршрут Центрально-Азиатской экспедиции Н.К. Рериха 1923–1928 гг.

Исследования в Институте «Урусвати». Проводились исследования по археологии, этнографии, ботанике, биохимии, а также в области астрономии и метеорологии. Директор Института, Ю.Н. Рерих, во время поездки в Америку и Европу в 1929–1930 гг., заинтересовал научную общественность обменом информацией и помощью ученым, посещающим Азию. Институт имел также научную базу за перевалом Ротанг в Лахуле.

В 1932 г. одна из экспедиций по изучению КЛ (см. рис. 2), прошла через Кулу и перевал Ротанг [5]. Руководил экспедицией Дж.М. Бенаде, про-

профессор физики Христианского Колледжа Формана, Лахор (Индия). К 12 августа 1932 г. экспедиция в пункте Lanuar La (30°N , 78°E) достигла максимальной высоты 19500 футов (5850 м над у.м.), на которой когда-либо ранее проводились наблюдения космических лучей.

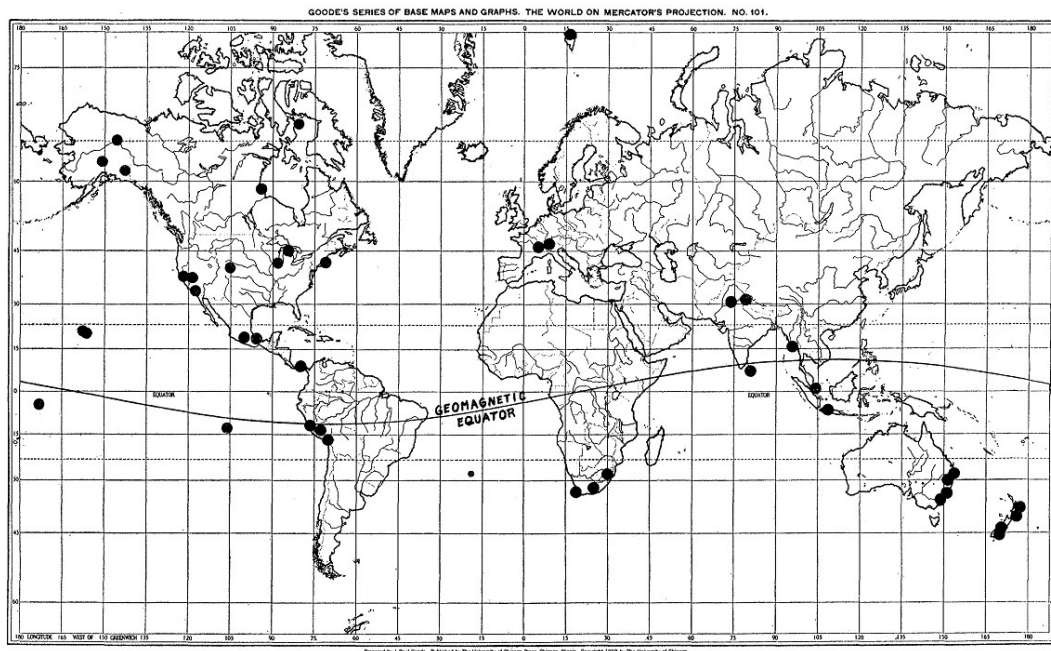


Рис. 2. Карта, показывающая расположение крупных научных станций для наблюдения космических лучей в 1932 г. [6].

Отметим, что как раз 12 августа проф. Е. Регенер получил запись высотных измерений в Германии, запустив воздушный шар с самопишущим электроскопом на высоту 17.5 миль (28 км) [7]. Впоследствии А.Х. Комптон включил данные Бенаде (точки Lahoge и Lanuar La) в сводную таблицу высотного и широтного хода интенсивности КЛ по всему земному шару [6]. Есть основания думать, что указанный маршрут был выбран проф. Бенаде не случайно. Взаимосвязь экспедиции и Института «Урусвати» подтверждает переписка [8]:

«Ю.Н. Рерих – Дж.М. Бенаде, 26.12.1932 г. Наггар, Кулу.

Уважаемый сэр, подтверждаю получение Вашего письма от 19 числа сего месяца, содержащего Ваш интересный отчет об экспедиции в Ладак, посвященной изучению космических лучей. <...> Благодарю Вас за Ваше участие, С совершенным почтением, Директор».

В 1932 г. радиоинженер А. Кириллов (Париж) прислал в Институт для публикации статью (не опубликовано) и письмо для Дж.М. Бенаде [9, 10]. В целом, однако, в документах видна неполнота исторического освещения экспедиции Дж.М. Бенаде. Например, в отчете, подробно описывая экспедицию, маршрут, погоду, автор упомянул всех, кто внес свой вклад в успешность экспедиции, даже повара, сапожника и погонщиков лошадей [5]. Почему же он не упомянул Ю.Н. Рериха, директора Института? Ведь они, су-

дя по архивным данным, тесно взаимодействовали! Далее, резюмируя проведенные за 1932 г. экспедиции (рис. 2), А.Х. Комптон перечисляет всех ученых, внесших свой вклад в эти исследования [6], но в его списке также нет Ю.Н. Рериха. В чем причина?

Ситуация становится понятной, если учесть, что Институт был основан Н.К. Рерихом вопреки воле колониальных властей Индии (её независимость была провозглашена только в 1947 г.). После визита Н.К. и Ю.Н. Рерихов в Нью-Йорк в 1929 г., в связи с их научными интересами, официальный Лондон в течение 8 месяцев не выдавал им визы для возвращения в Индию. Проблема была решена Рерихами путем въезда в 1930-м году в Индию... через французскую колонию Пондишери [11]. Мы предполагаем, что по этой причине Дж.М. Бенаде в 1932 г. не хотел публично «афишировать» своё взаимодействие с Институтом «Урусвати». Поэтому и в статье А.Х. Комптона [6] нет упоминаний об участии Рерихов в планировании маршрута и другой их возможной помощи, оказанной экспедиции в Ладак под руководством Дж.М. Бенаде.

Заключение. Восполняя историю изучения космических лучей наземными методами, мы отмечаем причастность Института «Урусвати» к самым высокогорным измерениям космических лучей в серии 1932 г., инициированных А.Х. Комптоном. Архивные данные подтверждают высокий уровень взаимодействия русского ученого Ю.Н. Рериха с учеными других стран при исследовании КЛ в 30-е годы прошлого века.

Авторы благодарят Л.В. Шапошникову, Генерального директора Международного Центра-Музея имени Н.К. Рериха (МЦР), за разрешение использовать архивные документы Института «Урусвати».

Литература

1. A New Outpost of Science. “Urusvati” Himalayan Research Institute of Roerich Museum. 1930. P.16. // Фамильный фонд научной библиотеки Центра-Музея им. Н.К. Рериха.
2. Письма Елены Рерих. В 2 т. // Минск, Изд. ПРАМЕБ. 1992. Т.1, с. 60.
3. Р.Э. Милликен. «О переустройстве мира при помощи научных методов» // Нью-Йорк Таймс, 21.12.1930. Отдел рукописей. Ф.1. Оп.7. Д.213.
4. J.H. Paelian. Electronic Waves. 1928 // Отдел рукописей. Ф.1. Оп.4. Д.11325.
5. J.M. Benade. Cosmic Ray Expedition to South Eastern Ladakh // Urusvati Journal. No.3.1932. P.17–20.
6. A.H. Compton. A Geographic Study of Cosmic Rays // Journal of Experimental and Theoretical Physics. V.43, No.6, 1933. Second series. P.387–403.
7. E. Regener. Messung der Ultrastrahlung in der Stratosphäre. – Naturwissenschaften, 1932, v.20, p.695.
8. Ю.Н. Рерих. Письма // Москва, МЦР. 2002. Т.1, с.225.
9. А. Кириллов. Проблемы вибраций в точной науке (космические лучи) // Отдел рукописей. Ф.1. Оп.7. Д.159.
10. Письмо А. Кириллова Дж.М. Бенаде (на франц. яз.) / Отдел рукописей. Ф.1. Оп.7. Д.291.
11. Л.В. Шапошникова. Великое путешествие. Кн. первая. Мастер. М.: МЦР. 2006, с. 459.

СТАЦИОНАРНЫЙ СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР – ФЕНОМЕН СОЛНЦА КАК ЗВЕЗДЫ

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*

A STATIONARY SOLAR WIND – PHENOMENON OF THE SUN AS A STAR

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.ru*

Results are presented of the analysis of the permanent solar wind (SW) velocities measured from ecliptic up to both poles on-board Ulysses (SWOOPS) and by SOHO (PM) through period Jan. 1999 – June 2009 over two minima and one maximum of the solar activity. The main finding of this study is the discovery inverse connection of the SW velocity on the solar magnetic fields. Such a relation points to the direct interaction of the SW fluxes with the solar MFs between the photosphere boundary and the sources surface in form of slowdown that converts the paradigm of the outflow acceleration into the paradigm of the slowdown. Within this new paradigm the permanent SW is created through slowdown of the initial plasma fluxes with speed ~ 900 km/s ejected out of the photosphere. Observational arguments in favor of such a point of view are proposed.

Скорости солнечного ветра и магнитные поля Солнца

На основании измерений скоростей СВ в плоскости эклиптики околоземными космическими зондами, была установлена связь низкоширотных высокоскоростных потоков СВ с низкоширотными КД-ми, которые были объявлены единственными источниками быстрого СВ. Поскольку низкоширотные КД всегда (даже в эпохи минимума) ассоциируются с активными областями, приходящие из них высокоскоростные потоки СВ были отнесены к явлениям активности.

Результаты измерений скоростей внеэклиптических потоков СВ с борта Ulysses (1992–2009 гг.) потребовали пересмотра сложившихся представлений о природе СВ. Оказалось, что картина скоростей СВ в минимумах и максимумах активности существенно различается, главным образом, в высокоширотной гелиосфере, тогда как на низких гелиоширотах в течение всего цикла доминирует медленный СВ со скоростями $V < 500$ км/с (Рис. 1). В минимумах активности 23 и 24 циклов вне пояса стримеров, на гелиоширотах $\varphi > \pm 20^\circ$ и $\varphi > \pm 40^\circ$ соответственно, вплоть до $\varphi \pm 80^\circ$ наблюдались только высокоскоростные потоки со скоростями 700–800 км/с.

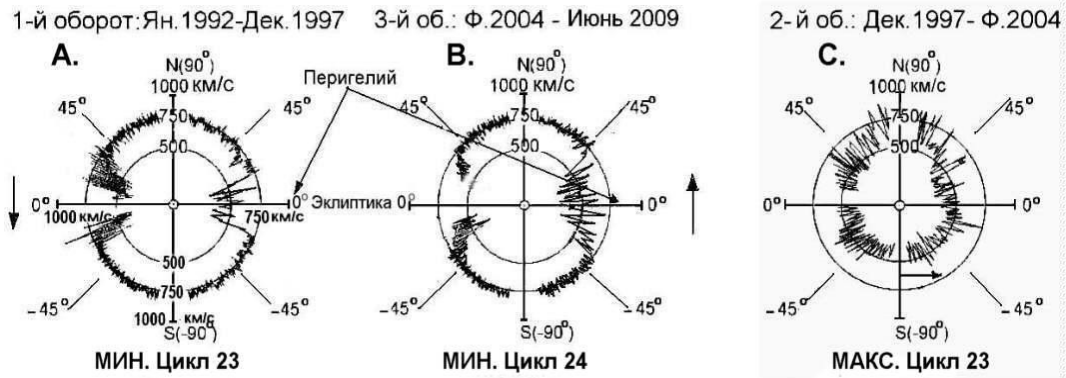


Рис. 1. Гелиоширотная картина скоростей внеэклиптического СВ $V(\varphi)$ в гелиосфере в минимуме и максимуме активности 23 цикла (панели А и С) и в минимуме 24 цикла (В) по измерениям Ulysses в течение трех его оборотов вокруг Солнца по полярной орбите. Горизонтальные линии – экватор, вертикальные – полярная ось. Концентрические окружности шкалу скоростей – 500 и 750 км/с, 0° , $\pm 45^\circ$ и $\pm 90^\circ$ – шкала гелиоширот. Движение Ulysses – против часовой стрелки вниз от экватора.

На панели «С» (Рис. 1), относящейся к фазе роста и максимуму активности 23 цикла, на пути от эклиптики к южному полюсу Солнца и затем вновь к эклиптике и к северному полюсу вплоть до $\varphi \approx +45^\circ$ Ulysses регистрировал только медленный СВ с редкими вкраплениями быстрых потоков из КД-р. Перманентные быстрые потоки СВ с $V \approx 750$ км/с над корональной дырой на северном полюсе Солнца, с длинным низкоширотным хвостом, до и после прохождения Ulysses над полюсом наблюдались как рекуррентные, и с приближением к эклиптике стали медленными (Рис. 2 – слева).

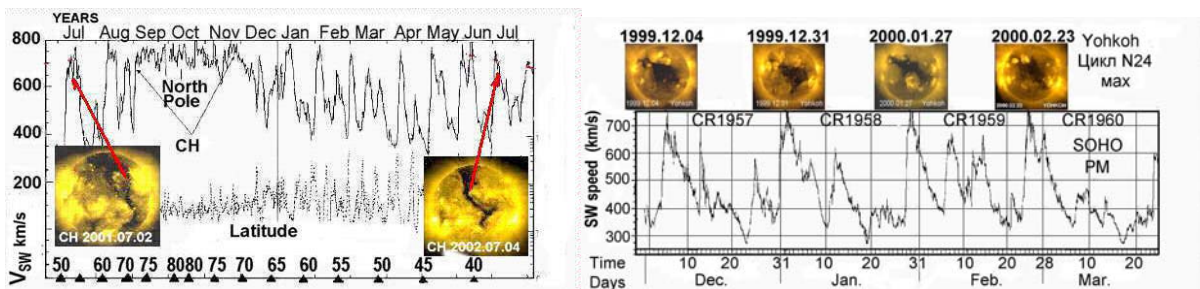


Рис. 2. Как высоко- так и низкоширотные высокоскоростные потоки стационарного СВ эпохи максимума ассоциируются с корональными дырами.

Благодаря наблюдениям Ulysses/SWOOPS внеэклиптических потоков СВ (1992–2009 гг.) был сделан гигантский шаг вперед к разгадке природы солнечных плазменных истечений.

1. Обнаружено, что в гелиосфере эпохи минимума и его окрестностей *вся поверхность Солнца вне пояса стримеров* является источником стационарного СВ со скоростями 700–800 км/с.

2. Выявлена связь скоростей СВ с активностью на поверхности Солнца.

Таблица 1.

Скорость СВ	Корональные структуры	Магнитные поля
Минимум акт. Стаб. потоки 700–800 км/с	Только полярные корональные дыры спокойного Солнца и фоновая корона между ПКД-ми и поясом стримеров.	Только в эпохи минимума активности – открытые магнитные поля на полюсах Солнца и фоновые магнитные поля.
Акт. Солнце Рекуррентные и одноразовые потоки СВ 500–750 км/с	Средне- и низкоширотные КД между АО эпохи высокой активности и одиночные низкоширотные КД периода спада активности.	В период высокой активности – открытые магнитные конфигурации между активными областями Солнца.
Медленный СВ < 500 км/с	Активные области короны и их скопления. Пояс стримеров – во всех фазах цикла активности.	Замкнутые МП >500 Г активных областей и пояса стримеров в любой фазе цикла активности.

Обобщая данные Таблицы, приходим к заключению о существовании четкой обратной зависимости скоростей СВ от магнитных полей Солнца:

замкнутые МП – медленный (300–500 км/с) СВ;

фоновые и открытые МП – высокоскоростной СВ (>500 км/с),

свидетельствующей о торможении потоков в солнечных магнитных полях, но только при прямом взаимодействии с МП Солнца и только между поверхностью фотосферы и поверхностью источника. Иными словами, СВ формируется в процессе прохождения неких первичных высокоскоростных потоков (ПВП) солнечной плазмы через МП Солнца. В замкнутых МП ПВП тормозятся, образуя медленный СВ ($V < 500$ км/с). Через открытые и фоновые МП первичные потоки проходят практически без потерь скорости и выходят в гелиосферу как высокоскоростной СВ:



Таким образом, наблюдаемые в гелиосфере потоки СВ со скоростями 700 км/с идентичны гипотетическим первичным потокам плазмы вблизи фотосферы, из которых формируется СВ. Это значит:

1. **Торможение потоков вместо их ускорения!**
2. **Первичные высокоскоростные потоки СВ (ПП) в основании магнитных полей Солнца – не гипотеза, а реальное явление,**

независимо от того, известен или неизвестен механизм их генерации. Согласно [1, 2], основные параметры первичных потоков: скорость после учета гравитации и концентрация протонов, необходимая для нагрева спокойной короны: $V_0 \approx 900$ км/с и $N_p \approx 3 \times 10^5 - 3 \times 10^6$ см⁻³ [1, 2].

Процесс формирования потоков СВ можно представить с помощью следующей схемы:



О природе солнечного ветра

Присутствие ПВП солнечного протопотока в основании короны можно объяснить только их поступлением из фотосферы. Существует ряд аргументов в пользу этого утверждения.

1. Наблюдаемая стабильность скоростей ПВП. На Рис.1 диаграммы А и В скоростей СВ в минимумах активности, разделенные временным интервалом в 11 лет, различаются только шириной пояса стримеров. Высокоскоростные треки СВ вне пояса стримеров, не испытавших воздействия магнитных полей Солнца, абсолютно идентичны, что указывает на высокую стабильность источника ПВП, которым может быть только фотосфера.

2. Наблюдающееся стабильное по всей поверхности Солнца поступление плазмы в корону и СВ [ст. Никольской в этом сборнике] также может быть обеспечено только при участии фотосферы.

О возможном механизме генерации ПВП можно прочитать в [1, 2].

3. Идентичное содержание химических элементов с низким FIP в СВ и фотосфере, в то время, как в короне FIP более, чем на полпорядка выше, также свидетельствует о прямой связи быстрого СВ и ПВП с фотосферой [3].

Таким образом, по причине своего тесного родства с фотосферой, из глубин которой он несет и вещество и энергию, СВ должен быть отнесен к явлениям Солнца как звезды.

Библиография

1. Могилевский Э.И., Никольская К.И. 2010, Геомагн. и Аэроном. т.50, №26 с.159.
2. Mogilevsky and Nikolskaya, 2012, Astrophys. and Space Sci. Proc., V.30, 189.
3. Woo, R., Habbal, S.R., Feldman, U. 2004, ApJ., 612, 1171.

НЕРАДИАЛЬНОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ СТРИМЕРОВ И ВАРИАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Тлатов А.Г.¹, Mursula K.²

¹*Кисловодская Горная станция ГАО РАН, Кисловодск*

²*Университет г. Оулу, ф-т физики, Оулу, Финляндия*

NONRADIAL PROPAGATION OF SOLAR CORONAL STREAMERS AND VARIATION OF COSMIC RAYS

Tlatov A.G.¹, Mursula K.²

¹*Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Pulkovo Observatory, Kislovodsk*

²*University of Oulu Department of Physical Sciences, Oulu, Finland*

We propose a method for estimating the value of non-radial propagation of solar coronal streamers and the solar wind, according to the observations of the photospheres' magnetic field. To do this, we calculated the average angle of deviation ΔR magnetic field lines in the corona to the radial direction. Calculations conducted at altitudes close to the source surface $r \sim 2-5R_o < R_s$. At these heights in the period of minimum activity power line magnetic fields generally inclined to the solar equator, and at the maximum close to the radial direction. In the period 1975-2012 the parameter Δ close to changes in the intensity of galactic cosmic rays (CR), which may indicate a physical link between these parameters. Proposed parameter of a combination of open magnetic flux and the angle Δ with the highest correlation with the CR.

Введение

В поток галактических космических лучей, достигающих Землю, происходят ярко выраженные изменения с солнечным циклом. Кратковременные (продолжительностью несколько дней) понижения происходят в результате воздействия межпланетных выбросов корональной массы и высокоскоростных потоков солнечного ветра [1]. Модуляция на временных масштабах сравнимых с длительностью цикла активности, тесно связаны с эволюцией магнитного поля Солнца и межпланетного магнитного поля (ММП), которое распространяется от Солнца солнечным ветром. Понимание взаимосвязи между эволюционирующим магнитным полем Солнца и модуляцией космических лучей является актуальной темой. Например, данные о долговременных изменениях солнечного магнитного поля может иметь последствия для понимания долговременных вариациях интенсивности космических лучей [2, 4].

В данной работе обсуждается нерадиальность распространения корональных стримеров и солнечного ветра на параметры межпланетной среды и поток космических лучей.

Описание

Глобальное магнитное поле Солнца может приводить к нерадиальному распространению корональных стримеров и солнечного ветра [3, 5]. Мы предполагаем, что условия нерадиальности формируются на высотах $\beta = 8\pi kT / B^2 < 1$. Для вычисления параметра нерадиальности распространения солнечного ветра можно использовать информацию о геометрии магнитных силовых линий в солнечной короне на достаточном расстоянии от поверхности Солнца. Мы можем вычислить среднее угол отклонения магнитных силовых линий в меридиональном направлении $\Delta = \sum_{i=1}^n \Delta_i / n$, где n – число лучей учитываемых в расчете, угол между радиальной и меридиональной компонентой магнитного поля $\Delta_i = a \tan(H_\theta / H_r)$, вычисляемый на некотором расстоянии R_{calc} . На Рис. 1 представлены силовые линии, восстановленные над Солнцем для оборота N1900 в потенциальном приближении и схема определения угла Δ . На достаточно больших расстояниях от $R_{\text{calc}} > 2 \cdot R_\odot$, параметр Δ , меняется уже достаточно слабо, поскольку вклад от замкнутых магнитных структур становится мал. На Рис. 2 представлены варианты вычисления параметра Δ для различных радиусов вычисления R_{calc} и поверхности источника R_s в потенциальном приближении. Поведение угла Δ мало меняется при различных параметрах и он может быть использован для сопоставления с физическими параметрами. На Рис. 3 представлены изменения потока галактических космических лучей (ГКЛ) в сравнении с углом наклона ГТК по данным обсерватории Wilcox, с открытым потоком магнитного поля F , и углом наклона силовых линий Δ . Изменение открытого магнитного полтока ми параметром нерадиальности Δ оба близки к вариациям потока ГКЛ.

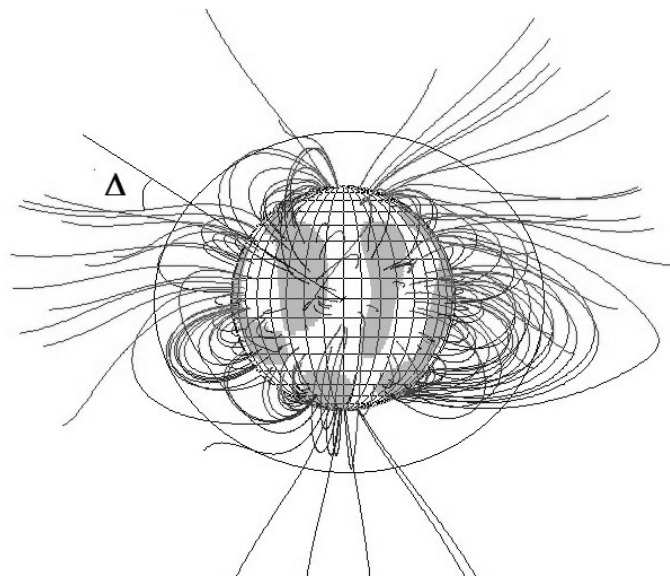


Рис. 1. Схема определения угла нерадиальности Δ по силовым линиям коронального магнитного поля для оборота $N_{\text{car}} = 1900$.

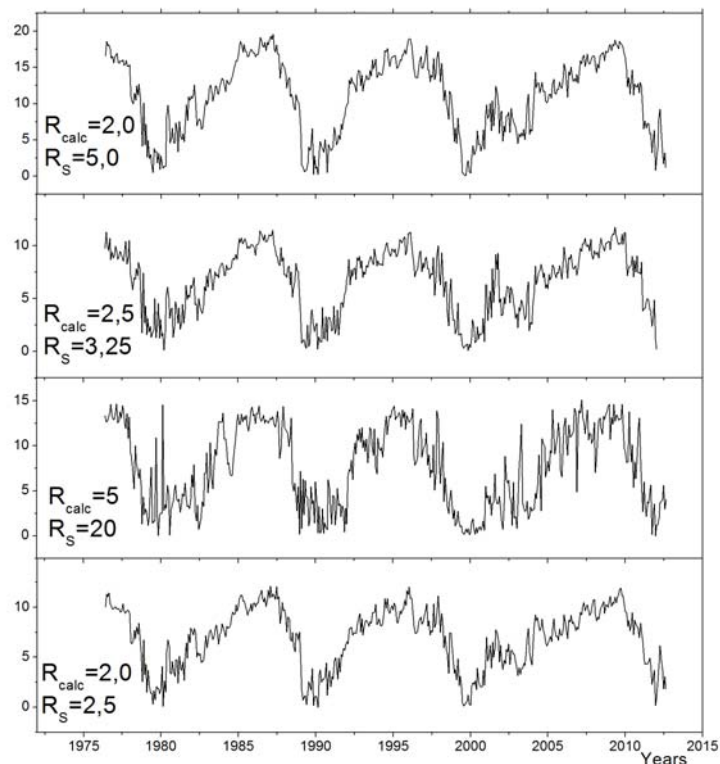


Рис. 2. Варианты вычисления угла отклонения силовых лучей для различных радиусов вычисления R_{calc} и поверхности источника R_s в потенциальном приближении.

Из них мы можем сконструировать новый параметр, имеющий с ГКЛ большую корреляцию, чем каждый из них по отдельности. Заметим, что рост потока ГКЛ наблюдается при уменьшении F , а поведение Δ близко к поведению ГКЛ в эпоху минимума. Введем новый параметр $\Phi = (F^{max} - F) \cdot (\sin(\Delta) + const)$, где F^{max} – константа, близкая к максимальной величине открытого потока за все время наблюдения, а $const \sim 0.2$. Выбор этих констант проводился подбором.

Корреляция между параметром Φ и ГКЛ оказалась наивысшей из всех рассмотренных нами параметров $R=0,755$. Поэтому мы можем предположить, что нерадиальность силовых линий магнитного поля и корональных стримеров в минимуме активности оказывает существенное влияние на поток космических лучей. В минимуме активности, когда величина глобального поля достигает максимума корональные лучи отклонены в сторону солнечного экватора. В максимуме активности корональные стримеры ближе к радиальному направлению, а иногда в период переполюсовки глобального магнитного поля могут отклоняться к полюсам ветра [3]. При этом магнитное поле влияет на истекающий поток солнечного ветра, сжимая его к плоскости эклиптики в эпоху минимума активности. Возможно, что долговременные изменения геомагнитных возмущений не стремящиеся к нулю даже в минимуме активности обусловлены именно этим отклонением солнечного ветра.

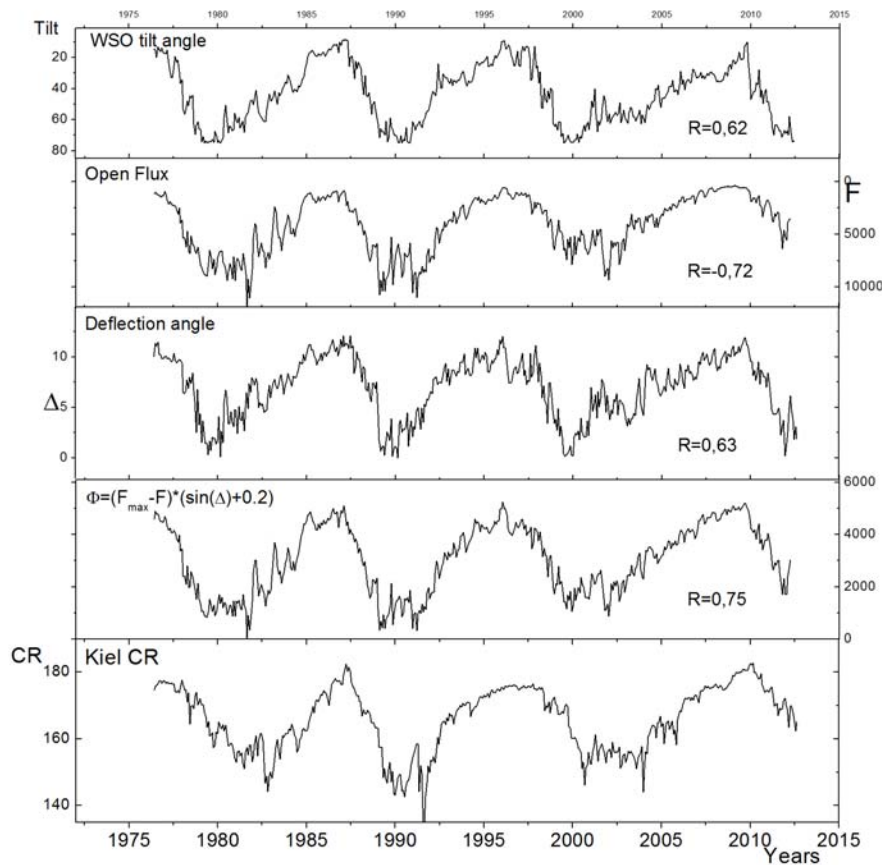


Рис. 3. (1, верхняя панель) Изменения “тильт” угла гелиосферного токового слоя по данным обсерватории WSO (<http://wso.stanford.edu>); (2) вычисленное значение открытого магнитного потока. (3) вычисленное значение параметра нерадиальности Δ силовых линий, связанных открытым магнитным потоком. (4) Параметр Φ , являющейся комбинация открытого магнитного потока F и угла нерадиальности Δ ; (5, нижняя панель) Поток космических галактических лучей. Представлены коэффициенты корреляции между потоком ГКЛ (CR) и этими параметрами. Данные приведены для каждого синоптического оборота Солнца.

Обсуждение

В данной работе мы рассмотрели влияния параметра нерадиальности распространения солнечных стримеров и солнечного ветра на гелиосферу космические лучи и предложили метод оценки степени нерадиальности по данным фотосферного магнитного поля.

Работа выполнена при частичной поддержке ФЦП «Кадры» (мероприятие 1.2.1), НШ-1625.2012.2, РФФИ и программ РАН.

Литература

1. Cane, H.V.; Richardson, I.G.; von Roseninge, T.T., *JGR*, v. 101, p. 21561, 1996
2. Lockwood, M., *JGR*, v.106, p. 16021, 2001
3. Tlatov, A.G., *ApJ*, v. 714, p. 805, 2010
4. Usoskin, I.G.; Alanko-Huotari, K.; Kovaltsov, G.A.; Mursula, K., *JGR*, v. 110, CiteID A12108, 2005
5. Wang Y.-M., *ApJ*, v. 456, p. L119, 1996

**СВЯЗЬ ИЗМЕНЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА
С ЖЕСТКОСТЬЮ ГЕОМАГНИТНОГО ОБРЕЗАНИЯ
КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
В ПЕРИОДЫ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ**

Тясто М.И.¹, Данилова О.А.¹, Сдобнов В.Е.²

¹Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН

²Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск

**CORELATION OF SOLAR WIND PARAMETER CHANGES WITH
COSMIC RAY CUTOFF RIGIDITY VARIATIONS DURING THE
PERIODS OF GEOMAGNETIC DISTURBANCES**

Tyasto M.I.¹, Danilova O.A.¹, and Sdobnov V.E.²

¹St.Petersburg Filial of IZMIRAN

²Institute of Solar-Terrestrial Physics SO RAN, Irkutsk

The magnetosphere is formed by the interaction of the solar wind with the Earth's magnetic field, so the main features of its dynamics associated with the solar wind magnetopause compression and development or decay of the major current systems should be reflected in the geomagnetic cutoff rigidities (geomagnetic thresholds), which play the role of regulators of coming particle fluxes from outside. The magnetopause size is mainly determined by the solar wind pressure. We consider the relationship of the geomagnetic cutoff changes, calculated theoretically in the magnetic field of the magnetospheric model Ts01 and received by the spectrographic global surveys method on experimental data with dynamic pressure, density and speed of the solar wind in periods of 4 outstanding geomagnetic storms of the 23 solar cycle and the moderate storm in January 1997.

1. Введение

Изменения плотности и скорости солнечного ветра и межпланетного магнитного поля вызывают изменения интенсивности и пространственно-временной структуры магнитосферных магнитных полей, что приводит к изменениям асимптотических направлений и жесткости геомагнитного обреза космических лучей КЛ (геомагнитных порогов) [1]. В последние годы в [2] был даже введен термин «проницаемость» или «прозрачность» магнитосферы для КЛ, достигающих поверхности Земли. Основной вклад в изменения геомагнитных порогов КЛ во время бурь вносят кольцевые токи, усиливающиеся во время главной фазы бурь, т.е. Dst-вариация [3–5]. Однако, основные черты динамики магнитосферы, связанные с поджатием магнитопаузы солнечным ветром также должны отражаться в геомагнитных порогах КЛ.

2. Данные и методы

Вариации теоретических эффективных геомагнитных порогов ΔRef для ряда станций КЛ были получены методом интегрирования траекторий частиц КЛ в магнитном поле магнитосферной модели Цыганенко Ts01

(Ц03) и экспериментальные пороги ΔR_{sgs} — методом спектрографической глобальной съемки СГС по данным мировой сети станций КЛ [6–11].

В данной работе мы ограничились оценкой связи вариаций жесткости геомагнитного обрезания с изменениями плотности N_{sw} , скорости V_{sw} и динамического давления солнечного ветра P_{dyn} . Исследования проведены для периодов сильных магнитных бурь 23 цикла солнечной активности 7–14 ноября 2003 г., 7–8 и 9–13 ноября 2004 г. и 15–19 мая 2005 г. и для периода умеренной магнитной бури 9–15 января 1997 г. [6–11].

В модели Ts01 [3–5] главным фактором, определяющим размер магнитопаузы (и, соответственно, вклад от магнитопаузных токов) является P_{dyn} , которое определяется плотностью N_{sw} и скоростью V_{sw} , при этом зависимость формы магнитопаузы от ММП не учитывалась, хотя влияние ММП неявно присутствует в уравнениях модельного поля.

3. Результаты и обсуждение

Ежечасные значения R_{ef} и R_{sgs} для станций Токио, Алма-Ата, Рим, Иркутск, Москва, Хобарт и Ньюарк послужили исходной базой для оценки связи вариаций геомагнитных порогов с изменениями N_{sw} , V_{sw} и динамического давления P_{dyn} [3–5]. Спокойные жесткости обрезания вышеперечисленных станций относятся к основной области влияния геомагнитного поля на геомагнитные пороги КЛ (от 1,5 до 11,0 ГВ).

Связь вариаций плотности солнечного ветра N_{sw} с ΔR_{ef} и ΔR_{sgs}

В таблице 1 показаны коэффициенты корреляции вариаций плотности N_{sw} с вариациями порогов ΔR_{ef} (числители) и ΔR_{sgs} (знаменатели).

Таблица 1. Коэффициенты корреляции N_{sw} с ΔR_{ef} и ΔR_{sgs} (K_{ef} и K_{sgs})

	Станция	15–19 мая 2005 г. K_{ef}/K_{sgs}	7–8 ноября 2004 г. K_{ef}/K_{sgs}	9–13 ноября 2004 г. K_{ef}/K_{sgs}	18–24 но- ября 2003 г. K_{ef}/K_{sgs}	9–15 янва- ря 1997 г. K_{ef}/K_{sgs}
1.	Токио	0,15/0,27	0,54/0,59	0,17/0,10	0,68/0,37	0,41/0,26
2.	Алма-Ата	0,22/0,28	0,56/0,68	0,13/0,004	0,68/0,46	0,41/0,37
3.	Рим	0,24/0,28	0,60/0,68	0,07/0,005	0,67/0,47	0,30/0,38
4.	Иркутск	0,25/0,24	0,55/0,66	0,15/0,06	0,69/0,56	0,36/0,35
5.	Москва	0,23/0,27	0,59/0,66	0,05/0,06	0,69/0,56	0,35/0,22
6.	Хобарт	0,17/0,36	0,58/0,69	0,14/0,03	0,68/0,55	
7.	Ньюарк	0,13/0,33				0,12/0,20

Из таблицы 1 видно, что уровень корреляции N_{sw} с ΔR_{ef} и ΔR_{sgs} сильно варьирует (от $K_{sgs} \sim 0,1$ и менее до $K_{ef} \sim 0,7$). Наиболее отчетливо эта связь проявляется во время бури 7–8 ноября 2004 г.: коэффициенты корреляции для ΔR_{ef} и ΔR_{sgs} соотносятся как ($\sim 0,5–0,6/0,6–0,7$), а также бури 7–14 ноября 2003 г. ($\sim 0,7/0,4–0,6$). Коэффициенты корреляции ΔR_{ef} и ΔR_{sgs} с N_{sw} для одной и той же бури не сильно разнятся и слабо зависят от широты станции.

Однако K_{sgs} между N_{sw} и ΔR_{sgs} 15–19 мая 2005 г. и 7–8 ноября 2004 г. несколько выше, чем K_{ef} между N_{sw} и ΔR_{ef} . Во время бури 18–24 ноября

2003 г, наоборот, корреляция N_{sw} с ΔR_{ef} выше, чем с ΔR_{sgs} . Наблюдается очень низкая корреляция N_{sw} с ΔR_{ef} и ΔR_{sgs} в период бури 9–13 ноября 2004 г. и значимая корреляция для ΔR_{ef} и ΔR_{sgs} 9–15 января 1997 г.

Связь скорости солнечного ветра V_{sw} с ΔR_{ef} и ΔR_{sgs}

В таблице 2 приведены коэффициенты корреляции ΔR_{ef} и ΔR_{sgs} с V_{sw} . Из табл. 2 видно, что наблюдается довольно хорошая корреляция V_{sw} с ΔR_{ef} и ΔR_{sgs} в период бурь 15–19 мая 2005 г., 7–8 ноября и 9–13 ноября 2004 г. ($K > 0,5$) для всех станций, кроме ст. Токио, и низкие значения корреляции для бурь 7–14 ноября 2003 г. и 9–15 января 1997 г. ($K < 0,2$). Коэффициенты K_{sgs} на ст. Токио в период всех бурь, за исключением бури 7–8 ноября 2004 г., низки ($K_{sgs} < 0,22$).

Таблица 2. Коэффициенты корреляции K_{ef} ΔR_{ef} и ΔR_{sgs} с V_{sw}

	Станция	15–19 мая 2005 г. K_{ef}/K_{sgs}	7–8 ноября 2004 г. K_{ef}/K_{sgs}	9–13 ноября 2004 г. K_{ef}/K_{sgs}	7–14 ноября 2003 г. K_{ef}/K_{sgs}	9–15 января 1997 г. K_{ef}/K_{sgs}
1.	Токио	0,69/0,22	0,77/0,74	0,60/0,08	0,06/0,08	0,19/0,01
2.	Алмата	0,63/0,53	0,80/0,84	0,59/0,60	0,05/0,15	0,11/0,03
3.	Рим	0,63/0,55	0,83/0,85	0,64/0,62	0,05/0,16	0,15/0,04
4.	Иркутск	0,61/0,63	0,81/0,83	0,57/0,63	0,04/0,14	0,20/0,05
5.	Москва	0,65/0,58	0,85/0,83	0,68/0,62	0,04/0,12	0,18/0,05
6.	Хобарт	0,67/0,44	0,80/0,84	0,59/0,62	0,05/0,17	
7.	Ньюарк	0,67/0,50				0,12/0,06

Связь динамического давления солнечного ветра P_{dyn} с ΔR_{ef} и ΔR_{sgs}

В таблице 3 приведены коэффициенты корреляции ΔR_{ef} и ΔR_{sgs} с P_{dyn} .

Таблица 3. Коэффициенты корреляции K_{ef} ΔR_{ef} и ΔR_{sgs} с P_{dyn}

	Станция	15–19 мая 2005 г. K_{ef}/K_{sgs}	7–8 ноября 2004 г. K_{ef}/K_{sgs}	9–13 ноября 2004 г. K_{ef}/K_{sgs}	7–14 ноября 2003 г. K_{ef}/K_{sgs}	9–15 января 1997 г. K_{ef}/K_{sgs}
1.	Токио	0,14/0,21	0,36/0,33	0,07/0,20	0,59/0,28	0,36/0,30
2.	Алма-Ата	0,05/0,13	0,38/0,46	0,11/0,25	0,60/0,35	0,40/0,39
3.	Рим	0,02/0,02	0,38/0,46	0,19/0,24	0,58/0,36	0,28/0,39
4.	Иркутск	0,03/0,05	0,37/0,49	0,08/0,16	0,61/0,45	0,32/0,28
5.	Москва	0,04/0,09	0,38/0,50	0,22/0,15	0,61/0,47	0,31/0,19
6.	Хобарт	0,14/0,20	0,40/0,51	0,09/0,18	0,61/0,46	
7.	Ньюарк	0,15/0,17				0,08/0,16

Как видно из табл. 3, связь ΔR_{ef} и ΔR_{sgs} с изменениями P_{dyn} очень низка для бурь 15–19 мая 2005 г. и 9–13 ноября 2004 г. ($K < 0,2–0,25$). Максимальный коэффициент корреляции наблюдается для P_{dyn} с ΔR_{ef} для бури 7–14 ноября 2003 г. ($K_{ef} \sim 0,6$), в других случаях он не превышает $\sim 0,5$. Корреляция P_{dyn} с ΔR_{sgs} для ст. Токио $K_{ef} \sim 0,2–0,3$ для всех бурь. Отметим, что в

некоторых случаях, например, 7–8 ноября 2004 г., коэффициенты корреляции P_{dyn} с ΔR_{sgs} выше, чем с ΔR_{ef} .

Таким образом, данные таблиц 1–3 показывают, что корреляция ΔR_{ef} и ΔR_{sgs} с P_{dyn} в целом ниже, чем с N_{sw} или V_{sw} : ΔR_{ef} и ΔR_{sgs} в период отдельных бурь имеют высокие корреляционные коэффициенты либо с N_{sw} , либо с V_{sw} . Таким образом, не во всех бурях можно проследить отражение P_{dyn} в геомагнитных порогах, также как и отражение N_{sw} или V_{sw} . Возможно, это можно объяснить особенностями модели. В модели Ts01 не учтена зависимость изменения давления от ориентации ММП: заданная граница сжимается или расширяется подобно себе самой в ответ на вариации P_{dyn} с линейным коэффициентом $\chi = (Pd / \langle Pd \rangle)^k$, где $\langle Pd \rangle$ – среднее давление, k – свободный параметр [5–7]. На магнитопаузу влияет также ориентация ММП: отрицательные B_z приводят к более сильному расширению хвоста магнитопаузы на ночной стороне. Однако учесть это расширение хвоста довольно трудно [3–5]. Учитывая, что вариации P_{dyn} отражаются в основном на размерах магнитосферы, влияние ММП на форму магнитопаузы в модели Ts01 не было учтено.

4. Выводы

Корреляция геомагнитных порогов с P_{dyn} в целом ниже, чем корреляция с N_{sw} или V_{sw} : геомагнитные пороги в период отдельных бурь имеют высокие корреляционные коэффициенты либо с N_{sw} , либо с V_{sw} . В модели Ts01 главным фактором, определяющим размер магнитопаузы (и соответственно, вклад от магнитопаузных токов) является среднее давление солнечного ветра P_{dyn} . Поэтому при сильных и быстрых изменениях давления, плотности и скорости солнечного ветра разница со средним давлением, т.е. со средним положением границы магнитосферы, будет существенной. Этим можно объяснить низкую корреляцию P_{dyn} с ΔR_{ef} , но трудно объяснить низкую корреляцию P_{dyn} с ΔR_{sgs} .

Литература

1. *Dorman L.I.* Cosmic rays in magnetospheres of the Earth and other planets. Springer, 2009.
2. *Kudela K. et al.* Adv. Space Res., 42, 7, 1300–1306, 2008.
3. *Tsyganenko N.A.* J. Geophys. Res. V. 107(A8), 1179, 2002a.
4. *Tsyganenko N.A.* J. Geophys. Res. V. 107(A8). 1176. 2002b.
5. *Tsyganenko N.A., et al.*, J. Geophys. Res. V.108(A5). 2003.
6. *Тясто М.И., и др.* Изв. РАН, сер. физ. Т. 74, № 3, 2010.
7. *Тясто М.И., и др.* Изв. РАН, сер. физ. Т. 73, № 3, С. 385–387, 2009.
8. *Тясто М.И., и др.* 11 Пулковская конф. Пулково. С.357–360, 2007.
9. *Тясто М.И., и др.* Геомагнетизм и аэрономия. Т. № 6, 723–740, 2008.
10. *Tyasto M.I., et al.* Adv in Space Res. V. 42, N9, pp. 1556–1563, 2008.
11. *Tyasto M.I., et al.* Proc. of the Rus-Bulgar Conf “Fundamental Space Res”, 20–29 Sept 2008, Sunny Beach, Bulgaria, pp 265–268. 2008.

ДАВЛЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ КАК МЕХАНИЗМ УСКОРЕНИЯ АТОМОВ И ПЕРВЫХ ИОНОВ С НИЗКИМИ ПОТЕНЦИАЛАМИ ИОНИЗАЦИИ

Шестакова Л.И.

Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

SOLAR RADIATION PRESSURE AS A MECHANISM FOR ACCELERATION OF ATOMS AND FIRST IONS WITH LOW IONIZATION POTENTIAL

Shestakova L.I.

Fessenkov Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan

Calculations of the radiation pressure of solar radiation on atoms and first ions of elements with known oscillator strengths are presented. It is shown that for some of them the radiation pressure exceeds the action of gravity, and they can be accelerated by light pressure to various, including large velocities.

Comparison of the results with the values of the ionization potentials shows the coincidence of the maxima of the radiation pressure on neutral atoms with the minima of the first ionization potential (FIP). Even clearer this relationship appears for the first ions. Minima of second ionization potentials indicate a number of ions, similar BeII, MgII, CaII and their neighboring elements of large numbers.

According to our calculations, it appears that the radiation pressure peaks correspond exactly to position BeII-like ions. Thus, a possible mechanism accelerating pickup ions and energetic neutral atoms (ENA), originating from inner sources (zodiacal dust and sungrazing comets) can be radiation pressure. Such a gas cloud formed from the break of comets or meteor streams near the Sun can be further accelerated to reach the Earth's orbit in the solar wind. Doubly ionized atoms have resonance lines in the UV region, where the pressure of solar radiation cannot have a significant effect on the dynamics of the particles.

So, the proposed acceleration mechanism can only be applied to neutral atoms with the low first ionization potential (FIP) and first ions with low second ionization potentials (SIP).

Введение

Влияние светового давления на различные атомы и ионы в атмосфере Солнца пытался оценить еще Милн в начале 20-го столетия. В то время за недостатком данных о силах осцилляторов трудно было делать какие-то выводы о влиянии этого механизма на атомы и ионы.

В данной работе представлены результаты расчетов светового давления солнечного излучения на атомы и первые ионы элементов с известными силами осцилляторов для переходов с основного уровня. Оказалось, что для некоторых из них давление радиации превосходит действие гравитации, и эти атомы и ионы могут быть ускорены световым давлением до различных скоростей и проявлять свое присутствие в составе солнечного ветра.

Идея, что источником pickup ions и energetic neutral atoms (ENA) может быть внутренний источник, а именно sungrazing comets, витает уже давно, в частности она высказана в работе [1].

В настоящей работе предлагается, что возможным механизмом ускорения pickup ions и energetic neutral atoms (ENA), исходящих от внутреннего источника (зодиакальной пыли и sungrazing comets) может быть радиационное давление.

Механизм ускорения обеспечивается суммой давлений, которое рассчитывается для всех резонансных линий данного атома. Чем больше сила осциллятора атома и чем мощнее интенсивность солнечного спектра в соответствующей длине волны, тем сильнее радиационное давление. Некоторые атомы имеют несколько резонансных линий, вклад от которых суммируется. Легче всего поддаются этому эффекту атомы щелочного ряда, начиная с Li. Они имеют на внешней оболочке один электрон и мощный резонансный дублет вблизи максимума солнечного спектра. Световое давление для атома Li превосходит силу тяготения в 223 раза [2]. Следующий максимум давления радиации приходится на атом Na (рис. 1). Но здесь ситуация сложнее, поскольку в солнечном спектре остаточная интенсивность в центре глубоких линий дублета NaI порядка 5%. Если атом имеет нулевую радиальную скорость относительно Солнца, то есть доплеровское смещение относительно центра линии, равно нулю, в этом случае световое давление по нашим расчетам составит $F_{\text{rad}} = 4.3F_{\text{grav}}$. Но, поскольку оно превосходит силу тяготения, то атом начнет ускоряться и наращивать радиальную скорость, направленную прочь от Солнца.

Чем больше будет соответствующее доплеровское смещение, тем сильнее световое давление, которое достигнет максимума, когда скорость атома будет достаточно велика, чтобы по доплеровскому смещению длина волны поглощаемого атомом света вышла из ядра линии на уровень непрерывного спектра. В этом случае сила радиационного давления F_{rad} будет превосходить силу тяготения F_{grav} в 81.3 раза.

Однако такой процесс для атомов щелочного ряда длится недолго, поскольку они имеют низкий потенциал первой ионизации (FIP) и быстро ионизируются солнечным ультрафиолетовым излучением.

Гораздо лучше вписываются в этот процесс атомы 2-го столбца таблицы Менделеева, имеющие на внешней оболочке по 2 электрона, такие, как Mg, Ca и т.п. Они также имеют глубокие резонансные линии вблизи максимума солнечного спектра и достаточно сильное световое давление при начальной нулевой радиальной скорости относительно Солнца (рис. 2). При этом у них достаточно большое время жизни, чтобы ускориться до больших доплеровских скоростей. После первой ионизации, они становятся ионами, подобными атому Li и у них появляются еще более мощные резонансные линии, смещенные в УФ сторону, но все еще нахо-

дящиеся вблизи максимума солнечного излучения. Время жизни у первых ионов Mg, Ca и т.п. на несколько порядков больше, чем у нейтральных атомов. Специальный эксперимент по наблюдению ионов CaII линии $\lambda 3933\text{\AA}$ во внешней короне Солнца был проведен Гуляевым и Щегловым [3] во время полного солнечного затмения 22.02.1998. Было показано, что ионы CaII могут двигаться со скоростями порядка или даже превосходящими скорость солнечного ветра на расстояниях до 30 солнечных радиусов.

Результаты

Сопоставление результатов расчетов с известными значениями потенциалов ионизации (рис. 1) показывает совпадение максимумов радиационного давления на нейтральные атомы с минимумами потенциалов первой ионизации (FIP). Еще яснее такая связь выглядит для первых ионов (рис. 2). Минимумы потенциалов второй ионизации указывают на ряд ионов, подобных BeII, MgII, CaII и на соседние с ними элементы больших номеров.

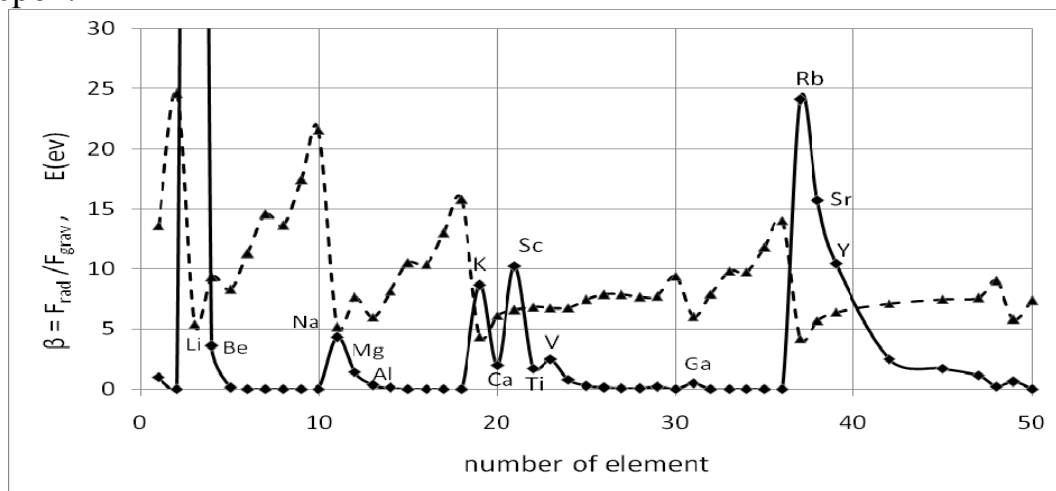


Рис. 1. Отношение светового давления к силе тяготения β (сплошная линия) для атомов с нулевой радиальной скоростью относительно Солнца и потенциал первой ионизации (штриховая линия) в зависимости от номера элемента.

Очевидно (рис. 1), что чемпионами по силе светового давления являются щелочные металлы, особенно Li ($\beta = 223$). Na, K и Rb также показывают $\beta > 5$. К сожалению, эти же атомы легко ионизируются и время их жизни около Солнца невелико, например, атомы Na на расстоянии 6 солнечных радиусов ионизируются через 27 секунд [4].

Наиболее перспективными в смысле поиска в составе солнечного ветра на уровне земной орбиты могут быть элементы из II-го столбца таблицы Менделеева, обладающие высоким уровнем светового давления, как в виде атомов, так и в виде ионов, такие как Mg, Ca, Sr, Ba (рис. 2). Вероятнее всего эти элементы имеют уже ненулевые радиальные скорости в момент ионизации, будучи разогнаны световым давлением в нейтральном состоянии.

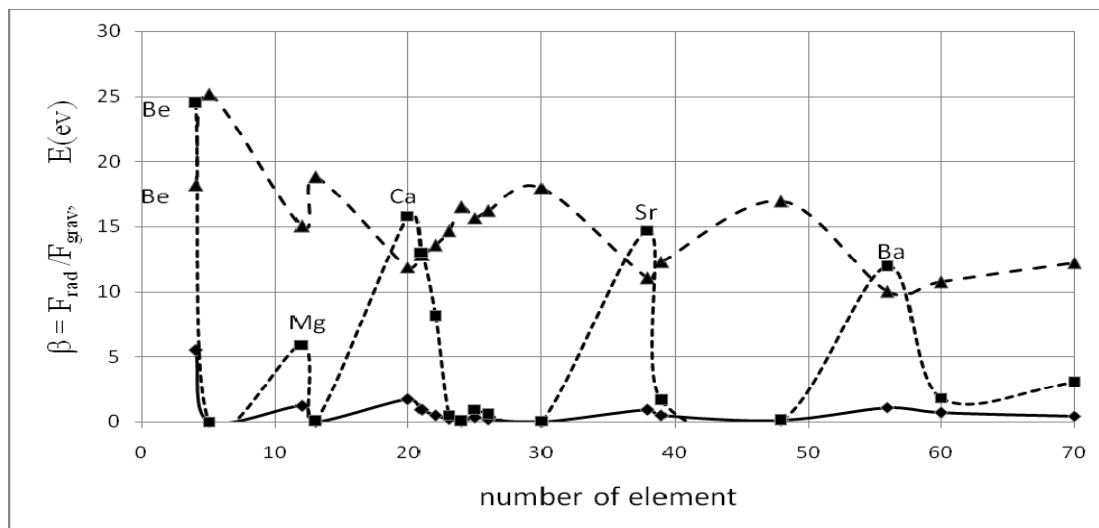


Рис. 2. Отношение светового давления к силе тяготения β (сплошная линия) для ионов с нулевой радиальной скоростью относительно Солнца. Линия с короткими штрихами - β для ионов с большими радиальными скоростями. Верхняя штриховая линия – потенциал второй ионизации.

Интересно отметить, что кроме выделенных «активных» в смысле светового давления столбцов таблицы Менделеева, обнаружались еще и «активные» ряды: IV-й, начинающийся с K и VI-й, начинающийся с Rb. Интересен также VIII-й ряд, начинающийся с Cs, содержащий редкоземельные металлы лантаноиды. Те из них, для которых известны силы осцилляторов показывают высокие β как для атомов, так и для ионов. Несмотря на отсутствие данных о силах осцилляторов для X-ряда таблицы Менделеева, по аналогии с лантаноидами можно ожидать такого же поведения у группы актиноидов, содержащих радиоактивные элементы, Th, U и т.д. В этом смысле легко понять замечание, сделанное в работе [5], что в пыли серебристых облаков найдено много Hf, Th, U и других тяжелых элементов, источником которых авторы полагали солнечный ветер.

Дважды ионизованные атомы имеют резонансные линии в УФ области, где давление солнечной радиации не может оказывать заметного влияния на динамику частиц, поэтому предложенный механизм ускорения можно применить только к нейтральным атомам и первым ионам с низкими потенциалами первой и второй ионизации.

Литература

1. *Bzowski M. and Krolikowska M.* Astron. Astrophys. 2004, v. 435, p. 723–732.
2. *Шестакова Л.И.* О механизме пространственного разделения атомов и ионов световым давлением. Известия НАН РК, Серия физико-мат., 2005, №4, с.82–86.
3. *Гуляев Р.А., Щеглов П.В.* ДАН России. 1999, т.366, № 2, с.199–201.
4. *Шестакова Л.И.* Письма в Астрономический Журнал. 1990, т.16. № 6, с.550–559.
5. *Лебединец В.Н.* Аэрозоль в верхней атмосфере и космическая пыль. Л.: Гидрометеоиздат, 1981.

Секция 5

КОСМИЧЕСКИЙ КЛИМАТ

И

КЛИМАТ ЗЕМЛИ

ВЛИЯНИЕ ВАРИАЦИЙ АЛЬБЕДО БОНДА И ЕГО КОМПОНЕНТ НА ИЗМЕНЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО БАЛАНСА ЗЕМЛИ

Абдусаматов Х.И., Лаповок Е.В., Ханков С.И.

ГАО РАН, Санкт-Петербург, abduss@gao.spb.ru

THE INFLUENCE OF THE BOND ALBEDO AND ITS COMPONENTS ON THE EARTH'S ENERGY BALANCE CHANGE

Abdussamatov H.I., Khankov S.I., Lapovok Ye.V.

Pulkovo Observatory, Saint-Petersburg, abduss@gao.spb.ru

The formulas, describing the Bond albedo increment and the increments of the specific solar fluxes absorbed by the Earth's surface, atmosphere and the entire Earth as a result of the variations of the surface albedo, atmospheric albedo and spectral atmospheric transparency, are obtained. The formulas include the linear parts containing the contribution of each key parameter, sums of their pair production and productions of all the variations. It makes it possible to calculate the energy balance change and the planetary temperature change as a result of a simultaneous independent change of initial parameters. The coefficients for every part are defined as formulas containing initial values of parameters. Nonlinear influence of initial parameters is not taken into account. Calculations with assumption about an independent influence of each key parameter on the defining values leads to a significant calculation errors for the planetary temperatures change and energy balance components change. That means that the influence of the initial parameters cannot be described precisely using their linear combination.

Одной из актуальных задач в общей проблеме прогноза трендов климатических изменений является разработка методов расчета изменения компонент энергетического баланса в системе океан-атмосфера и общей поглощаемой планетой удельной мощности солнечного излучения под действием изменения частных параметров, определяющих альbedo Бонда Земли и величину планетарной температуры.

Ранее нами были выведены формулы [1], описывающие поверхностные плотности тепловых мощностей, поглощаемых земной поверхностью Q_s и атмосферой Q_a , как функции от удельной мощности инсоляции верхней границы атмосферы Q_{in} .

$$\left. \begin{aligned} Q_s &= (1 - A_a)(1 - A_s)\beta Q_{in}; \\ Q_a &= (1 - A_a)(1 - \beta)Q_{in}; \\ Q_\Sigma &= Q_s + Q_a = (1 - A)Q_{in} = (1 - A_a)(1 - A_s\beta)Q_{in}; \\ A &= A_a + (1 - A_a)A_s\beta = A_s\beta + A_a(1 - A_s\beta), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где A , A_a и A_s – соответственно альbedo Бонда Земли, альbedo атмосферы и земной поверхности; β – пропускание атмосферы в спектре солнечного из-

лучения; Q_{Σ} – суммарная поглощаемая планетой удельная мощность солнечного излучения.

Будем рассматривать все параметры в уравнениях (1) как начальные значения, соответствующие нынешнему состоянию, и введем приращения параметров ΔA_a , ΔA_s , $\Delta \beta$. Задача состоит в определении относительных приращений величин поглощаемых потоков солнечного излучения для двух вариантов базовых величин: приращения относительно начальных (реализуемых в настоящее время) значений Q_s , Q_a и Q_{Σ} , а также относительно единого значения Q_{in} , которые описываются соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \eta_s &= \frac{\Delta Q_s}{Q_{in}}; & \eta_a &= \frac{\Delta Q_a}{Q_{in}}; & \eta_{\Sigma} &= \frac{\Delta Q_{\Sigma}}{Q_{in}}; \\ \varkappa_s &= \frac{\Delta Q_s}{Q_s}; & \varkappa_a &= \frac{\Delta Q_a}{Q_a}; & \varkappa_{\Sigma} &= \frac{\Delta Q_{\Sigma}}{Q_{\Sigma}}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

После преобразований нами получены следующие соотношения:

Приращение альbedo Бонда в виде зависимости от вариаций исходных параметров, а также соответствующее приращение суммарной поглощаемой мощности можно представить в виде следующих формул:

$$\left. \begin{aligned} \Delta A &= D_x \Delta A_a + D_y \Delta A_s + D_z \Delta \beta + F; \\ \eta_{\Sigma} &= -D_x x - D_y y - D_z z + f; \\ D_x &= (1 - A_s \beta); & D_y &= (1 - A_a) \beta; & D_z &= (1 - A_a) A_s; \\ F &= -\beta \Delta A_a \Delta A_s - A_s \Delta A_a \Delta \beta + (1 - A_a) \Delta A_s \Delta \beta - \Delta A_a \Delta A_s \Delta \beta; \\ f &= \beta xy + A_s xz - (1 - A_a) yz + xyz. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Частные приращения поглощаемых удельных потоков имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \varkappa_s &= -x - y + z + xy - xz - yz + xyz; \\ \varkappa_a &= -x - \frac{\beta}{1 - \beta} z + \frac{\beta}{1 - \beta} xz; \\ \varkappa_{\Sigma} &= \frac{\eta_{\Sigma}}{(1 - A_a)(1 - A_s \beta)}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

В формулах (3) и (4) использованы следующие обозначения:

$$x = \frac{\Delta A_a}{1 - A_a}; \quad y = \frac{\Delta A_s}{1 - A_s}; \quad z = \frac{\Delta \beta}{\beta}. \quad (5)$$

Планетарная термодинамическая температура, соответствующая равновесному состоянию Земли, определяется из соотношений

$$T_p = \sqrt[4]{\frac{(1+\aleph_\Sigma)Q_\Sigma}{\varepsilon\sigma}} = T_{po} \sqrt[4]{1+\aleph_\Sigma}; \quad T_p = \sqrt[4]{\frac{(1+\eta_\Sigma)Q_{in}}{\varepsilon\sigma}} = T_{po}^* \sqrt[4]{1+\eta_\Sigma} \quad (6)$$

где T_{po} – начальное (реализуемое в настоящее время) значение планетарной температуры; σ – постоянная Стефана – Больцмана; ε – эффективная излучательная способность или эффективная степень черноты планеты; $T_{po}^* = T_{po}/(1-A)$ – максимальная термодинамическая планетарная температура для гипотетического предельного случая $A = 0$.

Поскольку во всех реальных ситуациях выполняется условие $\aleph_\Sigma \ll 1$, вместо (6) можно записать

$$T_p = T_{po} \left(1 + \frac{\aleph_\Sigma}{4}\right); \quad \Delta T = T_p - T_{po} = \frac{\aleph_\Sigma}{4} T_{po};$$

$$T_p = T_{po}^* \left(1 + \frac{\eta_\Sigma}{4}\right); \quad \Delta T = T_p - T_{po} = \frac{\eta_\Sigma}{4} T_{po}^*. \quad (7)$$

Принимая $T_{po} = 284$ К [1], получаем из (7) с учетом очевидного соотношения $\aleph_\Sigma = \eta_\Sigma / (1-A)$ следующие количественные выражения:

$$\Delta T_p = 71 \aleph_\Sigma = 103 \eta_\Sigma \quad (8)$$

Важно отметить, что, приняв в формуле (6) $\varepsilon = 1$, можно в (7) вместо T_p использовать эффективную температуру Земли T_e . В этом случае, принимая нынешнее значение $T_e = 254$ К, получим $\Delta T_e = 63,5 \aleph_\Sigma = 92 \eta_\Sigma$, что ниже величины приращения планетарной термодинамической температуры в (8). Следует подчеркнуть, что для определения приращения планетарной температуры нет необходимости в информации о величине ε , достаточно использовать информацию о нынешнем значении планетарной температуры.

Ранее на основании данных по компонентам энергетического баланса [2] нами были определены значения компонент альbedo Бонда [1]: $A_a = 0,225$; $A_s = 0,15$; $\beta = 0,747$; $\Delta A = 0,888 \Delta A_a$; $\Delta A = 0,579 \Delta A_s$; $\Delta A = 0,116 \Delta \beta$. Коэффициенты D_i из (3) в точности соответствуют коэффициентам пропорциональности в зависимостях ΔA от ΔA_a , ΔA_s и $\Delta \beta$. Отсюда с учетом (5) можно получить: $D_{x,x} = 1,146 \Delta A_a$; $D_{y,y} = 0,681 \Delta A_s$; $D_{z,z} = 0,155 \Delta \beta$. В результате при условии изменения только одной из компонент альbedo Бонда – при $F = 0$ и $f = 0$ из (8) и (3) получим

$$\Delta T_x = -81,4 \Delta A_a; \quad \Delta T_y = -48,4 \Delta A_s; \quad \Delta T_z = -11 \Delta \beta \quad (9)$$

В результате проведенных исследований получены формулы (3)–(7), позволяющие рассчитывать изменения энергетического баланса Земли и

планетарной температуры при любых комбинациях изменения исходных параметров, описывающих баланс системы океан – атмосфера.

Формулы (8), описывают количественную зависимость изменения планетарной температуры от вариаций суммарной поглощаемой Землей мощности солнечного излучения. В (8) приращение планетарной температуры выражено двояко: через приращение поглощаемой Землей мощности инсоляции η_{Σ} и через приращение \mathcal{N}_{Σ} поглощаемой мощности относительно ее начального значения. Использование величины η_{Σ} удобно, поскольку это не требует информации о реальном энергетическом балансе, реализуемом на данном временном отрезке. Использование \mathcal{N}_{Σ} и ее компонент \mathcal{N}_s и \mathcal{N}_a предпочтительно при необходимости детализации вариаций поглощаемых величин удельной мощности отдельно земной поверхностью (главным образом, океаном) и атмосферой, что необходимо при расчетах приращений температур океана и атмосферы по отдельности.

Из частных соотношений (9) следует, что наибольший вклад в изменение планетарной температуры дает приращение альбедо атмосферы, а наименьший – изменение пропускания атмосферы в спектре солнечного излучения.

Изменение пропускания атмосферой теплового излучения земной поверхности γ рассчитывается отдельно, поскольку оно не входит в набор параметров, соответствующих спектру солнечного излучения. Величина γ входит в качестве одного из параметров, определяющих эффективную излучательную способность Земли как планеты ε [1] в формуле (6), относящуюся к расходной части общего энергетического баланса, в то время как здесь исследована его приходная часть.

Литература

1. *Abdussamatov H.I., Bogoyavlenskii A.I., Khankov S.I., Lapovok Ye.V.* The influence of the Atmospheric Transmission for the Solar Radiation and Earth's Surface Radiation on the Earth's Climate // JGIS. 2010. Vol. 2, pp. 194–200.
2. *Trenberth K.E., Fasullo J.T., Keihl J.* Earth's Global Energy Budget // Bull. Amer. Meteor. Soc. 2009. Vol. 90, No. 3, pp. 311–323.

ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПЛОЩАДИ ОБЛАЧНОГО ПОКРОВА НА АЛЬБЕДО БОНДА И КЛИМАТ ЗЕМЛИ

Абдусаматов Х.И., Лаповок Е.В., Ханков С.И.

ГАО РАН, Санкт-Петербург, abduss@gao.spb.ru

THE INFLUENCE OF THE CLOUD COVER AREA CHANGE ON BOND'S ALBEDO AND THE EARTH'S CLIMATE

Abdussamatov H.I., Khankov S.I., Lapovok Ye.V.

Pulkovo Observatory, Saint-Petersburg, abduss@gao.spb.ru

The influence of the total cloud cover area change on the planetary temperature change is investigated. The investigations base on the developed calculation method and known energy balance data for the system ocean-atmosphere. The changes of the atmospheric transparency for solar irradiation and the Earth's infrared irradiation, albedo and atmospheric emission are taken into account. It is shown that the cloud cover area increment on 1% from the total Earth's surface area can lead to the 0.5K decrement of the planetary temperature. The spectral atmospheric transparency changes for the solar irradiation and Earth's infrared irradiation set off the effect of each other a great deal, therefore, the atmospheric transparency change doesn't influence significantly on the Earth's climate. The main contribution into the climate change as a result of the cloud cover increment is made by the Bond albedo change caused by this increment.

Изменение планетарной температуры Земли под действием вариаций солнечной постоянной и альбедо Бонда вызывает приращение концентрации водяного пара в атмосфере. Это приводит к изменению общей площади облачного покрова, которое оказывает влияние на планетарную температуру. В этой цепи взаимосвязанных и взаимно влияющих физических процессов наименее изученной остается количественная зависимость альбедо Бонда и планетарной температуры от приращения площади облаков. Для исследования этого процесса использована разработанная нами новая методика расчетов [1] и известные данные по энергетическому балансу в системе океан – атмосфера [2].

Ранее нами была получена формула, описывающая зависимость планетарной температуры Земли от определяющих глобальных значений параметров [1], которую удобно представить в виде

$$\begin{aligned} T_p = T_0 \cdot F; \quad T_0 = \sqrt[4]{\frac{E}{4\sigma}}; \quad F = \sqrt[4]{\frac{G}{\varepsilon_a D}}; \quad G = (1 - A_p) = (1 - A_a)(1 - A_s \beta); \\ D = 1 - b\gamma; \quad b = 1 - \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_a}; \quad \varepsilon_a D = \varepsilon_a - (\varepsilon_a - \varepsilon_s)\gamma; \quad F = \sqrt[4]{\frac{(1 - A_a)(1 - A_s \beta)}{\varepsilon_a - (\varepsilon_a - \varepsilon_s)\gamma}} \end{aligned} \quad (1)$$

где T_p – планетарная температура Земли; T_0 – характеристическая температура, соответствующая температуре, которую имела бы Земля в случае абсолютно черной ее поверхности в интегральном спектральном диапазоне; F – функция, описывающая все реальные радиационные характеристики Земли; E – солнечная постоянная; σ – постоянная Стефана-Больцмана; G – коэффициент, учитывающий поглощение Землей солнечного излучения; A_p – планетарное альbedo или альbedo Бонда; A_a – альbedo атмосферы вместе с облачным покровом; A_s – альbedo земной поверхности; β – пропускание атмосферой и облаками солнечного излучения к земной поверхности; ϵ_a – усредненная по всей поверхности степень черноты атмосферы с облачным покровом; D – коэффициент, учитывающий радиационные свойства земной поверхности и атмосферы; b – коэффициент, учитывающий отношение степеней черноты земной поверхности ϵ_s и атмосферы ϵ_a ; γ – коэффициент пропускания атмосферой с учетом облачного покрова собственного теплового излучения земной поверхности.

Изменение площади облачного покрова приводит к изменению величин четырех параметров: пропускания атмосферой солнечного излучения и собственного теплового излучения Земли, а также альbedo и степени черноты атмосферы. Приращения этих величин обозначим соответственно $\Delta\beta$, $\Delta\gamma$, ΔA_a и $\Delta\epsilon_a$. Примем допущение о постоянстве степени черноты земной поверхности ϵ_s и ее альbedo A_s при изменении площади облачного покрова земной атмосферы, поскольку изменение этих величин трудно поддается прогнозу, а таяние или образование ледяного покрова поверхности Земли проявляется с большой временной задержкой, в то время как процесс изменения остальных перечисленных параметров является безынерционным.

С учетом малых приращений указанных параметров из (1) можно получить формулу для приращения планетарной температуры

$$\Delta T_p = T_p - T_{p0} = -\frac{1}{4} T_{p0} (a_\beta \Delta\beta + a_A \Delta A_a + a_\epsilon \Delta\epsilon_a - a_\gamma \Delta\gamma) \quad (2)$$

где T_{p0} – нынешнее значение планетарной температуры.

Коэффициенты при вариациях параметров описываются формулами

$$a_\beta = \frac{(1-A_a)A_s}{1-A_p}; \quad a_A = \frac{1-A_s\beta}{1-A_p}; \quad a_\epsilon = \frac{1-\gamma}{\epsilon_a(1-b\gamma)}; \quad a_\gamma = \frac{b}{\epsilon_a(1-b\gamma)} \quad (3)$$

Доля площади земной поверхности, покрытой облаками в настоящее время равна $n = S_0/S$, а относительное приращение площади облачного покрова $\Delta n = \Delta S/S$ (S_0 – общая площадь облачного покрова атмосферы Земли; S – площадь поверхности Земли; ΔS – абсолютное приращение площади облачного покрова). Изменение всех параметров при относительном изменении площади облаков на величину Δn можно определить из соотношений

$$\begin{aligned} \Delta\beta &= \beta - \beta_0 = -(\beta_1 - \beta_2) \Delta n; & \Delta\gamma &= \gamma - \gamma_0 = -(\gamma_1 - \gamma_2) \Delta n; \\ \Delta A_a &= A_a - A_{a0} = -(A_1 - A_2) \Delta n; & \Delta\varepsilon_a &= \varepsilon_a - \varepsilon_{a0} = -(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \Delta n; \end{aligned} \quad (4)$$

где параметры с индексом 1 соответствуют отсутствию облачности ($n = 0$); с индексом 2 полностью закрытой облаками поверхности атмосферы ($n = 1$); $\beta_0, \gamma_0, A_{a0}$ и ε_{a0} – начальные значения параметров.

Подставив (4) в (2), получим

$$\Delta T_p = \frac{\Delta n}{4} T_{p0} [a_\beta (\beta_1 - \beta_2) + a_A (A_1 - A_2) + a_\varepsilon (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) - a_\gamma (\gamma_1 - \gamma_2)]. \quad (5)$$

Необходимые для определения коэффициентов a_i значения параметров в (3), а также значения T_{p0} были нами определены ранее [1] на основе данных по полному энергетическому балансу Земли [2]: $A_a = 0,225$; $A_s = 0,15$; $A_p = 0,30$; $\beta = 0,747$; $\gamma = 0,8$; $\varepsilon_a = 0,7$; $b = 0,1253$, $T_{p0} = 284$ К. В результате значения коэффициентов a_i из (3), входящих в (6), равны: $a_\beta = 0,168$; $a_A = 1,287$; $a_\varepsilon = 0,317$; $a_\gamma = 0,199$.

Подставив значения параметров в (5), получим зависимость ΔT_p (Δn):

$$\begin{aligned} \Delta T_p &= (\Delta f + F_1 + F_2) \Delta n; & \Delta f &= f_1 - f_2; & f_1 &= 11,93(\beta_1 - \beta_2); & f_2 &= 14,13(\gamma_1 - \gamma_2); \\ F_1 &= 91,38(A_1 - A_2); & F_2 &= 22,5(\varepsilon_1 - \varepsilon_2), \end{aligned} \quad (6)$$

где f_1, f_2 – функции, определяющие пропускание атмосферы: f_1 – в спектре солнечного излучения, f_2 – в спектре окна прозрачности для теплового излучения Земли; F_1 – функция альbedo Бонда; F_2 – функция излучательной способности или степени черноты.

Принято допущение: при $n = 1$ атмосфера абсолютно непрозрачна во всем спектре излучения ($\beta_2 = \gamma_2 = 0$). В этом случае функция Δf , определяющая вклад в приращение планетарной температуры пропускания атмосферы в спектре солнечного и теплового излучения земной поверхности, равна

$$\Delta f = f_1 - f_2 = 11,93\beta_1 - 14,13\gamma_1 \quad (7)$$

Принимая диапазон изменения β_1 от нынешнего значения до значения, соответствующего полной прозрачности ($0,747 \leq \beta_1 \leq 1$), а также пропускание в окнах прозрачности атмосферы $\gamma = 0,8$, получим

$$-2,53\text{К} \leq \Delta f \leq 0,53 \text{ К при } 0,747 \leq \beta_1 \leq 1. \quad (8)$$

При определении функции альbedo F_1 примем для облачного покрова $A_2 = 0,7$, а для альbedo безоблачной атмосферы ее нынешнее значение $A_1 = A_a = 0,225$. В результате получим: $F_1 = -43,4$ К. Для оценки функции степени черноты F_2 примем $\varepsilon_2 = 1$ и $\varepsilon_1 = \varepsilon_a = 0,7$, тогда $F_2 = -6,75$ К. Подставив полученные значения в (6), получим $-52,68 \Delta n \leq \Delta T_p \leq -49,62 \Delta n$. В ре-

зультате для приближенных оценок можно использовать соотношение $\Delta T_p \approx -50 \Delta n$. Это означает, что при приросте площади облаков на 1% от общей площади поверхности Земли можно ожидать понижение температуры на $\Delta T_p \approx 0,5$ К. Если принять крайние значения (реально невозможные) $A_1=0$ и $\varepsilon_1 = 0$, то можно получить $F_1 = -63,97$; $F_2 = -22,5$, что приводит к условию $-89 \Delta n \leq \Delta T_p \leq -85,94 \Delta n$; $\Delta T_p \approx -87,5 \Delta n$. В результате можно сделать вывод, что увеличение облачного покрова Земли неизбежно приводит к похолоданию.

В результате исследований установлено, что изменения пропускания атмосферы в спектре солнечного излучения и в спектре теплового излучения Земли в значительной степени компенсируют друг друга; изменение прозрачности атмосферы не оказывают значимого влияния на климат Земли; основной вклад в изменение климата вносит изменение альбедо атмосферы: с ростом площади облачного покрова наблюдается тенденция к похолоданию.

Литература

1. *Abdussamatov H.I., Bogoyavlenskii A.I., Khankov S.I., Lapovok Y.V.* The Influence of the Atmospheric Transmission for the Solar Radiation and Earth's Surface Radiation on the Earth's Climate // *Journal of Geographic Information System*. 2010, Vol. 2, pp 194–200.
2. *Trenberth K.E., Fasullo J.T., Keihl J.* Earth's Global Energy Budget // *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 2009. Vol. 90, No. 3, pp. 311–323.

ВОЗМОЖНЫЕ ПОДХОДЫ К СРЕДНЕДОЛГОСРОЧНЫМ ПРОГНОЗАМ ПОГОДЫ С УЧЕТОМ СОЛНЕЧНО-ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

Авакян С.В.

*ВНЦ "Государственный оптический институт имени С.И. Вавилова",
Санкт-Петербург, Россия, avak2@mail.ru
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН*

POSSIBILITIES OF THE WEATHER FORECASTING WITH TAKING INTO ACCOUNT THE DATA ON SOLAR-GEOMAGNETIC ACTIVITY

Avakyan S.V.

*All-Russian Scientific Center S.I. Vavilov State Optical Institute, St. Petersburg, Russia;
Central (at Pulkovo) Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

Two possibilities are discussed concerning the use of the data on solar-geomagnetic activity for meteorological forecast (cloudiness, temperature and precipitation). The first possibility is consideration of quasicyclic recurrence of large solar flares and geomagnetic storms with periods of 2–5 years. For the periods shorter than one year the second possibility is taking into account: the negative correlation of total global cloud cover with the number of solar spots and positive correlation with the contribution of short wave radiation of torch fields to the total solar irradiation (TSI).

Эволюция погоды определяется нелинейными хаотическими динамическими процессами. Поэтому метеорологи уверенно говорят об объективности существования так называемого "горизонта" в своих прогнозах, который составляет около двух недель. Однако динамика атмосферной физикохимии может критически зависеть от очень малых изменений в начальных условиях. Среди очень и не очень малых воздействий на тропосферу следует, как это показано нами в ряде публикаций (см., например, [1]), учитывать сигналы изменения солнечно-геомагнитной активности как в основном, 11-летнем цикле, так и в вековых вариациях.

Покажем, что "солнечный сигнал" действительно прослеживается в вариациях основных погодно-климатических характеристиках. Так, в [2] получен основной максимум в ходе температуры приземного воздуха в Москве (кривая 1) и Ленинграде (кривая 2) на квазипериодах 2–5,5 лет, рис. 1 (жирной кривой – числа Вольфа).. Это подтверждается для г. Осло в [3], рис. 2 (черточки).. Аналогичные квазипериоды в 2–4 года выявлены для осадков в Осло [3], рис. 3 (пунктир), и для гидрологических процессов в [4]. Но это же и диапазон основной периодичности распределения солнечных рентгеновско-ультрафиолетовых вспышек на Солнце и средних и мощных геомагнитных бурь внутри 11-летнего цикла (2–4 года для вспышек и 2–5 лет для значимых магнитных бурь).

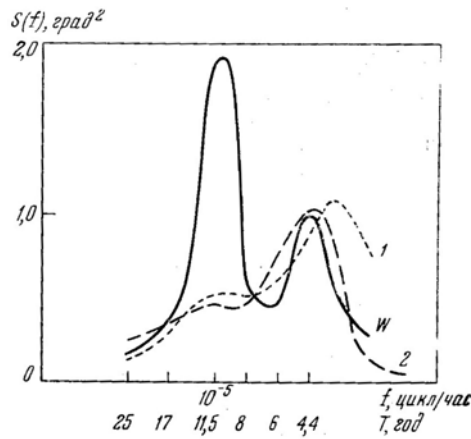


Рис. 1.

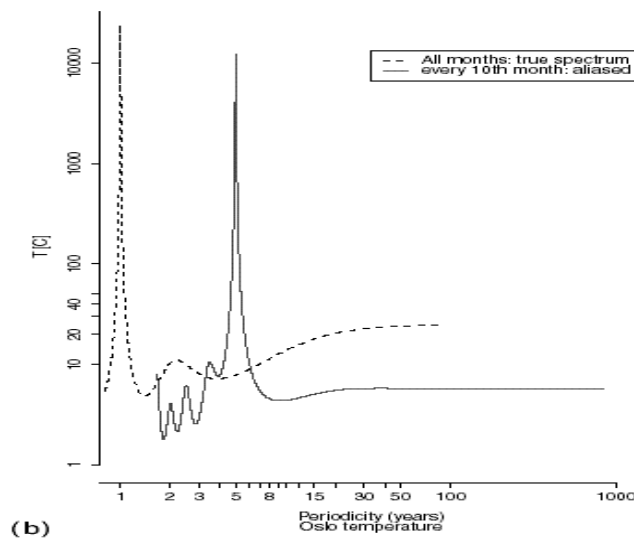


Рис. 2.

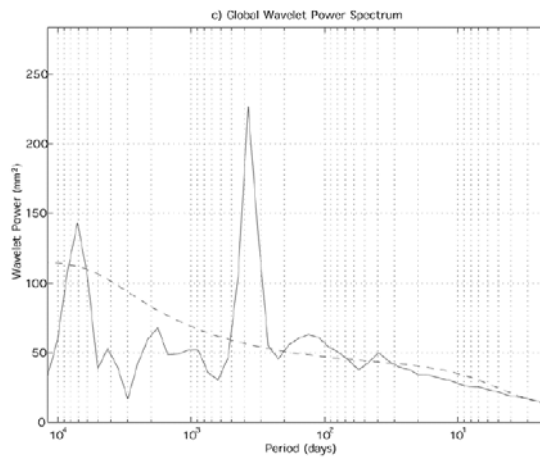


Рис. 3.

На временной шкале около года и менее выявляется зависимость корреляции распространенности полной и нижней облачности с пятенной и факельной активностью (числами Вольфа и величиной солнечной постоянной), рис. 4а (верхняя кривая – усредненное за месяц число солнечных

пятен, нижняя кривая и ее линейные тренды – спутниковые данные о полном глобальном облачном покрове с месячным усреднением) и рис. 4б (верхняя кривая – текущий ход величины солнечной постоянной, средняя кривая – усредненное за месяц число солнечных пятен, нижняя кривая и ее линейные тренды – спутниковые данные о полном глобальном облачном покрове с месячным усреднением). По числу пятен и факельным полям можно прогнозировать изменение площади облачного покрова, а, следовательно, и теплорадиационный баланс Земли с заблаговременностью в несколько месяцев (исходя из известной статистики времени жизни этих образований в фотосфере Солнца), а по статистике распределения крупных солнечных вспышек и мировых магнитных бурь выявлять вариации в температуре приземного воздуха и интенсивности осадков в интервале квази-периодов 2–5,5 лет.

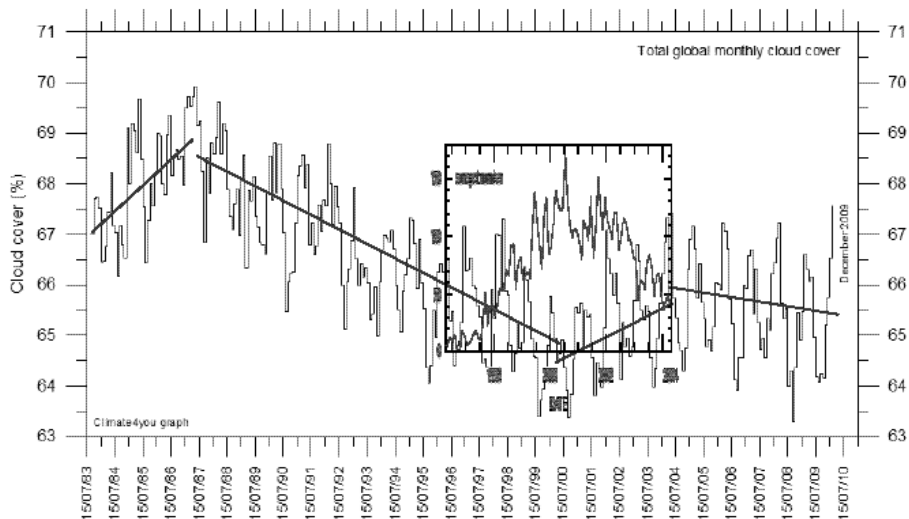


Рис. 4 а.

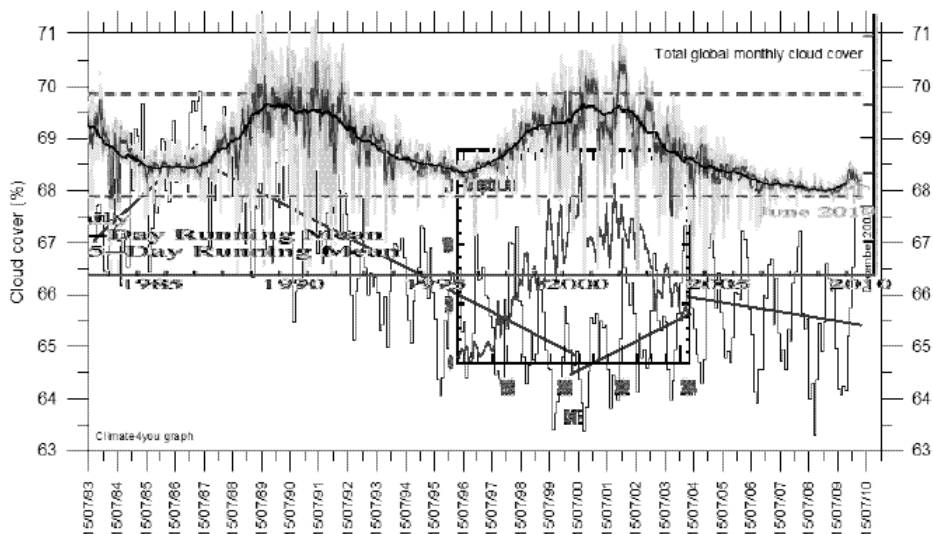


Рис. 4 б.

Физика этих проявлений воздействия "солнечного сигнала" на тропосферу связывается с действием введённого нами ранее радиооптического трехступенчатого триггерного механизма, когда микроволновое излучение, генерируемое ионосферой при воздействии факторов усиленной солнечной и геомагнитной активности (повышенных потоков ионизирующего излучения Солнца и высыпающихся из радиационных поясов электронов) регулирует конденсационно-кластерный процесс зарождения и дальнейшей эволюции облачности, включая осадкообразование при "засеве" кристаллами из облаков верхних ярусов.

По [5] глобальная нижняя облачность находится в противофазе с TSI. Глобальное распределение общей облачности – в противофазе с числами Вольфа, т.е. находится под воздействием ионизирующего излучения факельных полей Солнца. Отсюда можно сделать вывод, что средняя и верхняя облачности довлеют над нижней облачностью в реакции на "солнечный сигнал" из-за их меньшей оптической толщины, и, соответственно, возможностей вклада как в разогревающем эффекте, так и в явлении пропуска в космос тепловой радиации Земли.

Литература

1. *Авакян С.В.* Солнечно-геомагнитная активность и энергетика современного изменения климата // Настоящий сборник.
2. *Колесникова В.Н., Монин А.С.* О спектрах микрометеорологических, синоптических и климатических колебаний микрометеорологических полей // Метеорологические исследования. Общая циркуляция атмосферы. Сборник статей, №16. М.: Наука, 1968. С. 30–56.
3. *Benestad R.E.* Solar Activity and Earth's Climate. Springer-Praxis. 2002. 287 p.
4. *Румянцев В.А., Трапезников Ю.А.* Обоснование механизма формирования короткопериодных климатических циклов гидрометеорологических процессов // Известия Русского географического общества. 2012. Т. 144. Вып. 3. С. 9–17.
5. *Kristjansson, J.E., Kristiansen J., Kaas E.* Solar activity, cosmic rays, clouds and climate - an update // Advances in Space Research. 2004. V.34. С. 407–415.

СОЛНЕЧНО-ГЕОМАГНИТНАЯ АКТИВНОСТЬ И ЭНЕРГЕТИКА СОВРЕМЕННОГО ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА

Авакян С.В.

*ВНЦ "Государственный оптический институт имени С.И. Вавилова",
Санкт-Петербург, Россия, avak2@mail.ru
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН*

SOLAR-GEOMAGNETIC ACTIVITY AND ENERGY OF MODERN CLIMATE CHANGE

Avakyan S.V.

*All-Russian Scientific Center S.I. Vavilov State Optical Institute, St. Petersburg, Russia;
Central (at Pulkovo) Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

Basing on analysis of satellite data on total global cloud cover and global energy balance the contribution of secular maximum of solar-geomagnetic activity to the global warming of the last decades has been determined. It constitutes 7 Wm^{-2} . This value exceeds contribution of the forest cutting down (6.3 Wm^{-2}), of the greenhouse effect (2.63 Wm^{-2}) as well as of the variations of solar constant (less than 1 Wm^{-2}).

Влияние изменения солнечно-геомагнитной активности на погодно-климатические характеристики на вековых шкалах - научно доказанный факт [1]. Однако, вопрос о степени важности такого влияния и о физических механизмах воздействия соответствующих космических факторов на тропосферу в современных условиях, при колоссальной антропогенной нагрузке, является очень актуальным, особенно в связи с наблюдаемым глобальным потеплением приземного воздуха.

Ниже, на основе учета введенного нами с 2007 г. радиооптического трехступенчатого триггерного механизма солнечно-магнитосферных – погодно-климатических связей, представлены энергетические соотношения влияния факторов солнечно-геомагнитной активности на распространение облачности и связанное с ним изменение теплорадиационного баланса Земли в последние три десятилетия (по спутниковым данным). Одновременно проанализирована ситуация с ростом антропогенного воздействия на современное изменение климата, включая парниковый эффект и лесосведение (включая абиотизацию суши).

Ранее в наших работах [2–5] предложена следующая схема нового радиооптического трехступенчатого триггерного механизма солнечно-магнитосферных – погодно-климатических связей:

- трансформация в ионосфере поглощенных потоков солнечного ионизирующего излучения и корпускулярных потоков, высыпающихся из радиационных поясов и прямо из магнитосферы (как факторов солнечной и геомагнитной активности) в поток микроволн (через возбуждение рид-

берговских состояний), которые свободно проникают до земной поверхности;

- регулирование микроволновым ионосферным излучением скоростями образования и развала кластерных ионов из водяных паров на тропосферных высотах,

- вклад кластеров в образование облачности, контролирующей поступление солнечного излучения в тропосферу и уход теплового излучения подстилающей поверхности в космос.

Подчеркнем, что все ступени предложенного механизма имеют экспериментальное подтверждение (см. [2–5]).

Вновь зарождающаяся после солнечных вспышек и геомагнитных бурь облачность, является в своем первоначальном виде конденсационной дымкой, т.е. средой, пропускающей выше 90% проходящего потока солнечного излучения. Но при этом она задерживает около половины уходящего в космос теплового излучения подстилающей поверхности. Вот почему такая оптически тонкая облачность является даже в дневное время суток разогревающей. Ее увеличенное образование после вспышек на Солнце и мировых магнитных бурь (в периоды высокой солнечно-геомагнитной активности), согласно нашему радиооптическому механизму, – основная причина современного глобального потепления, связанного с эпохой максимума совокупного векового (квизистолетнего и квазидвухсотлетнего) циклов гелиогеофизической активности [2–5].

Получено, что все результаты наблюдений за трендами в глобальной облачности (максимум у 1985/87 гг., падение до 2000 г., новый рост до 2003 г. включительно и дальнейшее падение с 2004 г.) находятся в полном соответствии с радиооптическим механизмом, поскольку абсолютный максимум геомагнитной активности был в конце 2003 года (по aa-индексу). С 2004 года глобальная облачность, как и aa-индекс, начала падение. Уменьшение глобальной облачности до 2000 года также полностью укладывается в рамки радиооптического механизма и объясняется падением все эти годы солнечного потока ионизирующего излучения [2–5].

Действительно, уменьшение этих потоков уменьшает интенсивность микроволнового излучения ионосферы, а, следовательно, замедляет конденсационно-кластерный механизм в тропосфере – генератор облачности. Подтверждением этого механизма является зарегистрированный рост в 1986–1999 гг. содержания водяных паров в столбе тропосферы [6]. С 1999–2000 гг. эта величина вновь стала падать, а глобальная облачность – возрастать.

Согласно [7], именно с 1985/86 гг. началось существенное возрастание потока уходящей в космос длинноволновой радиации, излучаемой Землей (её атмосферой и подстилающей поверхностью). А это – свидетельство (согласно радиооптическому механизму) сокращения в основном как раз оптически тонкой облачности, так как такая, зарождающаяся под действи-

ем солнечных вспышек и геомагнитных бурь, облачность ранее задерживала тепловое излучение Земли. Интересно, что согласно [8], на этапе роста солнечной электромагнитной активности к вековому максимуму в 1985/87 гг. наблюдалось более заметное увеличение количества с 1967 г. как раз общей облачности, а не нижней, что также укладывается в действие радиооптического механизма.

В [7] представлены следующие данные по энергетике в процессе эволюции общего радиационного баланса Земли в 1985–2003 гг.:

- за весь период рост величины уходящей длинноволновой радиации составил $\sim 15 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$,

- величина уходящей коротковолновой радиации уменьшилась на значение около $10 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$. Последнее согласуется с нашей оценкой воздействия радиооптического механизма. Действительно, уменьшение общей облачности с момента максимума солнечной активности в 1985/87 гг. по 2000 г. составил 4–5%. При среднем альбедо облаков – 0,5 – 0,8 и с учетом шарообразности Земли $342 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \times (0,04 - 0,05) \times (0,5 - 0,8) = 6,8 - 13,7 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$. Это та оценочная величина, на которую уменьшается значение потока уходящей коротковолновой радиации. В среднем она как раз составляет $\sim 10 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$, что соответствует результатам анализа спутниковых данных, выполненных в [7]. Следовательно, "аномальный рост уходящего длинноволнового излучения" свидетельствует, по нашему мнению (в соответствии с радиооптическим механизмом), не "об устойчивом глобальном потеплении" [7], а, наоборот, о резком снижении вклада оптически тонкой (разогревающей нижние слои тропосферы) облачности (и, соответственно, уменьшению роли векового максимума солнечной активности) в эффект потепления.

Сравнительный количественный анализ энергетике антропогенных и природных факторов современного глобального изменения климата показывает, что природный компонент (солнечно-геомагнитная активность) более важен по вкладу в радиационный баланс, чем любое другое (антропогенное) воздействие. Величина потока уходящего в космос теплового излучения Земли увеличилась на $15 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$, что в ~ 6 раз больше, чем чистый эффект от парниковых газов ($2,63 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$), и в $\sim 2,5$ раза превышает эффект лесосведения, составляющий до $6,3 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ [9]. Главное, что при этом от $\sim 6,7$ до $7,0 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ дополнительно уходящей длинноволновой радиации образуется при переработке в тепло того добавочного коротковолнового излучения, которое (в количестве $10 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$) стало проникать в нижнюю тропосферу после уменьшения площади глобальной облачности (в предположении, что в этих новых условиях продолжают "работать" те же каналы преобразования солнечного излучения в тепловую радиацию Земли).

Итак, на основании вышеприведенных результатов можно полагать, что климатическая ситуация последние десятилетия (в эпоху нарастания

глобального потепления) в рамках предложенного радиооптического триггерного механизма солнечно-погодных связей определялась прохождением во второй половине 20-го столетия вековых максимумов (квазистолетного и квазидвухсотлетнего) циклов солнечной активности. Предполагаемый вклад в глобальные изменения климата вариаций величины Солнечной постоянной ($\sim 1 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$) несуществен на фоне как трендов солнечно-геомагнитной активности, так и нарастающего антропогенного влияния.

В заключение подчеркнем, что в результате данной работы выявлена несостоятельность следующих утверждений ИРСС:

- глобальное потепление является в основном продуктом парникового эффекта на антропогенных (углеродсодержащих) газах, при этом рост концентрации CO_2 обусловлен промышленно-энергетическими и транспортными выбросами,

- регулятором климата являются в основном изменения солнечной постоянной и вариации КЛ (ГКЛ и СКЛ), хотя выраженный «солнечный сигнал» в климатических изменениях – отсутствует.

Действительно, результаты наших исследований показывают обратное:

1. Главный фактор влияния солнечно-геомагнитной активности на климат и погоду – микроволновое излучение ионосферы, управляющее облачностью.

2. Главный фактор антропогенного влияния – лесосведение.

3. Вклад «солнечного сигнала» в глобальное потепление конца XX – начала XXI веков – превалирует, а парниковый эффект на антропогенных газах играет весьма второстепенную роль.

4. Роль «солнечного сигнала» на современном этапе – падает, а лесосведения – возрастает.

Литература

1. *Наговицын Ю.А.* Активность звезд и Солнца на различных стадиях их эволюции. Сборник статей. СПб: Астрономическое общество, 2010, С. 219–222.
2. *Авакян С.В., Воронин Н.А.* Исслед. Земли из космоса. 2007. № 2. С. 28–33.
3. *Авакян С.В., Воронин Н.А.* Оптический журнал. 2010. Т. 77. № 2 С. 90–93.
4. *Авакян С.В., Воронин Н.А.* Исслед. Земли из космоса. 2011. № 3. с. 14–29.
5. *Avakyan S.V., Voronin N.A.* Izvestija, Atmospheric and Oceanic Physics. Springer, 2011, Vol. 47, No. 9, pp. 1143–1158.
6. *Арефьев В.Н., Кашин Ф.В., Семенов В.К., Акименко Р.М., Каменоградский Н.Е., Сизов Н.И., Синяков В.П., Упэнэк Л.Б., Устинов В.П.* Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2006. Т. 42, № 6. С. 803–815.
7. *Головко В.А.* Исследование Земли из космоса. 2003. № 5. С. 3–13.
8. *Ефимова Н.А., Строчкина Л.А., Байкова И.М., Малкова И.М.* Метеорология и гидрология. 1994. №6. С. 66–69.
9. *Горшков С.П.* Устойчивое развитие: проблемы и перспективы, Вып. 4, Рациональное природопользование: международные программы, российский и зарубежный опыт. М.: Изд-во КМК, 2010. С. 82–103.

ГОДОВЫЕ ВАРИАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И Dst-ИНДЕКСА В СВЯЗИ С ИЗМЕНЕНИЯМИ ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В 19–23 СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛАХ

Бикташ Л.З.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения
радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Москва, e-mail: lsizova@izmiran.ru*

ANNUAL VARIATIONS OF COSMIC RAYS AND OF DST INDEX IN CONNECTION WITH THE SOLAR WIND PARAMETERS IN 19–23 SOLAR CYCLES

Biktash L.Z.

*N.V. Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of
Russian Acad. of Sciences, Moscow, 142190, Russia; e-mail: lsizova@izmiran.ru*

The solar wind and interplanetary magnetic field effects on cosmic rays at CLIMAX and Halecala and Dst-index variations in the 19–23 solar cycles have been studied. It is shown that transformations of the large scale heliospheric structures during the different phases of the solar cycles exert a strong control over the annual variations of the cosmic rays and Dst index.

Введение

В работе [1, 2] мы исследовали 27-дневные вариации скорости и плотности солнечного ветра в 19–23 циклах солнечной активности (СА) и их связь с Dst индексом и интенсивностью галактических космических лучей (КЛ). Показано, что высокоскоростные потоки солнечного ветра (ВСП), сопровождающиеся понижениями скорости счета КЛ, наблюдались на фазах спада и в минимумах солнечной активности. Особенно долгоживущие ВСП продолжительностью около 2-х лет, которые можно было выделить в результате 27-дневного усреднения, наблюдались в 20 и 23 циклах СА. Например, ВСП в 2003–2005 гг. наблюдались как на спутнике Ulysses, так и на ACE [3]. В работе Клайвера с соавторами [6] были проведены исследования влияния открытых и закрытых магнитных потоков на КЛ по измерениям Клаймакса (CLIMAX) за 1967–2000 гг. По среднегодовым данным коэффициент корреляции КЛ и открытых магнитных потоков, связанных с корональными дырами составил 0.37. Тесную связь с КЛ (коэффициент корреляции 0.83) показали только числа солнечных пятен, которые характеризуют закрытые магнитные потоки. Подробный критический анализ корреляционных связей КЛ с ММП, Dst и другими параметрами приводится в работе [7], где показано, что для анализа таких событий необходимо использовать данные по КЛ со станций, расположенных на разных широтах. Из этой работы следует также необходимость продолже-

ния исследований связи КЛ с параметрами межпланетной среды, поскольку корреляционные коэффициенты, кроме числа солнечных пятен, малы для того, чтобы использовать эти корреляции для прогнозирования. В этой связи мы продолжили исследование корреляционных связей годовых вариаций ММП, ВСП, КЛ и Dst-индекса с целью нахождения более убедительных количественных закономерностей между этими процессами.

Годовые вариации КЛ и Dst-индекса в связи с вариациями солнечного ветра и ММП в 19–23 циклах солнечной активности

По данным OMNI (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>) мы рассчитали среднегодовые значения Dst индекса, скорости солнечного ветра и полного вектора ММП и сравнили их со скоростью счета нейтронных мониторов Клаймакс (CLIMAX) и Халеакала (HALEAKALA) в 19–23 солнечных циклах. Сверху вниз на левой панели Рис. 1: а) скорость счета КЛ на станции Клаймакс, б) полный вектор ММП со знаком $-B$ в нТ, с) Dst-индекс в нТ, d) число солнечных пятен R и скорость солнечного ветра V в км/с. Из Рис. 1 следует, что годовые вариации КЛ по наблюдениям Клаймакса хорошо контролируются числом солнечных пятен R (коэффициент корреляции 0.68). Минимальные значения Dst индекса наблюдались в 22 цикле СА и достигали -30 нТ, в этом же цикле наблюдался и минимум интенсивности КЛ. Из графика следует, что ВСП наблюдаются на спадах и минимумах циклов СА (d). С ними были связаны дополнительные понижения Dst-индекса и КЛ в 1974 г., 1984 г., 1994 г. и в 2004 г., отмеченные на а) стрелками. Для удобства сравнения с КЛ и Dst индексом годовые значения модуля ММП б) представлены с обратным знаком. Характерной особенностью графиков является то, что наблюдаемые минимумы исследуемых процессов совпадают без временной задержки. В 20 цикле СА наблюдались понижения скорости счета КЛ и Dst индекса на фоне практически не меняющегося модуля ММП B б). В остальных циклах СА наблюдается хорошее соответствие динамики КЛ с ММП, Dst и числом солнечных пятен. Такое несоответствие в 20 цикле СА когда Dst индекс и КЛ показывают динамику, следующую за числом солнечных пятен связано с ограниченными данными по солнечному ветру и ММП в этих циклах. Следует отметить также, что пропуски наблюдений в ранних измерениях солнечного ветра приходились на сильные магнитные бури, генерация которых происходит при больших значениях ММП. Таким образом, со среднегодовыми значениями параметров солнечного ветра следует оперировать с большой осторожностью, особенно в 20 цикле СА. При анализе корреляции КЛ и Dst индекса с ММП также надо принимать во внимание, что полный магнитный поток, оцениваемый по ММП, рассчитывается по наблюдениям в одной точке. Результаты корреляционного анализа (Рис. 2 – левая панель) показывают, что B ММП лучше связаны со скоростью счета КЛ, чем число солнечных пятен, коэффициенты корреляции 0.73 и 0.68 соответственно.

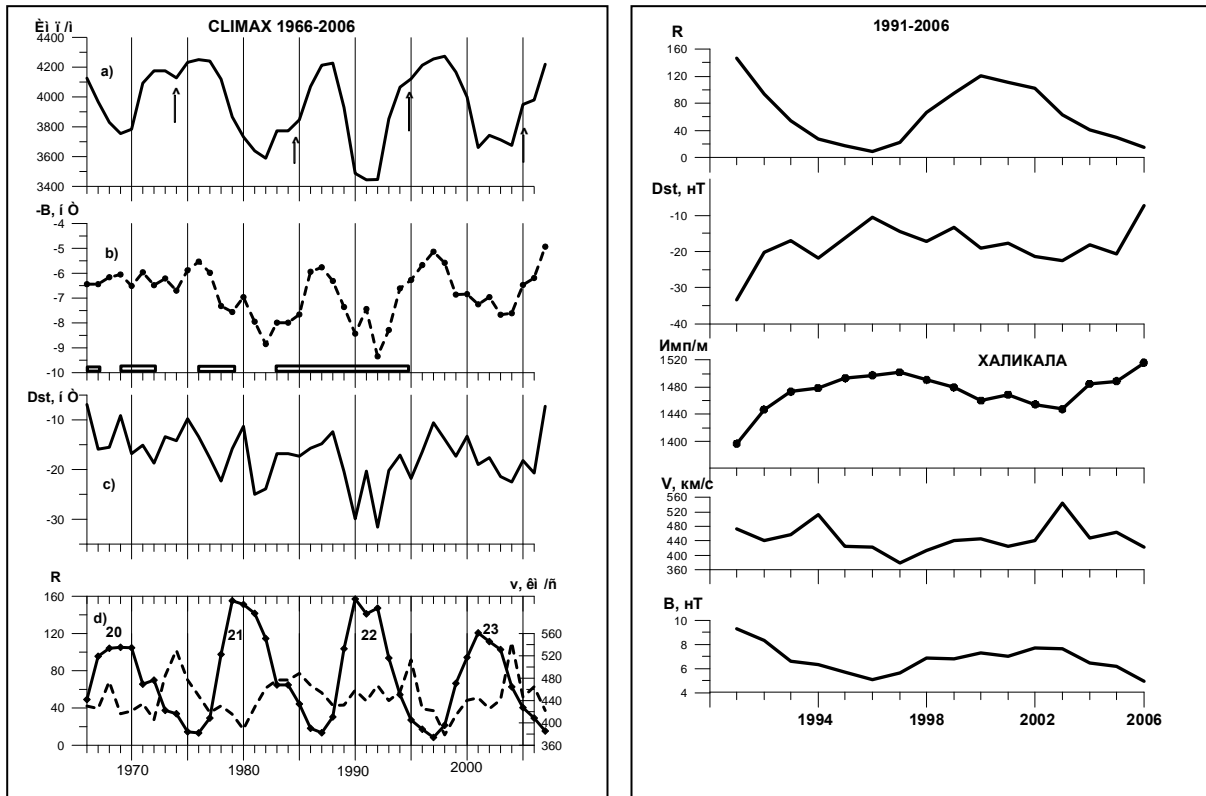


Рис. 1.

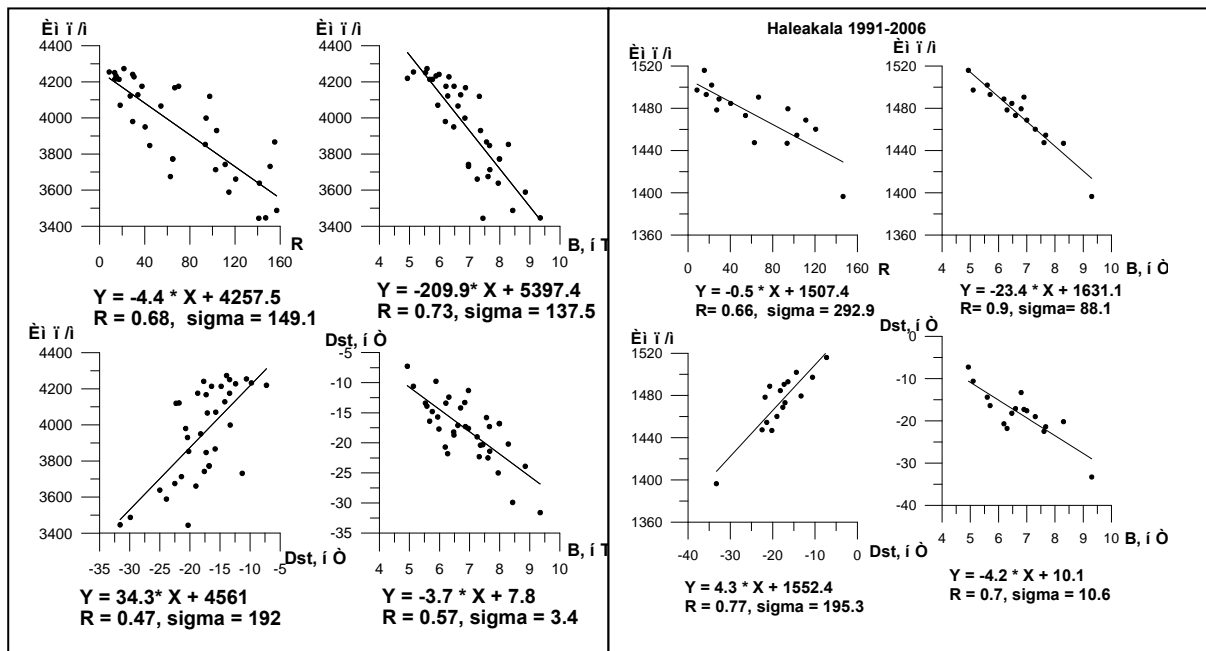


Рис. 2.

Измерения КЛ на низкоширотной станции Халеакала (20.72N, 203.72E) были начаты в 1991 г. На правой панели Рис. 1 представлены годовые значения: а) числа солнечных пятен R, б) Dst индекса, в) скорости счета КЛ на станции Халеакала, г) скорости солнечного ветра и е) В ММП за период с 1991 г. по 2006 г. ВСП с пониженными плотностями на спадах солнечной

активности в 1994 г. и 2003 г., проявляются как в вариациях Dst индекса, так и в КЛ. Количественные оценки с использованием модели линейной регрессии, представленные на правой панели Рис. 2, показывает хорошую связь годовых значений числа солнечных пятен и КЛ (коэффициент корреляции 0.66). Коэффициент корреляции 0.77 между Dst индексом и скоростью счета КЛ на станции Haleakala указывает на более тесную связь между геомагнитными бурями и вариациями космических лучей в 22–23 циклах СА. Самый высокий коэффициент корреляции 0.9 с КЛ показывает модуль ММП В. Высокие коэффициенты корреляции между рядами наблюдений в эти годы обусловлены, прежде всего, хорошим качеством и непрерывными наблюдениями гелиосферной плазмы. Кроме того, мы сравниваем наблюдения низкоширотной станции КЛ с Dst-индексом, который также рассчитывается по низкоширотным станциям и не подвергается влиянию высокоширотных токов. Во всех рассмотренных случаях, на спадах и минимумах циклов СА, в годовых значениях интенсивности КЛ наблюдаются понижения, связанные с ВСП.

Заключение

В работе проведено исследование влияния крупномасштабных появлений солнечной активности в солнечном ветре на динамику КЛ и геомагнитные вариации в 19–23 солнечных циклах СА. Показано, что В ММП играет определяющую роль в модуляции КЛ. Самый высокий коэффициент корреляции 0.9 между В ММП и КЛ в 22 и 23 циклах СА показали наблюдения на станции Халеакала. Обнаружена тесная взаимосвязь длиннопериодных Dst-вариаций с В ММП. Результаты корреляции получены без введения времени запаздывания между процессами. Фазы спада рассмотренных солнечных циклов характеризовались долгоживущими ВСП, которые оказывали основное влияние на развитие Dst-вариаций. Одновременно наблюдались понижения от 1 до 2 лет скорости счета КЛ. Важно отметить, что полученные результаты корреляции позволяет использовать Dst-индекс для анализа динамики КЛ независимо от измерений параметров солнечного ветра, особенно в годы, когда длительное время отсутствовали измерения солнечного ветра.

Литература

1. Бикташ Л.З. Труды 15-й конференции Солнечная и солнечно-земная физика-2011, СПб, Пулковое, с. 255–258, 2011.
2. Biktash L.Z. Sun and Geosphere, 7(1), p. 41–44, 2012.
3. McComas D. J et al. Geoph. Res. Lett, V. 35, L18103, doi:10.1029/2008GL034896, 2008
5. Tsurutani B.T et al. J. Geophys. Res. V. 111. № A07S00, p. 3–17. 2006.
6. Cliver E.W., Ling A.G. The Astroph. J. № 556, p. 432–437. 2001.
7. Kane R.P. Ann. Geophys. V28. P. 479–489. 2010.

ОДИННАДЦАТИЛЕТНЯЯ ЦИКЛИЧНОСТЬ ПРИЗЕМНОГО ПОТОКА ТЕПЛА НА АНТАРКТИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ «ВОСТОК»

Волобуев Д.М.

ГАО РАН, Санкт-Петербург

ELEVEN-YEAR CYCLICITY OF SURFACE HEAT FLUX AT ANTARCTIC “VOSTOK” STATION

Volobuev D.M.

Pulkovo Observatory, St.-Petersburg

Antarctic “Vostok” station climate is exclusively stable: low precipitation level (~0.1mm) and wind velocity (<5m/s) during the summer sunshine period. We consider it as an ideal laboratory to study the surface temperature response on solar irradiance variability during 11-yr cycle of solar activity. We solve an inverse heat conductivity problem: calculation of the boundary heat flux density with known temperature evolution. Using meteorological temperature observations during (1959–2011) we calculated the heat flux density variation about 0.3 W/m² in phase with solar activity cycle and 25 m depth of decaying for this variation in ice.

Введение

История поиска 11-летней вариации в индексах приземного климата продолжается уже около века, однако малые вариации солнечной постоянной (<0.1%) в 11-летнем цикле затрудняют поиск этого сигнала в приземной температуре из-за сильных локальных возмущающих факторов (ветра, циклоны, океанические течения, облачность и осадки). В частности, перемешивание океана приводит к тому, что отклик температуры на 11-летнюю вариацию потока тепла не превосходит 0.1°K, и находится, таким образом, за пределами чувствительности метеорологического термометра [1]. К сожалению, распространением тепла вглубь земли и океана часто пренебрегают (напр. [2, 3]) в поисках отклика 11-летнего цикла в приземной температуре, что приводит к заведомо ложным результатам. Формализм обратной задачи теплопроводности разработан достаточно давно [4] и с успехом используется как для реконструкции приземной температуры по измерениям температуры в скважинах [5], так и для вычисления теплового баланса континентов [6].

Модель

Рассмотрим распространение тепла в однородном полупространстве, подогреваемом на границе. Задача формулируется в виде одномерной задачи теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (1)$$

с переменным во времени граничным условием

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = q(t), \quad (2)$$

где λ , c , ρ – теплопроводность, теплоемкость и плотность среды соответственно.

Зададим поток на границе в виде периодической функции $q = q_0 \cos(\omega t)$. Тогда решение прямой задачи (1–2), можно записать в виде [4]:

$$T(z, t) = T_0 + \frac{q_0}{\lambda} \sqrt{\frac{\alpha}{\omega}} \exp\left(-z \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}\right) \cos\left(\omega t - z \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} - \frac{\pi}{4}\right), \quad (3)$$

где $\alpha = \frac{\lambda}{\rho c}$ – температуропроводность среды. Характерная глубина затухания колебаний $(2\alpha/\omega)^{1/2}$ (см. Таблицу) зависит от свойств среды. При этом 11-летняя вариация заведомо оказывается в слое сезонного перемешивания океана (высота штормовой волны доходит до 20 метров), что делает невозможным ее обнаружение в индексах температуры поверхности моря или в прибрежных районах. На поверхности выражение (3) упрощается:

$$T(0, t) = T_0 + \frac{q_0}{\lambda} \sqrt{\frac{\alpha}{\omega}} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right) \quad (4)$$

Из уравнения (4) видно, что периодический тепловой поток переходит в периодические колебания температуры, отстающие по фазе на $1/8$ периода. Кроме того, при колебании теплового потока, включающем в себя несколько гармоник, долгопериодические вариации температуры будут иметь большую амплитуду, чем короткопериодические, пропорционально корню квадратному из периода. Этот простой факт делает бессмысленным поиск прямых корреляций приземной температуры и солнечной инсоляции, как впрочем и любого другого агента управления климатом (вулканического аэрозоля, парникового газа CO_2 , или антропогенного воздействия). Например, межледниковые колебания температуры с периодом 100000 лет проникают в лед на глубину 2.5 км и отстают от колебаний потока тепла на 12500 лет. Наблюдаемые межледниковые колебания температуры порядка 10°K может обеспечить вариация плотности потока тепла всего 10% от вариации вызванной 11-летним циклом, т.е. порядка 0.03 W/m^2 .

В общем случае колебания теплового потока не являются гармоническими. Будем считать теперь тепловой поток неизвестным, тогда решение обратной задачи (1–2) можно записать [4, 6]:

$$q_i = 2\sqrt{\frac{\lambda \rho c}{\pi \Delta t}} \sum_{j=1}^i [T_{j-1} - T_j] \cdot [\sqrt{i - (j-1)} - \sqrt{i - j}], \quad (5)$$

где Δt – шаг по времени, i – номер отсчета по времени.

Таким образом, временной ряд температур, измеренных на поверхности (°K) можно пересчитать в тепловой поток через единицу поверхности (W/m^2). Выражение (5) мы применили к среднегодовым температурам, измеренным на станции «Восток». Для устойчивого вычисления производной данные были аппроксимированы сплайном (Рис. 1, слева).

Таблица. Теплофизические постоянные, использованные в модели.

Константа	Лед	Вода	Песок
$c, J/kg/^\circ K$	1882	4200	800
$\rho, kg/m^3$	920	1000	1500
$\lambda, W/m/^\circ K$	1.5	0.6	0.4
$(2\alpha/\omega)^{1/2}, m$	25 (78)	16 (49)	13 (39)
$(\lambda \rho c)^{1/2}$	1612	1587	706

Поток тепла (5) (Рис. 1, справа) совпадает по фазе с солнечной активностью, хотя корреляция мала ($r = 0.4$) из-за антикорреляции долгопериодических изменений.

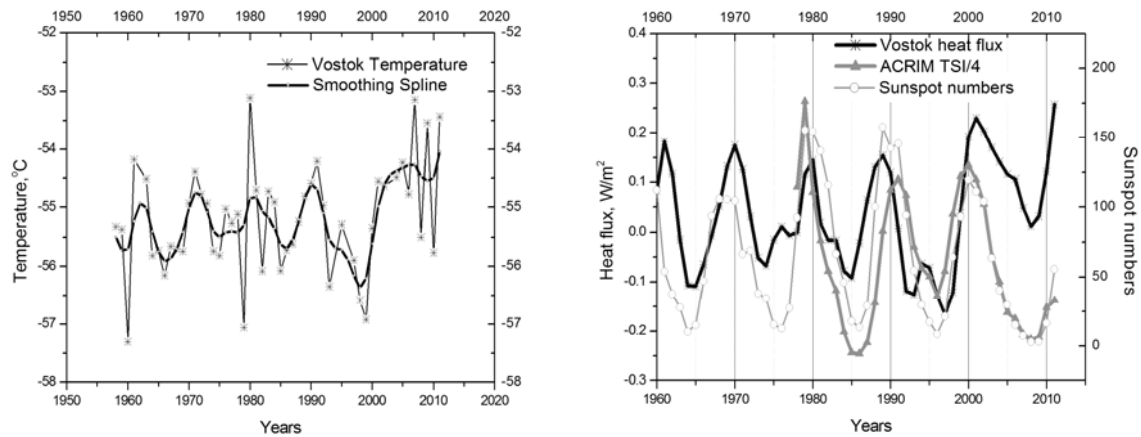


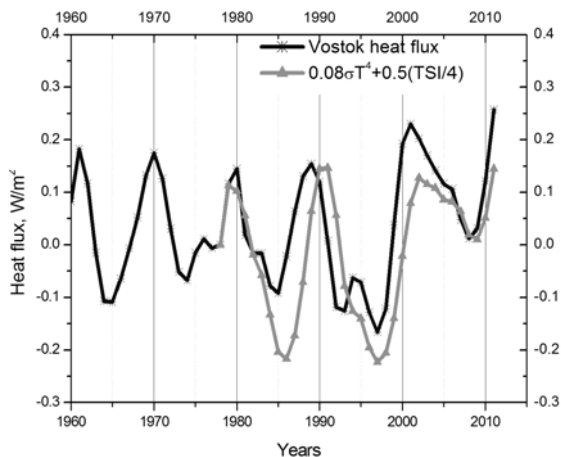
Рис. 1. Слева: среднегодовая температура на ст. Восток и сглаживающий сплайн. Справа: тепловой поток на ст. Восток по сравнению с числом пятен и полным потоком излучения Солнца.

Дошедший до поверхности земли тепловой поток отличается от потока, измеренного в космосе (TSI)

$$q(t) = (1 - A) \cdot TSI / 4 - \varepsilon \sigma (T_{ice}^4 - T_{air}^4) \quad (6)$$

Полагая $T_{ice} = k \times T_{air}$ и подбирая $\varepsilon(k^4 - 1)$ и A , можно получить более удовлетворительное согласие кривых ($r = 0.7$), Рис. 2. При этом мы пренебрегали вариациями озона, которые могут усиливать эффект [7] и значительным количеством эффектов, которые могут вносить возмущения.

Рис. 2. Тепловой поток на ст. Восток по сравнению с полным потоком излучения Солнца, скорректированным за переизлучение и альбедо.



Выводы

1). Учет тепловой инерции подстилающей среды приводит к сдвигу фазы приземной температуры на $1/8$ периода относительно плотности теплового потока, дошедшего до поверхности.

2). Вариация 0.3 W/m^2 в 11-летнем цикле приводит к изменениям приземной температуры до 1°K , но эти изменения могут быть видны лишь в местах с исключительно стабильным локальным климатом, после учета локального альбедо и тепловых свойств подстилающей поверхности.

Работа выполнена при поддержке грантов: Программа Президиума РАН N 21, РФФИ N 10-02-00391-a, 11-02-00755-a.

Литература

1. Stevens M.J. and North G.R. 1996, Journ.Atm.Sci.,53, 2594–2608
2. Sirocko F. et al., 2012, J. G. R. 39, L16704
3. Tung, K. K. and Camp Ch. D. 2008, J. G. R., 113, D05114,
4. Бек Дж. и др. 1989, М.: «Мир», 312 с.
5. Beltrami H. et al. 2003, G.R.L. 30, 1499
6. Huang, Sh. 2006, G.R.L. 33, L04707
7. Haigh J.D. 2003, Phil. Trans., 361, 95–111

О ВОЗМОЖНОМ ВЛИЯНИИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК НА СОДЕРЖАНИЕ ВОДЯНОГО ПАРА В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ

Галкин В.Д.¹, Беренс К.², Никанорова И.Н.¹

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Метеорологическая обсерватория MOL-RAO, Линденберг, Германия

THE POSSIBLE IMPACT OF SOLAR FLARES ON WATER VAPOR CONTENT IN THE EARTH'S ATMOSPHERE

Galkin V.D.¹, Behrens K.², Nikanorova I.N.¹

¹Central Astronomical Observatory of Pulkovo, St.-Petersburg, Russia

²Meteorological Observatory of MOL-RAO, Lindenberg, Germany

This paper presents the cases of rapid decrease in water vapor content in the atmosphere immediately after the solar flares with a time delay 27–108 minutes. The water vapor content is restored to its previous level during 20–40 minutes. These observations are interpreted as fast condensation of water vapor on the heights in the atmosphere, where water vapor is in a state close to the threshold of saturation.

Введение

Вода участвует практически во всех атмосферных процессах, поэтому изменение солнечной активности не может не отразиться на поведении водяного пара в атмосфере.

Изменение содержания водяного пара в атмосфере в связи с солнечной активностью неоднократно отмечалось в литературе [1]. В данной работе мы приводим конкретные случаи изменения интегрального содержания водяного пара в атмосфере после солнечных вспышек и предлагаем один из возможных вариантов интерпретации этих наблюдений.

Наблюдения и результаты

Данные по содержанию водяного пара в атмосфере были получены при наблюдении Солнца в оптическом диапазоне на метеорологической обсерватории г. Линденберга (Германия) с помощью прецизионного фильтрового радиометра PFR, изготовленного в Швейцарии. Радиометр имеет восемь фильтров с полушириной ~5 нм в спектральной области 368–1025 нм, причем два фильтра центрированы на полосы поглощения водяного пара 817 и 945 нм. На основе этих наблюдений определялась аэрозольная оптическая плотность во всех фильтрах, а также содержание водяного пара в атмосфере из наблюдений в фильтрах, центрированных на полосы поглощения водяного пара. Для подтверждения оптических наблюдений привлекались результаты измерения содержания водяного пара с помощью микроволнового радиометра.

На рис. 1 показано изменение содержания водяного пара в атмосфере 19.05.2007 в зависимости от времени в фильтрах 817 и 945 нм. Обращает на себя внимание резкое скачкообразное падение содержания водяного пара приблизительно на 5% в 13h 29m. Среди различных причин, которые могли бы вызвать этот скачок, наиболее вероятным кажется предположение о связи этого события с предшествующей солнечной вспышкой, которая произошла в 13h 02m по данным спутника GOES [2].

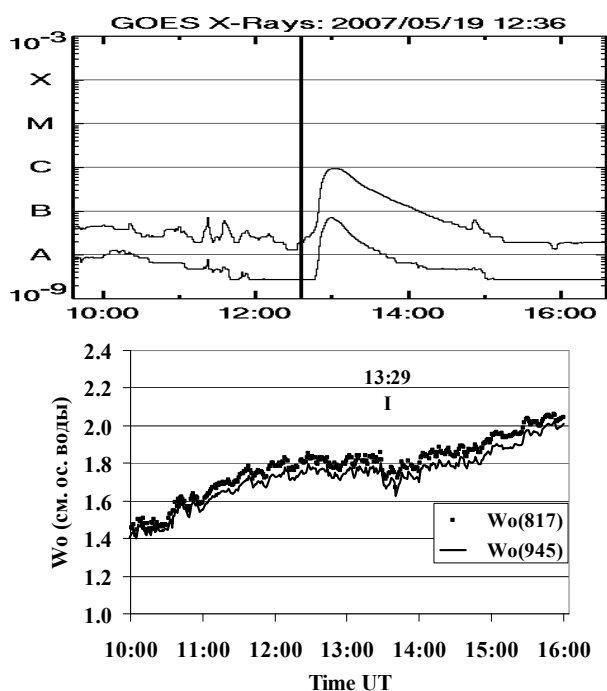


Рис. 1. Сопоставление развития солнечной вспышки по данным спутников GOES с измерениями содержания водяного пара в Линденберге 19.05.2007.

Такое резкое уменьшение содержания водяного пара можно объяснить тем, что в результате солнечной вспышки происходит дополнительная ионизация атмосферы, которая приводит к конденсации водяного пара на высоте, где он находится в состоянии, близком к насыщению. Сопутствующее изменение оптической плотности аэрозоля также соответствует предположению о конденсации.

В дальнейшем были предприняты попытки обнаружить эффекты такого же рода за весь период весенне-летних наблюдений 2007 года. Хотя данные микроволновых измерений более обширны и не зависят от погоды, предпочтение было оказано оптическим наблюдениям. Оптические измерения имели временное разрешение 1 минута, среднеквадратичную ошибку определения содержания водяного пара ~1% и содержали данные об аэрозольной компоненте. Уверенно было зафиксировано шесть случаев временного уменьшения содержания водяного пара после солнечных вспышек. Данные о некоторых из них представлены на рисунках 1–2. Особенно убедительным является рис. 2, на котором зафиксированы случаи уменьшения содержания водяного пара после трех последовательных вспышек. Время максимума вспышки и ее класс, а также время максимального

уменьшения содержания водяного пара и временной интервал между этими событиями для всех шести случаев приведены в таблице 1. Время запаздывания реакции водяного пара на солнечную вспышку соответствует времени прихода релятивистских протонов после вспышки.

Таблица 1.

Дата вспышки	Класс вспышки	Максимум поглощения	Время вспышки	Временная задержка
19.05.2007	B9,5	13:29	13:02	0:27
01.06.2007	M2,8	8:10	6:51	1:19
01.06.2007	M2,1	16:10	14:59	1:11
07.06.2007	C3,9	8:30	6:44	1:48
07.06.2007	B4,9	9:19	8:35	0:44
07.06.2007	C1,1	11:30	10:52	0:38

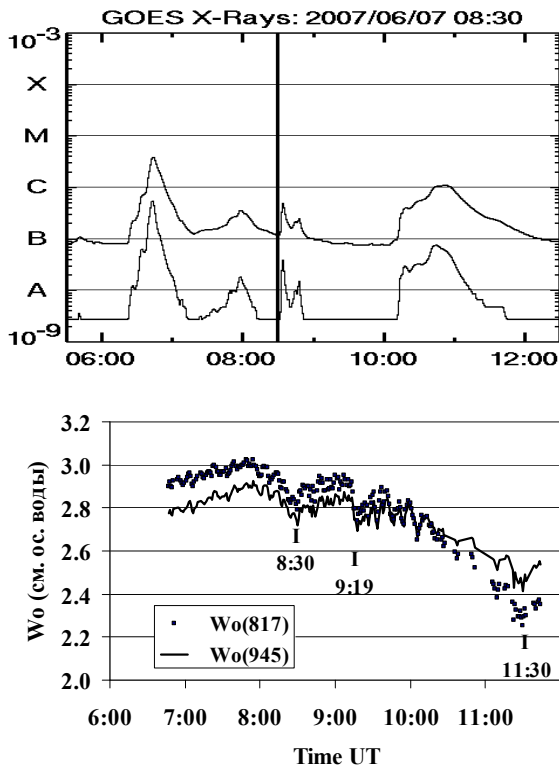


Рис. 2. Сопоставление развития солнечных вспышек по данным спутников GOES с измерениями содержания водяного пара в Линденберге 07.06.2007.

Наряду с кратковременным понижением содержания водяного пара наблюдается также соответствующее ослабление аэрозольной оптической плотности во всех фильтрах. На рис. 3 представлено изменение содержания водяного пара в фильтре 945 нм и аэрозольной оптической плотности в фильтре 368 нм за период времени, близкий к вспышке, от 12h до 15 h. Для наглядности, значения содержания водяного пара и аэрозольной оптической толщи даны относительно их средних значений за этот период времени. Можно видеть, что аэрозоль обнаруживает даже более заметные изменения, чем водяной пар. На рис. 4 сопоставлена величина относительных изменений содержания водяного пара и аэрозольной оптической

плотности до вспышки, во время вспышки и после нее. Из рисунка следует, что более высокая корреляция в момент появления депрессии свидетельствует о единой внешней причине изменений. Вполне возможно, что мы наблюдаем начальный процесс конденсации водяного пара, который в случае благоприятных обстоятельств при дальнейшем развитии приводит к формированию облачности. Однако в наблюдаемых случаях он быстро затухает.

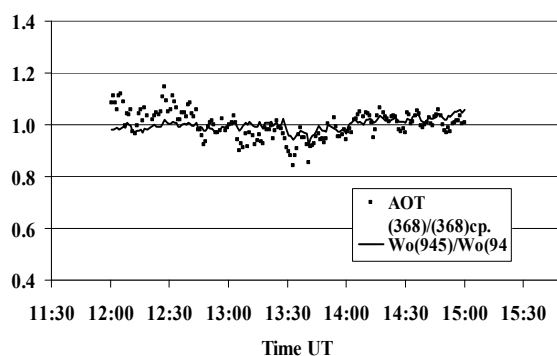


Рис. 3. Сравнение относительных изменений содержания водяного пара в атмосфере и аэрозольной оптической толщи в фильтре 368 нм после солнечной вспышки 19.05.2007.

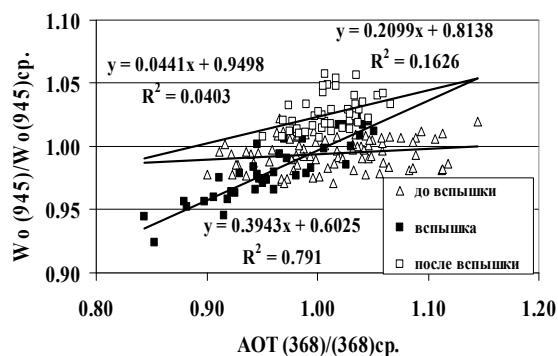


Рис. 4. Корреляция относительных изменений содержания водяного пара и аэрозольной оптической толщи в фильтре 368 нм в интервале времени от 12 до 15 часов всемирного времени 19.05.2007.

Заключение

Представленные наблюдения позволяют утверждать, что имеют место некоторые элементарные акты взаимодействия солнечной активности с земной атмосферой в конкретном месте. Возможно, из множества таких взаимодействий по всей Земле и создаются условия формирования погоды и климата. Поэтому, на наш взгляд, детальное изучение таких событий заслуживает внимания и дальнейшего развития.

В настоящее время в ЦЕРНЕ проводится эксперимент CLOUD, который должен ответить на вопросы, связанные с взаимодействием энергичных частиц и аэрозоля различного состава, и оценить скорость и вероятность формирования облачности в зависимости от конкретных условий [3]. Изучение взаимодействия солнечных космических лучей с реальной атмосферой в различных регионах мира с помощью мониторинга поведения водяного пара и аэрозолей – другой вариант решения проблемы влияния солнечной активности на земной климат.

Литература

1. Кондратьев К.Я., Никольский Г.А. Солнечная активность и климат. // Исследование Земли из космоса, 1995, N 5, с. 3–17; N 6, с. 3–17.
2. SOHO LASCO CME CATALOG.
3. Jasper Kirkby, CERN Colloquium, 4 June 2009.

О ПРОЯВЛЕНИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В ВАРИАЦИЯХ УРОВНЯ МОРЯ И ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ

Горшков В.¹, Воротков М.¹, Малкин З.¹, Миллер Н.¹, Чапанов Я.²

¹ГАО РАН, СПб, Россия

²НИ ГГГ БАН, София, Болгария

ON MANIFESTATION OF SOLAR ACTIVITY IN MEAN SEE LEVEL AND EARTH ROTATION VARIATIONS

Gorshkov V.¹, Vorotkov M.¹, Malkin Z.¹, Miller N.¹, Chapanov Ya.²

¹Pulkovo observatory of RAS, SPb, Russia

²NI GGG of BAS, Sofia, Bulgaria

We present preliminary results of analysis of the low-frequency variations of 200-year time series of the Earth's rotation parameters (length of day, LOD, and Chandler wobble, CW), mean sea level (MSL) and solar activity (Wolf numbers, SA) with periods from 1 to 100 years. Our main goal was an investigation of the SA and MSL impact on the LOD and CW. For this study, we used the Fourier spectral analysis for individual series and the singular spectral analysis for joint analysis of several series. The LOD data for the period 1950–2010 were preliminary corrected for variations of the atmospheric and ocean angular momentum using the IERS data. It was found that the LOD variations include a term with period close to the 11-year SA cycle, as well as other low-frequency components. Analogous periodic variations were found also in the MSL series. Obtained results allow us to make a conclusion about a possible mechanism of the SA influence on the Earth rotation via the MSL change which cause the change in the Earth tensor of inertia, and hence the change in the Earth rotation speed and polar motion variations. As to this mechanism, the most probable explanation is the cyclic change in the water balance between ocean, atmosphere and continents dependent on the total solar irradiance (TSI) cyclic variations. So, the TSI data were also included in our analysis.

Введение

Изменения среднего уровня моря (MSL) приводят к изменению моментов инерции Земли и, следовательно, к вариациям величины и направления вектора ее вращения. Причины изменений MSL на разных временных масштабах весьма разнообразны. В настоящей работе предпринята попытка проследить их связь с вариациями солнечной активности (SA). При этом можно ожидать возникновения как стерических, связанных с изменениями плотности и солености воды, вследствие, например, изменений потока полного солнечного излучения (TSI), так и нестерических колебаний MSL, связанных с изменениями водного баланса вследствие солнечного воздействия.

С другой стороны, в вариациях параметров вращения Земли (ERP): длительности суток (LOD) и амплитуды чандлеровского колебания полюса (CW) в ряде исследований обнаружены компоненты с периодами близкими к периодам SA, как основного 11-летнего цикла (SC), так и более низкочастотных. Схожие компоненты присутствуют и в колебаниях уровня моря

(MSL). В настоящей работе по данным о вариациях MSL службы PSMSL (Permanent Service for Mean Sea Level, <http://www.psmsl.org/data/>), о TSI (<http://www.climate4you.com/>) и чисел Вольфа (SSN) проведено предварительное исследование взаимосвязи вариаций ERP, MSL и SA.

Данные и метод

В рядах MSL, превышающих по длительности 22 года и не имеющих пропусков более 20%, после исключения линейного тренда вычислялись среднемесячные и среднегодовые значения уровня моря для различных регионов мирового океана (12 регионов), а также их ошибки. Среднемесячные данные использовались для дополнительной селекции станций – исключались станции с сильной нестабильностью сезонной компоненты, и для выявления вариаций MSL с частотами близкими к CW (1.15–1.3 года).

Анализ отдельных рядов данных проводился с помощью сингулярного спектрального анализа (SSA, <http://www.gistatgroup.com/gus/>) в реализации СПбГУ. Для совместного анализа рядов использовалась многомерная реализация метода (MSSA). Ряды LOD и их спектры приведены на рис. 1. Исходные данные о LOD показаны серой линией. Жирной линией показаны остаточные вариации LOD после исключения влияния атмосферы и океана по угловым моментам атмосферы (AAM) и океана (OAM), вычисляемым в Центре геофизических данных Международной службы вращения Земли (<http://www.ecgs.lu/links/ggfc/>). Однако их учёт, исключает, как видно из спектра, только вариации с периодами менее примерно 5 лет.

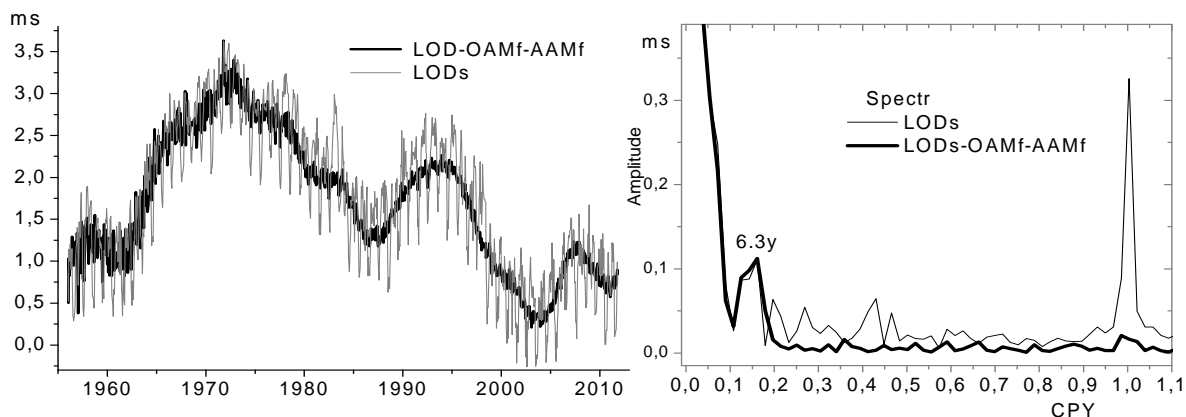


Рис. 1.

Результаты

В региональных рядах MSL в разной степени присутствуют следующие низкочастотные компоненты:

- с периодами 25–30 лет и амплитудой до 15 мм – проявляются, в основном, в Атлантическом регионе, где они обусловлены, в первую очередь, североатлантическим атмосферно-океаническим колебанием (NAO);
- с периодами 17–21 лет и амплитудой до 5–8 мм – проявляются в основном в экваториальной зоне (Индийский океан, восточное и западное

побережье южной Америки); вероятно, обусловлены основной приливной гармоникой с периодом 18.6 года;

- с периодом SC и амплитудой до 10 мм – проявляются в разной степени везде, за исключением Индийского океана;
- с периодами 7–9 лет – проявляются в некоторых регионах;
- с периодами 4–6 лет – проявляются глобально и достигают по амплитуде 10–15 мм.

Глобальные вариации MSL исследованы по всем станциям с продолжительностью наблюдений более 40 лет за исключением внутренних морей и Карибского моря с Мексиканским заливом (307 станций). На рис. 2 представлен спектр усредненного по всем этим станциям ряда вариаций MSL и первые главные компоненты (с вкладом больше 18.5%) MSSA-разложения рядов MSL и TSI.

Результаты вычислений показывают, что с увеличением количества станций и их более равномерного географического распределения амплитуда глобально усреднённого компонента в MSL с периодом, близким к SC, падает с 11 мм до 3 мм. Кроме того, до 1959 года (максимум 19 SC) фаза вариаций MSL приходилась на восходящую ветвь SC, а после этого - на нисходящую. Возможно, обе эти особенности являются следствием различных фазовых сдвигов между вариациями MSL и 11-летнего цикла SA в разных регионах.

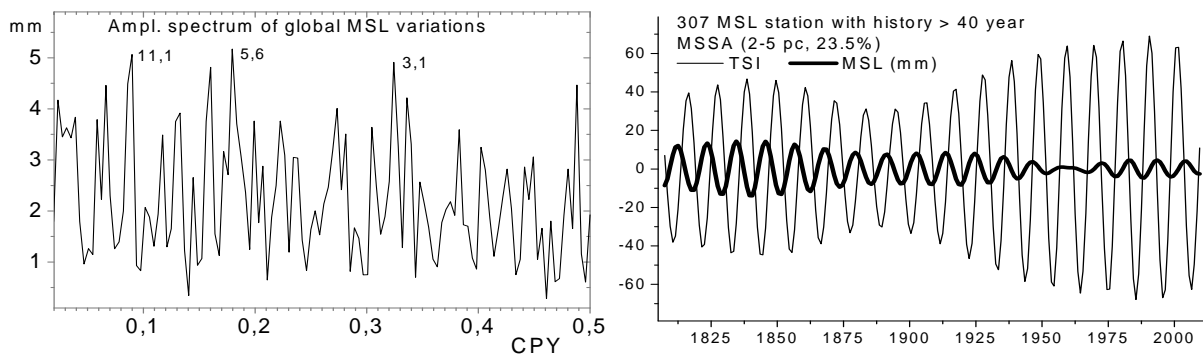


Рис. 2.

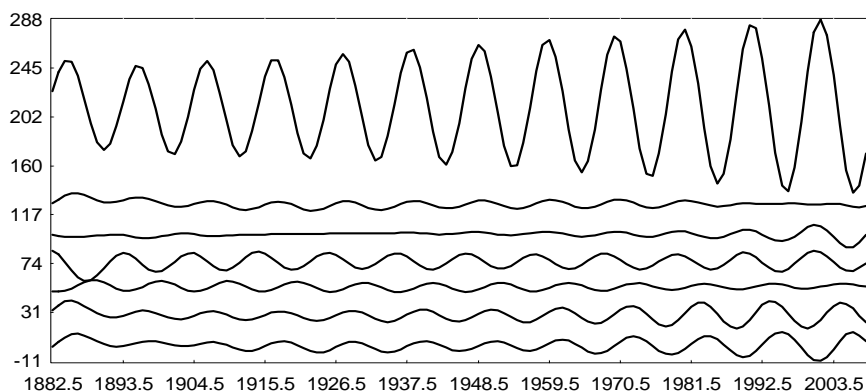


Рис. 3.

Это подтверждает также приведённое на рис. 3 MSSA-разложение SSN совместно с MSL данными ряда регионов, имеющих наиболее продолжительные наблюдения (сверху вниз – SSN, Центральная Атлантика,

Индийский океан, Северная Атлантика, Тихий океан, западное и восточное побережье северной Америки). Первые главные компоненты MSL (вклад больше 14.5%) имеют широкий диапазон фазовых расхождений с SC вплоть до почти противофазных вариаций. При этом совместное разложение только региональных данных MSL выделяет компоненты с удвоенным периодом SC и периодом, равным половине SC, в то время как сам 11-летний период в разложении отсутствует.

Заметим, что в функции осевой составляющей углового момента океана OAMz (1949–2012) компонент с периодичностью SC не выделяется. Можно предполагать, что после учета обнаруженных вариаций MSL доля SC в рядах LOD уменьшится. Однако учёт этих регионально распределённых возмущений в моменте инерции Земли является достаточно трудоёмкой задачей и в данной работе не рассматривается.

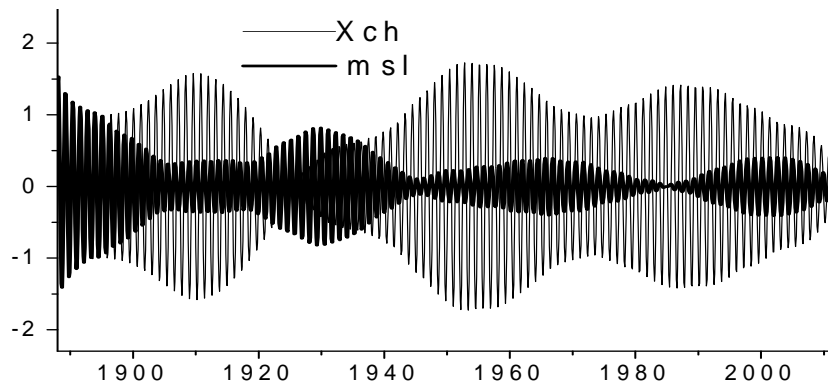


Рис. 4.

По данным MSSA-разложения нормированных рядов CW и MSL (рис. 4) видно, что наблюдается определенная взаимосвязь этих явлений, проявляющаяся в наличии общих периодичностей. Заметно, что периоды увеличения амплитуды колебаний MSL примерно соответствуют уменьшению амплитуды CW. Качественно такая взаимосвязь легко объясняется изменением моментов инерции вращения Земли при изменении уровня моря, но для численных оценок необходимо интегрирование по всему океану, что является весьма трудной задачей ввиду отсутствия достаточно-го числа уровнемерных станций с длительными рядами наблюдений.

Выводы

Влияние солнечной активности на изменения уровня моря имеет региональные особенности и не является доминирующим в низкочастотных вариациях последнего. При этом количество и качество уровнемерных наблюдений недостаточно для изучения этого влияния на вековых периодах солнечной активности.

В рядах вариаций параметров вращения Земли обнаруживается слабый сигнал с периодом, близким к 11-летнему циклу солнечной активности, что заслуживает дальнейшего более детального изучения.

ЗАВИХРЁННОСТЬ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ И ИНДЕКСЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Давыдов В.В.

*Горно-астрономическая станция Главной астрономической обсерватории РАН,
г. Кисловодск, Россия*

VORTICITY OF THE TERRESTRIAL ATMOSPHERE AND INDEXES OF SOLAR ACTIVITY

Davidov V.V.

Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Observatory, Russia

It has been found that the vorticity area index (VAI), which is measure of the strength of the cyclonic activity over the Northern Hemisphere, responds to numbers Wolf of solar spots. In an interval of 20–120 days from the beginning of years (on January, 1st) dependence of index VAI on a development of solar cycles is reveal: for 1946–1954 solar-terrestrial data correlation dominates over an antiphase, in 1955–1964 in a phase, in 1965–1974 again in an antiphase with violation of these relationships in maxima and minima of solar cycles – then delay or an advancing on a phase prevails or relationships become not certain. It is shown, that cross- wavelet allows to establish steady dependence of index VAI on solar activity on Wolf's numbers for the winter-spring period and in this correlation the double sunspot cycle. The method of recurrent plots has shown that systems pass against strong nonstationarity from one condition in another approximately at the same time, corresponding and accented at years of minima of solar activity, in the end of old and the beginning of new cycles – 1954, 1965, 1975.

В работе рассматриваются возможные соотношения для ежедневных значений индекса VAI, отражающего степень завихрённости атмосферы в северном полушарии и, ежедневными значениями чисел Вольфа солнечных пятен методами кроссвейвлетного анализа и рекуррентных графиков.

Кроссвейвлет

Определение взаимной мощности рядов наряду с определением относительной фазы даёт возможность делать выводы о физическом механизме взаимодействия каких-либо двух нерегулярных процессов. Кроссвейвлетное преобразование описывается как $\mathbf{W}^{XY} = \mathbf{W}^X \mathbf{W}^{Y*}$, где * – комплексное сопряжение, взаимная мощность кроссвейвлета – $|\mathbf{W}^{XY}|$, комплексный аргумент $\arg(\mathbf{W}^{XY})$ интерпретируется как локальная относительная фаза между x_n и y_n в частотно-временной области, при этом сохранение фазы в некотором диапазоне времени и частот предполагает наличие причинно-следственных связей для рассматриваемых рядов. На представленных рисунках 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 – отставание или опережение.

Данные по VAI сглажены по 3 дням (скользящее среднее), числа Вольфа сглаживались по 3 дням, затем бралась их пошаговая разность. Рассматривались ряды данных для 1946–1978 годов.

Результаты

1. В районе 7 дней области со значимой общей мощностью распределены по году достаточно равномерно и не имеют устойчивых фазовых связей за все изучаемые годы. Интервал между 10 и 24 днями (спектральные методы дают здесь максимумы около 12–14 дней) распределены по годам неравномерно и преобладает фаза запаздывания или опережения между числами Вольфа и индексом VAI, имеется нерегулярный дрейф - области с высокой взаимной мощностью имеют тенденцию перемещаться от весенних месяцев года к осенним. 2. Диапазон в районе 25–32 дней носит несколько иной характер – для района, относящегося к осенне-зимним месяцам, вновь отмечается запаздывание или опережение по фазе, но также области в фазе и противофазе. За рассматриваемый период лет здесь нет сохраняющихся в течение нескольких лет фазовых соотношений. Для зимне-весенних месяцев – в интервале 20–120 дней от начала годов (1 января) проявляется зависимость индекса VAI от хода солнечных циклов: для 1946–1954 годов доминирует корреляция солнечно-земных данных в антифазе, в 1955–1964 годах в фазе, в 1965–1974 годах снова в противофазе с нарушением этих соотношений в максимумах и минимумах солнечных циклов – тогда преобладает запаздывание или опережение по фазе либо связи становятся неопределёнными (рис. 1–3).

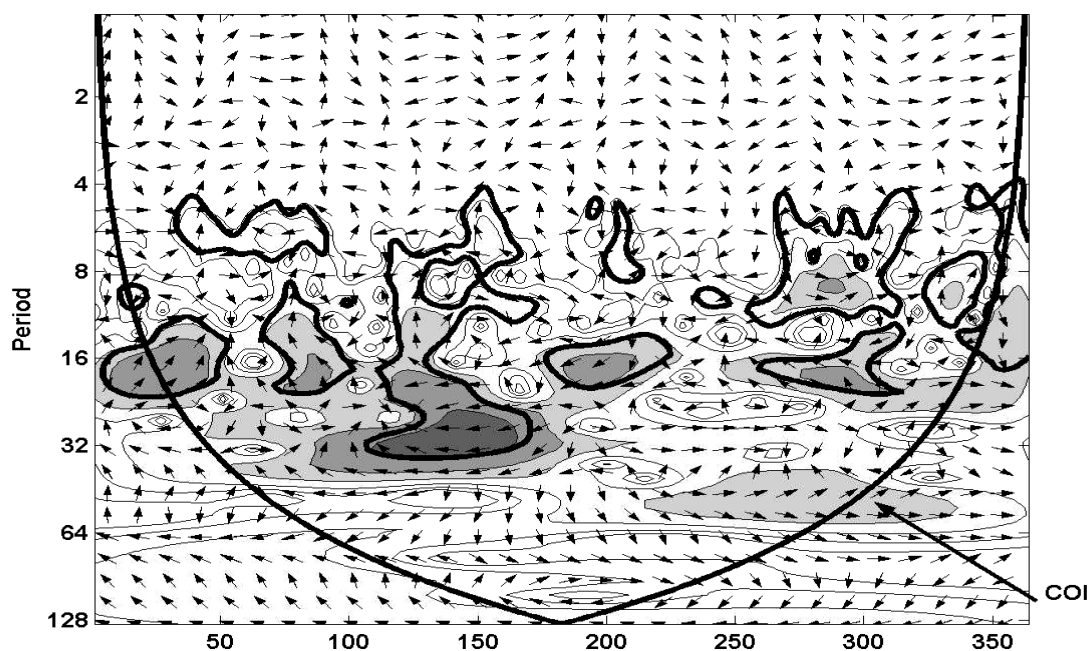


Рис. 1. VAI – числа Вольфа, 1951 год, вейвлет Морле.

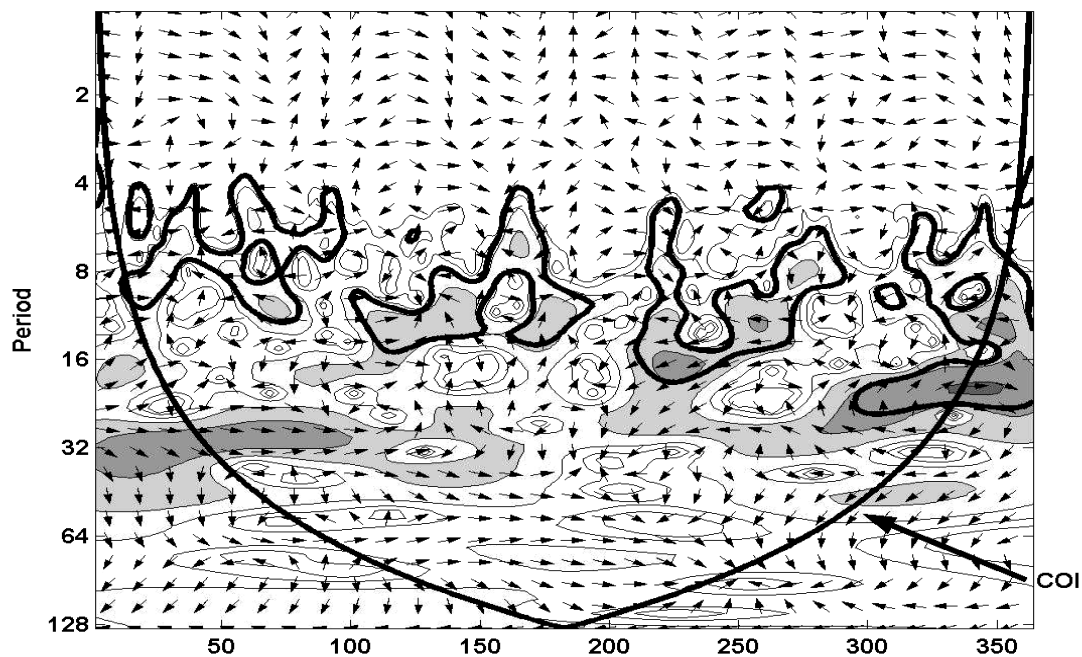


Рис. 2. VAI – числа Вольфа, 1961 год, вейвлет Морле.

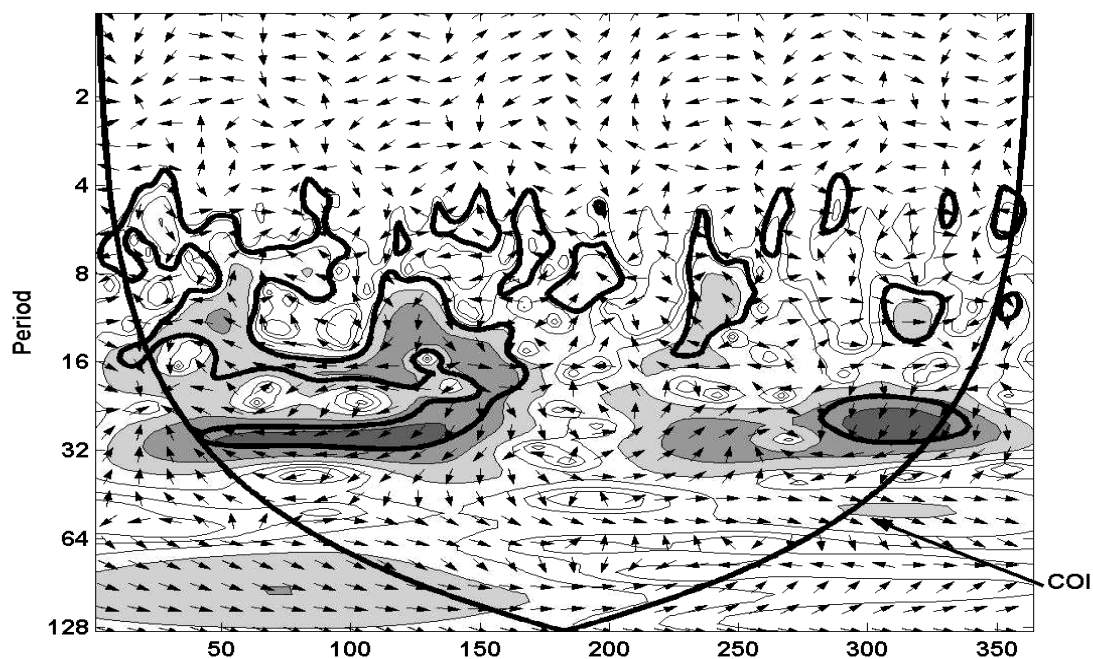


Рис. 3. VAI – числа Вольфа, 1972 год, вейвлет Морле.

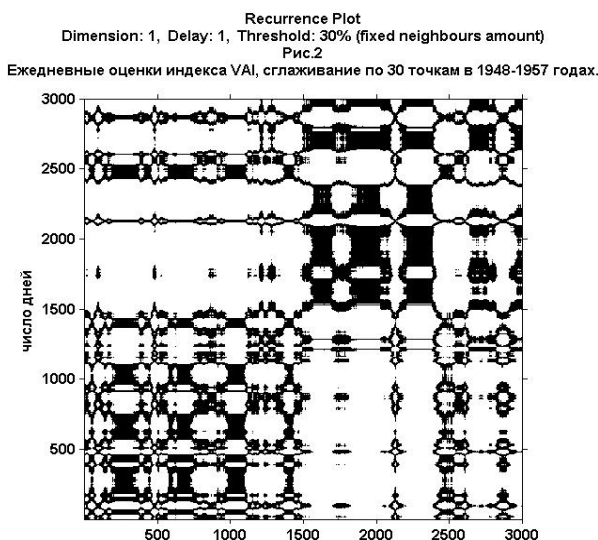
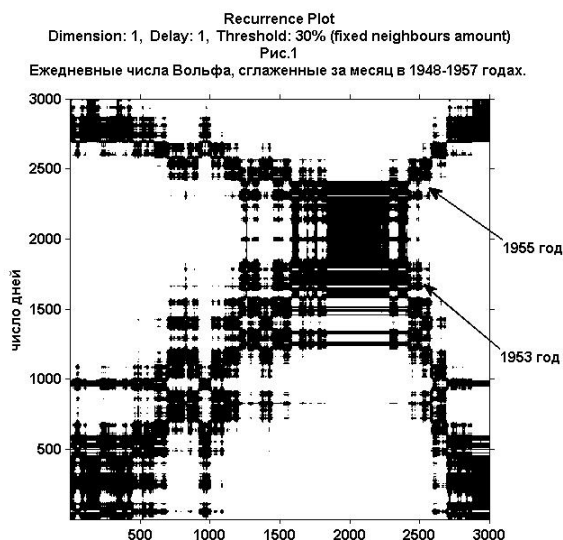
Рекуррентные графики

Рассматривается возможность применения метода кросс рекуррентных графиков для сопоставления рядов индекса VAI и чисел Вольфа. (<http://www.agnld.uni-potsdam.de/~marwan/toolbox/>). Индекс VAI для Северного полушария Земли охватывает интервал суточных оценок степени завихрённости атмосферы с 1946 года до конца 1978 года. Аналогично - для солнечных пятен. Оба ряда сглажены по месяцу. При анализе рекур-

рентности используется критерий FAN – фиксированное число векторов фазового пространства, попадающих в окрестность локально определяемого радиуса. Пороговое значение – 0.3.

Результаты

Ниже приведены графики для 1948–1957 годов. Результаты аналогичны для всего интервала данных. Представлены рекуррентные картины отдельно для метеорологических и солнечных рядов. Системы переходят на фоне сильной нестационарности из одного состояния в другое примерно в одно и то же время, соответствующее и акцентированное в годы минимумов солнечной активности, в конце старых и начале новых циклов – 1954, 1965, 1975 годах. Кросс-рекуррентный график даёт аналогичную картину, отражая, во всяком случае, параллельность во времени смены состояний рассматриваемых систем.



Заключение

Рекуррентные графики указывают на параллельность во времени смены состояний рассматриваемых систем, кросс-вейвлет позволяет установить связность индекса VAI с солнечной активностью по числам Вольфа для зимне-весеннего периода, при этом проявляется 22-летний цикл солнечных пятен.

СОЛНЕЧНАЯ РАДИАЦИЯ И ПРОБЛЕМА ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТИ СОВРЕМЕННОГО МЕЖЛЕДНИКОВЬЯ

Дергачев В.А.¹, Распопов О.М.²

¹*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: v.dergachev@mail.ioffe.ru*

²*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Санкт-Петербургский филиал института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, Санкт-Петербург, Россия,
e-mail: oleg@or6074.spb.edu*

SOLAR RADIATION AND PROBLEM OF DURATION OF THE CURRENT INTERGLACIAL

Dergachev V.A.¹, Raspopov O.M.²

¹*Ioffe Physico-Technical Institute, St.-Petersburg, Russia*

²*SPbF IZMIRAN, St.-Petersburg, Russia*

Information of past climate on long time scales originates from sediment records on the ocean floor and ice core records from the Antarctic and Greenland ice sheets. The temperature on the Earth varied largely during past million years from cold glacials to interglacials of different warmths. The last interglacial (peak at 125 kyr ago), also known as the Eemian in Europe was a period with significantly higher temperatures in many parts of the Northern Hemisphere compared to the current interglacial (the Holocene) from about 11,000 years ago. The cyclic influence of solar radiation on the climate change is investigated in given work. Variations in the eccentricity (100,000 yr), obliquity (41,000 yr) and precession (23,000 yr) of Earth's orbit have been linked to glacial–interglacial climate cycles. Milankovitch theory predicts that it is these orbital mechanisms that drive global climate change. The duration of glacial cycles since ~ 900 kyr BP is approximately 100 kyr, suggesting that insolation variations due to eccentricity are a dominant forcing factor of global climate. The available data on climatic changes and the cyclic influence of solar radiation on the climate change are analyzed and the problem of current interglacial duration is discussed. Well-dated terrestrial and marine records of climate change on long time scale are required in order to identify on what timescales past climate change has occurred and also to identify a suitable analogue of the present climate system.

1. Введение

Истинное понимание изменений современного климата и его прогноза должно опираться на свидетельства надёжных палеоклиматических данных на большой шкале времени. Ископаемые и другие геологические доказательства предполагают, что в далёком прошлом, климат Земли мог быть на 8–15°C (14–27°F) теплее, чем современный климат [1].

Примерно 2 млн. лет назад появились континентальные ледниковые щиты в Северном полушарии. Это предполагает начало эпохи плейстоцена. В максимуме оледенения большая часть Евразии и Северной Америки

была покрыта льдом, а уровень моря был примерно на ~ 130 м ниже современного. В течение эпохи плейстоцена были более холодные периоды, когда увеличивались ледяные щиты и горные ледники. В промежутках были более короткие теплые периоды, называемые межледниковьями с длительностью в примерно 10 тыс. лет, когда происходило существенное таяние льда.

Наиболее недавнее ледниковое продвижение достигло своего пика примерно 18–20 тыс. лет назад. При этом уровень океана оказался примерно на 85 м ниже, чем в настоящее время. А примерно 14 тыс. лет назад температуры начали увеличиваться, и около 8–9 тыс. лет назад ледовые щиты Северной Америки начали таять. Между 7 и 5 тыс. лет назад климат был относительно тёплым, а температура оказалась примерно на 1°C теплее, чем сегодня.

Таким образом, в прошлом происходили существенные колебания климата, и, исходя из палеоклиматических данных, мы живём в конце межледниковья, за которым рано или поздно должен начаться новый ледниковый период.

2. Изменение солнечной инсоляции поверхности Земли во времени как следствие эволюции орбиты Земли и оси её вращения

Гипотезы о причинах крупномасштабных изменениях климата можно связать с изменениями орбиты Земли и её оси вращения во времени, процессами в литосфере в соответствии с изменяющейся массой ледников, возможными обратными связями в системе атмосфера-океан и др. Кажется бы, проще всего изменения климата можно объяснить колебаниями в приходящей на Землю солнечной радиации: более высокое её поступление должно соответствовать более теплему климату и наоборот.

Милутин Миланкович [2] предположил, что ледниковые периоды были вызваны изменениями во времени орбиты Земли, изменяющейся от более круговой до менее круговой на шкале времени около 100,000 лет – *эксцентриситет орбиты*; наклонного положения земной оси вращения относительно плоскости орбиты с циклом в ~ 40 тыс. лет – *наклон земной оси* и изменяющейся ориентацией оси вращения на временных периодах ~ 23 тыс. лет – *прецессия* (Рис. 1). Значение прецессии состоит в том, что она сдвигает сезон ближайшего (перигелий) и дальнего расстояния от Солнца (афелий). Эффекты прецессии модулируются эксцентриситетом. Изменения в угле наклона ответственны за сезоны: чем больше угол, тем больше энергии попадает в полярные области летом. Ни прецессия, ни угол наклона не изменяют общую сумму энергии, достигающей Земли в течение одного полного года. Только эксцентриситет осуществляет это, но этот эффект является настолько маленьким, что им часто пренебрегают в большинстве теорий и в особенности сторонники антропогенного эффекта.

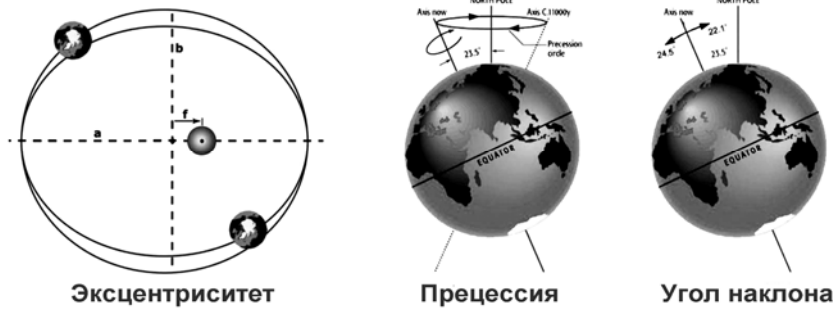


Рис. 1. Три главных источника изменения в приходящей на Землю солнечной инсоляции [3].

Эксцентриситет определяется как $e = f/a$.

Высокоширотная летняя инсоляция (июнь, 65° с.ш.) рассматривается в качестве индекса орбитальной стимуляции оледенения (Рис. 2). (Это является исходной гипотезой Миланковича: холодные лета способствуют росту льда). Для низкой солнечной инсоляции характерно: афелий (наиболее удалённая от Солнца точка) летом (особенно с высоким эксцентриситетом) и низкий наклон земной оси.

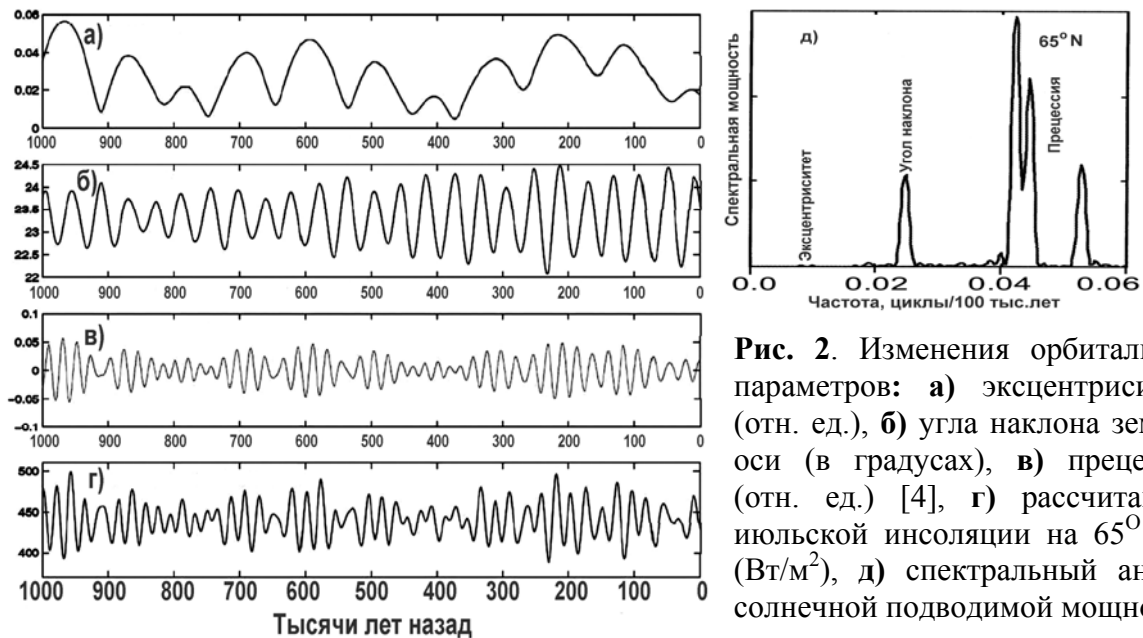


Рис. 2. Изменения орбитальных параметров: а) эксцентриситета (отн. ед.), б) угла наклона земной оси (в градусах), в) прецессии (отн. ед.) [4], г) рассчитанной июльской инсоляции на 65° с.ш. (Вт/м²), д) спектральный анализ солнечной подводимой мощности.

Нет ясности, почему эксцентриситет (рис. 2) имеет такие малые пики.

Динамика ледниково-межледниковых циклов из данных морских донных отложений всё еще остается спорной, особенно по мере углубления в прошлое, несмотря на обилие данных из океанических отложений и ледниковых щитов. Опираясь на результаты изучения данных $\delta^{18}\text{O}$ в кернах льда из Антарктических ледниковых щитов и кернов океанических отложений (напр., [5, 6]), наиболее детально прослежено чередование теплых и холодных периодов за последние миллионы лет. На рис. 3а представлена история оледенения Земли за последний миллион лет. Цифрами указаны межледниковые морские изотопные кислородные стадии (MIS), отражающие чередование теплых и холодных периодов, сравнение с которыми используется для оценки будущих климатических изменений на определенном этапе истории оледенения или потепления. Обращает на себя внима-

ние факт, что при особенно низкой амплитуде солнечной инсоляции в 400-летнем цикле (рис. 3б – толстые линии), амплитуды изменения $\delta^{18}\text{O}$ (Рис. 3а) и температуры (Рис. 3в) особенно высоки.

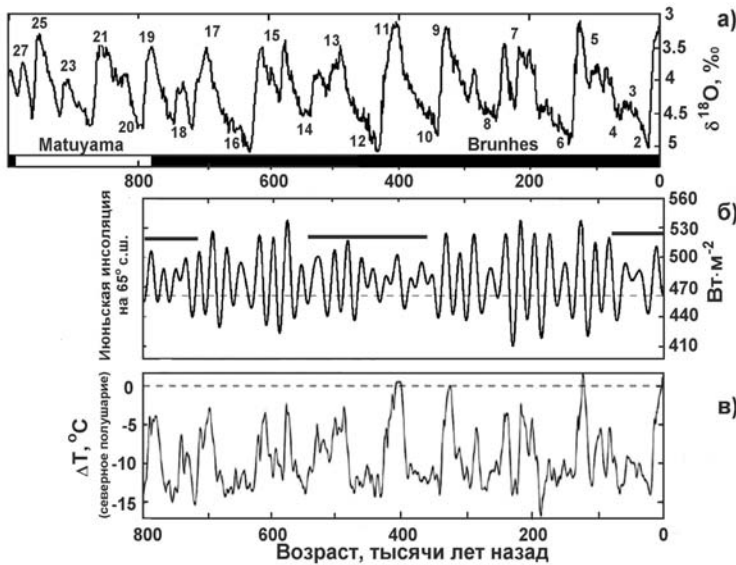


Рис. 3. а) История оледенения Земли последнего миллиона лет [6]. Цифрами выделены межледниковые морские изотопные кислородные стадии (MIS). На нижней шкале – эпохи магнитной полярности. **б)** Солнечная инсоляция на 65° с.ш. (толстыми линиями отмечена 400-летняя модуляция). **в)** Восстановленная температура северного полушария.

Заметные пики в данных $\delta^{18}\text{O}$ присутствуют на орбитальных частотах (Рис. 4), в том числе и пик в ~ 100 тыс. лет, соответствующий изменениям эксцентриситета. Эти пики являются надёжными (устойчивыми) когда используются более мощные спектральные методы.

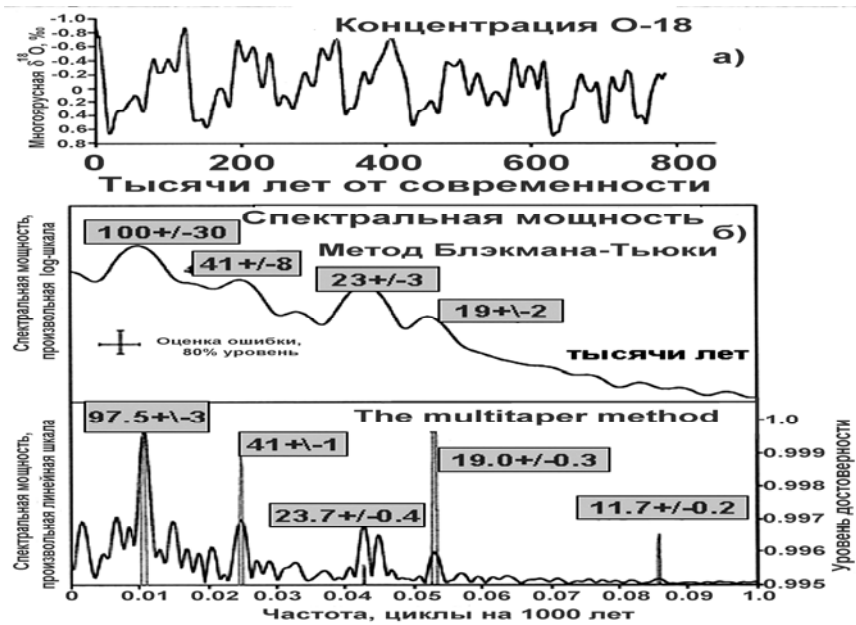


Рис. 4. Спектральный анализ СПЕСМАР данных [7] концентрации кислорода ($\delta^{18}\text{O}$) в изменения объёма льда **а)**, выполненный методами Блэкмана-Тьюки и the multitaper method (**б**).

По результатам анализа климатических данных из кернов льда [8] установлено, что главным климатическим циклом является ~ 100 -тысячелетний, который с точностью до 5% совпадает с астрономической теорией. Важно отметить, что имеет место заметное на 2,5–3 тыс. лет отставания концентрации CO_2 от температуры земной поверхности и концентрации CH_4 , вариации которых оказались почти синхронными.

3. Сравнение последнего межледниковья (128–116 тыс. лет назад) с современным (начало около 11 тыс. лет назад) межледниковьем

Особенности изменения температуры в голоцене исследованы довольно обстоятельно. Данные (напр., [9, 10]) свидетельствуют о том, что примерно с 6 тыс. лет назад наметился тренд похолодания.

Последнее межледниковье Эем (рис. 5) – наиболее недавний интервал до Голоцена, когда глобальный климат был теплым, даже теплее, чем сейчас. Эвстатические колебания уровня моря, косвенные данные средних изменений глобального климата указывают на то, что последнее межледниковье как хроностратиграфическая единица продолжалась с 128 до 116 тысяч лет назад. MIS 5e (см. Рис. 3) – ближайший представитель последнего межледниковья в данных глубоководных отложений, когда уменьшался глобальный объём льдов, отложенных на поверхности Земли.

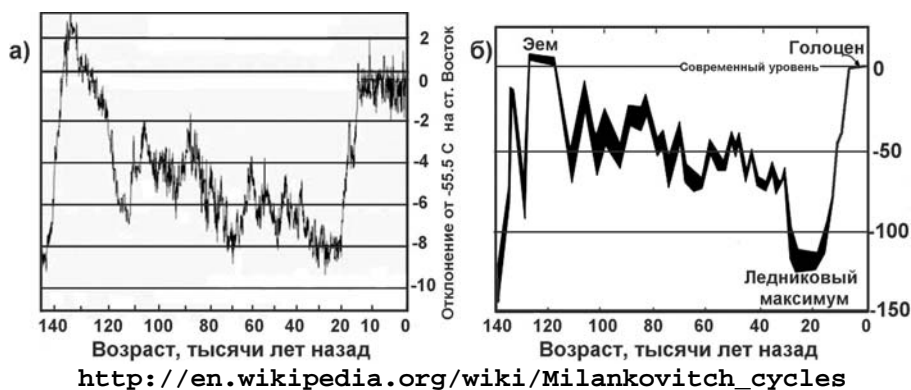


Рис. 5. Изменение а) температуры в голоцене и Эеме по данным станции «Восток» и б) изменение уровня моря (м) в Голоцене и Эеме.

4. О проблеме окончания современного межледниковья

Говорить о конце современного межледниковья приходится на фоне ряда нерешенных вопросов, связанных с орбитальной теорией и эмпирическими данными по изменению климата из косвенных источников. Отметим некоторые из них: проблема 100-тысячелетнего цикла последнего миллиона лет (изменение от ~ 41-тысячелетнего цикла до 100-тысячелетнего); несоответствия между амплитудами изменения инсоляции (чрезвычайно малые солнечные колебания) и высокие амплитуды в изменениях климатического сигнала (концентрации кислорода) в 400-тысячелетнем цикле изменения эксцентриситета 800 тыс. лет назад, 400 тыс. лет назад и в настоящем межледниковье; противоречивость отдельных палеоклиматических показателей глубоководных разрезов; линейные методы анализа для нелинейной системы климата и др.

Потенциальным аналогом для окончания современного межледниковья может служить межледниковая стадия MIS 5. На рис. 6 представлено изменение эксцентриситета в Эеме и голоцене, с которым, как указывалось выше, связывают историю ледниковых периодов.

В качестве потенциальных аналогов для голоцена и его будущей истории рассматривают не только MIS5, но и MIS9, 11 и более удаленные

[11], но похожих по форме на голоцен. Из-за ограниченного объема статьи нет возможности провести такой анализ.

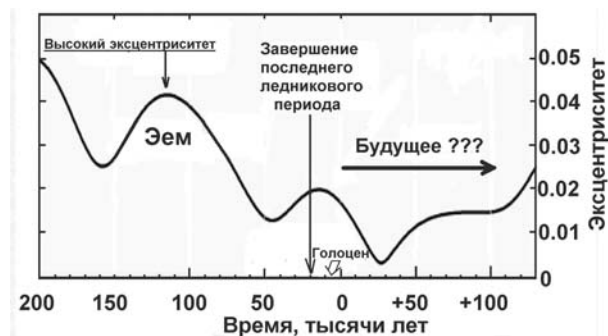


Рис. 6. Что нас ожидает: продолжительное межледниковье или начало нового ледникового периода?

5. Выводы

Анализ экспериментальных данных и многочисленных модельных исследований ледниково-межледниковых циклов не позволяют сделать однозначного вывода об окончании современного межледниковья. По одним исследованиям голоцен должен закончиться в ближайшее время, по другим он продлится еще на десятки тысяч лет от современности. Для того, чтобы предсказать наш будущий климат, крайне важно понять динамику ледниково-межледниковых циклов.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ: 10-02-00391, 10-05-00129, 11-02-00755 и Программы Президиума РАН № 22.

Литература

1. Zachos J. et al. Science. 2001. V. 292, P. 686–693.
2. Milankovitch, M., 1930. Mathematische Klimalehre und Astronomische Theorie der Klimaschwankungen, Gebruder Borntraeger, Berlin.
1. De Boer B. et al. Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology. 2011, doi: 10.1016/j.palaeo.2011.02.001
4. Berger A. and Loutre M.F. Earth and Planet. Sci. Lett. 1992. V. 111. P. 369–382.
5. Jouzel, J. et al. Science. 2007. V. 317. P. 793-796.
6. Lisiecki L. and Raymo M.E. Paleoclimatology. 2005. V. 20, PA1003, doi:10.1029/2004PA001071.
7. Imbrie J. et al., Paleoclimatology. 1992. V. 7(6). P. 701–738.
8. Бялко А.Б. Успехи Физических Наук. 2012. Т. 182. № 1. С. 111- 117.
9. Dansgaard W. et al. Science. 1969. V. 166(3903). P. 377–381.
10. Энергия, природа и климат / под ред. Клименко В.В., Клименко А.В., Андрейченко Т.А. и др. М.: Изд-во МЭИ, 1997. 215 с.
11. Tzedakis P.C. Nature Geoscience. 2012. V. 5. P. 1–4.

ВЛИЯНИЕ ДИНАМИКИ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ НА РЕКУРРЕНТНЫЕ ПОКАЗАТЕЛИ ЭЭГ ЧЕЛОВЕКА

Кануников И.Е., Киселев Б.В., Киселев В.Б.

Санкт-Петербургский государственный университет

INFLUENCE OF GEOMAGNETIC ACTIVITY ON RECURRENCE QUANTIFICATION INDICATORS OF HUMAN EEG

Kanunikov I.E., Kiselev B.V.

Saint-Petersburg State University

The investigation deals with the revealing of influence of a geomagnetic field on human electroencephalogram by means of recurrence quantification analysis (RQA). The EEG base of 10 subjects was processed. The database included electroencephalogram records carried out from 16 points under three background conditions. Each subject took part in 15–50 experiments which are carried out to the period of time from half a year about one year. EEG was registered from temporal, central, parietal and occipital areas of the left and right hemispheres. For each subject for each of 16 points of EEG registration 9 recurrent measures of EEG were calculated (RR, DET, L, DIV, ENTR, RATIO, LAM, TT, CLEAN). Then the factor of correlation of these measures with an index of geomagnetic activity of A_p in a day of carrying out experiment and local daily K -index were calculated. As a result of this research the following conclusions were received.

Significant influence of intensity of a geomagnetic field on recurrent EEG dynamics indicators of all brain areas was shown. The conclusion suggests that the geomagnetic field makes the main impact on a chaotic component of EEG.

В настоящей статье исследуется возможность использования метода количественной оценки рекуррентных диаграмм с целью анализа влияния геомагнитного поля на электроэнцефалограмму (ЭЭГ) человека. Свойство рекуррентности присуще сложным динамическим системам и, в частности, мозгу. В последние годы этот новый метод приобретает популярность при анализе физиологических данных. Важное преимущество метода количественной оценки рекуррентных диаграмм состоит в том, что он может использоваться для анализа коротких временных рядов с шумом.

В 1987 году Экман с соавт. [1] предложили способ отображения m -мерной фазовой траектории состояний $\vec{x}(t)$ на двумерную квадратную двоичную матрицу размером $N \times N$, в которой 1 (черная точка) соответствует повторению состояния при некотором времени i в некоторое другое время j , а обе координатные оси являются осями времени. В результате мы получаем *рекуррентную диаграмму* (recurrence plot, RP):

$$x_{ij} \in \mathbf{R}^{m, \varepsilon_i} = \Theta(\varepsilon_i - \|\vec{x}_i - \vec{x}_j\|), \quad \vec{x} \in \mathbf{R}^m, \quad i, j = 1 \dots N, \quad (1)$$

где N — количество рассматриваемых состояний, ε_i — размер окрестности точки \vec{x} в момент i , $\|\cdot\|$ — расстояние и $\Theta(\cdot)$ — функция Хэвисайда.

Поскольку $R_{i,i} = 1$ ($i = 1 \dots N$) по определению, то рекуррентная диаграмма всегда содержит черную диагональную линию — *линию идентичности* (line of identity, LOI), под углом $\pi/4$ к осям координат. Произвольно взятая рекуррентная точка $[i, j]$ не несет какой-либо полезной информации о состояниях во времена i и j . Только вся совокупность рекуррентных точек позволяет восстановить свойства системы.

Непрактично и, как правило, невозможно обнаружить полную рекуррентность в смысле $\bar{x}_i \equiv \bar{x}_j$ (состояние динамической, а особенно — хаотической системы не повторяется полностью эквивалентно начальному состоянию, а подходит к нему сколь угодно близко). Рекуррентными являются состояния \bar{x}_j , попадающие в m -мерную окрестность с радиусом ε_i и центром в \bar{x}_i . Эти точки \bar{x}_j называются *рекуррентными точками* (recurrence points). В выражении (1) сказанное описывается функцией Хэвисайда Θ и ее параметром ε_i . Можно выделить два основных класса структур: *топология* (typology), соответствующая крупномасштабным структурам, и *текстура* (texture), соответствующая мелкомасштабным структурам. Структуры рекуррентных диаграмм можно анализировать численно. Zbilut и Webber [2, 4] разработали количественный анализ рекуррентных диаграмм (recurrence quantification analysis RQA) для определения численных показателей рекуррентной диаграммы. Они предложили меры, использующие плотность рекуррентных точек и диагональные структуры диаграммы: *recurrence rate* (RR, коэффициент самоподобия), *determinism* (DET, предсказуемость), *divergence* (DIV, обратная величина максимальной длины диагональной линии), *entropy* (ENTR, энтропия) и *trend* (TREND, тренд). Marvan [3] предложил меры, основанные на горизонтальных (вертикальных) структурах рекуррентных диаграмм: *замирание* (LAM) и *показатель задержки* (TT). В работе [5] предложена мера (CLEAN) оценки баланса между стохастической и детерминистской составляющей.

Обрабатывалась база ЭЭГ данных 10 испытуемых. База данных включала в себя записи электроэнцефалограммы, осуществленной с 16 отведений при трех фоновых условиях. Каждый испытуемый принял участие в 20–50 экспериментах, проводимых в период времени от полугода до 2-х лет. Регистрация ЭЭГ осуществлялась по международной системе отведений 10/20 во фронтальных, височных, центральных, теменных и затылочных отведениях левого и правого полушарий. Длина записи ЭЭГ составляла около 1 мин для каждого из трех фонов, ЭЭГ квантовалась с частотой 200 раз в секунду. Постоянная времени составляла 0.3 секунды, а верхняя частота среза равнялась 30 Гц.

Для каждого испытуемого для каждого из 16 отведений и 3-х фоновых состояний вычислялись 9 рекуррентных мер ЭЭГ (RR, DET, L, DIV, ENTR, RATIO, LAM, TT, CLEAN), после чего рассчитывался коэффициент корреляции этих мер с индексом геомагнитной активности Ар в день

проведения опыта. В результате проведения одного эксперимента получалось около 500 значений рекуррентных мер ($9 \times 16 \times 3$). При этом использовалось два индекса: планетарный Ар и локальный суточный К индекс, который брался на сайте финской обсерватории (Sudancula). При анализе данных рассматривались только значимые коэффициенты корреляции.

В таблице 1 представлены данные о количестве значимых взаимосвязей с планетарным и локальным К индексом, усредненные по всем 16 отведениям ЭЭГ и 3 фоновым состояниям.

Рассмотрение полученных данных свидетельствует о том, что количество значимых взаимосвязей с рекуррентными показателями, в целом, больше с локальным К индексом, нежели с планетарным.

Следует подчеркнуть также, что данные характеризовались индивидуальными отличиями, так, у некоторых испытуемых было обнаружено достаточно большое число достоверных коэффициентов корреляции с глобальным Ар индексом (больше 70), в то время как у других количество значимых корреляций было небольшим (около 20). Соответствующие данные по локальному индексу равны 94 и 45.

Таблица 1. Количество значимых корреляций рекуррентных показателей ЭЭГ с индексом геомагнитной активности (Ар), в скобках с локальным индексом (К).

Исп.	RR	DET	L	DIV	ENTR	RATIO	LAM	TT	CLEAN	Сумма
А-ва	(7)1	(9)2	(9)0	(5)1	(8)5	(8)4	(10)1	(9)1	(9)4	(74)19
Г-ва	(6)5	(3)0	(6)4	(8)2	(5)2	(4)4	(4)0	(6)3	(3)0	(45)20
Е-ва	(7)5	(10)6	(8)6	(7)8	(10)6	(8)3	(9)9	(9)7	(9)5	(77)55
И-на	(4)8	(7)5	(6)4	(6)5	(7)4	(9)9	(13)5	(6)4	(11)7	(69)51
К-лев	(11)3	(4)0	(2)0	(8)9	(7)0	(7)7	(9)8	(1)0	(8)8	(57)35
М-ов	(6)7	(9)16	(2)3	(4)6	(2)3	(7)4	(12)17	(2)3	(8)14	(52)73
П-к	(8)7	(7)5	(14)8	(11)10	(14)8	(13)12	(8)5	(12)9	(7)5	(94)69
П-ва	(5)8	(5)3	(4)6	(7)5	(5)4	(12)12	(5)4	(4)5	(5)4	(52)51
С-ин	(12)10	(5)7	(9)8	(11)12	(7)8	(9)10	(8)7	(9)9	(6)8	(76)79
Ф-п	(10)7	(9)9	(8)5	(5)9	(8)8	(4)5	(8)7	(7)6	(9)11	(68)67
Итого	(76)61	(68)53	(68)44	(72)67	(73)48	(81)70	(86)63	(65)47	(75)66	(664)519

Исследование классических ритмов ЭЭГ (тета-, альфа- и бета-) в отношении их реактивности в ответ на изменения геомагнитного поля не выявило значимых взаимосвязей с Ар и К индексом, в то время как исходный нефильтррованный сигнал ЭЭГ такие взаимосвязи обнаружил.

Получение большого числа значимых взаимосвязей геомагнитной активности с рекуррентными показателями ЭЭГ свидетельствует о влиянии геомагнитного поля на состояние мозга человека.

Понятен также тот факт, что локальный индекс оказывается более тесно связанным с рекуррентными показателями по сравнению с планетарным индексом. Это объясняется тем, что локальный индекс более точно, по сравнению с планетарным, отражает состояние геомагнитного поля в Санкт-Петербурге, находящемся на близкой долготе.

В последние годы в литературе появился ряд комплексных исследований, в которых представлены убедительные данные о влиянии геомагнитных бурь на сердечно-сосудистую систему. При этом предполагается, что геомагнитные бури являются стрессорным фактором для организма человека, механизмы которого опосредованы через кору надпочечников и эпифиз. Среди исследователей пока нет общепринятого мнения о природе этого феномена, однако многие факты позволяют предполагать, что одним из ведущих факторов в реакциях человека на геомагнитные воздействия является головной мозг.

Одна из наиболее интересных и привлекательных интерпретаций результатов, касающихся височных отделов, состоит в следующем, Согласно данным (Schultheiss-Grassi P, P, et al, [6] Dobson J. Grassi P. [7]), в гиппокампе и височных отделах мозга человека найдены кристаллы биологического магнетита, подобные находимым в клетках некоторых животных, обладающих магнитоцепцией. Предполагается, что кристаллы магнетита опосредуют взаимодействие между геомагнитным полем и мозгом.

Наиболее интересный факт об отсутствии корреляций классических ритмов ЭЭГ с показателями геомагнитной активности позволяет предположить, что именно хаотическая нерегулярная составляющая ЭЭГ определяет реакцию организма на подпороговое интегральное воздействие со стороны геомагнитного поля. Это означает, что геомагнитное поле оказывает интегральное сверхслабое воздействие на мозг человека и влияет не на внутренние устойчивые ритмы мозга, а на стохастическую составляющую ЭЭГ.

Литература

1. *Eckmann J.P., Kamphorst S.O., Ruelle D.* Europhysics Letters. 1987. v.5. p. 973–977.
2. *Zbilut J. P., Webber Jr.C.*, Physics Letters A 171 (3–4). 1992. p. 199–203.
3. *Marwan N., Meinke A.*, Intern. J. of Bifurcation and Chaos. 2004. v. 14 (2).
4. *Webber Jr.C.L., Zbilut J.P.* Journal of Applied Physiology. 1994. v.76(2). p. 965–973.
5. *Куселев В.Б.*, Научно-технический вестник ГУИТМО. СПб, 2007. в.20. с. 121–130.
6. *Schultheiss-Grassi P.P.* TEM investigations of biogenic magnetite extracted from the human hippocampus // Biochim. Biophys. Acta. – 1999, – Vol. 1426, N 1. P. 212–216.
7. *Dobson J.*, Magnetic properties of human hippocampal tissue-evaluation of artefact and contamination sources // Brain. Res. Bull. – 1996, – Vol. 39, N 4. – P.255–259.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЛОБАЛЬНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВЕТРА, ВЫЗВАННЫХ ВАРИАЦИЯМИ УФ РАДИАЦИИ СОЛНЦА В ЦИКЛЕ ЕГО АКТИВНОСТИ

Криволюцкий А.А., Черепанова Л.А.

*Центральная аэрологическая обсерватория (Росгидромет)
г. Долгопрудный М. о., Россия*

THREE-DIMENSIONAL MODEL SIMULATIONS THE CHANGES OF TEMPERATURE, WIND AND CHEMICAL COMPOSITION OF THE EARTH'S ATMOSPHERE INDUCED BY ACTIVITY OF THE SUN

Krivolutsky A.A., Cherepanova L.A.

*Central Aerological Observatory (Rosgidromet)
Dolgoprudny, Moscow Region, Russia*

Results of three-dimensional numerical modeling of temperature and wind changes in a range of heights of 0–130 km caused by change of streams of UV radiation of the Sun in the 23rd cycle of its activity, which was characterized by unusually low values of streams of UV radiation. Middle atmosphere lower thermosphere GCM was used for the study. The amplitudes of UV variations in different bands, which were incorporated into radiative module of GCM, were twice large in comparison to corresponding magnitudes for the previous solar cycles. The results of model simulations showed that a response of temperature to variations of UV radiation due to absorption of solar energy by ozone and molecular oxygen has essentially non-zonal character caused by existence in model of sources of quasistationary waves, and appreciable (several K) the effect at tropospheric levels. So that, simulated effects found in the study showed that atmospheric ozone and planetary wave activity are the key parameters in this mechanism of solar-atmospheric connections.

1. Введение

Как известно, физическими агентами, осуществляющими переменное по времени внешнее воздействие на атмосферу Земли, являются электромагнитная и корпускулярная радиация. Изменения электромагнитной радиации в цикле активности Солнца зависят от длины волны, убывая с ее ростом [1].

Спутниковые наблюдения изменчивости вариаций солнечного спектра с 11-летним циклом солнечной активности (по данным за 3 солнечных цикла: 20, 21 и 22-ой) позволили оценить эти изменения: примерно 100% в области 140–155 нм, 70% для длины волны 160 нм, 50% для 170 нм и 20% для 180 нм. Из приведенных данных видно, что эти изменения затухают с увеличением длины волны. В области длин волн более 100 нм важным источником ионизации и диссоциации в атмосфере является эмиссионная линия водорода L- α , которая в спокойных условиях несет большую энергию, чем весь остальной спектр в области коротких длин волн. Общий поток излучения в этой линии, а также ее форма, изменяются в течение сол-

нечного цикла от $(2,5...3,0) \cdot 10^{11}$ фотон·см⁻²·с⁻¹ в минимуме солнечной активности до $(4,0...6,0) \cdot 10^{11}$ фотон·см⁻²·с⁻¹ в максимуме [2]. Наличие на Солнце «активных долгот», в которых группируются солнечные пятна. Измерения со спутников, проведенные в период 23-го цикла активности Солнца, показали, что затянувшийся минимум активности сопровождался беспрецедентным понижением потока УФ радиации.

В настоящей работе представлены результаты трехмерного моделирования, иллюстрирующие атмосферные эффекты сильного понижения УФ радиации в годы минимума 23-го цикла.

2. Моделирование воздействия факторов солнечной активности на атмосферу Земли

Трехмерные модели являются мощным инструментом в современных исследованиях и используются при решении различных задач химии и динамики атмосферы. Ниже приводится краткое описание численной модели общей циркуляции, которая использовалась для реализации численных сценариев [3], а также результаты расчетов.

2.1. Описание модели общей циркуляции атмосферы

Модель является развитием одной из версий, разработанных в Институте метеорологии Университета г. Кельн, Германия – СОММА (Cologne Middle Atmosphere Model [4]). Данная версия (САО/СОММА) модели содержит более совершенные радиационные блоки, учитывающие перенос радиации с учетом облачности и аэрозоля, а также более детальное пространственное разрешение. Шаг высотного разрешения – 1 км, шаг по широте в интервале $-87,5^\circ$ ю.ш.— $+87,5^\circ$ с.ш. составляет 10° , шаг по долготе $11,25^\circ$. Верхний уровень модели лежит на высоте 135 км. Модель основана на численном решении системы «примитивных» уравнений, записанных в сферических координатах

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{a \cos \vartheta} \frac{\partial(u^2)}{\partial \varphi} - \frac{1}{a \cos \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (uv \cos \vartheta) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 uw) + (f + \frac{u}{a} \operatorname{tg} \vartheta)v - \frac{1}{a \cos \vartheta} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} -$$

$$- \Lambda_{\varphi\varphi} u + F_u^\mu + F_u^D + G_u$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{a \cos \vartheta} \frac{\partial uv}{\partial \varphi} - \frac{1}{a \cos \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (v^2 \cos \vartheta) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 vw) - (f + \frac{u}{a} \operatorname{tg} \vartheta)u - \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \vartheta} - \Lambda_{\vartheta\vartheta} v +$$

$$+ F_v^\mu + F_v^D + G_v$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{a \cos \vartheta} \frac{\partial uT}{\partial \varphi} - \frac{1}{a \cos \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (vT \cos \vartheta) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 wT) - \frac{R}{m' c_p H} wT - \alpha(T - T_0) +$$

$$+ F_T^\mu + F_T^D + Q_i + G_T$$

$$\frac{1}{a \cos \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (v \cos \vartheta) + \frac{1}{a \cos \vartheta} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w) = 0$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{RT}{m'H} \quad (5)$$

где u – зональная скорость ветра (положительная на восток), v – меридиональная скорость ветра (положительная на север), T – температура, $w = \frac{dz}{dt}$ – вертикальная скорость (положительная вверх), Φ – геопотенциал, θ – широта, φ – долгота, $z = H \ln(p_0/p)$, f – параметр Кориолиса, $H = 7$ км (высота однородной атмосферы), M – молекулярный вес воздуха, M_0 – молекулярный вес на фиксированной поверхности, $m' = M/M_0$, p – давление, p_0 – давление на фиксированной поверхности, a – радиус Земли, R – универсальная газовая постоянная, T_0 – температура основного состояния, зависящая только от высоты и широты, α – коэффициент ньютоновского выхолаживания, Γ – адиабатический градиент температуры, κ – коэффициент молекулярной теплопроводности, Λ_{mn} – тензор ионного трения, μ – динамическая вязкость, ρ_0 – плотность основного состояния, зависящая только от высоты, $\tau' = T/T_0$, D – коэффициент турбулентной диффузии, Q_i – источники и стоки тепла, Pr – число Прандтля, G_u , G_v – вклад гравитационных волн в изменение u , v , G_T – вклад гравитационных волн в изменение T .

Система уравнений (1–5) решается явным методом с фиксированным временным шагом 112.5 с. Для предотвращения нелинейной неустойчивости за счет накопления энергии на малых (подсеточных) масштабах в модели применяется численная фильтрация. В процессе решения значения геопотенциала Φ рассчитывается из уравнения статики. Модель позволяет включать источник планетарных волн на поверхности Земли, задавая возмущение $\Phi_0(\varphi, \theta)$ либо по эмпирическим данным, либо в виде стилизованного волнового возмущения с заданной амплитудой, фазой, широтной структурой и зональным волновым числом.

Входными параметрами для схемы учета воздействия ВГВ [5] в модели являются: $l = 200$ км – горизонтальная длина волны, вертикальные скорости на нижней границе для трех волн $W = 0,15$ м/с, $0,02$ м/с, $0,02$ м/с. Фазовые скорости равны 0 м/с, 30 м/с, 60 м/с, азимуты, равные 0° , 45° , 135° , 180° , 225° , 315° . С учетом приведенных параметров в схему включено 18 волновых компонент. Нагрев средней атмосферы, который учитывается в модели, происходит при поглощении солнечной радиации озоном в полосах Шапюи, Хаггинса и Хартли и молекулярным кислородом в полосах Шумана-Рунге и в континууме Шумана-Рунге [6].

2.2. Результаты расчетов

23-й цикл активности Солнца характеризовался не только затянувшимся минимумом, но и необычайно низкими значениями потоков ультрафиолетовой радиации, что показали наблюдения со спутников прибором SIM [9]. Было реализовано два сценария: для максимума солнечной актив-

ности (интегрирование на два модельных года) и для минимума активности Солнца (интегрирование на два модельных года). Уровень УФ радиации в максимуме и минимуме активности Солнца задавался примерно в соответствии приведенным рисунком (в зависимости от длины волны солнечной радиации). В минимуме активности 23-го цикла уровень понижения УФ радиации (%) брался примерно вдвое большим, чем в предыдущих циклах. Таким образом, разница в потоках УФ радиации, которая использовалась в численных сценариях (в зависимости от длины волны) была следующей: Эти вариации закладывались в радиационные блоки модели, учитывающие поглощение озоном и молекулярным кислородом.

Используемые в расчетах величины изменений потока УФ (%) радиации Солнца между макс. и мин. активности 23-го цикла

Континуум Шумана-Рунге (< 175 нм)	21
Полосы Шумана-Рунге (175–200 нм)	15
Континуум Герцберга (200–242 нм)	9
Полосы Хартли (242–310 нм)	4,5
Полосы Хаггинса (310–400 нм)	3
Полосы Шапнюи (400–850 нм)	1,5

На нижней границе модели задавались амплитуды и волновые характеристики внутренних гравитационных и стационарных волн. Пространственная структура и их амплитуды на нижней границе модели в стилизованном виде соответствовали наблюдениям, включая годовой ход их амплитуд. Были включены стационарные возмущения с волновыми числами $S = 1, 2, 3$. Ниже представлены результаты расчетов, характеризующие разность значений температуры и зонального ветра между максимумом и минимумом активности. Приведены разности среднемесячных значений в конце каждого из двухлетних периодов интегрирования.

На Рис. 1 представлены модельные изменения температуры в средней атмосфере и нижней термосфере для июля. Видно, что эффект составляет порядка 2 К на высоте максимума озона, и быстро увеличивается с высотой в нижней термосфере.

На Рис. 2 изображены широтно-долготные разрезы эффекта для высоты 5 км. Видно, что эффект солнечного цикла имеет волновую структуру (которая подавляется при осреднении по кругу широты) с амплитудой несколько град. К. Данная структура, очевидно, обусловлена наличием стационарных волн, посредством которых возмущение передается от высоких уровней на уровни тропосферы и нижней стратосферы.

На Рис. 3 представлены рассчитанные изменения скорости зонального ветра для июля в тропосфере (изображен широтно-долготный разрез эффекта для высоты 5 км). Вновь видна волновая структура в отклике с амплитудой в северной полярной области более 1 м/с.

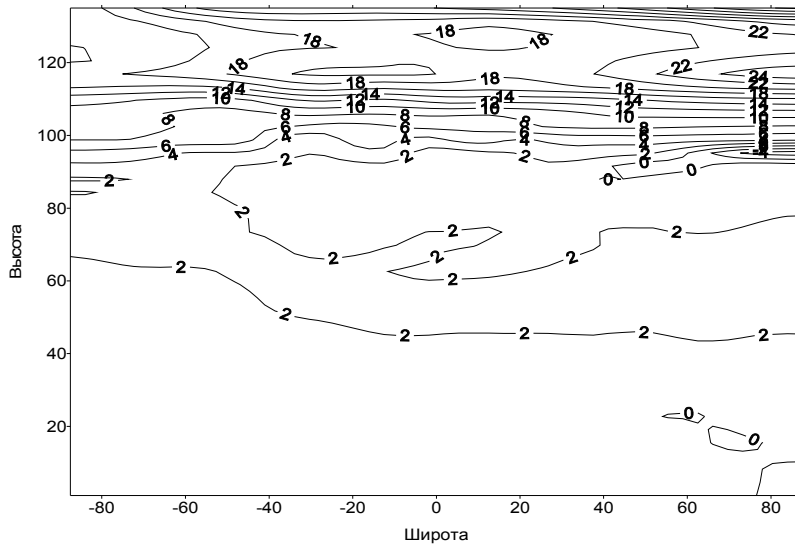


Рис. 1. Изменения температуры в цикле активности в июле (расчет по модели общей циркуляции).

Рис. 2. Изменения температуры в нижней тропосфере (5 км) в цикле активности для июля (расчет по модели общей циркуляции).

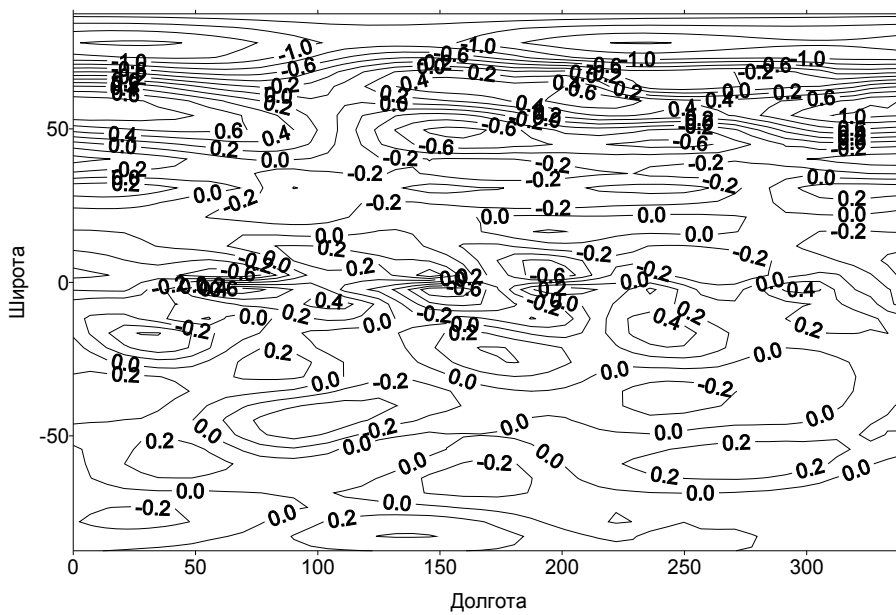
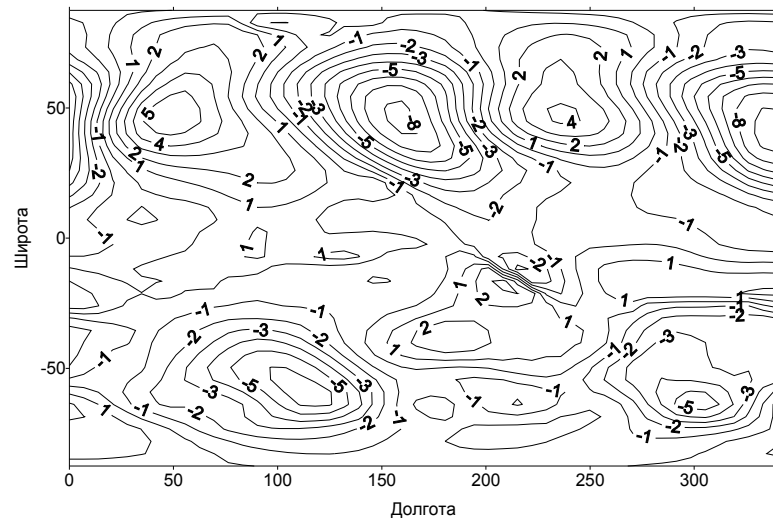


Рис. 3. Изменения скорости зонального ветра в нижней тропосфере (5 км) в июле в цикле активности в июле (расчет по модели общей циркуляции).

3. Заключение

Представленные результаты численного моделирования могут служить основой для дальнейшего количественного анализа механизма воздействия конкретного физического фактора – вариаций солнечной УФ радиации.

Показано, что аномально низкие уровни УФ радиации Солнца в 23-м цикле активности Солнца увеличили размах этих колебаний, что привело к увеличению воздействия на атмосферу Земли посредством участия в этой цепи газов поглотителей (озона и молекулярного кислорода). Представляется важным наличие еще одного звена, связывающего верхнюю атмосферу с нижележащими слоями – крупномасштабных атмосферных волн. Найден сигнал в нижней атмосфере, имеющий волновую структуру и в значительной степени подавленный при осреднении вдоль круга широты. Представляется важным продолжить работы в этом направлении для исследования вклада солнечной активности в глобальные и региональные изменения природной среды и климата.

Литература

1. *Брасье Г., Соломон С.* Аэрономия средней атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1987, 414 с.
2. *Кривоуцкий А.А., Репнев А.И.* Воздействие космических факторов на озоносферу Земли. М.: ГЕОС, 384 с., 2009.
3. *Jacobs H.J., Bishof M., Ebel A., Speth P.*, 1986, Simulation of gravity wave effects under solstice conditions using a 3-d circulation model of the middle atmosphere., *Atm.Terr.Phys.*, vol.48, No.11–12, pp.1203–1223.
4. *Krivolutsky A., Klyuchnikova A., Zakharov G., Vyushkova T., Kuminov A.*, Dynamical response of the middle atmosphere to solar proton event of July 2000: Three-dimensional model simulations. *Adv. Space Res.* 2006, 37, 1602–1613.
5. *Lindzen R.S.*, Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown., *J. of Geoph. Research*, 1981, vol.86, No.c10, pp.9707–9714.
6. *Strobel D.F.*, Parametrization of the atmosphere heating rate from 15 to 120 km due to O3 and O2 absorption of solar radiation., *J. of Geoph. Research*, 1978, 20, 6225–6230.

К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ КЛИМАТИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ НА СОДЕРЖАНИЕ КОСМОГЕННОГО ИЗОТОПА C-14 В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ В ПРОШЛЫЕ ЭПОХИ

**Кудрявцев И.В.^{1,2}, Дергачев В.А.¹, Наговицын Ю.А.²,
Огурцов М.Г.^{1,2}, Юнгнер Х.³**

¹Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

³Университет г. Хельсинки, Хельсинки, Финляндия

ON THE INFLUENCE OF CLIMATIC FACTORS ON THE ABUNDANCE OF COSMOGENIC ISOTOPE C-14 IN TERRESTRIAL ATMOSPHERE IN THE PAST

**Koudriavtsev I.V.^{1,2}, Dergachev V.A.¹, Nagovitsyn Yu.A.²,
Ogurtsov M.G.^{1,2}, Jungner H.³**

¹Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

²Central Astronomical Observatory, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

³University of Helsinki, Helsinki, PO Box 64, F_00014 Finland

Issues related to reconstruction of solar activity in the past using the data on concentration of cosmogenic isotopes in natural archives are actively debated lately. Radiocarbon ¹⁴C, which is generated in the Earth's atmosphere due to cosmic ray and fixed in tree rings, is one of these isotopes. Its concentration in tree rings carries information not only about solar activity and cosmic ray intensity but as well about climatic changes. Possible influence of climatic changes on the variation of the abundance of ¹⁴C in terrestrial atmosphere is considered. It is shown that consideration of influence of climatic change on the ¹⁴C abundance is necessary for the reconstruction of solar activity in the past.

Хорошо известно, что космогенные изотопы ¹⁴C и ¹⁰Be образуются в атмосфере Земли под действием галактических космических лучей (ГКЛ) [1, 2]. Изотопы ¹⁰Be осаждаются на поверхность Земли и накапливаются в ледниках и океанических отложениях, а изотопы ¹⁴C участвуют в обмене между природными резервуарами, поглощаются в составе газа CO₂ растениями и откладываются в годичных кольцах деревьев [3], храня информацию о прошлых изменениях. На скорость образования этих изотопов в земной атмосфере влияет изменяющаяся во времени солнечная активность (СА). Данный эффект обусловлен модуляцией интенсивности ГКЛ межпланетным магнитным полем, изменяющимся с циклом СА. Поэтому изучение изменения содержания этих изотопов в образцах известного возраста помогает исследовать изменение СА в прошлые века, решая, например, «прямую» [4] и «обратную» [5] задачи баланса ¹⁴C между природными резервуарами. На содержание ¹⁴C в естественных архивах влияют также вариации содержания CO₂ в атмосфере и изменения климата, происходившие в прошлом. В работе [6] отмечена необходимость учета влияния темпера-

турных вариаций на содержание ^{14}C в атмосфере Земли, что обусловлено зависимостью скоростей перехода ^{14}C между природными резервуарами. Так, хорошо известно, что при нагревании воды происходит уменьшение концентрации растворенного в ней углекислого газа, т.е. происходит дегазация и наоборот. Поэтому в периоды сильных вариаций глобальной температуры (например, во время Малого ледникового периода) необходимо учитывать температурную зависимость скоростей перехода ^{14}C между природными резервуарами. В недавно опубликованной работе [7] рассмотрены вариации температуры поверхностного слоя океана около Антарктиды в течение последних 12000 лет и показано, что колебания температуры достигали нескольких градусов и совпадают с глобальными климатическими вариациями. Более того, в середине второго тысячелетия нашей эры наблюдалось резкое похолодание поверхностного слоя воды, совпадающего по времени с Малым Ледниковым периодом. При этом уменьшение температуры воды могло достигать 2–3 градуса [7]. После этого наступило повышение температуры. Такие вариации температуры поверхностного слоя океана должны приводить к перераспределению ^{14}C между океаном и атмосферой, а следовательно, данный эффект необходимо учитывать при изучении активности Солнца в прошлом с использованием данных по содержанию космогенного изотопа ^{14}C в годичных кольцах деревьев.

Для изучения этого эффекта мы проведем моделирование на основе пятирезервуарной обменной системы (см., например [9]). В этом случае содержание изотопа ^{14}C в атмосфере, биосфере, гумусе, верхнем и глубинном слоях океанов описывается следующей системой дифференциальных уравнений:

$$\frac{dN_a}{dt} = Q(t) - (\lambda + \lambda_{ab} + \lambda_{amO})N_a + \lambda_{ba}N_b + \lambda_{ha}N_h + \lambda_{mOa}N_{mO}, \quad (1)$$

$$\frac{dN_b}{dt} = \lambda_{ab}N_a - (\lambda + \lambda_{ba} + \lambda_{bh})N_b, \quad (2)$$

$$\frac{dN_h}{dt} = \lambda_{bh}N_b - (\lambda + \lambda_{ha})N_h, \quad (3)$$

$$\frac{dN_{mO}}{dt} = \lambda_{amO}N_a - (\lambda + \lambda_{mOa} + \lambda_{mOdO})N_{mO} + \lambda_{dOmO}N_{dO}, \quad (4)$$

$$\frac{dN_{dO}}{dt} = \lambda_{mOdO}N_{mO} - (\lambda + \lambda_{dOmO})N_{dO}, \quad (5)$$

где N_a , N_b , N_h , N_{mO} , N_{dO} – содержание изотопа ^{14}C в атмосфере, биосфере, гумусе, верхнем (перемешиваемом) и глубоких слоях океана, соответственно; t – время; λ – скорость распада ^{14}C ; λ_{ab} , λ_{amO} , λ_{ba} , λ_{ha} , λ_{mOa} , λ_{bh} , λ_{mOdO} , λ_{dOmO} – скорости переходов ^{14}C из атмосферы в биосферу, из атмосферы в верхний слой океана, из биосферы в атмосферу, из гумуса в атмосферу, их верхнего слоя океана в атмосферу, из биосферы в гумус, из верхнего слоя

океана в глубокие и из глубокого слоя океана в верхний, соответственно; $Q(t)$ – скорость образования ^{14}C в земной атмосфере.

В общем виде все приведенные выше скорости переходов ^{14}C между резервуарами могут зависеть от изменений климата, однако в данной работе мы рассмотрим возможное влияние температурной зависимости только для скорости перехода изотопа ^{14}C из верхнего слоя океана в атмосферу. При этом мы будем считать, что температура верхнего слоя океана изменяется синхронно с изменением глобальной температуры воздуха в атмосфере, а для этой температуры мы будем использовать имеющиеся реконструкции. Т.е. будем полагать, что $\lambda_{mOa} = (1 + k \cdot \Delta T) \lambda_{mOa}^0$, где ΔT – вариации глобальной температуры воздуха, k – численный коэффициент. Для остальных коэффициентов, также как и в работе [9], мы использовали следующие значения: $\lambda_{ab} = 1/30 \text{ год}^{-1}$, $\lambda_{amO} = 1/6.84 \text{ год}^{-1}$, $\lambda_{ba} = 1/30.6 \text{ год}^{-1}$, $\lambda_{ha} = 1/101.2 \text{ год}^{-1}$, $\lambda_{mOa}^0 = 1/8.5 \text{ год}^{-1}$, $\lambda_{bh} = 1/30.6 \text{ год}^{-1}$, $\lambda_{mOdO} = 1/3.1 \text{ год}^{-1}$, $\lambda_{dOmO} = 1/193 \text{ год}^{-1}$. Следует отметить, что указанные значения, кроме λ_{mOdO} , взяты из работы [9], где для этой величины выбрано значение $1/3 \text{ год}^{-1}$. Для скорости генерации Q была взята пропорциональная зависимость по содержанию ^{10}Be в годовых слоях льда. Основанием для этого служит то обстоятельство, что скорости образования обоих изотопов в атмосфере пропорциональны интенсивности ГКЛ, проникнувших в атмосферу Земли. При этом изотоп ^{10}Be не участвует в обмене между резервуарами, а поэтому его концентрация в годовых слоях льда пропорциональна интенсивности ГКЛ в атмосфере Земли (см. также [10]).

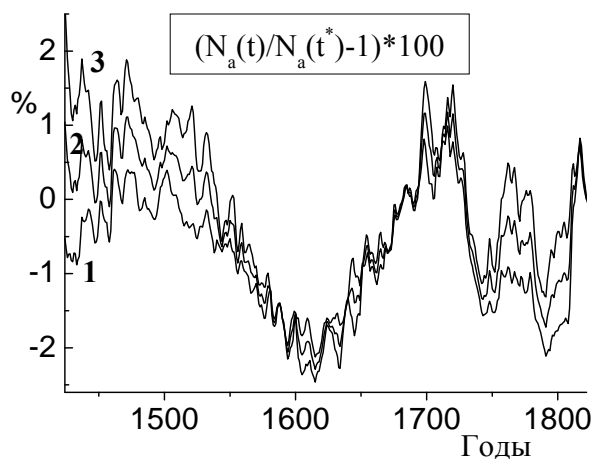


Рис. 1.

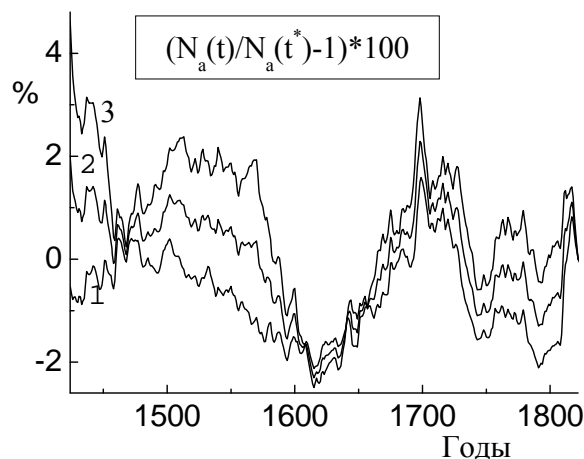


Рис. 2.

На рис. 1 и рис. 2 приведены результаты расчетов вариации содержания изотопа ^{14}C в атмосфере с использованием температурных реконструкций Манна и др. [11] и Эспера и др. [12], соответственно. Кривые 1, 2, 3 соответствуют коэффициенту $k = 0, 0.05$ и 0.1 соответственно, что соответствует изменению скорости перехода изотопа ^{14}C из верхнего слоя океана в атмосферу на 0%, 5% и 10% при изменении глобальной температуры воз-

духа, на 1 градус. Здесь следует отметить, что реконструкции глобальной температуры воздуха в этот период дают изменение температуры меньше, чем на 1 градус, а вариация температуры поверхностного слоя океана может достигать 2–3 градуса. Следовательно, значения коэффициента k , приведенные к температуре воды, будут в разы ниже, чем использованные при расчетах.

В качестве начальных были выбраны следующие условия: $N_a(1424) = 7.6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, $N_b(1424) = 3.88 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, $N_h(1424) = 1.25 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $N_{mO}(1424) = 8.77 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, $N_{dO}(1424) = 5.51 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $Q(1424) = 8 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \text{ год}^{-1}$. В расчетах, результаты которых приведены на рис. 1 и 2 использовались данные по содержанию ^{10}Be во льдах Гренландии, приведенные в [13]. При этом, вариации содержания изотопа ^{14}C , приведенные на рисунке, удобно рассматривать относительно 1822 года (t^*), так как согласно реконструкции приведенной в работе [14] в этот год $\Delta^{14}\text{C} = 0$.

Из приведенных рисунков видно, что глобальные вариации температуры поверхностного слоя воды могут приводить к существенным изменениям содержания ^{14}C в атмосфере Земли и это необходимо учитывать при реконструкции активности Солнца в прошлом.

Работа поддержана программой совместных работ РАН и Академии наук Финляндии (проект 16) и частично грантами РФФИ № 10-02-00391, НШ-1625.2012.2, программами ПРАН № 21 и 22, ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" (мероприятия 1.2.1, 1.5).

Литература

1. *Дергачев В.А., Векслер В.С.* «Применение радиоуглеродного метода для изучения природной среды в прошлом». Ленинград, ФТИ, 1991, 258 с.
2. *Beer J., et al.*, 1994. Solar variability traced by cosmogenic isotopes. The Sun as a variable star. (ed. J.M. Pap). Cambridge University Press, New York. P. 291–300.
Beer J., Blinov A., Bonani G. et. al. // Nature.1990. V.347. P. 164.
3. *Libby W.F.* "Radiocarbon Dating". Chicago-London-Cambridge. 1955. 175 p.
4. *Огурцов М.Г.* // Solar Physics. 2004. V.220. P. 93.
5. *Наговицын Ю.А.* // Труды XI Пулковской международной конференции по физике Солнца, СПб, Пулковое, ГАО РАН, 2007, с. 271.
6. *Дергачев В.А., Остряков В.М.* // Труды 6 всесоюзного совещания по проблеме «Астрофизические явления и радиоуглерод». Тбилиси 13–15 октября 1976 г. Тбилиси, 1978. с. 177.
7. *Shevenell A.E. et all.* Nature, 2011, Volume 470, Pages 250–254.
8. *Дорман Л.И.* // Труды 6 всесоюзного совещания по проблеме «Астрофизические явления и радиоуглерод». Тбилиси 13-15 октября 1976 г. Тбилиси, 1978. с. 49.
9. *Дергачев В.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. Физическая, 2011, т. 75(6), с. 902.
10. *Beer J.F. et al.:* // NATO ASI Ser., 1994, v.25, p. 221.
11. *Mann M.E. et al* // Geophys. Res. let.,1999, v. 26, p. 759.
12. *Esper J et al.* // Science, 2002, v 295, p. 2250.
13. *Berggren A.M. et al.* // Geophys. Res. Lett., 2009, 36, L11801.
14. *Stuiver M., Braziunas T.* // The Holocene. 1993. V.3. P. 289.

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ
НЕЧЕТНОГО АЗОТА В ПОЛЯРНОЙ АТМОСФЕРЕ
В УСЛОВИЯХ ПОВЫШЕННОЙ ИОНИЗАЦИИ
НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА СПУТНИКОВОЙ ИНФОРМАЦИИ
И ФОТОХИМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ**

КукOLEVA А.А., КривоЛУцкий А.А.

*Центральная аэрологическая обсерватория, Росгидромет
г. Долгопрудный, М.о., Россия*

**THE ESTIMATION OF THE NO PRODUCTION EFFICIENCY
IN POLAR IONIZED ATMOSPHERE BASED ON SATELLITES
DATA ANALYSIS AND THE PHOTOCHEMICAL SIMULATION**

Kukoleva A.A., Krivolutsky A.A.

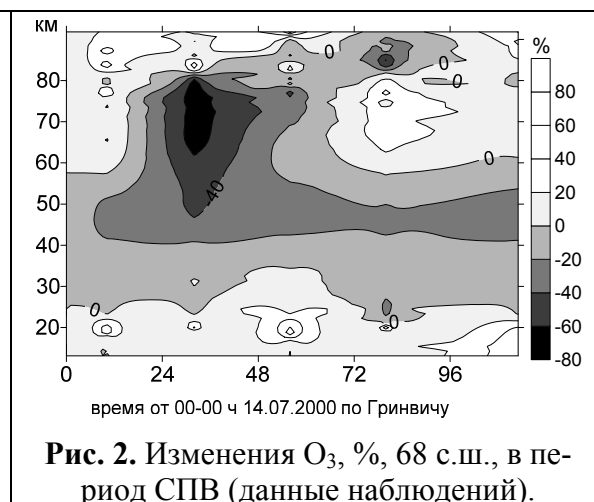
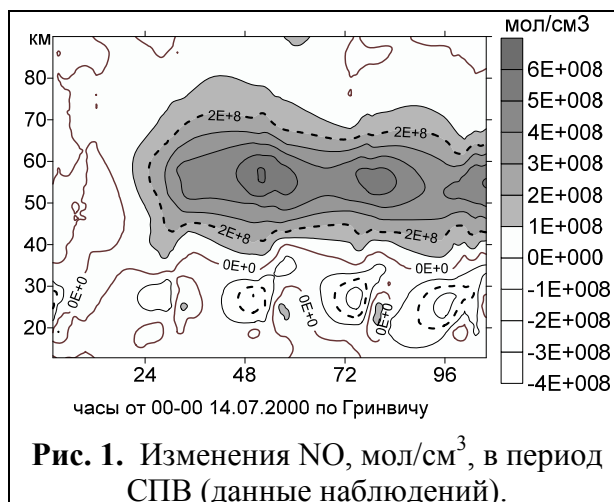
*Central Aerological Observatory
Dolgoprudny, Russia*

The aim of this work is to estimate the efficiency of NO formation (further denoted as α) during the solar proton event (SPE) using satellite data. Satellite (UARS/HALOE) data for NO were used for the period of SPE 14.07.2000 (at 68-69° N latitudes). The data of observations were selected for period of ionization maximum induced by SPE. The ionization rate calculations were made for the SPE period using the GOES-10 data of solar proton fluxes by the method [1]. The α values, mol/pair of ions, were calculated by two ways: using NO observation data (UARS) and by 1D modeling. This values were in good agreement in 55–75 km layer: $\alpha_{uars} = (0.75 \pm 0.22)$, $\alpha_{1D} = (0.83 \pm 0.21)$. But on the height of more than 75 km we have $\alpha_{1D} < \alpha_{uars}$. The investigation of this disagreement is necessary.

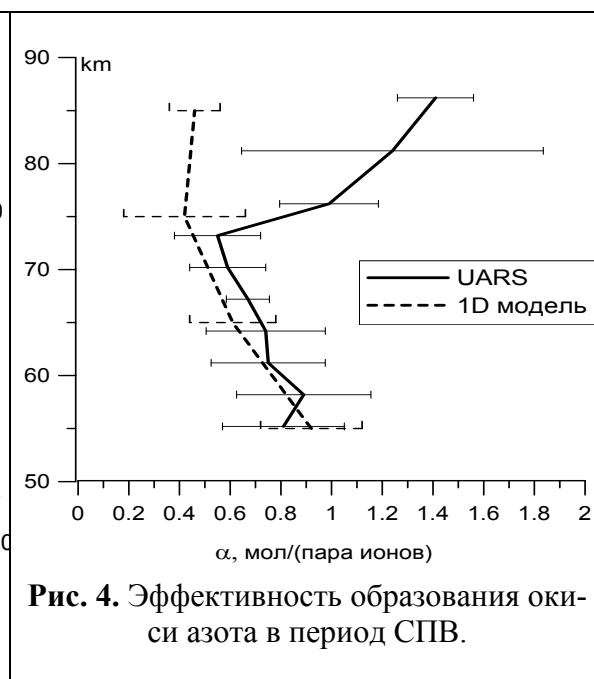
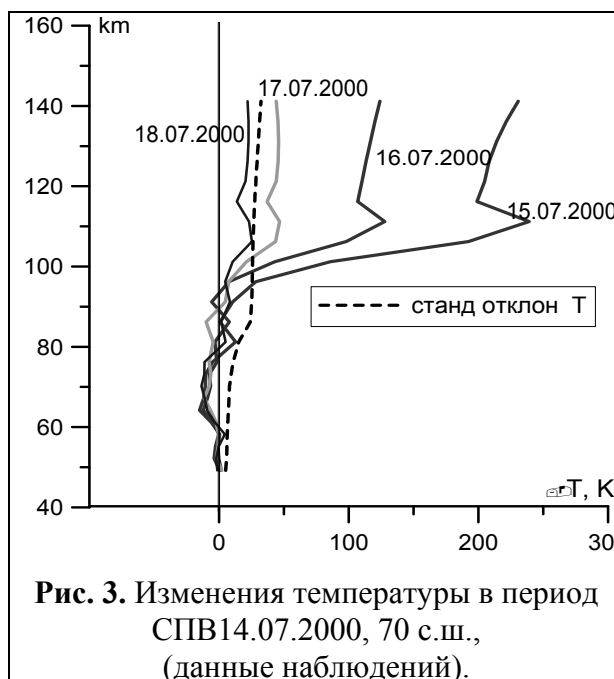
В период солнечной протонной вспышки (СПВ) в результате ионизации в атмосфере образуется радикал OH , а также атомарный азот в состояниях $N(2D)$ и $N(4S)$, который далее трансформируется в окись азота NO . Повышенное содержание NO и OH в атмосфере интенсифицирует разрушение озона в каталитических химических циклах. Теоретические оценки [2] показали, что на каждую пару ионов в атмосфере образуется 1,25 атомов NO . В свою очередь образование окислов азота зависит от пропорции, в которой образуются атомы $N(2D)$ и $N(4S)$. Эта величина используется в большинстве современных фотохимических моделей для исследования состава атмосферы и его отклика на воздействие космических лучей. Таким образом, определение эффективности образования окислов азота в период повышенной ионизации атмосферы относится к фундаментальным задачам солнечно-земной физики.

Возможность оценить эффективность образования NO_x дали данные спутниковых наблюдений, полученные с борта UARS (прибор HALOE) в период СПВ 14 июля 2000 г. На рис. 1–3 представлены результаты их ана-

лиза для концентраций озона [O₃], [NO] и температуры. Предварительно для каждой анализируемой величины был определен «нормальный» (невозмущенный) профиль по данным наблюдений за 13.07.2000 (то есть до начала вспышки). Для каждого профиля данных наблюдений было найдено отклонение его от соответствующего невозмущенного. Приборная погрешность, указанная в исходных данных, меньше найденных изменений NO в 10–100 раз (высота 12–120 км).



На рис. 1 представлены изменения окиси азота в период СПВ. Пунктирной кривой обозначена линия, ограничивающая изменения, превосходящие стандартное отклонение σ для среднего невозмущенного профиля NO. В слое 50–70 км увеличение окиси озона превосходило 2σ . На рис. 2 показано изменение озона в тот же период: озон был разрушен на 30–80% в слое 50–75 км.



На рис. 3 показаны изменения температуры в период вспышки, из которых следует, что выше 100 км в атмосфере температура выросла на 100–

250 градусов. При этом в слое 65–75 км наблюдалось устойчивое понижение температуры на 7–10 градусов (порядка σ), которое сохранялось по крайней мере до 18.07.2000 (трое суток после окончания СПВ). В это время выше 90 км температура была уже в пределах нормальных значений. По-видимому, такое понижение температуры связано с разрушением озона на этих высотах.

Методика расчетов α по данным наблюдений и результаты. В основе методики определения эффективности образования NO (α) положено уравнение турбулентной диффузии для химически активной примеси:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = P - \frac{n}{\tau} + \frac{\partial}{\partial z} k_z \left(\frac{\partial n}{\partial z} + \left\{ \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{H} \right\} n \right) = P - \frac{n}{\tau} + A_{trb}, \quad (1)$$

$N = n(z, t)$ – концентрация NO, P – фотохимические источники NO, τ – фотохимическое время жизни. Последнее слагаемое описывает вертикальный перенос в результате турбулентной диффузии с коэффициентом k_z , H – высота однородной атмосферы.

Концентрацию $n = n(z, t)$ и фотохимический источник $P = P(z, t)$ окислов азота можно представить в виде суммы среднего (невозмущенного) значения и возмущения, связанного с воздействием СКЛ:

$$\begin{aligned} n(z, t) &= \bar{n}_0(z) + n'(z, t), \\ P &= P_0 + P' = P_0 + \alpha q(t) \end{aligned} \quad (2)$$

Возмущение $P' = \alpha q(z, t)$ обусловлено ионизацией атмосферы солнечными протонами высоких энергий, где q – скорость ионизации атмосферы на рассматриваемой высоте z в момент времени t , а α – искомая эффективность. После интегрирования по времени и разделения возмущенных и невозмущенных членов в уравнении (1), можно получить формулу для расчета эффективности α :

$$\alpha = \frac{1}{\bar{q}_{t_2-t_1}} \left(\frac{\Delta n'_{t_2-t_1}}{(t_2 - t_1)} + \frac{\bar{n}'_{t_2-t_1}}{\tau} - A'_{trb} \right) \quad (3)$$

Необходимая для проведения этих оценок скорость ионизации атмосферы была рассчитана по данным спутника GOES-10 о потоках солнечных протонов в период СПВ 14.07.2000 по методике [1].

Таблица 1. Время фотохимической релаксации NO (по UARS)	
Высота, км	τ , часы
55-60	340 \pm 34
60-70	122 \pm 10
70-80	41 \pm 4
80-90	20 \pm 4
90-100	28 \pm 4
100-110	23 \pm 3
110-120	19 \pm 3

В качестве оценки τ при расчетах были использованы значения времени фотохимической релаксации, полученное по этим же спутниковым данным в период 16–18 июля (после окончания СПВ) отдельно для 10-км слоев от 60 до 120 км, которое приведено в Таблице 1. В слое 80–120 км значения близки к приведенным в [3].

Значения коэффициента турбулентности при расчетах использовано по данным [3]. Полученные результаты расчетов эффективности приведены на рис. 4.

Оценки α с помощью фотохимического моделирования. Современные численные модели используют в фотохимическом блоке эффективность образования $N(2D)$, обозначаемую здесь ε . Согласно [1] эффективность ε образования атомарного азота $N(2D)$ равна **0.70** (которая в итоге и должна давать $\alpha = 1,25$ молекул NO на каждую пару ионов). Однако результаты моделирования превышают содержание NO по сравнению с наблюдаемыми величинами [4]. Одним из критериев правильности выбора ε может служить согласие оценок эффективности α , полученных по данным наблюдений и по результатам численного моделирования.

Для расчетов была использована одномерная нестационарная фотохимическая модель атмосферы, фотохимический блок которой описывает взаимодействие между 60-ю химическими составляющими, участвующими в 164 фотохимических реакциях (подробнее см. [5]). Результаты расчетов α_{1D} , полученные с помощью 1D модели (при $\varepsilon = 0,7$ и для условий СПВ 14.07.2000 г.), приведены на рис. 4 пунктирной линией. Из рисунка видно, что полученные в численном эксперименте значения эффективности α_{1D} также показывают изменения с высотой, близки к α_{uars} в слое 55-75 км и составляют

$$\begin{aligned}\alpha_{uars} &= (0.75 \pm 0.22) \text{ мол}/(\text{пара ионов}); \\ \alpha_{1D} &= (0.83 \pm 0.21) \text{ мол}/(\text{пара ионов}).\end{aligned}$$

Выше 75 км значения $\alpha_{1D} < \alpha_{uars}$. Для выяснения причины указанных различий, а также изменения эффективностей образования окиси азота с высотой необходимо специальное исследование, которое предполагается провести в дальнейшем.

Литература

1. Vitt F. M. and C.H. Jackman, "A Comparison of Sources of Odd Nitrogen Production from 1974 through 1993 in the Earth's Middle Atmosphere as Calculated Using a Two Dimensional Model," J. Geophys. Res. **101**, 6729–6739, 1996.
2. Porter, H.S., C. Jackman, and A.E.S. Green, «Efficiencies for production of atomic nitrogen and oxygen by relativistic proton impact in air» // J. Chem. Phys. № 65, P.154. 1976.
3. Brasseur G. Solomon S. Aeronomy of the Middle Atmosphere. Chemistry and Physics of the Stratosphere and Mesosphere. D. Reidel Publishing Company. 1987.
4. B. FunkeI, A. Baumgaertner, M. Calisto et al. Composition changes after the "Halloween" solar proton event: the High-Energy Particle Precipitation in the Atmosphere (HEPPA) model versus MIPAS data intercomparison study/ Atmos. Chem. Phys. Discuss., 11, 9407–9514, 2011.
5. Криволицкий А.А. и др., «Изменения в озоносфере Земли, вызванные ионизацией высокоширотной атмосферы солнечными протонами в октябре 2003». Космические исследования, т.42, №6, с. 653–662, 2004.

О РОЛИ ТЕПЛОЕМКОСТИ ОКЕАНА В ОТКЛИКЕ ТРОПОСФЕРЫ НА ВАРИАЦИИ СОЛНЕЧНОЙ И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

Молодых С.И.

ИСЗФ СО РАН, Иркутск, Россия

THE ROLE OF OCEAN HEAT CAPACITY IN THE RESPONSE OF TROPOSPHERE ON SOLAR AND GEOMAGNETIC ACTIVITY VARIATIONS

Molodykh S.I.

ISTP SB RAS, Irkutsk, Russia

The analysis of troposphere response on solar and geomagnetic activity variations was carried out on the base of observed data. There are shown that response magnitude increase when time scale of variations rise, but spatial distribution of temperature variations, concerned with geomagnetic activity, change faintly at time scale from 1 to 100 years. Considerable proportion of temperature variations with periods smaller 5 years are not connected with geomagnetic activity, but at bigger time scales, variations, connected with geomagnetic activity prevail.

The response of climate system on integral characteristics of geomagnetic activity (accumulated sum of AA-index) was examined. It characteristic take account of world ocean heat capacity (as a first approximation) at time scale smaller then time of establishment equilibrium. At these time scales the response of climate system on solar and geomagnetic activity is nonlinear, in other words the spectrum of the response differ from the spectrum of geomagnetic activity greatly. There are shown that considerable proportion of global temperature change in XX century can determined by integral effect of geomagnetic activity (correlation coefficient exceed 0.9 at time scale bigger 5 years, for period 1880–2010).

Исследованию влияния солнечной и геомагнитной активности на климатическую систему посвящено большое число работ (см. обзор [1]), в большинстве которых анализируется линейная связь между различными индексами солнечной и геомагнитной активности и параметрами климатической системы, которые связаны с температурой. При этом зачастую не учитывается тот факт, что вариации различных индексов активности отражают изменение плотности потока энергии, поступающей в климатическую систему (мощности источников поступления или потерь), в то время как температура отражает плотность тепловой энергии.

В данной работе с помощью простейшей модели показаны основные особенности отклика климатической системы на вариации приходящего потока энергии, обусловленные значительной теплоемкостью океана.

В качестве простейшей физической модели рассмотрим черное тело, обладающее теплоемкостью, которое находится в поле излучения, изменяющемся во времени. При малых отклонениях от состояния равновесия

отклонение температуры ΔT связано с вариациями мощности источника нагрева ΔI следующим соотношением:

$$\frac{d\Delta T}{dt} = \frac{\alpha \Delta I - \Delta T}{\beta} \quad (1)$$

Здесь коэффициент α отражает относительную мощность нагрева, а β – характерное время выхолаживания, которое пропорционально теплоемкости. Решение уравнения (1) для гармонических вариаций мощности нагрева $\Delta I = \Delta I_0 \exp i(\omega t + \varphi_0)$ имеет вид:

$$\Delta T = \frac{\alpha \Delta I_0}{\sqrt{1 + \omega^2 \beta^2}} \exp i(\omega t + \varphi_0 - \arctan(\omega \beta)) \quad (2)$$

Из выражения (2) следует, что отклик температуры на вариации мощности нагрева существенно зависит от соотношения характерного времени выхолаживания и частоты (характерного времени) вариаций мощности. При этом изменяется не только амплитуда вариаций температуры (чувствительность к воздействию), но и фаза, а, следовательно, форма вариаций температуры, и обусловивших их негармонических вариаций мощности отличаются, и это различие будет зависеть как от временного масштаба, так и от формы вариаций мощности. Таким образом, использование регрессионного анализа для изучения связи между вариациями температуры и вариациями мощности нагрева (характеризуемыми различными индексами) для каждого конкретного случая нуждается в дополнительном обосновании.

Для уравнения (1) можно выделить первый предельный случай, когда время выхолаживания значительно меньше характерного времени вариаций $\omega \beta \ll 1$. В этом случае вариации температуры пропорциональны вариациям мощности нагрева, а, следовательно, использование регрессионного анализа вполне оправдано. Климатическая система Земли состоит из компонентов с различной теплоемкостью, наименьшая теплоемкость у атмосферы, а наибольшая у океана. Во многих работах (см. обзор [1]) проводится исследование влияния солнечной и геомагнитной активности на приземную температуру воздуха, которая в основном определяется температурой подстилающей поверхности и теплоемкостью воздуха. Согласно нашим оценкам, характерное время выхолаживания приземного слоя воздуха (ПТВ) меньше суток, поэтому на временных масштабах от одних до нескольких десятков суток вполне оправдан поиск функциональной связи между ПТВ и характеристиками солнечной активности. На больших временных масштабах (не превышающих характерного времени релаксации океана) необходимо учитывать теплоемкость океана и других компонентов климатической системы. Согласно существующим оценкам, характерное время релаксации верхнего слоя океана (0–1000 м) порядка 100 лет, поэто-

му на временных масштабах более 1000 лет поиск функциональных связей между ПТВ и солнечной активностью, а также между ПТВ и другими внешними факторами также вполне оправдан.

Второй предельный случай для уравнения (1) реализуется, когда временной масштаб вариаций меньше времени релаксации и характерное время нагрева меньше характерного времени выхолаживания ($\alpha \gg 1$, $\beta \gg 1$ и $\alpha/\beta \approx 1$). В этом случае вариации температуры определяются интегральным эффектом вариаций мощности нагрева.

$$\frac{d\Delta T}{dt} = \frac{\alpha}{\lambda} \Delta I, \quad \Delta T = \frac{\alpha}{\lambda} \int \Delta I \cdot dt. \quad (3)$$

Поскольку океан является компонентом климатической системы с наибольшей теплоемкостью, нами был проведен регрессионный анализ связи вариаций теплосодержания океана (в слое 0–700 м) как с АА – индексом геомагнитной активности, так и с интегральным эффектом геомагнитной активности, рассчитанным как $IntAA = \int AA \cdot dt$. На рис.1 представлены вариации: теплосодержания океана в слое 0–700 м (толстая черная линия); АА – индекса геомагнитной активности (тонкая черная линия); интегральный эффект геомагнитной активности (толстая серая линия). Как можно видеть на рисунке, теплосодержание океана достаточно хорошо связано с интегральным эффектом геомагнитной активности (коэффициент корреляции 0.9), в то время как связь с АА – индексом геомагнитной активности практически отсутствует (коэффициент корреляции –0.16).

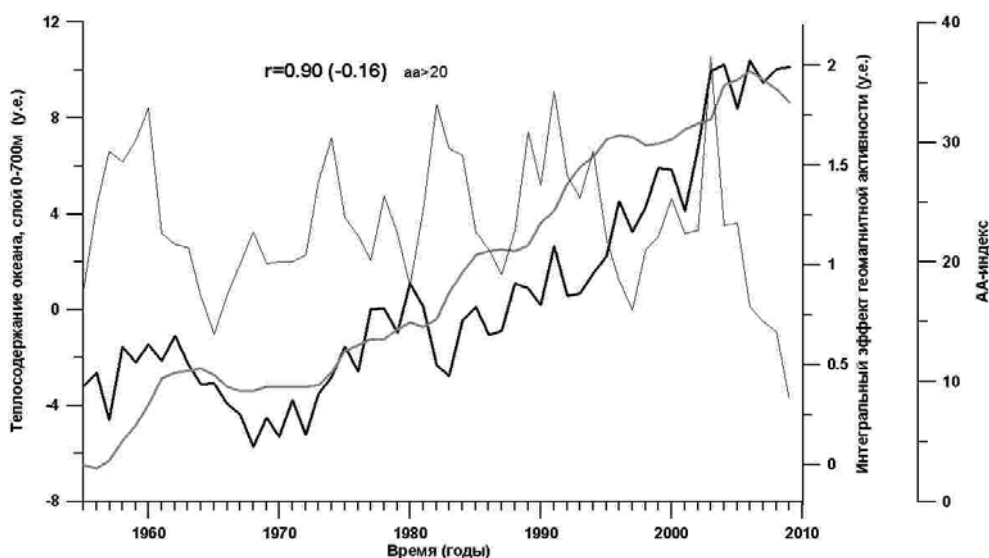


Рис. 1. Вариации теплосодержания океана и характеристик геомагнитной активности.

Поскольку вариации приземной температуры воздуха на временных масштабах больше года в значительной степени определяются температурой верхнего слоя подстилающей поверхности, можно ожидать, что ПТВ,

также как и океан будет лучше откликаться на интегральное воздействие геомагнитной активности, чем на вариации самой геомагнитной активности. На рис. 2 приведены среднегодовые значения: глобальной температуры (нижняя черная линия); АА – индекса геомагнитной активности (верхняя черная линия); интегральный эффект геомагнитной активности (серая линия). Как можно видеть на рисунке 2, действительно глобальная температура гораздо лучше связана с интегральным эффектом геомагнитной активности (коэффициент корреляции 0.88), чем с вариациями АА – индекса (коэффициент корреляции 0.41).

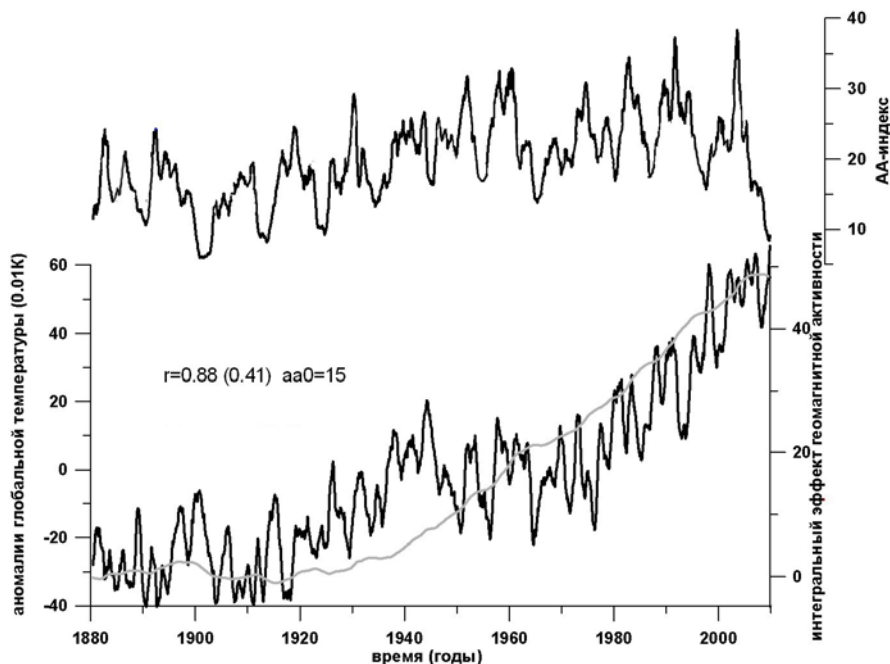


Рис. 2. Вариации глобального индекса приземной температуры воздуха и характеристик геомагнитной активности.

Выше проведенный анализ позволяет сделать следующие выводы:

1. Функциональную связь между температурой воздуха в тропосфере и внешними факторами можно ожидать только на временных масштабах от суток до месяца, а так же для масштабов более 1000 лет. На остальных временных масштабах необходимо учитывать интегрирующие свойства компонентов климатической системы.

2. Значительная теплоемкость океана приводит к тому, что на временных масштабах от месяца до сотен лет как чувствительность климатической системы к внешним воздействиям, так и фазовый сдвиг зависят от временного масштаба.

3. Большую часть «глобального потепления», наблюдавшегося в XX столетии можно объяснить воздействием солнечной активности, если учесть интегрирующую роль мирового океана.

Литература

1. Gray L.J., et al., Solar influences on climate, Rev. Geophys., 2010, **48**, RG4001.

EVIDENCE FOR A LINK BETWEEN THE NORTH-ATLANTIC OSCILLATION AND CLIMATE OF NORTHERN FINLAND AS DERIVED FROM A STABLE CARBON ISOTOPE RECORD

Ogurtsov M.G.^{1,2}, Jungner H.³, Sonninen E.³

¹*Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia*

²*General Astronomical observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia*

³*University of Helsinki, Finland*

The relationship between the North Atlantic Oscillation, NAO, and northern Fennoscandian climate, based on both instrumental data and a tree ring stable carbon isotope record from northern Finland was examined. Instrumental data on temperature, NAO index as well as stable carbon isotope data from tree rings clearly correlate for the last hundred years. Using the stable isotope record, shown to reflect the summer temperature, and a NAO proxy index we could extend the correlation analysis and confirm a link between NAO and climate of northern Fennoscandia over the last 350 years.

1. Introduction

The North Atlantic Oscillation (NAO) is a north–south seesaw variation in atmospheric mass, which is determined as the difference in a sea level pressure (SLP) between the Icelandic Low and the Azores High. A number of studies have presented interrelation between solar activity and NAO [1, 2, 4, 7]. Evidence for a link between NAO and Fennoscandian climate has been obtained in a few dendroclimatological works [5, 6]. The region of northern Fennoscandia (NF) is situated close to the auroral oval – the band within which penetration of energetic cosmic particles is facilitated. Since energetic cosmic rays are considered as a possible agent transmitting solar influence to the atmosphere [11, 12] the region of NF may provide perspective for testing of a solar-climate link. Research of influence of NAO on the Fennoscandian climate is evidently limited by the rather short data records available. Recent developments make it possible to test a link of climate of NF and NAO over a much longer time interval. An annual record of stable isotope ratio of carbon was recently measured from Scots pine from sites in northern Finland [3]. A record of $\delta^{13}\text{C}$, obtained from Kessi (68° 56' N, 28° 19' E), shows significant correlation ($r_1 = 0.62\text{--}0.68$) with July temperature over 20th century [10]. A multi-proxy reconstruction of a monthly NAO index since AD 1659 (monthly resolution from 1675) was obtained in [8, 9]. Using the $\delta^{13}\text{C}$ and NAO index data sets makes it possible to examine relationship between a mid-summer temperature in North Finland and NAO though more that 3 centuries.

2. A link between temperature in northern Fennoscandia and the North Atlantic Oscillation derived from instrumental data

We first examined the connection between temperature of NF and NAO using instrumental data. Monthly data on temperature measured at Inari (69°04' N, 27°07' E), Sodankyla (67°22' N, 26°37' E), Karasjok (69°28' N, 25°30' E) and Karesuanto (68°28' N, 22°15' E) were used for the analysis. The first two time series were used for calibration of the stable isotope records. We used the data set of J. Hurrell (<http://www.cgd.ucar.edu/cas/jhurrell/indices.html>), as an indicator of NAO. This time series was obtained by analyzing SLP at Ponta Delgada (Azores) and South-West Iceland. We call this time series NAO1.

Correlations shown in Fig.1 clearly indicate that temperature over NF correlate significantly and positively with the NAO index (level of significance > 0.99) during 8–11 months per year.

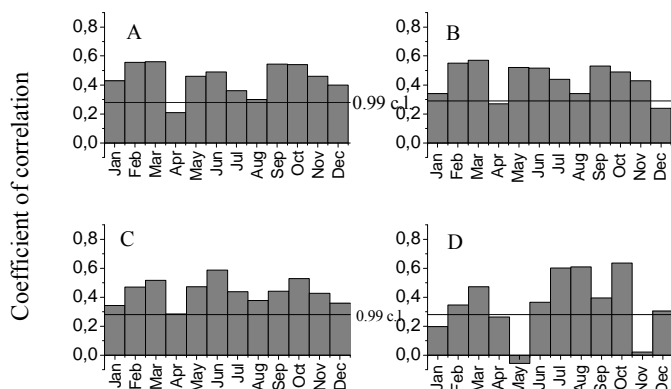


Fig. 1. Coefficient of linear correlation between NAO1 and instrumental temperature (monthly data in both cases) in:

- A – Sodankyla (1908–2000);
- B – Inari and (1906–1995);
- C – Karasjok (1890–1994);
- D – Karesuanto (1890–1994).

Thus instrumental data clearly demonstrate a connection between north Fennoscandian temperature and the North Atlantic Oscillation.

3. A link between temperature in northern Fennoscandia and the North Atlantic Oscillation derived from proxy data

Correlation between $\delta^{13}\text{C}$ record from Kessi and instrumental NAO index

Correlation between the detrended [11] stable isotope record from northern Finland and NAO1 index, calculated for 1865–2000, is shown in Fig. 2.

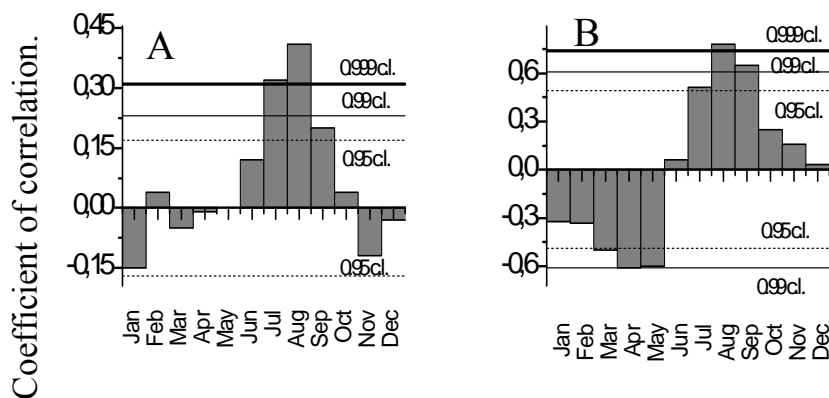


Fig. 2. Coefficient of linear correlation calculated for 1865–2000.

- A** – correlation between $\delta^{13}\text{C}$ in North Finland and monthly NAO index;
- B** – correlation between $\delta^{13}\text{C}$ in North Finland and monthly NAO1 index (both data averaged by 15 years).

One can see from Fig. 2 that during AD 1865–2000:

(a) The $\delta^{13}\text{C}$ record from North Finland correlates positively with summer NAO1 index over both annual and decadal time scales. Significance of correlation between the August NAO1 value and $\delta^{13}\text{C}$ exceeds the level of 0.999.

(b) The $\delta^{13}\text{C}$ record from North Finland, smoothed by 15 year, correlates negatively with the smoothed spring NAO1 values. Significance of correlation between smoothed values of stable carbon ratio and April-May NAO1 index reaches 0.99.

Correlation between $\delta^{13}\text{C}$ record from Kessi and NAO proxy

In order to examine a possible long-term NAO-climate link we calculated the correlation between $\delta^{13}\text{C}$ and NAO index, reconstructed in [8, 9] (we call this index NAO2), for the time interval 1659–2000 AD. Calculations show that NAO2 correlates significantly with the instrumental NAO1 series over 1865–2000 that proves reliability of this proxy index. Results of analysis of a correlation between $\delta^{13}\text{C}$ and NAO2 proxy are shown in Fig. 3.

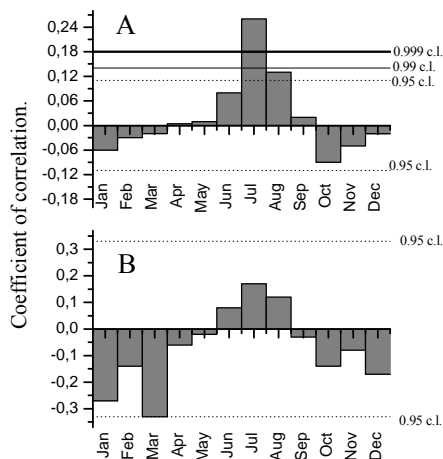


Fig. 3. Coefficient of linear correlation calculated over 1659–2000.

A – correlation between $\delta^{13}\text{C}$ in North Finland and monthly NAO2 index;

B – correlation between $\delta^{13}\text{C}$ in North Finland and monthly NAO2 index (15 year averages).

It is seen from Fig. 3 that annual values of stable carbon ratio and reconstructed July NAO3 index correlates over AD 1659–2000. Significance of correlation exceeds 0.999. The $\delta^{13}\text{C}$ record smoothed by 15 years correlates also with the March value of the smoothed NAO3 series at 0.95 confidence level. The picture of correlation between $\delta^{13}\text{C}$ record from Kessi and reconstructed monthly NAO3 index through 1659-2000 has evident common features with the corresponding picture, calculated for $\delta^{13}\text{C}$ and instrumentally measured NAO1 index over 1865–2000 (see Fig. 2).

4. Discussion and conclusion

In the present work we established appreciable and significant positive correlation between:

(a) instrumental temperature data from NF and instrumental NAO data over 1890–1994.

- (b) $\delta^{13}\text{C}$ record from Kessi (North Finland) and instrumental NAO data over 1865–2000.
- (c) $\delta^{13}\text{C}$ record from Kessi (North Finland) and proxy NAO data over 1659–2000.

The results obtained give new evidence for a link between NF temperature and NAO and allow expanding this relationship over more than the last 300 years.

Acknowledgements

M.G. Ogurtsov expresses his thanks to the exchange program between the Russian and Finnish Academies (project No. 16) and to RFBR grants No. 10-05-00129, 11-02-00755 for financial support. The stable isotope data were obtained within the European Union funded project ISONET EVK2-2001-00237.

References

1. *Georgieva, K., Kirov B., Tonev P., et al.*, 2007. Long-term variations in the correlation between NAO and solar activity: The importance of north-south solar activity asymmetry for atmospheric circulation. *Adv. Space Res.*, 40: 1152–1166.
2. *Georgieva K., Kirov B., Koucká-Knížová P., et al.* 2012. Solar influences on atmospheric circulation. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, <http://dx.doi.org/10.1016/j.jastp.2012.05.010>
3. *Hilasvuori, E., Berninger, F., Sonninen, E., et al.*, 2009. Stability of climate signal in carbon and oxygen isotope records and ring width from Scots pine (*Pinus sylvestris* L.) in Finland. *J. Quat. Sci.*, 24(5), 469–480.
4. *Kirov B., Georgieva K.*, Long-term variations and interrelations of ENSO, NAO and solar activity, *Phys. Chem. of the Earth*, 27 (6-8), 441–448, 2002.
5. *Linderholm, H.W., Solberg B.O. and M. Lindholm*, 2003. Tree-ring records from central Fennoscandia: the relationship between tree growth and climate along a west–east transect. *The Holocene*. V. 13, N6, pp. 887–895.
6. *Lindholm, M., Eggertsson, O., Lovelius, N., Raspopov, O., Shumilov, O. and Läänelaid, A.*: Growth indices of North European Scots pine record the seasonal North Atlantic Oscillation, *Boreal Environ. Res.*, 6, 1–10, 2001
7. *Lukianova R., Alekseev G.* 2004. Long-term correlation between the NAO and solar activity. *Solar Physics* (2004) 224: 445–454 C
8. *Luterbacher, J., C. Schmutz, D. Gyalistras, et al.*, 1999: Reconstruction of monthly NAO and EU indices back to AD 1675, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 2745–2748.
9. *Luterbacher, J., Xoplaki, E., Dietrich, D., et al.*, 2002a. Extending North Atlantic Oscillation Reconstructions Back to 1500. *Atmos. Sci. Lett.*, doi:10.1006/asle.2001.0044.
10. *Ogurtsov M.G., Sonninen E., Hilasvuori E., Koudriavtsev I.V., Dergachev V.A., Jungner H.* 2011. Variations in tree ring stable isotope records from northern Finland and their possible connection to solar activity *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, Volume 73, Issue 2–3, p. 383–387.
11. *Svensmark H., Friis-Christensen E.* Variation of cosmic ray flux and global cloud coverage – a missing link in solar-climate relationship // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 59. P. 1225–1231. 1997.
12. *Veretenenko S.I., Pudovkin M.I.* Effects of galactic cosmic ray variation on the solar radiation input in the lower atmosphere // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 59. P. 1739–1746. 1997.

ВАРИАЦИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И КЛИМАТИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ В ГОЛОЦЕНЕ, И ИХ СОЦИАЛЬНЫЕ ПОСЛЕДСТВИЯ

Распопов О.М.¹, Дергачев В.А.², Зайцева Г.И.³, Трифонов В.А.³

¹*Санкт-Петербургский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Санкт-Петербург, Россия*

²*Физико-Технический институт им А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

³*Институт истории материальной культуры РАНБ Санкт-Петербург, Россия*

SOLAR ACTIVITY VARIATIONS AND CLIMATE CHANGE IN THE HOLOCENE AND THEIR SOCIAL IMPACTS

Raspopov O.M.¹, Dergachev V.A.², Zaitheva G.I.³, Trifonov V.A.³

¹*Sanrt-Petersburg Filial of Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radiowaves Propagation of RAS, St.-Petersburg, Russia*

²*Ioffe Phisico-Technical Institute, St.-Petersburg, Russia*

³*Institute of History of Material Culture of RAS, St.-Petersburg, Russia*

The impacts of abrupt climate change caused by long-term solar activity variations on social processes in the Holocene are considered. Deep solar activity minima at 2700–2200 BP were accompanied by abrupt global climate change that stimulated culture change in the Eurasian Steppe, raids of nomadic people to China from the north and, as a consequence, construction of the Great Wall of China. The quasi-two-hundred-year solar cyclicity gave rise to long-term droughts on the American continent, which resulted in the collapse of the Maya and Inca civilizations. Solar activity weakening and the Medieval Climate Optimum created conditions for Viking expansion to Greenland and then to North America. During the succeeding Little Ice Age associated with solar activity enhancement, Viking settlements in Greenland decayed. Solar activity weakening 4200–4000 years ago led to abrupt climate change and the collapse of the civilizations in Mesopotamia. Dynasty changes in ancient China coincided with time intervals of climate change. They were characterized by intensification of military conflicts.

Введение

Как свидетельствуют многочисленные палеоданные, одним из важнейших факторов, влияющих на изменение климата в прошлом, является солнечная активность. В то же время, изменение климата в прошлом могло оказывать огромное влияние на развитие человеческого общества и окружающую среду, с которой человечество находилось в неразрывной связи. Наиболее изучен в климатическом отношении временной интервал, охватывающий последние примерно 11 тысяч лет – голоцен. Голоцен является межледниковым интервалом с наиболее стабильными климатическими условиями в примерно 100-тысячелетнем ледниковом цикле. Следует отметить, что в голоцене на интервалах времени от десятилетий до нескольких столетий происходили существенные климатические изменения, которые отражены в природных архивах. Археологические, летописные, литера-

турные данные свидетельствуют о массовой миграции населения, а в ряде случаев и гибели цивилизаций под влиянием резких и глубоких климатических изменений, которые, к тому же имели долговременный характер во временном интервале голоцена. Рассмотрение подобного социального воздействия солнечной активности и климатических изменений является целью настоящей работы.

Долговременные вариации солнечной активности и климатических изменений в голоцене

На рис. 1 показаны вариации солнечной активности ($\Delta^{14}\text{C}$) за последние 8000 лет (слева) и в последние 2000 лет (справа). В нижней части левого рисунка приведены результаты фильтрации верхней кривой в диапазоне периодов 210 и 2400 лет, которые соответствуют de Vries-Suess и Hallstatt периодичностям солнечной активности. Именно эти солнечные цикличности, наряду с вековым Glissberg солнечным циклом оказывают сильное воздействие на климатические изменения.

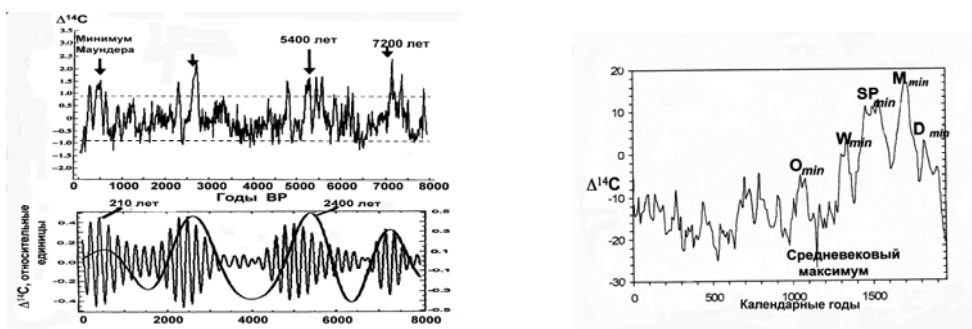


Рис. 1.

На рис. 2 показаны долговременные вариации температуры в голоцене и в последнее тысячелетие. Эти вариации также имеют периодичности, соответствующие солнечным Hallstatt и de Vries-Suess цикличностям. Поэтому можно ожидать, что именно эти периодичности солнечной активности можно связать с влиянием на социальные процессы.



Рис. 2.

Миграция населения при изменении уровня озер и других водоемов

На рис. 3 показано изменение уровня Каспийского моря в голоцене, а также график наступления альпийских ледников [1]. Отчетливо видна 2300–2400-летняя периодичность климатических процессов, а в последнее время и ~200-летняя цикличность. Помимо этих периодичностей автор [1]

указывает на присутствие в колебаниях уровня этого моря цикличность в 80 лет. Все эти климатические цикличности можно связать с воздействием соответствующих солнечных циклов. При этом уровень моря в 2300–2400-летних циклах опускается на 70 м., что должно вызывать интенсивную миграцию населения у побережья. На рис. 4 показано на основе стратиграфических исследований изменение береговой линии Каспийского моря в IX, XIV веках и в современное время [2]. В этих веках уровень моря изменяется на 5–7 метров. Однако и в этом случае береговая линия в районе устья Волги перемещалась на сотни километров.

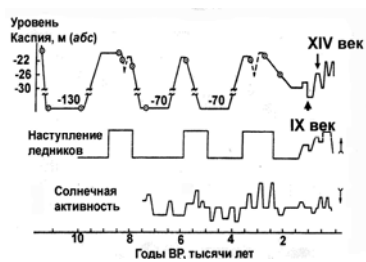


Рис. 3.



Рис. 4.

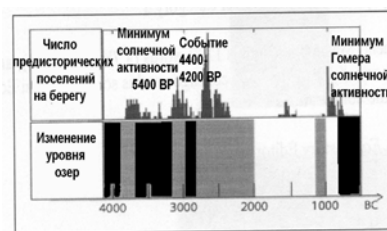


Рис. 5.

На рис. 5 приведено количество древних поселений во временном интервале 4000–0 гг. до н.э., обнаруженных на берегах швейцарских озер археологами, а также возрастание и убывание уровня этих озер [3]. Количество поселений резко убывает при повышении уровня озер (отмечено на рисунке черным), что вызывало миграцию населения. В свою очередь, возрастание увлажненности климата и повышения уровня озер совпадало с большими минимумами солнечной активности и резким изменением климатических условий около 4200 ВР (ВР – лет назад от 1950 г.), связанного со сбросом ледовых масс в Атлантику с берегов Гренландии [4].

Социальные последствия минимума солнечной активности Гомера

В интервале 2800–2200 ВР происходило развитие глубокого минимума солнечной активности, который получил название минимума Гомера. Этот минимум имел двухступенчатый характер и по своей интенсивности превышал Маундеровский минимум солнечной активности (см. Рис. 1). Палеоклиматические данные свидетельствуют, что во время развития минимума Гомера отмечалось глобальное изменение климатических условий, что не могло не отразиться на интенсивной миграции населения в районах, где произошли ухудшения климатических условия для жизни. В этот временной интервал происходило похолодание на несколько градусов в Восточной Сибири, и усилилась засушливость климата [5]. В регионе с изменяющимся климатом располагалась в это время империя гуннов (хуннов). Изменения климата стимулировало миграцию гуннов на юг в сторону Китая и на запад к Европе (рис. 6). Около 2700 лет назад, что совпадает с пер-

вым этапом минимума Гомера, усилились нападения гуннов на Китай (рис. 7), а в 214 г. до н.э. во время второго этапа минимума началось строительство Великой китайской стены для отражения набегов гуннов.



Рис. 6.



Рис. 7.



Расположение стоянок скифов в 2700-2500 годах BP

Рис. 8.

Изменение природных условий стимулировало миграцию в западном направлении не только гуннов, но и скифов. Археологические данные свидетельствуют о миграции скифов из районов Алтая и Тувы в Причерноморье в 2700–2500 BP [6] (рис. 8).

200-летние вариации солнечной активности и гибель цивилизации индейцев майя в VIII–IX веках

Археологические данные свидетельствуют, что цивилизация индейцев майя, проживавших на полуострове Юкатан в Мексике, неожиданно погибла в 700–900 годах новой эры. Естественной интерпретацией причин гибели цивилизации могло быть изменение климатических условий в районе проживания майя [7]. С целью анализа возможных климатических изменений были проанализированы керны донных осадков из озер на полуострове Юкатан. Местоположение расселения индейцев на территории Мексики, а также озер, из которых были взяты керны, показано на рис. 9 и 10 соответственно. На рис. 11 приведены результаты анализа кернов на-



Рис. 9.

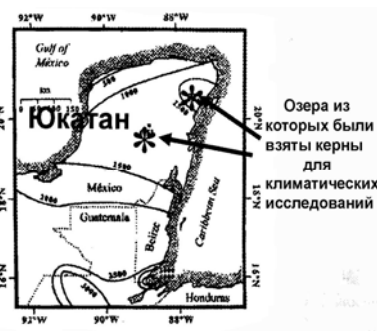


Рис. 10.

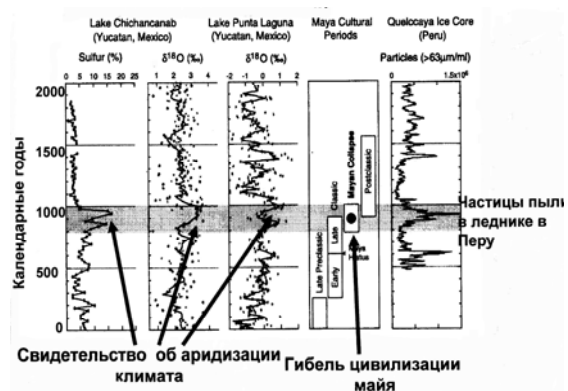


Рис. 11.

званных скважин за последние 2000 лет, а также результаты анализа содержания пыли в леднике в Перу, и показано время гибели цивилизации

мая. Резкое увеличение значения $\delta^{18}\text{O}$ свидетельствует о развитии долговременной засухи в 800–1000 годах новой эры. На это же указывает увеличение концентрации пыли в леднике в Перу. Hodell et al. [8] провели сравнительный анализ климатических вариаций ($\delta^{18}\text{O}$) по данным керна из озера

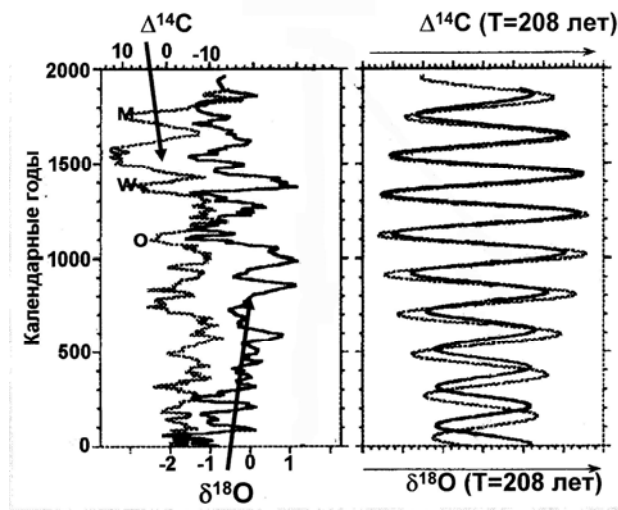


Рис. 11.

ра Punta Laguna и вариаций солнечной активности ($\Delta^{14}\text{C}$). Кроме того, они проделали спектральный анализ этих данных, который показал наличие 208-летней цикличности как в климатических, так и солнечных данных. На рис. 11 приведены данные о вариациях $\delta^{18}\text{O}$ и $\Delta^{14}\text{C}$, а также результаты фильтрации этих кривых для периода 208 лет. Видна хорошая корреляция между климатическими и солнечными дан-

ными, что указывает на воздействие de Vries-Suess солнечной цикличности на формирование долговременной засухи, приведшей к гибели цивилизации мая.

Следует подчеркнуть, что мегазасуха, приведшая к гибели цивилизации мая, охватила не только территорию Мексики, но и наблюдалась на больших территориях Северной и Южной Америк. Об этом, в частности, свидетельствует концентрация пыли в леднике в Перу. В южной Америке эта засуха привела к гибели цивилизации Tiwanaku в районе озера Титикака.

Событие 4400–4200 лет назад,

связанное со сбросом ледовых масс с территории Гренландии

Событие 4400–4200 лет назад, связанное со сбросом ледовых масс с территории Гренландии, привело к резким климатическим изменениям в глобальном масштабе. Это событие развивалось на фоне низкой солнечной активности и, следовательно, при усилении солнечной радиации у земной поверхности. Резкие и долговременные климатические изменения отмечались в это время во многих регионах земного шара, что приводило к миграции населения и, в ряде случаев, к гибели цивилизаций. Одним из таких примеров является гибель Аккадской цивилизации на территории Месопотамии. На рис. 12 показано расположение Аккадского государства в Месопотамии, а на рис. 13 данные обработки керна из скважины в Оманском заливе. В правой колонке рисунка указаны годы гибели Аккадской цивилизации [7]. Увеличение концентрации доломита и известняка в донных осадках свидетельствовало об аридизации климата, что и привело к гибели цивилизации.



Рис. 12.



Рис. 13.

Заключение

Проведенный анализ свидетельствует, что резкие климатические изменения, стимулированные во временном интервале голоцена солнечной активностью и другими природными факторами, оказывали существенное воздействие на социальные процессы, приводя к миграции населения и, в ряде случаев, распаду целых цивилизаций. Отметим, что ввиду ограниченности объема статьи, нами приведено лишь ограниченное число случаев социального отклика на солнечное и климатическое воздействие. В дополнение можно, пожалуй, упомянуть о том, что резкие и крупномасштабные климатические изменения способствовали стимулированию вооруженных конфликтов как внутри сообществ (например, в Китае) [9], так и между сообществами.

Работа выполнялась при поддержке грант РФФИ 10-05-00129-а, а также Программы Президиума РАН «Фундаментальные процессы исследований и освоения Солнечной системы»

Литература

1. Карпачев Ю.А. // Водные ресурсы, Т.21, №4. 415–421 (1994).
2. Борисенков Е.П., Пасецкий В.М. Тысячелетняя летопись необычных явлений природы. М.: Мысль. 552 с. (1988).
3. Magny, M. // *Compte-Rendus Academie des Sciences Paris*, V. 316, 1619–1625. (1993)
4. Bond G., Kromer B., Beer J., Muscheler R., Evans M., Showers W., Hoffmann Sh., Lottibond R., Hajdas I., Bonani G. // *Science*. V. 294 (5549). 2130–2136. (2001).
5. Klimentko V.V. // *PAGES News*. V.12. №1. 13–15. (2004).
6. Дергачев В.А., Зайцева Г.И. // *Современные проблемы археологии России*, Т. 1. Новосибирск, ИАЭ СО РАН, 195–197 (2006).
7. deMenocal P. // *Science*. V.292. 667–673 (2001).
8. Hodell D.A., Brenner M., Curtis J.H., Guilderson T. // *Science*, V. 292. 1367–1370 (2001).
9. Tan L., Cai Y., An Z. Edwards R.L., Cheng H., Shen Ch.-Ch., Zhang H // *The Holocene*. V. 21(3). 287–296. (2010).

Секция 6

**СОЛНЕЧНО-ЗВЁЗДНЫЕ АНАЛОГИИ,
ЗВЁЗДНЫЕ ЦИКЛЫ АКТИВНОСТИ.**

**ПРОГНОЗИРОВАНИЕ
СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ
И ЕЁ ГЕОЭФФЕКТИВНЫХ
ПРОЯВЛЕНИЙ**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ,
ВЫЗВАННЫХ ПРОЦЕССАМИ НА СОЛНЦЕ И В ГЕЛИОСФЕРЕ,
ПО ДАННЫМ МЮОННОГО ГОДОСКОПА УРАГАН**

**Астапов И.И., Барбашина Н.С., Богданов А.Г., Михайленко А.С.,
Петрухин А.А., Шутенко В.В., Яшин И.И.**

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

**INVESTIGATION OF GEOMAGNETIC STORMS,
GENERATED BY SOLAR AND HELIOSPHERIC PROCESSES,
BY MEANS OF MUON HODOSCOPE URAGAN**

**Astapov I.I., Barbashina N.S., Bogdanov A.G., Mikhaylenko A.S.,
Petrukhin A.A., Shutenko V.V., Yashin I.I.**

National Research Nuclear University MEPhI, Moscow

Results of the analysis of muon flux variations during geomagnetic storms caused by the processes in the Sun and in the heliosphere from 2009 to 2011 are presented. Flux of cosmic ray muons is detected using the muon hodoscope URAGAN operating in the Scientific and Educational Center NEVOD (MEPhI). To compare data from the muon hodoscope with geomagnetic storms, information about the geomagnetic activity from the ground-based magnetic observatories, which is contained in the database OMNI, is used. Correlations between the parameters of the magnetospheric disturbances and the characteristics of the penetrating component of cosmic rays at the Earth's surface are discussed.

Введение

Исследования геомагнитных возмущений в настоящее время проводятся с помощью различных спутниковых и наземных методов. Спутниковые исследования проводятся с целью получения глобальной картины геомагнитного поля, состояния ионосферы, радиационных поясов и околоземного межпланетного пространства. Для проведения наземных исследований геомагнитных возмущений организована глобальная сеть магнитного мониторинга. Состояние магнитосферы Земли зависит от характеристик и динамики потока намагниченной солнечной плазмы. От этих же факторов также зависит распространение в гелиосфере потока заряженной компоненты космических лучей (КЛ). Но, в отличие от магнитосферы, поток космических лучей чувствителен к вариациям этих факторов на протяжении всего пути следования к Земле со скоростями близкими к скорости света, которые намного выше скоростей распространения возмущений в межпланетной среде, что позволяет получить определенную информацию об этих возмущениях. Использование для этой цели мюонной компоненты, генерируемой первичными частицами КЛ в атмосфере, представляет особый интерес, так как мюоны сохраняют направление движения первичных частиц. Мюонный годоскоп (МГ) [1], регистрирует поток мюонов на по-

верхности Земли одновременно с различных направлений и позволяет изучить пространственно-угловые модуляции космических лучей в околоземном пространстве, а также динамику изменения потока мюонов в широком диапазоне зенитных и азимутальных углов с помощью одной установки. Это в свою очередь дает возможность изучать анизотропию потока мюонов, вызванную возмущениями межпланетного магнитного поля и магнитного поля Земли.

Аппаратура и экспериментальные данные

МГ УРАГАН состоит из четырех идентичных супермодулей общей площадью $\sim 46 \text{ м}^2$ и суммарным темпом счета около 5500 мюонов в секунду. Каждый супермодуль состоит из восьми слоев газоразрядных трубок, оснащенных двухкоординатной системой внешних считывающих стрипов, что обеспечивает высокую пространственную и угловую точность регистрации трека мюона (соответственно, 1 см и 0.7°) в широком диапазоне зенитных углов. Каждую минуту угловое распределение мюонов записывается в двумерную угловую матрицу.

Для исследования вариаций потока мюонов, регистрируемых МГ УРАГАН, использовался вектор локальной анизотропии потока мюона \vec{A} , который представляет собой сумму единичных векторов, имеющих направления реконструированных треков отдельных мюонов, нормированную на число частиц [2]. Для анализа зенитно-азимутальных вариаций потока КЛ были использованы горизонтальные проекции вектора \vec{A} на северный магнитный полюс A_m и перпендикулярную к этому направлению A_{pm} (на магнитный “восток”). Выбор этих проекций обусловлен тем, что регистрируемые годоскопом частицы имеют электрический заряд, и траектория их движения в атмосфере, а также протонов в магнитосфере определяется направлением главного магнитного поля Земли. Из-за вращения Земли, а вместе с ней и зоны приёма годоскопа УРАГАН, необходимо использовать суточную характеристику флуктуаций проекций вектора анизотропии. Наиболее простой такой характеристикой является среднеквадратичное отклонение величины проекции за 24 часа – $\sigma_{24}(A_m)$ и $\sigma_{24}(A_{pm})$.

Анализ геомагнитных бурь

Выделение интервалов геомагнитных бурь основывается на анализе по данным OMNI [3] значений Dst-индекса, характеризующего степень возмущения экваториального кольцевого тока магнитосферы. Для дополнительного контроля были использованы данные о Kp-индексе, характеризующего среднеширотное возмущение магнитного поля Земли.

Начало интервала бури определялось по моменту времени, когда значение Dst-индекса было меньше или равно -30 нТл (пороговая величина). Конец интервала определялся по превышению значения Dst-индекса порога, при условии, что в течение следующих 12 часов это значение не опус-

калось ниже порога (рис. 1). Всего за 2009–2011 гг. были выделены 73 магнитные бури.



Рис. 1. Пример выделения интервала геомагнитной бури 5–9 августа 2011 г.

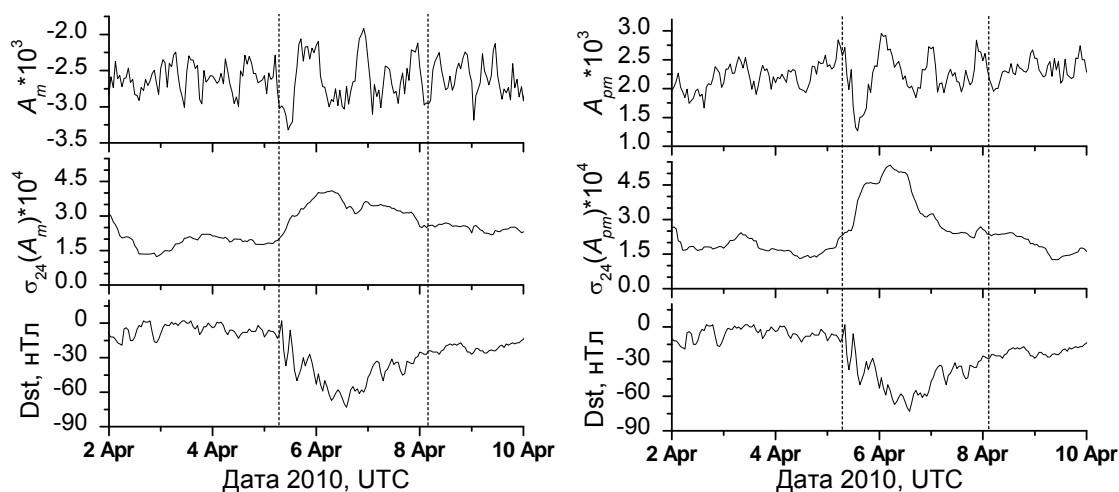


Рис. 2. Временные ряды значений проекций A_m и A_{pm} , их среднеквадратичных отклонений $\sigma_{24}(A_m)$, $\sigma_{24}(A_{pm})$ и значений Dst-индекса во время бури 4–8 апреля 2010 г.

На рис. 2 приведен пример поведения исследуемых параметров во время геомагнитной бури, длившейся с 4 по 8 апреля 2010 года. Хорошо видно, что во время бури резко усиливаются флуктуации значений A_m и A_{pm} , при этом изменение значений $\sigma_{24}(A_m)$ и $\sigma_{24}(A_{pm})$ происходит почти одновременно с изменением значений Dst-индекса.

Для изучения корреляционных зависимостей в качестве численных характеристик возмущения будем использовать величины $\Delta\sigma_{24}(A_m)$ и $\Delta\sigma_{24}(A_{pm})$ – разницы между средним значением величин $\sigma_{24}(A_m)$ и $\sigma_{24}(A_{pm})$ в течение всего интервала самого возмущения плюс 12 часов и средним значением этих величин в течение 24 часов перед моментом начала возмущения. На рис. 3 приведены корреляционные зависимости между минимальным значением Dst-индекса с максимальным значением Kp-индекса во время геомагнитных бурь и суточного разброса проекций A_m и A_{pm} . Заметных корреляций между всеми анализируемыми значениями геомагнитных индексов и изменениями суточных разбросов не наблюдается, но на рис. 3 можно наблюдать три группы бурь. На рис. 4 приведены линейные аппроксимации для этих трех групп бурь, обозначенных как G1, G2, G3.

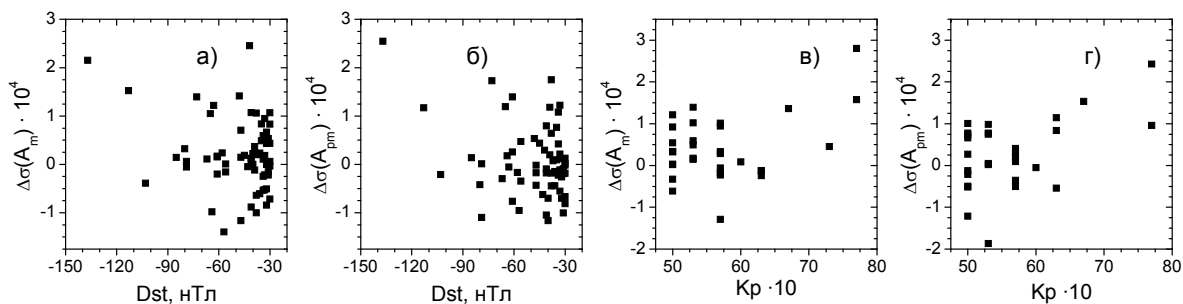


Рис. 3. Сопоставление Dst- и Kp-индекса с изменением суточного разброса $\sigma_{24}(A_m)$ и $\sigma_{24}(A_{pm})$: а) – $\Delta\sigma(A_m)$ от Dst; б) – $\Delta\sigma(A_{pm})$ от Dst; в) – $\Delta\sigma(A_m)$ от Kp; г) – $\Delta\sigma(A_{pm})$ от Kp.

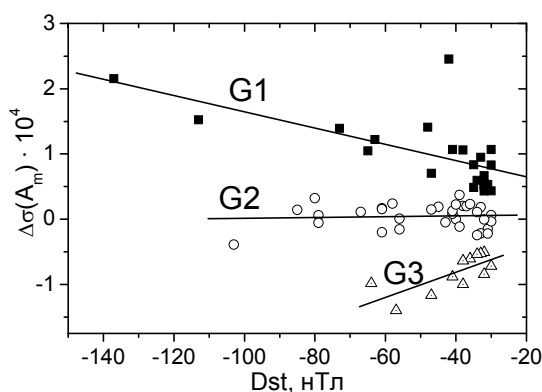


Рис. 4. Выделение групп геомагнитных бурь по соотношению между минимальным значением Dst-индекса и изменению $\Delta\sigma(A_m)$ суточного разброса $\sigma_{24}(A_m)$.

Заключение

При анализе корреляционных зависимостей между параметрами возмущений магнитосферы и характеристиками мюонов космических лучей установлено, что по соотношению между минимальным значением Dst-индекса и изменением суточного разброса проекции A_m среди геомагнитных бурь 2009–2011 гг. с $Dst \leq -30$ нТл выделяются три группы. В дальнейшем будут исследованы особенности процессов на Солнце и в гелиосфере, формирующих эти группы.

Работа выполнена в Научно-образовательном центре НЕВОД НИЯУ МИФИ в рамках ведущей научной школы НШ-6817.2012.2 при поддержке Министерства образования и науки России (контракт №16.518.11.7053) и Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

Литература

1. Барбашина Н.С. и др. // ПТЭ, 2008, № 2, с. 26–32.
2. Шутенко В.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 3. С. 364.
3. База данных OMNI: <http://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html>

ОСНОВНЫЕ ФАКТОРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ХАРАКТЕР АКТИВНОСТИ СОЛНЕЧНОГО ТИПА

Кацова М.М.¹, Лившиц М.А.², Мишенина Т.В.³

¹*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

²*ИЗМИРАН им. Н.В. Пушкова, Москва, Троицк, Россия*

³*Астрономическая обсерватория Одесского национального университета,
Одесса, Украина*

THE MAIN FACTORS DETERMINING THE CHARACTER OF SOLAR-TYPE ACTIVITY

Katsova M.M.¹, Livshits M.A.², Mishenina T.V.³

¹*Sternberg State Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University,
Moscow, Russia*

²*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation
Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow, Russia*

³*Astronomical Observatory of Odessa National University, Odessa, Ukraine*

We carried out a combined analysis of stellar activity and the Li content for two sets of F, G, K stars. We confirm the Li depletion accordingly to the mixing theory which is sensitive to the depth of the convection zone. We found that the Li-activity correlation exists only in restricted intervals of T_{eff} and it is tighter for the stars with $5700 > T_{\text{eff}} > 5200$ K. That means that both the Li abundance and the chromospheric activity index change similarly when we pass from the solar-type stars to the later-type ones. A general behaviour of stellar activity should vary abruptly when the depth of the convection zone exceeds 0.35 stellar radius. We propose to take into account this additional factor of activity formation for two groups of stars (the hotter and cooler than the Sun) separately in contrast to the common usage of the Rossby number.

1. Введение

Обзоры неба в мягком рентгеновском диапазоне, спектральные наблюдения в рамках программ поиска планет выявили несколько тысяч активных звезд. На диаграмме Герцшпрунга-Рессела большинство из обнаруженных объектов располагается вблизи главной последовательности. Это звезды-карлики спектральных классов позже F5. Общим для этих звезд является существование тех или иных проявлений активности, аналогичных процессам, развивающимся в различных слоях солнечной атмосферы. Иначе говоря, активность солнечного типа весьма распространена среди маломассивных звезд.

Основной вывод солнечно-звездной физики состоит в том, что уровень активности определяется скоростью осевого вращения звезды. Это является серьезным аргументом в пользу механизма генерации и усиления магнитных полей. Развитие динамо процесса зависит от характеристик

движущейся плазмы в конвективной зоне. Обычно этот дополнительный фактор формирования активности учитывается использованием числа Россби в теории и при анализе данных. Действительно, для вращающихся звёзд величина, обратная числу Россби – $1/Ro = \tau_c/P_{rot}$, где τ_c – время обращения вещества в конвективной ячейке, определяет характерную шкалу влияния сил Кориолиса на движущееся вещество. Корреляция уровня хромосферной активности с числом Россби оказывается более тесной по сравнению с соответствующей её связью с периодом вращения. Сравнительно недавно такое утверждение наглядно продемонстрировано и для активности в короне (см. рис. 2 в [1]).

В последнее время методы гелиосейсмологии позволили определить, как изменяется скорость вращения с глубиной, например, в области солнечного экватора. Казалось бы, это поможет уточнить физический смысл величины τ_c . Однако остаются неизвестными и скорость конвекции, и размер ячейки в глубине конвективной зоны. При этом современные оценки дают величину $\tau_c = 10–12$ дней, тогда как время конвективной диффузии составляет 100–200 лет, как найдено ранее в [2]. Столь значительное расхождение этих величин создаёт определённые проблемы для ряда моделей динамо-теории и для объяснения наблюдаемого истощения обилия лития на Солнце [3]. Имеются также основания предполагать, что большие расхождения в оценке возраста звезд по уровню активности [4] и другими методами, например, по изохронам или по обилию лития, связаны с тем, что такой учет влияния конвективной зоны на формирование активности не отражает действительности. Заметим, что величина τ_c слабо зависит от спектрального класса звезды, т.е. от показателя цвета [5], особенно если ограничиться F, G и K звёздами с $B-V < 1.0$, и для этих звезд введение чисел Россби не вносит ничего нового по сравнению с использованием периода вращения.

В [4] выявлена линейная связь между логарифмами индексов хромосферной и корональной активности, что дало нам основание называть этот метод «однопараметрической» гирохронологией. Мы обнаружили значимую группу звёзд, которая располагается на диаграмме «хромосфера-корона» ниже этой корреляционной прямой [6, 7]. Эти звёзды характеризуются сравнительно невысокой хромосферной активностью, тогда как их корональное излучение заключено в широких пределах. Большинство звёзд этой группы холоднее Солнца. С точки зрения эволюции активности этот результат позволил нам высказать гипотезу о том, что активность звёзд с более глубокой, чем у Солнца конвективной зоной, изменяется по другому закону по сравнению со звёздами с тонкой конвективной зоной.

Обратим внимание на то, что характер поверхностной активности карликов горячее и холоднее Солнца различен. Так, относительно большие площади пятен встречаются чаще у звёзд холоднее Солнца. Там же нестационарные процессы развиваются чаще и в ряде случаев более интенсивно.

Для проверки этой гипотезы далее мы анализируем данные об активности и обилии лития в атмосферах поздних карликов. Содержание лития чувствительно к глубине конвективной зоны – первичный литий истощается, когда нижняя граница конвективной зоны достигает слоёв с температурой плазмы 2–2.5 МК. Это происходит в звездах малых масс с эффективной температурой несколько ниже солнечной. Совместный анализ наблюдений линии в спектре G-звезд и их активности может пролить свет физику происходящих процессов.

2. Литий и звёздная активность

Наблюдения линии лития 6707.8 Å проведены на обсерватории Haute Provence (Франция) на 1.93-м телескопе с эшелльным спектрографом ELODIE. Спектры в области 4400–6800 Å имели разрешение 42000 и отношение сигнала к шуму S/N от 100 до 350 в области 5500 Å. Изучаемый массив состоял из 150 F, G и K карликов, где когда-либо наблюдалась активность солнечного типа [8]. Уровень активности большинства этих объектов превышал солнечный. Литий надёжно обнаружен у половины наблюдававшихся звёзд. Измеряемая величина обилия лития $A(\text{Li})$ представляет собой количество атомов лития по отношению к количеству атомов водорода, принимаемое равным 10^{12} . Для Солнца в среднем величина составляет $\log A(\text{Li}) = 1.1$, в тени пятен она несколько выше.

Обилие лития уменьшается при переходе от звёзд типа Солнца к более холодным. Это видно также и на рис.1, на котором данные о литии сопоставлены с индексом хромосферной активности R'_{HK} : у звёзд с эффективными температурами $6000 > T_{\text{eff}} > 5700$ К $\log A(\text{Li})$ несколько выше, чем у звёзд с $5700 > T_{\text{eff}} > 5200$ К. Это согласуется с общепринятой моделью истощения лития в звёздах.

До сих пор никакой зависимости обилия лития от активности обнаружено не было. К такому же выводу можно придти, если рассматривать все звёзды с обнаружимым литием. Однако, когда мы разделили эти звёзды на две группы по эффективным температурам горячее и холоднее Солнца, то удалось выявить тесную корреляцию этих характеристик. Коэффициенты корреляции равны 0.64 и 0.77 для первой и второй групп звезд соответственно. Анализ показывает также, что разброс значений $\log A(\text{Li})$ в первой, более горячей группе звёзд несколько больше, чем у более холодных звёзд.

Поскольку этот результат представляет большой интерес, мы расширили количество изучаемых объектов за счёт звёзд, у которых обилие лития определено группой испанских астрономов [9]. При этом нас интересуют те объекты их выборки, которые не являются молодыми звёздами рассеянных скоплений. На рис.2 представлены обилия лития, превышающие солнечное значение, и индексы хромосферной активности для общего массива звёзд. Для звёзд с достаточно высокой активностью наши выводы полностью подтверждаются. При низкой активности корреляция обилия

лития с активностью нарушается: появляется много звезд, горячее Солнца, у которых избыток лития связан не только со скоростью вращения и возрастом, но с другими причинами, пока окончательно не выясненными.

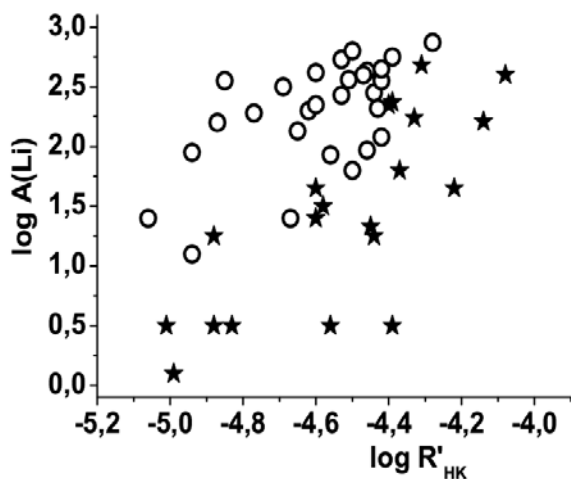


Рис. 1. Зависимость обилия лития от хромосферной активности по данным [8] для звезд горячее (кружки) и холоднее (звездочки) Солнца.

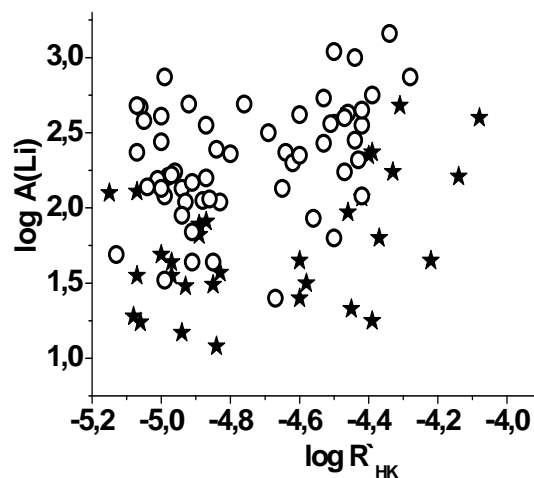


Рис. 2. Зависимость обилия лития от хромосферной активности по данным [8] и [9]. Обозначения те же, что и на рис. 1.

Совместный анализ обилия лития и индексов активности примерно для 100 звёзд позволяет сделать следующее заключение: как обилие лития, так и индекс хромосферной активности изменяются примерно одинаково при переходе от звёзд солнечного типа к более поздним звёздам. Это происходит вблизи спектрального класса G5 – G6, когда основание конвективной зоны достигает глубин 0.35 радиуса звезды. На этом уровне температура начинает превышать 2 МК и литий эффективно выгорает.

3. Что дают наблюдения лития для понимания звездной активности?

Звезды, где надежно зарегистрирован литий, имеют в среднем более высокий уровень активности. Добавим соответствующие данные на построенную ранее диаграмму «хромосфера-корона» для 172 менее активных звезд солнечной окрестности [6]. Из результата, приведенного на рис. 3, следуют два вывода. Во-первых, звезды с литием заполняют лауну между прежними самыми высокими значениями индексов для тех объектов и областью насыщения активности. Характеристики активности звёзд с насыщением подробно рассмотрены, например, в [10], и речь идёт о молодых объектах, поверхность которых практически полностью покрыта активными областями. Во-вторых, часть звёзд холоднее Солнца из работы [9] располагаются на диаграмме ниже прямой.

Эти звёзды существенно дополняют выделенную нами ранее группу.

Таким образом, наша диаграмма с большей определённой может рассматриваться в качестве возможных путей эволюции активности сол-

нечного типа. При этом верхняя часть, общая для всех поздних звёзд, соответствует возрастам от ста млн. до 1–2 млрд. лет. Область, где пути начинают расходиться, характеризуется большой концентрацией звёзд, отличительной особенностью которых является сильная запятнённость поверхности. Переменность таких звёзд наблюдается как вращательная модуляция фотосферного и хромосферного излучения и относится к типу VY Dra. Дальнейшая эволюция активности звезды холоднее Солнца в определённой степени зависит от её массы.

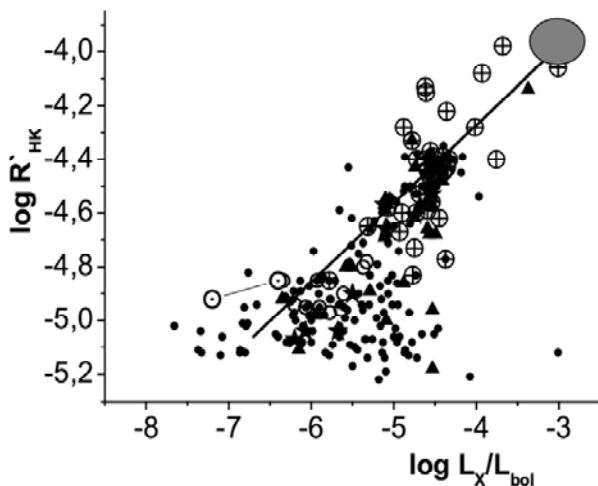


Рис. 3. Сопоставление хромосферной и корональной активности поздних звезд. Точки – звёзды поля по [6], окружности с крестиком – звёзды с обнаружимым литием по [8], заполненные треугольники – по [9]. Звёзды «Excellent» НК проекта обозначены полыми окружностями, «Good»- звёздочками. Для Солнца использован соответствующий знак, и линией соединены значения для максимума и минимума цикла. Серым эллипсом обозначена область объектов с насыщением активности. Регрессионная прямая дана по выражению из [4].

Диаграмма содержит также определённое указание на природу отличия активности звёзд горячее и холоднее Солнца. Как отмечалось ранее, хромосферная активность Солнца несколько превышает уровень активности других звёзд солнечной окрестности, тогда как солнечная корона гораздо слабее корон этих звёзд. Это связано, прежде всего, со специфической ролью магнитных полей на Солнце.

Действительно, изменение соотношения между мощностью процессов в хромосфере и короне может указывать на различный вклад магнитных полей крупного и мелкого масштабов в формирование активности. У Солнца крупномасштабное магнитное поле регулирует поведение активности в целом. В какой-то мере это справедливо и для звёзд моложе Солнца (с возрастом от 2 до 4.5 млрд. лет) с эффективными температурами от 5700 К до 6000 К. Влияние локальных магнитных полей на Солнце по сравнению с другими активными звёздами ослаблено в силу его возраста. Следствием этого является слабая солнечная корона с низким уровнем мягкого рентгеновского излучения. Локальные поля обеспечивают высокий уровень корональной активности многих звёзд холоднее Солнца даже в отсутствии нестационарных явлений.

Естественно допустить, что крупномасштабные поля отражают процессы близ нижнего основания конвективной зоны. Поэтому общий характер активности должен меняться достаточно резко при переходе от звёзд с

мелкой конвективной зоной к более холодным звёздам с глубокой конвективной зоной. Идея о существовании двух различных типов активности отличает наш подход, при котором учитывается глубина конвективной зоны, от использования числа Россби, когда изменение уровня активности в зависимости от спектрального класса происходит плавно (при фиксированной скорости вращения).

В заключение обратим внимание на то, что звёзды с хорошо выраженными циклами группируются на диаграмме в области достаточно низкой активности и располагаются между звёздами, где активность регулируется крупномасштабным магнитным полем, и объектами, активность которых связана с развитием локальных полей. Это, по-видимому, означает, что циклы формируются только при определённом фиксированном соотношении между энергиями крупномасштабных и локальных магнитных полей.

Таким образом, основными факторами формирования активности являются скорость осевого вращения и глубина конвективной зоны. Активность Солнца и более горячих поздних карликов, сформировавшаяся в первые сто млн. лет, эволюционирует на протяжении 5 млрд. лет от области насыщения вдоль прямой линии. Активность более холодные звёзды в первые 1–2 млрд. лет меняется также, а затем хромосферное излучение резко ослабляется, а уровень рентгеновского излучения остаётся достаточно высоким. Различия в характерах активности этих групп звёзд связаны, скорее всего, с изменением роли крупномасштабных магнитных полей в формировании активности. Эта концепция значительно отличается от общепринятой и требует дальнейшей разработки.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ 12-02-0084 и НШ 2374.2012.2

Литература

1. *N.J. Wright, J.J. Drake, E.E. Mamajek, G.W. Henry* 2011, *ApJ*, 743, 48.
2. *G. Rüdiger, V. V. Pipin* 2001, *A&A*, 375, 149.
3. *R. Tschäpe, G. Rüdiger* 2001, *A&A* 377, 84.
4. *E.E. Mamajek, L.A. Hillenbrand* 2008, *ApJ*, 687, 1264.
5. *R.W. Noyes, L. Hartmann, S. Baliunas, et al.* 1984, *ApJ*, 279, 763.
6. *М.М. Кацова, М.А. Лившиц* 2011, *Астрон. журн.* 88, 1217.
7. *М.М. Katsova* 2012, *The Sun: New Challenges, Astrophys.Space Science Proc.* 30, 19.
8. *T. Mishenina, C. Soubiran, V. Kovtyukh, M. Katsova, M. Livshits* 2012, *A&A*, in press.
9. *J. Maldonado, R. Martinez-Arnaiz, C. Eiroa, et al.* 2010, *A&A*, 521, 12.
10. *R. Martinez, J. Lopez-Santiago, et al.* 2011, *MNRAS*. 414, 2629.

К ПРОГНОЗУ ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ № 24

Наговицын Ю.А., Кулешова А.И.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия

ON THE PREDICTIONS OF 24TH SOLAR ACTIVITY CYCLE

Nagovitsyn Yu.A., Kuleshova A.I.

General Astronomical observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

It is shown that the prediction of the amplitude and time of maximum of the 24th solar activity cycle, published in [1] is consistent with latest data on the activity level. Thus, it can be expected that the amplitude of the current cycle will be $W_M = 104 \pm 12$ and the maximum will not come until the middle of 2013. It is estimated that a maximum feasible value of 11-yr cycle over historic time limited as $W_M = 215$.

В предыдущей нашей работе [1] было показано, что известное правило Вальдмайера, фиксирующее в оригинальной формулировке связь величины максимума 11-летнего цикла солнечной активности (СА) – W_M с длиной его ветви роста, может быть переформулировано в терминах скорости возрастания активности после минимума предыдущего цикла. Оказалось, что *максимальная* скорость роста СА на восходящей ветви цикла \dot{W} тесно связана с W_M : коэффициент корреляции k составил 0.95, в то время как типичные k для разных вариантов правила Вальдмайера были ~ 0.83 . Высокая величина корреляции позволила сформулировать новый способ прогноза и оценить величину максимума следующего 24-го цикла СА. Оказалось, что этот цикл будет средним по величине, и среднегодовое значение W_M , если прогноз оправдается, составит 104 ± 12 .

Отметим, что к настоящему времени имеется уже много прогнозов будущего максимума цикла – см. обзор [2]. Обобщая различные прогнозы, авторы [3] фиксируют тот факт, что, несмотря на большой разброс прогнозируемых величин (от 60 до 170 единиц) наиболее вероятными исследователи считают значения 80-100, что близко к прогнозу, сделанному в [1].

В [1] использовались среднегодовые числа Вольфа W_i , а в качестве оценки \dot{W} бралась величина $\Delta W = W_i - W_{i-1}$. Среднегодовые величины рассчитывались стандартным образом, на основе среднемесячных с января по декабрь текущего года. Со времени написания статьи прошло уже полгода, мы стали ближе к максимуму цикла. Поэтому проверим выводы [1].

Для этого заметим, что среднегодовые величины не обязательно рассчитывать стандартным календарным образом. Ничто не мешает использовать нам, например, значения с июля некоторого года по июнь следующего, т.е. сдвинуться при расчетах на полгода. Так мы и поступили, имея в виду, что уже известны среднемесячные значения за 8 месяцев 2012 г.

На рис. 1 показана зависимость $W_M = f(\Delta W)$ как при обычном подсчете среднемесячных (черные кружки), так и при сдвиге на полгода (светлые). Заметим, что при сдвиге корреляция несколько уменьшается, однако, она все равно высока: $k = 0.93$. Зависимость, определенная с использованием МНК по всем точкам рисунка, записывается как:

$$W_M = (3.23 \pm 0.12)\Delta W - (1.52 \pm 0.18) \cdot 10^{-2} \Delta W^2, \sigma = 14 \quad (*)$$

Подставляя в эту зависимость максимальное значение ΔW на ветви роста 24-го цикла, равное 39.2, получаем прогноз его максимума как $W_M = 103 \pm 14$, подтверждающий опубликованный в [1].

Заметим, что знак «минус» перед квадратичным членом в формуле (*) означает, что функция ограничена

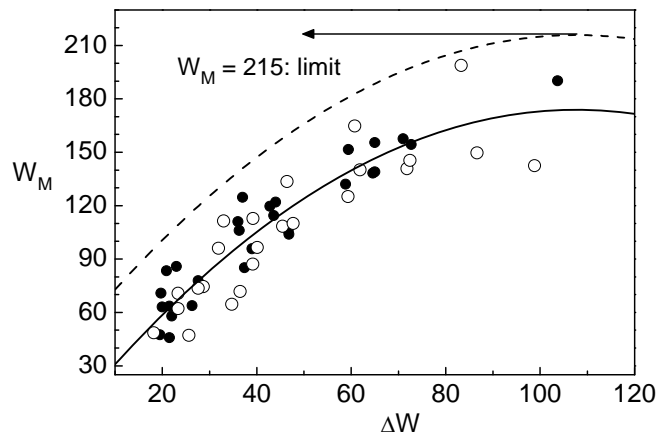


Рис. 1.

сверху и не может быть сколь угодно большой. Т.е. значения числа Вольфа в максимумах циклов имеют верхний предел. Максимальным значением на уровне 3σ на рисунке является $W_M = 215$. Это и есть оценка предельной величины 11-летнего цикла. Верхние черные и белые кружки на рисунке – 19-й цикл, самый большой за всю историю 400-летних наблюдений СА. Поэтому, заключение авторов [4] о его рекордной величине на временах порядка Голоцена как будто бы подтверждается, хотя по [5] в истории на временах порядка тысячелетий было несколько эпизодов столь же высокого уровня СА.

Выводы нашей заметки следующие. Подтверждена величина прогноза максимума среднегодового числа Вольфа в 24-м цикле по скорости нарастания активности на ветви роста $W_M = 104 \pm 12$ [1]. Показано, что предельное значение среднегодового числа Вольфа в максимуме 11-летнего цикла составляет 215 единиц. Последний вывод, как представляется, может найти применение при построениях реалистичной динамо-теории СА.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 10-02-00391), НШ-1625.2012.2, программы Президиума РАН № 21, а также ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (мероприятия 1.2.1, 1.5).

Литература

1. Наговицын Ю.А., Кулешова А.И. // *Астрономический журнал*, т. 89, № 9, 2012.
2. Petrovay, K., *Solar Cycle Prediction // Living Rev. Solar Phys.* 7, No 6, 2010.
3. Obridko V.N., Nagovitsyn Yu.A., and Georgieva Katya // *ASSP*, V. 30, pp. 1–19, 2012.
4. Solanki, S.K., et al. // *Nature*, v. 431, p.1084–1087, 2004.
5. Volobuev D.M., et al. // *Proc. IAU Symp. 223. St. Petersburg*, p. 565–566, 2004.

СПИСОК АВТОРОВ

- Абдусаматов Х.И.* 479, 483
Абрамов-Максимов В.Е. 151, 387
Авакян С.В. 487, 491
Агалаков Б.В. 305
Алексеева Л.М. 155
Ампилогов Н.В. 423
Анфиногентов С.А. 251
Астапов И.И. 423, 555
Ахтемов З.С. 129
Бадалян О.Г. 5, 9, 159
Баранов А.В. 163, 167
Баранов Д.Г. 31
Барбашина Н.С. 423, 555
Бембитов Д.Б. 391
Беневоленская Е.Е. 13, 171
Беренс К. 503
Бианда М. 43
Бикташ Л.З. 427, 495
Блудова Н.Г. 9
Богданов А.Г. 555
Богод В.М. 175, 179, 243
Борисевич Т.П. 305
Борисов А.А. 19
Боровик А.В. 183
Боровик В.Н. 151
Борог В.В. 423
Бруевич Е.А. 19, 23, 27
Васильева В.В. 145
Ватагин П.В. 373
Вернова Е.С. 31
Веселовский И.С. 361, 391
Вишнева А.В. 187
Волобуев Д.М. 35, 499
Воротков М. 507
Вохмянин М.В. 39
Галкин В.Д. 503
Ганиев В.В. 341
Георгиева К. 431, 447
Гетлинг А.В. 191, 195, 199
Головко А.А. 203
Голубчина О.А. 207
Гольдварг Т.Б. 365
Горбиков С.П. 353, 357
Горда С.Ю. 235
Горшков В. 507
Грабов В.М. 211
Гриб С.А. 437
Григорьева И.Ю. 215, 323
Давыдов В.В.
Данилова О.А. 469
Демидов М.Л. 43
Дергачев В.А. 515, 531, 547
Жи Н. 401
Дивлекеев М.И. 219
Dudík J. 267
Егоров Яр.И. 187
Ерофеев Д.В. 443
Ефремов В.И. 387, 393, 397
Жданов Д.А. 243
Жильцов А.В. 413, 417
Загайнова Ю.С. 223
Зайцев А.А. 211
Зайцев В.В. 227
Зайцева Г.И. 547
Золотова Н.В. 47
Иванов В.Г. 51, 59, 63, 89
Иванов Е.В. 55
Ихсанов Р.Н. 59, 63, 67
Ишков В.Н. 71, 231
Калинин А.А. 235
Kallunki J. 413
Кальтман Т.И. 175, 179
Кануников И.Е. 521
Karlický M. 267
Касинский В.В. 77
Катюшина В.В. 239
Кацова М.М. 559
Кашапова Л.К. 243

- Ким И.С.* 315, 345
Киричек Е.А. 263, 341
Киров Б. 431, 447
Киселев Б.В. 521
Киселев В.Б. 521
Кислякова К.Г. 227
Князева И.С. 247
Колмычков В.В. 195
Компаниец К.Г. 423
Копылова Ю.Г. 365
Коржавин А.Н. 207
Костюченко И.Г. 377
Кочанов А.А. 251, 323
Крамынин А.П. 81
Криволицкий А.А. 525, 535
Криссинель Б.Б. 251
Крушинский В.В. 235
Кудрявцев И.В. 271, 275, 301, 373, 531
Кузнецов Д.В. 211
Кузнецов С.А. 255
Кузнецова М.А. 171
Куимов К.В. 239
Куколева А.А. 535
Кулагин Е.С. 85
Кулешова А.И. 93, 565
Куприянова Е.Г. 259, 401
Кшевецкий С.П. 155
Лазутков В.П. 301
Лаповок Е.В. 479, 483
Ливиц М.А. 159, 559
Лозицкая Н.И. 263
Лозицкий В.Г. 263
Лубышев Б.И. 305
Madsen F.R.H. 267
Мажорова О.С. 195, 199
Макаренко Н.Г. 247
Малкин З. 507
Матвеев Г.А. 301
Мельников В.Ф. 255, 259, 271, 275, 297, 353, 357, 401
Мерзляков В.Л. 281, 285
Мешалкина Н.С. 305
Mészárosová H. 267
Милецкий Е.В. 51, 89
Миллер Н. 507
Минасянц Г.С. 453
Минасянц Т.М. 453
Мирошниченко Л.И. 457
Михайленко А.С. 555
Михаляев Б.Б. 361, 391
Мишенина Т.В. 559
Можаровский С.Г. 167, 289, 293
Молодых С.И. 539
Моргачев А.С. 297
Мордвинов А.В. 81
Моторина Г.Г. 301
Mursula K. 465
Мячин Д.Ю. 183
Нагнибеда В.Г. 417
Наговицын Ю.А. 89, 93, 405, 431, 531, 565
Наговицына Е.Ю. 405
Непомнящая Е.В. 447
Никанорова И.Н. 503
Никольская К.И. 97, 461
Обридко В.Н. 447
Огурцов М.Г. 377, 531, 543
Ожогина О.А. 409
Опейкина Л.В. 151, 305
Осокин А.Р. 315
Откидычев П.А. 101, 105
Парфиненко Л.Д. 387, 397
Петерова Н.Г. 305
Петрухин А.А. 555
Писанко Ю.В. 239
Подгорный А.И. 309
Подгорный И.М. 309
Понявин Д.И. 39, 47
Попов А.А. 235
Попов В.В. 315, 345
Попова Е.П. 109
Попова Т.Е. 203
Порфирьева Г.А. 319
Просовецкий Д.В. 215, 251, 323
Пузыня В.М. 259

- Рамелли Р.* 43
Распопов О.М. 515, 547
Ривин Ю.Р. 113, 117
Riehoakainen A. 413
Розгачева И.К. 19, 23
Рощина Е.М. 121
Руденко Г.В. 129, 243
Рыбак А.Л. 125, 405
Рыжов В.С. 417
Sawant H.S. 267
Савченко М.И. 301
Сарычев А.П. 121
Свидский П.М. 239
Сдобнов В.Е. 469
Середжинов Р.Т. 327, 331
Сидоров В.И. 457
Скорбеж Н.Н. 101
Скородумов Д.В. 301
Смирнова В.В. 413, 417
Соловьёв А.А. 263, 335, 341, 387,
397, 413
Soppinen E. 543
Старкова Л.И. 285
Стенфло Я.О. 43
Степанов А.В. 365
Степанян Н.Н. 129
Струмминский А.Б. 381
Ступишин А.Г. 175
Суюнова Э.З. 345
Тавастшерна К.С. 67
Теплицкая Р.Б. 409
Тлатов А.Г. 105, 133, 137, 141,
145, 465
Топчило Н.А. 305
Тохчукова С.Х. 243
Трифонов В.А. 547
Тягун Н.Ф. 349
Тясто М.И. 31, 469
Файништейн В.Г. 129, 187, 203
Филатов Л.В. 353, 357
Ханков С.И. 479, 483
Хонгорова О.В. 361
Цап Ю.Т. 365
Чапанов Я.
Чариков Ю.Е. 271, 275, 301, 369,
373, 377
Черепанова Л.А. 525
Чернов Д.В. 423
Шарыкин И.Н. 381
Шельтинг Б.Д. 447
Шестакова Л.И. 473
Шибасаки К. 387
Шутенко В.В. 555
Щерица О.В. 199
Юнгнер Х. 531, 543
Яковлева Е.И. 423
Якунина Г.В. 19, 23, 27, 319
Яснот Л.В. 175, 179
Яшин И.И. 555

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Секция 1 ЦИКЛ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ: НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АСПЕКТЫ

<i>Бадалян О.Г.</i> Пространственные “структуры” N-S асимметрии в линии 530.3 нм и в магнитных полях	5
<i>Бадалян О.Г., Блудова Н.Г.</i> Связь яркости линии 530.3 нм с магнитными полями разных масштабов и с площадями пятен	9
<i>Беневоленская Е.Е.</i> Полярное магнитное поле Солнца	13
<i>Борисов А.А., Бруевич Е.А., Розгачева И.К., Якунина Г.В.</i> Вейвлет-анализ рядов наблюдений чисел Вольфа и $F_{10,7}$. Зависимость параметров циклической активности от времени, прошедшего с момента начала цикла	19
<i>Бруевич Е.А., Розгачева И.К., Якунина Г.В.</i> Активность атмосфер Солнца и звезд солнечного типа как следствие циклических вариаций глобального магнитного поля	23
<i>Бруевич Е.А., Якунина Г.В.</i> Циклическая активность Солнца по наблюдениям индексов активности на разных временных шкалах	27
<i>Вернова Е.С., Тясто М.И., Баранов Д.Г.</i> Магнитные потоки ведущих и ведомых пятен и N-S асимметрия фотосферного магнитного поля	31
<i>Волобуев Д.М.</i> Идентификация и параметризация нейтральной линии на магнитограммах SDO	35
<i>Вохмянин М.В., Понявин Д.И.</i> Восстановление секторной структуры межпланетного магнитного поля во второй половине 19 века	39

Демидов М.Л., Стенфло Я.О., Бианда М., Рамелли Р. Диагностика магнитных полей в спокойных областях Солнца. Сопоставление наблюдений в спектральных линиях FeI 524.70 нм и FeI 525.02 нм, FeI 630.15 нм и FeI 630.25 нм	43
Золотова Н.В., Понявин Д.И. Пространственно-временные кластеры солнечных пятен и переполюсовка полярного магнитного поля Солнца	47
Иванов В.Г., Милецкий Е.В. Реперные моменты 11-летних циклов солнечной активности и универсальность закона широтного дрейфа солнечных пятен	51
Иванов Е.В. Роль крупномасштабной структуры магнитного поля Солнца в образовании комплексов активности	55
Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г. Особенности широтно-временной эволюции магнитного поля в 23-м цикле солнечной активности	59
Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г. Циклические изменения крупно- и среднемасштабных магнитных полей в высоких и низких гелиоширотах 20–23 циклов	63
Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С. Эволюция высокоширотных корональных дыр и полярных факелов в 21–23 циклах солнечной активности	67
Ишков В.Н. Солнце в фазе максимума текущего 24 цикла СА: основные характеристики и особенности развития	71
Касинский В.В. Пространственная анизотропия хромосферных вспышек в «королевской зоне» пятен и векторные диаграммы «бабочек» в 11-летних циклах Солнца	77
Крамынин А.П., Мордвинов А.В. О вековых циклах солнечной активности	81
Кулагин Е.С. Проект интерференционного спектрографа с разрешающей силой больше миллиона для области спектра 0.6–1.1 мкм	85
Милецкий Е.В., Иванов В.Г., Наговицын Ю.А. Свойства асимметрии широтных распределений солнечных пятен	89

Наговицын Ю.А., Кулешова А.И. Моменты экстремумов 11-летних циклов солнечной активности в последние два тысячелетия (верификация данных Шоува)	93
Никольская К.И. Солнечная корона в свете современных наблюдений	97
Откидычев П.А., Скорбеж Н.Н. Отличительные характеристики 24-го цикла солнечной активности	101
Откидычев П.А., Тлатов А.Г. Сравнение методов наблюдений солнечных пятен на Горной станции ГАО РАН	105
Попова Е.П. Моделирование смешанного цикла солнечной активности с помощью динамических систем	109
Ривин Ю.Р. «Вековое» изменение высот циклов чисел Вольфа, и его различия на разных интервалах наблюдений	113
Ривин Ю.Р. Правило Гневывшева-Оля и проблема его интерпретации	117
Рощина Е.М., Сарычев А.П. Эффект Вальдмайера как объединение двух свойств 11-летних циклов	121
Рыбак А.Л. Классификационный индекс Малдэ и долговременные изменения средних свойств солнечных пятен	125
Степанян Н.Н., Ахтемов З.С., Файнштейн В.Г., Руденко Г.В. Высотная стратификация и переполюсовка солнечных магнитных полей в 21–23 циклах	129
Тлатов А.Г. Долговременные вариации характеристик солнечных пятен	133
Тлатов А.Г. Модель генерации магнитного поля Солнца вихревым динамо	137
Тлатов А.Г. Обращения правила Гневывшева-Оля в период вековых минимумов активности	141

Глатов А.Г., Васильева В.В.

Распределение напряженностей магнитных полей в ядрах и полутени солнечных пятен 144

Секция 2.

**ФИЗИКА ПРОЦЕССОВ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ
И МОДЕЛИРОВАНИЕ АКТИВНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ**

Абрамов-Максимов В.Е., Боровик В.Н., Опейкина Л.В.

Эволюция микроволнового излучения активной области NOAA 11263 перед вспышкой X6.9 (август, 2011 г.) 151

Алексеева Л.М., Кшевецкий С.П.

Генерация надтепловых протонов в хромосфере (механизм, альтернативный «пересоединению») 155

Бадалян О.Г., Лившиц М.А.

Топология магнитных полей активных областей и излучение короны в солнечном цикле 159

Баранов А.В.

Несовпадение экстремумов профилей Стокса круговой и линейной поляризации и положений компонент расщепления магнитоактивных линий 163

Баранов А.В., Можаровский С.Г.

Аномальное расщепление линий V I $\lambda 6058.1 \text{ \AA}$ и $\lambda 6111.6 \text{ \AA}$ в спектре тени крупного солнечного пятна 167

Беневоленская Е.Е., Кузнецова М.А.

Эволюция активной области NOAA 11101 по данным SDO/HMI 171

Богод В.М., Кальтман Т.И., Ступишин А.Г., Яснор Л.В.

Магнитные поля в нижней короне Солнца по сопоставлению наблюдательных и модельных спектральных данных 175

Богод В.М., Кальтман Т.И., Яснор Л.В.

О свойствах микроволновых источников над нейтральной линией радиального магнитного поля 179

Боровик А.В., Мячин Д.Ю.

Изофотометрия внепятенной вспышки 16 марта 1981 г. 183

Вишнева А.В., Файнштейн В.Г., Егоров Я.И.

Исследование геометрических и кинематических характеристик корональных выбросов массы типа гало в трехмерном пространстве в зависимости от времени 187

Гетлинг А.В. Спиральность течения при квазиупорядоченной ячеечной конвекции	191
Гетлинг А.В., Колмычков В.В., Мажорова О.С. Конвективный механизм усиления и структурирования магнитного поля	195
Гетлинг А.В., Мажорова О.С., Щерица О.В. О возможном происхождении многомасштабной структуры солнечной конвекции	199
Головко А.А., Файнштейн В.Г., Попова Т.Е. Сравнение двух методов обнаружения нового магнитного потока в активной области	203
Голубчина О.А., Коржавин А.Н. Распределение яркостной температуры в полярной области Солнца по данным наблюдений на РАТАН-600 в сантиметровом диапазоне длин волн	207
Грабов В.М., Зайцев А.А., Кузнецов Д.В. Физическое моделирование электромагнитных явлений в конвективной зоне Солнца	211
Григорьева И.Ю., Просовецкий Д.В. Микроволновое излучение активных областей в прошедшем минимуме солнечного цикла	215
Дивлекеев М.И. События 5 мая 2012 г. по наблюдениям с аппаратов STEREO-A и B	219
Загайнова Ю.С. Исследование параметров ИК-триплета He I 10830 тени солнечных пятен	223
Зайцев В.В., Кислякова К.Г. Микровспышки, возникающие при осцилляциях скорости фотосферной конвекции	227
Ишков В.Н. Комплексы активных областей как основной источник экстремальных и больших солнечных протонных событий	231
Калинин А.А., Горда С.Ю., Крушинский В.В., Попов А.А. Линии H и K CaII в затменном спектре солнечного протуберанца 29 марта 2006 года	235

Катюшина В.В., Писанко Ю.В., Свидский П.М., Куимов К.В. Радиальная зависимость яркости солнечного диска по наблюдениям затмения 31 мая 2003 г. на ИСЗ «КОРОНАС-Ф»	239
Кашанова Л.К., Тохчукова С.Х., Жданов Д.А., Богод В.М., Руденко Г.В. Субсекундные колебания во вспышке 10 августа 2011 по наблюдениям на РАТАН-600 и Сибирском Солнечном Спектрополяриметре диапазона 4–8 ГГц	243
Князева И.С., Макаренко Н.Г. Критические графы магнитограмм вспышечных активных областей	247
Крессинель Б.Б., Анфиногентов С.А., Кочанов А.А., Просовецкий Д.В. Экспериментальное исследование экваториального распределения яркости спокойного Солнца по данным ССРТ	251
Кузнецов С.А., Мельников В.Ф. Пространственная динамика наклона спектра ускоренных электронов по данным жесткого рентгеновского и радиоизлучений в событии 14 марта 2002 года	255
Куприянова Е.Г., Мельников В.Ф., Пузыня В.М. Долгопериодические пульсации теплового микроволнового излучения солнечной вспышки по данным с высоким пространственным разрешением	259
Лозицкий В.Г., Лозицкая Н.И., Киричек Е.А., Соловьев А.А. Магнитные поля в лимбовой вспышке 19 июля 2012 г.	263
Mészárosová H., Dudík J., Karlický M., Madsen F.R.H., Sawant H.S. Fast magnetoacoustic waves in a scenario involving the coronal magnetic null point	267
Мельников В.Ф., Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е. Направленность жесткого рентгеновского и гамма излучений из вспышечной петли	271
Мельников В.Ф., Чариков Ю.Е., Кудрявцев И.В. Пространственное распределение яркости жесткого рентгеновского излучения вдоль вспышечных петель	275
Мерзляков В.Л. Плотные корональные структуры над активной областью	281
Мерзляков В.Л., Старкова Л.И. Геометрические свойства корональной нейтральной поверхности	285

Можаровский С.Г. Метод пробного слоя в расчете функций вклада и отклика	289
Можаровский С.Г. Расчет профилей Стокса для моделей тени и фотосферы Солнца – структуры данных и виды расчетов программы SunWorld	293
Моргачев А.С., Мельников В.Ф. Диагностика параметров вспышечных петель по наблюдаемому спектру и степени поляризации их микроволнового излучения	297
Моторина Г.Г., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., Матвеев Г.А., Савченко М.И., Скородумов Д.В., Чариков Ю.Е. Реконструкция энергетического спектра электронов, ускоренных в солнечной вспышке 15 апреля 2002 года	301
Петерова Н.Г., Агалаков Б.В., Борисевич Т.П., Лубышев Б.И., Опейкина Л.В., Топчило Н.А. Динамика и структура активной области NOAA 7123 по наблюдени- ям на VLA, РАТАН-600, ССРТ и БПР	305
Подгорный И.М., Подгорный А.И., Мешалкина Н.С. Динамика магнитного поля активной области в предвспышечном со- стоянии и во время вспышек	309
Попов В.В., Ким И.С., Осокин А.Р. О нейтральном водороде в короне	315
Порфирьева Г.А., Якунина Г.В. Дестабилизация, взаимодействие и эрупция волокон на Солнце и со- путствующие явления	319
Просовецкий Д.В., Григорьева И.Ю., Кочанов А.А. Спектральные характеристики крупномасштабных областей радио- излучения в корональных дырах	323
Середжинов Р.Т. Солнечный патрульный фотосферно-хромосферный телескоп	327
Середжинов Р.Т. Спектрограф изображения патрульного телескопа	331
Соловьев А.А. Мелкое солнечное пятно	335
Соловьев А.А., Киричек Е.А., Ганиев В.В. Уникальная солнечная вспышка 22.09.2011	341

Суюнова Э.З., Ким И.С., Попов В.В. Широкополосная фильтровая линейная поляриметрия протуберанцев	345
Тягун Н.Ф. Асимметрия профилей линий FeX 6374 в активных областях. Наблюдательные факты	349
Филатов Л.В., Мельников В.Ф., Горбиков С.П. Динамика пространственного распределения электронов и характеристик их гиротронного излучения в коллапсирующей магнитной ловушке	353
Филатов Л.В., Мельников В.Ф., Горбиков С.П. Условия эффективного бетатронного ускорения электронов во вспышечных петлях	357
Хонгорова О.В., Веселовский И.С., Михалев Б.Б. Быстрое затухание магнитозвуковых волн в короне вследствие излучения	361
Цап Ю.Т., Гольдварг Т.Б., Копылова Ю.Г., Степанов А.В. О природе пульсаций нетеплового излучения солнечной вспышки 5 ноября 1992 года	365
Чариков Ю.Е. Временные задержки жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек: ускорение и распространение заряженных частиц	369
Чариков Ю.Е., Ватагин П.В., Кудрявцев И.В. Динамика пучка ускоренных электронов и диагностика вспышечной плазмы по результатам анализа жесткого рентгеновского излучения, зарегистрированного спектрометром BATSE	373
Чариков Ю.Е., Огурцов М.Г., Костюченко И.Г. Спектрально-временной анализ жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек, зарегистрированных на спутниках КОРОНАС-Ф и CGRO	377
Шарыкин И.Н., Струминский А.Б. Динамика меры эмиссии и жесткое рентгеновское излучение в солнечных вспышках	381

**Секция 3.
ГЕЛИО- И КОРОНАЛЬНАЯ СЕЙСМОЛОГИЯ**

<i>Абрамов-Максимов В.Е., Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьёв А.А., Шибасаки К.</i> Долгопериодные колебания солнечных пятен по одновременным наблюдениям на радиогелиографе Нобеяма и SDO	387
<i>Бембитов Д.Б., Веселовский И.С., Михалев Б.Б.</i> Затухание акустических волн в корональных петлях вследствие излучения	391
<i>Ефремов В.И.</i> Новый метод определения скорости перемещения трассеров по поверхности Солнца	393
<i>Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.</i> Долгопериодные колебания солнечных пятен по доплерограммам и интенситограммам SOHO/MDI	397
<i>Куприянова Е.Г., Мельников В.Ф., Ji H.</i> Квазипериодическая пространственная динамика источника микроволнового излучения солнечной вспышки	401
<i>Наговицын Ю.А., Рыбак А.Л., Наговицына Е.Ю.</i> Долго- и сверхдолгопериодические колебания солнечных пятен по данным MDI SOHO	405
<i>Ожогина О.А., Теплицкая Р.Б.</i> Колебания яркости в линиях CaII: изменение центр-край	409
<i>Смирнова В.В., Нагнибеда В.Г., Жильцов А.В., Рыжов В.С.</i> Сравнительный анализ данных наблюдений вспышечного миллиметрового радиоизлучения, полученных на радиотелескопе РТ-7,5 МГТУ им. Н.Э. Баумана	413
<i>Смирнова В.В., Riehoakainen A., Соловьев А.А., Жильцов А.В., Kallunki J.</i> Долгопериодические колебания солнечных пятен и вышележащих структур	417

**Секция 4.
СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР И КОСМИЧЕСКАЯ ПОГОДА**

<i>Астапов И.И., Ампилогов Н.В., Барбашина Н.С., Борог В.В., Компаниец К.Г., Чернов Д.В., Яковлева Е.И.</i>	
Регистрация солнечных магнитных облаков в гелиосфере в потоке мюонов космических лучей	423
<i>Бикташ Л.З.</i>	
Скорость поступления энергии в кольцевой ток в зависимости от крупномасштабных структур солнечного ветра	427
<i>Georgieva K., Kirov B., Nagovitsyn Yu.A.</i>	
Long-term variations of solar magnetic fields from geomagnetic data	431
<i>Гриб С.А.</i>	
О нелинейной связи стационарных сильных разрывов со структурами с постоянным давлением в потоке солнечного ветра	437
<i>Ерофеев Д.В.</i>	
Поляризация сжимаемых флуктуаций плазмы в солнечном ветре	443
<i>Киров Б., Обридко В.Н., Георгиева К., Непомнящая Е.В., Шельтинг Б.Д.</i>	
Вековые вариации магнитного поля Солнца и геомагнитной активности	447
<i>Минасянц Г.С., Минасянц Т.М.</i>	
Структура магнитных облаков и их связь с развитием геомагнитных бурь	453
<i>Мирошниченко Л.И., Сидоров В.И.</i>	
К 100-летию открытия космических лучей: история высокогорных исследований в Институте «Урусвати» по архивам Центра-Музея имени Н.К. Рериха (Москва)	457
<i>Никольская К.И.</i>	
Стационарный солнечный ветер – феномен Солнца как звезды	461
<i>Глатов А.Г., Mursula K.</i>	
Нерадиальность распространения солнечных корональных стримеров и вариации космических лучей	465
<i>Тясто М.И., Данилова О.А., Сдобнов В.Е.</i>	
Связь изменений параметров солнечного ветра с жесткостью геомагнитного обреза космических лучей в периоды геомагнитных возмущений	469

Шестакова Л.И.

Давление солнечной радиации как механизм ускорения атомов и первых ионов с низкими потенциалами ионизации 473

Секция 5.

КОСМИЧЕСКИЙ КЛИМАТ И КЛИМАТ ЗЕМЛИ

Абдусаматов Х.И., Лаповок Е.В., Ханков С.И.

Влияние вариаций альбедо Бонда и его компонент на изменение энергетического баланса Земли 479

Абдусаматов Х.И., Лаповок Е.В., Ханков С.И.

Влияние изменения площади облачного покрова на альбедо Бонда и климат Земли 483

Авакян С.В.

Возможные подходы к среднесрочным прогнозам погоды с учетом солнечно-геомагнитной активности 487

Авакян С.В.

Солнечно-геомагнитная активность и энергетика современного изменения климата 491

Бикташ Л.З.

Годовые вариации космических лучей и Dst-индекса в связи с изменениями параметров солнечного ветра в 19–23 солнечных циклах 495

Волобуев Д.М.

Одиннадцатилетняя цикличность приземного потока тепла на антарктической станции «Восток» 499

Галкин В.Д., Беренс К., Никанорова И.Н.

О возможном влиянии солнечных вспышек на содержание водяного пара в земной атмосфере 503

Горшков В., Воротков М., Малкин З., Миллер Н., Чапанов Я.

О проявлении солнечной активности в вариациях уровня моря и вращения Земли 507

Давыдов В.В.

Завихрённость земной атмосферы и индексы солнечной активности 511

Дергачев В.А., Распопов О.М.

Солнечная радиация и проблема продолжительности современного межледниковья 515

Кануников И.Е., Киселев Б.В., Киселев В.Б. Влияние динамики геомагнитной активности на рекуррентные показатели ЭЭГ человека	521
Криволицкий А.А., Черепанова Л.А. Численное моделирование глобальных изменений температуры и ветра, вызванных вариациями УФ радиации Солнца в цикле его активности	525
Кудрявцев И.В., Дергачев В.А., Наговицын Ю.А., Огурцов М.Г., Юнгнер Х. К вопросу о влиянии климатических факторов на содержание космогенного изотопа С-14 в атмосфере земли в прошлые эпохи	531
Куколева А.А., Криволицкий А.А. Определение эффективности образования нечетного азота в полярной атмосфере в условиях повышенной ионизации на основе анализа спутниковой информации и фотохимического моделирования	535
Молодых С.И. О роли теплоемкости океана в отклике тропосферы на вариации солнечной и геомагнитной активности	539
Ogurtsov M.G., Jungner H., Sonninen E. Evidence for a link between the North-Atlantic Oscillation and climate of northern Finland as derived from a stable carbon isotope record	543
Распопов О.М., Дергачев В.А., Зайцева Г.И., Трифонов В.А. Вариации солнечной активности и климатические изменения в голоцене, и их социальные последствия	547

**Секция 6.
СОЛНЕЧНО-ЗВЁЗДНЫЕ АНАЛОГИИ,
ЗВЁЗДНЫЕ ЦИКЛЫ АКТИВНОСТИ.
ПРОГНОЗИРОВАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ
И ЕЁ ГЕОЭФФЕКТИВНЫХ ПРОЯВЛЕНИЙ**

Астапов И.И., Барбашина Н.С., Богданов А.Г., Михайленко А.С., Петрухин А.А., Шутенко В.В., Яшин И.И. Исследование геомагнитных бурь, вызванных процессами на Солнце и в гелиосфере, по данным мюонного годоскопа УРАГАН	555
Кацова М.М., Лившиц М.А., Мишенина Т.В. Основные факторы, определяющие характер активности солнечного типа	559

Наговицын Ю.А., Кулешова А.И.

К прогнозу цикла солнечной активности № 24 565

Список авторов 567