

ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

*ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ  
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА*

**СОЛНЕЧНАЯ  
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ  
ФИЗИКА – 2011**

**ТРУДЫ**



Санкт-Петербург  
2011

Сборник содержит доклады, представленные на Всероссийской ежегодной конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2011» (XV Пулковская конференция по физике Солнца, 3–7 октября 2011 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-3645.2010.2.

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

В конференции принимали участие учёные Российской Федерации, Болгарии, Бразилии, Казахстана, США, Украины, Финляндии, Японии.

### **Оргкомитет конференции**

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

#### **Члены оргкомитета:**

В.М. Богод ( <i>САО РАН</i> )	Ю.А. Наговицын ( <i>ГАО РАН</i> )
И.С. Веселовский ( <i>НИИЯФ МГУ, ИКИ РАН</i> )	В.Н. Обридко ( <i>ИЗМИРАН</i> )
В.А. Дергачев ( <i>ФТИ РАН</i> )	О.М. Распопов ( <i>СПбФ ИЗМИРАН</i> )
М.А. Лившиц ( <i>ИЗМИРАН</i> )	А.А. Соловьёв ( <i>ГАО РАН</i> )
Н.Г. Макаренко ( <i>ГАО РАН</i> )	Д.Д. Соколов ( <i>МГУ</i> )
	К. Георгиева ( <i>ИКСИ-БАН, Болгария</i> )

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

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

Оргкомитет конференции не несёт ответственности за ошибки и неточности в текстах статей, представленных авторами в редакцию.

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», выходившем 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 978-5-9651-0584-7**

© Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2011

## **НЕОБЫЧНЫЙ СОЛНЕЧНЫЙ МИНИМУМ – ВЫЗОВ ТЕОРИИ СОЛНЕЧНОГО ДИНАМО**

**Обридко В.Н.<sup>1</sup>, Наговицын Ю.А.<sup>2</sup>, Георгиева К.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Институт земного магнетизма ионосферы и распространения радиоволн  
им. Н.В. Пушкова, Россия, 142090, Московская обл., г. Троицк, obridko@izmiran.ru*

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

<sup>3</sup>*Space and Solar-Terrestrial Research Institute, Bulgarian Academy of Sciences  
KGeorgieva@space.bas.bg*

## **THE UNUSUAL SUNSPOT MINIMUM – CHALLENGE TO THE SOLAR DYNAMO THEORY**

**Obridko V.N.<sup>1</sup>, Nagovitsyn Yu.A.<sup>2</sup>, Geogieva K.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*The Pushkov institute of terrestrial magnetism, ionosphere and radiowave propagation, Rus-  
sian Academy of Sciences, Troitsk, 142190, Russia, obridko@izmiran.ru*

<sup>2</sup>*Central astronomical observatory at Pulkovo of RAS, St.-Petersburg, Russia,  
nag@gao.spb.ru*

<sup>3</sup>*Space and Solar-Terrestrial Research Institute, Bulgarian Academy of Sciences  
KGeorgieva@space.bas.bg*

*The last cycle was low, long, complex and very unusual. The “peculiarity” of the mini-  
mum is that the field is weak, but also that the morphology of the heliosphere is very complex.  
A large number of features of intermediate scale – neither global nor local – was observed.  
Could this phenomenon be a proxy of the meridional circulation slowdown? What kind of a  
cycle have we entered, anyway?*

### **1. Введение**

Начнем с того, почему доклад так озаглавлен и в чем, собственно, со-  
стоит вызов теории динамо. Прошедший минимум и весь 23 цикл были  
весьма необычными. Действительно ли эта необычность выходит за преде-  
лы наблюдавшегося ранее разброса характеристик циклов активности? И  
можем ли мы сегодня хотя бы в общих чертах указать причины значитель-  
ных вариаций в характеристиках солнечных циклов? Следует заметить, что  
особая необычность прошедшего минимума состояла в том, что поля были  
слабые, а морфология гелиосферы – сложная. Наблюдалось большое число  
объектов промежуточного масштаба – не глобальных и не локальных. Не  
может ли это быть использовано для оценки высоты следующего макси-  
мума? Каковы современные модели солнечного динамо, могут ли они  
обеспечить наблюдаемые напряженности магнитных полей пятен, и от че-  
го зависит уровень активности в данном цикле? И, наконец, чего же нам  
ждать от цикла № 24, в который мы вступили?

## 2. Некоторые характеристики минимума 23/24

На рис. 1 показано месячное число беспятенных дней в последних пяти солнечных циклах [1]. Видно, что завершившийся цикл выделен большим числом таких дней. Однако в целом в последнем столетии был минимум 1913 года, в котором беспятенных дней было еще больше (рис. 2).

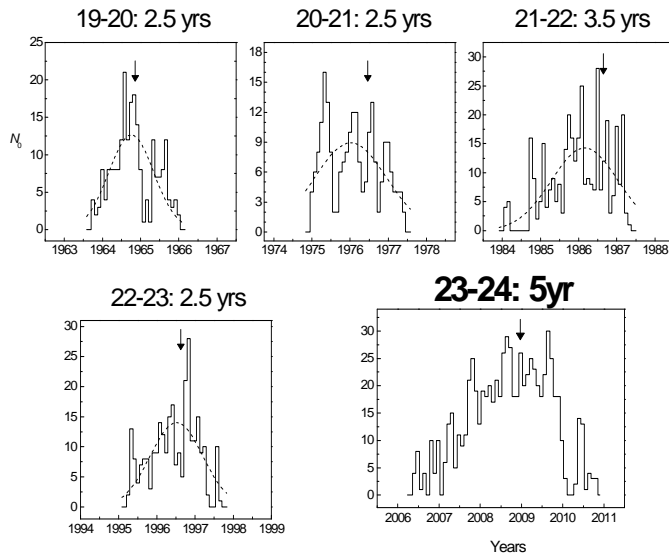


Рис. 1.

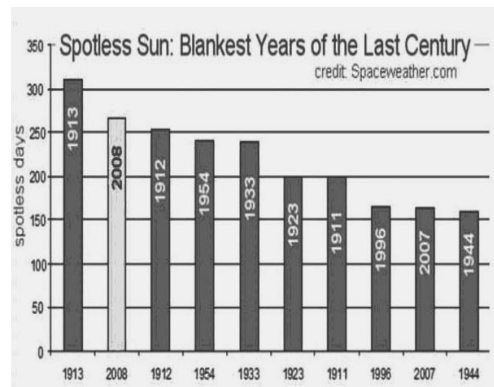


Рис. 2.

Число пятен в 2008 г. было чрезвычайно малым, но гелиосферный токовый слой не был плоским, как это должно быть в минимуме, при полном исчезновении других гармоник, кроме осевого диполя. На рис. 3 показана структура короны в трех последовательных проходах космического аппарата Ulysses.

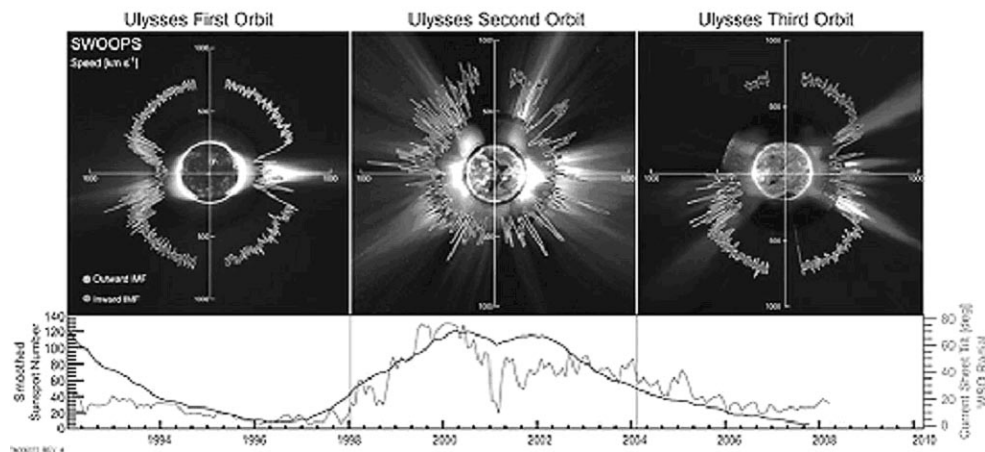
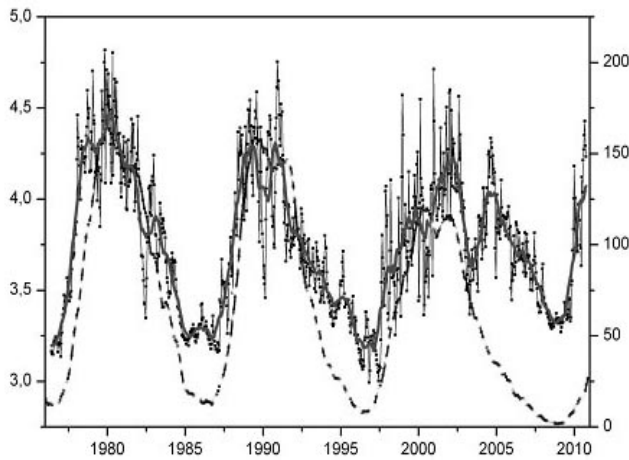


Рис. 3.

Видно, что ситуация в период минимума 2008 года разительно отличается от ситуации 1996 года. Структура короны в 1996 году – стандартная, наблюдается резко выраженный стример в экваториальной плоскости, что свидетельствует о типичной структуре с осевым диполем. В 2008 году

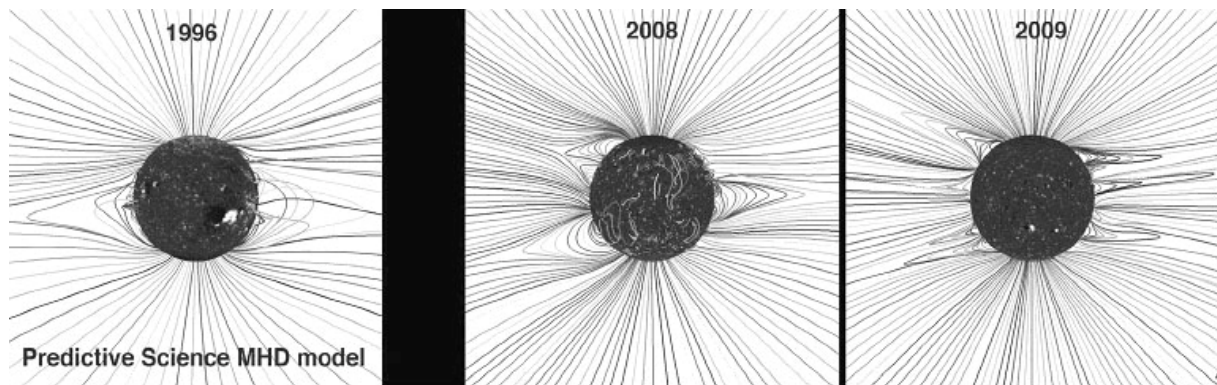
наблюдаются многочисленные внеэкваториальные стримеры, которые уже нельзя связать с осевым диполем.



На рис. 4 показана циклическая вариация введенного в [2] индекса эффективного мультиполя. Этот индекс равен 3 для диполя и сильно увеличивается в максимуме цикла. В минимуме циклов 23/24 ситуация сильно отличалась от ситуации в минимумах 20/21 и 21/22.

**Рис.4.**

Если в предыдущих минимумах индекс опускался почти до дипольного значения, то на нисходящей ветви 23 цикла начавшийся спад затем сменился ростом почти до максимального значения и в последующем сильно отличался от дипольного значения. Рост этого индекса на нисходящей ветви 23 цикла указывает на необычно большое число экваториальных корональных дыр.



**Рис. 5.**

Расчеты показывают, что даже в 2009 году глобальное поле определялось не только диполем, как в 1996 году, а содержало большое количество малых областей открытого магнитного поля на всех широтах (см. рис. 5).

Это привело к тому, что наблюдалось очень большое число внеэкваториальных источников солнечного ветра [3].

### **3. Высота солнечного цикла и меридиональный перенос**

Что же определило столь низкое значение числа пятен в минимуме 23/24? Что вообще определяет высоту цикла как в локальных, так и в глобальных полях?

Есть основания полагать, что это связано с изменением меридионального потока на фазах роста (или спада) предыдущего цикла.

Как известно, солнечное динамо определяется двумя процессами. На первой стадии ( $\Omega$ -эффект) из полоидального возникает тороидальное поле. В минимуме магнитное поле имеет квазидипольную структуру. Дифференциальное вращение в основании конвективной зоны вытягивает силовые линии полоидального поля и отклоняет их в азимутальном направлении создавая тороидальное поле. Силы магнитной плавучести поднимают магнитные трубки на поверхность, давая начало стандартной биполярной группе пятен. Этот процесс хорошо изучен и не вызывает особых сомнений. Впрочем, пока неясно, удастся ли при этом получать локальные изолированные трубки с напряженностью до 3000 Гс.

Обратный процесс формирования полоидального поля из тороидального ( $\alpha$ -эффект) ясен гораздо меньше. Наиболее часто цитируется механизм Беккока-Лейтона. А именно, вследствие силы Кориолиса, создающей ненулевую среднюю спиральность, головные пятна находятся ближе к экватору, чем хвостовые. В конце цикла, когда пары пятен возникают на самых низких гелиоширотах, магнитное поле головных пятен диффундирует через экватор, и их поток уничтожается противоположным по знаку потоком головных пятен другого полушария. Поток хвостовых пятен и оставшихся пар пятен уносится к полюсам. Избыток потока хвостовых пятен уничтожает полоидальное поле старого цикла и накапливается, создавая полоидальное поле противоположной полярности.

Хотя сама ветвь  $\alpha$ -эффекта в динамо в деталях не ясна, но почти очевидно, что именно меридиональная циркуляция является ключом к пониманию характеристик цикла. Амплитуда и период цикла солнечных пятен определяется скоростью меридиональной циркуляции [4–9], а величина коэффициента турбулентной диффузии определяет режим действия динамо [10–12].

#### **4. Оценка скорости меридиональной циркуляции с использованием геомагнитных данных**

Можно предположить, что образование полоидального поля заканчивается, когда экваториальные корональные дыры сливаются с полярными, образуя гигантскую корональную дыру, простирающуюся от полюса к экватору и далее – в противоположное полушарие. Аналогичная область – корональная дыра другой полярности – образуется на антиподальных широтах и долготах. Образование этих дыр соответствует максимуму геомагнитной активности, связанной с истечением высокоскоростных потоков из таких открытых конфигураций магнитного поля. Поэтому время от максимума числа солнечных пятен до максимума геомагнитной активности можно считать равным времени перемещения потока из зоны пятен к по-

люсам (см. рис. 6). Отсюда можно найти скорость поверхностной меридиональной циркуляции.

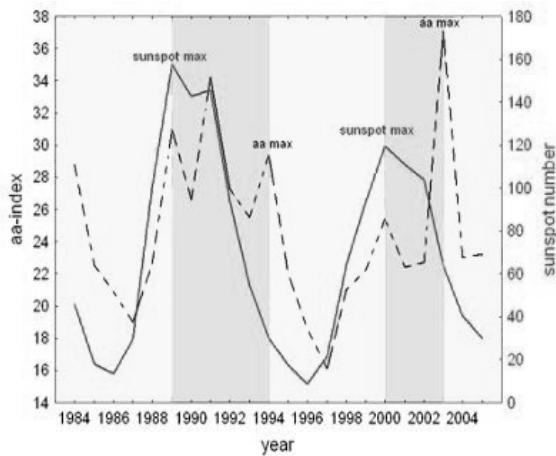


Рис. 6.

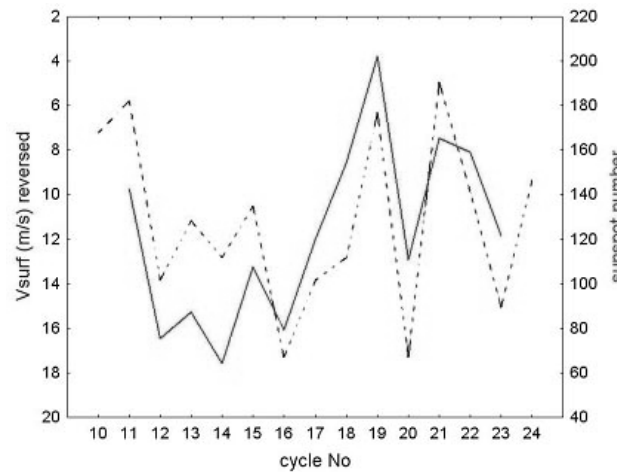
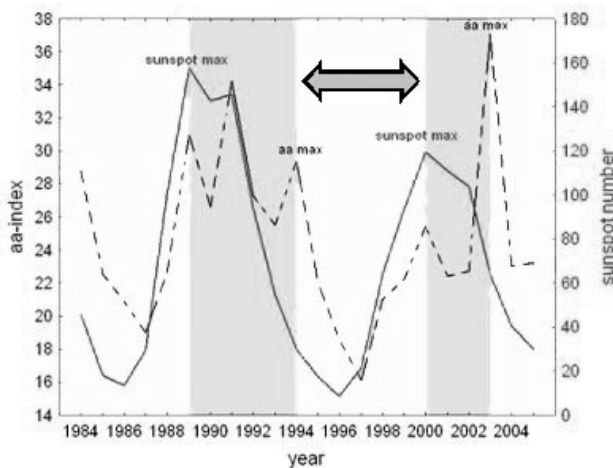


Рис. 7.

Оказалось, что чем быстрее направленная к полюсу циркуляция, тем ниже максимум в следующем цикле. Коэффициент корреляции этой связи  $r = -0.7$ ,  $p = 0.03$  (см. Рис. 7; обращаем внимание на то, что шкала скорости перевернутая). Именно такую связь и можно было ожидать из теоретических соображений.



Сложнее оценить скорость обратного процесса, то есть глубинной меридиональной циркуляции в направлении экватора. Это можно сделать, исходя из времени от максимума геомагнитной активности до следующего максимума числа пятен (см. Рис. 8).

Рис. 8.

Ситуация несколько усложняется, поскольку в зависимости от величины диффузии возможны три режима направленной к экватору меридиональной циркуляции: режим, полностью определяемый адвекцией при очень низкой диффузии, промежуточный режим с более высокой диффузией и режим, полностью определяемый диффузией [11]. В режиме промежуточной диффузии, который наблюдается на Солнце, часть потока диффундирует к основанию конвективной зоны, не доходя до полюса, совершая "короткое замыкание" меридиональной циркуляции, другая

часть совершает полный цикл (см. Рис. 9). При этом цикл пятен представляет собой суперпозицию двух волн тороидального поля, и наблюдается двухвершинный максимум цикла.

В целом, как уже говорилось, имеется отрицательная корреляция между  $V_{\text{surf}}$  и следующим максимумом ( $r = -0.7, p = 0.03$ ), отрицательная корреляция ( $r = -0.75$ ) между  $V_{\text{surf}}$  и после-

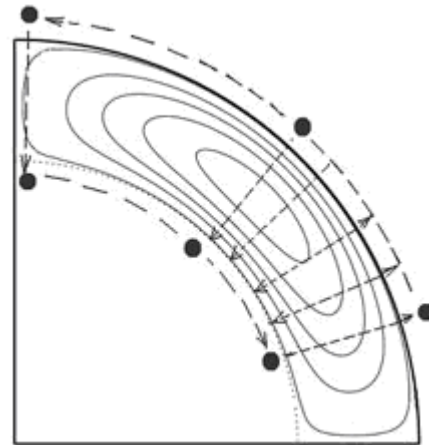


Рис. 9.

дующим  $V_{\text{deep}}$ , а также положительная корреляция ( $r = 0.81$ ) между  $V_{\text{deep}}$  и последующим максимумом пятен ( $\equiv$  тороидальное поле).

Наблюдается последовательность связей  $V_{\text{surf}} \rightarrow V_{\text{pol}} \rightarrow V_{\text{deep}} \rightarrow V_{\text{tor}}$ . На этом связь прерывается, и прогнозировать далее  $V_{\text{surf}}$  уже невозможно.

### 5. Возможна ли планетная модуляция солнечной активности?

Зависимость высоты цикла от меридионального течения может помочь понять периодически обсуждаемую, но до сих пор не подкрепленную физически, корреляцию солнечной активности с периодами вращения планет вокруг Солнца. Разумеется, планеты не могут вызвать солнечную активность. Но можно предположить, что они модулируют солнечную активность путем воздействия на меридиональные течения [13, 14].

Приливные силы создают ускорение как в зональном, так и в меридиональном направлениях. Зональное ускорение в принципе могло бы изменять вращение, которое важно для генерации магнитного поля в основании конвективной зоны ( $0.7 R_{\odot}$ ). Однако скорость вращения большая,  $\sim 2000$  m/s, с глубиной приливные силы падают как  $d^2$ , а плотность увеличивается и на  $0.7 R_{\odot}$  составляет  $\sim \text{gr/cm}^3$ , притом знак силы зависит от долготы, что в среднем дает 0.

Более существенное влияние может оказать меридиональное ускорение, воздействуя на поверхностную меридиональную циркуляцию. Скорость меридиональной циркуляции  $\sim 10$  м/с. На поверхности приливные силы максимальны, плотность  $\sim 10^{-5}$  gr/cm<sup>3</sup>, силы меридионального ускорения всегда направлены к экватору.

Оценим величину этого эффекта. Как известно, ускорение определяется как  $a = F/\rho$ , где сила  $F \sim 10^{-10}$  N/kg, плотность  $\rho \sim 10^{-5}$  gr/cm<sup>3</sup> =  $10^{-2}$  kg/m<sup>3</sup>. Тогда получим  $a \sim 10^{-8}$  m/s<sup>2</sup>. Характерное время изменения скорости  $t \sim 2-3$  года, то есть  $\sim 10^8$  s. Это дает  $dV_{\text{surf}} \sim$  m/s, что соответствует наблюдаемым величинам вариации поверхностной скорости.

Чем больше приливные силы, тем медленнее направленная к полюсу скорость, и, следовательно, тем выше максимум числа солнечных пятен.



## **6. Тахоклинное динамо в сопоставлении с распределенным/подповерхностным динамо**

Большинство современных моделей динамо предполагают, что тороидальное магнитное поле образуется вблизи основания конвективной зоны, в тахоклине или непосредственно под ней, и затем всплывает на поверхность в виде солнечных пятен [15–18]. Уверенность в предпочтительности глубинного динамо проистекает из того факта, что эта область устойчива для накопления магнитного потока, несмотря на эффекты магнитной плавучести.

Однако наблюдения скорости вращения всплывающих магнитных потоков в различных широтных зонах указывают скорее на относительно малую глубину солнечных пятен [19], по-видимому, укорененных в подповерхностном слое. Эта концепция поддерживается также результатами локальной гелиосейсмологии [20]. Все активные явления на Солнце являются результатом взаимодействия крупномасштабных глубинных полоидальных (осесимметричных квазидипольных) полей неосесимметричных (квадруполеподобных) полей. При этом имеются две области генерации магнитных полей: глубинная (тахоклина) и подповерхностные слои [21].

Ряд процессов, при которых возможна генерация магнитного поля, имеет место в подповерхностном слое, на уровне  $0.995 R_{\odot}$ , который принято называть *лептоклином*. Здесь наблюдается колебательный режим сейсмического радиуса, резкое изменение турбулентного давления. Есть указания на изменение радиального градиента скорости вращения на широте  $50^{\circ}$  и т.д. Именно здесь, по-видимому, и укоренено магнитное поле пятен [22].

В 2005 году Аксель Бранденбург [23] сформулировал достоинства и недостатки тахоклинного и пространственно-распределенного/подповерхностного динамо. Среди недостатков тахоклинного динамо он обратил внимание на то, что в тахоклине наблюдаются колебания с периодом 1.3 года, и нет никаких следов 11-летнего цикла. Тахоклинное динамо не объясняет возникновение килогауссовых локально распределенных магнитных полей. Среди достоинств пространственно-распределенного/подповерхностного динамо Бранденбург [23] упомянул наличие топологической накачки в подповерхностном слое.

В недавней работе [24] рассчитана модель, в которой в подповерхностном слое реализуется топологическая накачка. Оказалось, динамо модель с подповерхностным шир-слоем может удовлетворить всем требованиям по генерации общего магнитного потока механизмом динамо и в то же время способна количественно воспроизвести известные статистические свойства солнечного цикла, в частности, эффекты Вальдмайера и связь периода и амплитуды [24].

Таким образом, направленная вниз турбулентная накачка горизонтального магнитного поля (связанного или с тороидальной, или с меридиональной компонентами магнитного поля) дает лучшее согласие свойств

динамо с наблюдениями, увеличивая при данном профиле турбулентной диффузии период магнитного цикла. Модель обеспечивает асимметрию восходящей и нисходящей ветвей (как и продолжительность фаз) тороидального магнитного поля. Асимметрия растет с увеличением градиента турбулентной диффузии в подфотосферном слое. Из расчетов следует также, что токовая спиральность меняет знак в подфотосферных слоях в начале цикла.

Таким образом, именно турбулентная топологическая накачка превращает слабое диффузное поле, создаваемое глубинным тахоклинным динамо, в сильное тороидальное поле активных областей.

### **7. Что же ждет нас в ближайшие один или несколько циклов?**

Большинство существующих прогнозов сходится на том, что нас ждет череда невысоких, а может быть и просто низких, циклов. Обзор аномалий настоящего цикла как предвестников низких циклов дан в работе [25]. В частности, показательно, что в 1985 году рост глобального магнитного момента сменился резким спадом. В [26] было отмечено, что правило Гневывшева-Оля в смысле более высокого максимума в нечетном цикле пары в 23-м цикле было нарушено. В [1] показано, что низкая амплитуда 23 цикла связана с длинной продолжительностью. То есть затягивание данного цикла может быть объяснено как «плата» за его относительно невысокий максимум.

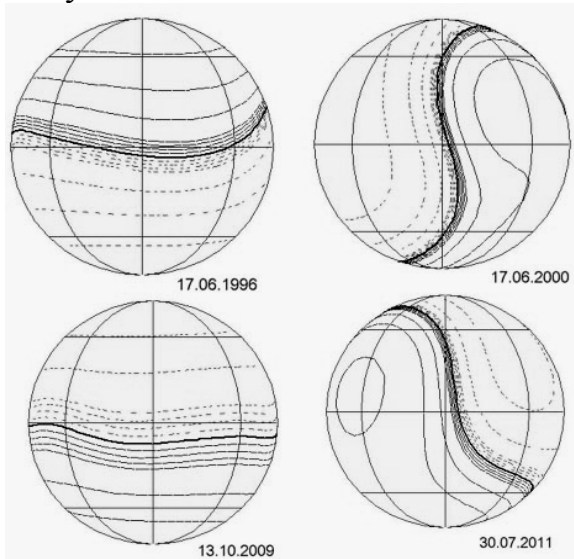
Сценарии уровня будущей солнечной активности, основанные на различных («математических» и «физических») методах, сопоставлены в работе [27], из которой мы взяли следующую таблицу.

<i>Метод</i>	$W_{\max(24)}$	$W_{\max(25)}$	$W_{\max(26)}$	<i>Ближайший глобальный минимум</i>
Кратномасштабного клонирования	65±20	80±20	85±20	$T \sim 2100$ г., типа Дальтоновского
Кратномасштабных автокорреляций	120±25	75±25	90±25	типа Дальтоновского
Статистики состояний	100±15	100±15	–	типа Дальтоновского
Предвестников	95±10	–	–	–
<b>Среднее</b>	<b>95±10</b>	<b>90±20</b>	<b>85±20</b>	<b>типа Дальтоновского</b>

«Настораживающий» факт обнаружен Пенном и Ливингстоном [28]: постепенное падение напряженностей магнитных полей в тенях пятен и соответствующее уменьшение их контраста. Если процесс продолжится дальше, в 25 цикле пятен как темных образований на диске не будет вообще (!).

Отдельно стоит вопрос о дате предстоящего максимума. Как известно, в момент максимума цикла происходит переполусовка магнитного поля на полюсах. При этом токовый слой проходит через полюс Солнца. От момента, когда токовый слой проходил через широту  $70^\circ$ , до максимума в

предыдущих трех циклах оставалось не более года. Современные наблюдения показывают, что уже в июле 2011 года наклон токового слоя составлял  $70^\circ$ . Это может означать, что мы уже сегодня находимся накануне максимума.



На рис. 10 показано магнитное поле в минимумах (слева, вид с Земли), и на северном полюсе в максимуме 23 цикла (справа сверху) и сегодня (справа снизу). Видно сходство ситуации в максимуме 23 цикла и сегодня. Осевой диполь близок к переполусовке, а экваториальный диполь возрастает очень медленно (<http://wso.stanford.edu/gifs/DipallR.gif>).

Рис. 10.

С другой стороны, длительность ветви роста цикла, как и его амплитуда, определяются скоростью глубокой циркуляции. Есть указания, что в настоящее время глубокая циркуляция очень медленная, что позволяет прогнозировать позднее наступление и малую амплитуду следующего цикла. Наконец, очень интересное соображение высказано Алтроком [29].

На Рис. 11 показаны сглаженные по 7 оборотам характеристики корональной активности. Во всех предыдущих циклах незадолго до максимума начинался «марш к полюсам». Но сегодня нет и следов этого марша, что может означать, что и 25 цикл будет очень низким.

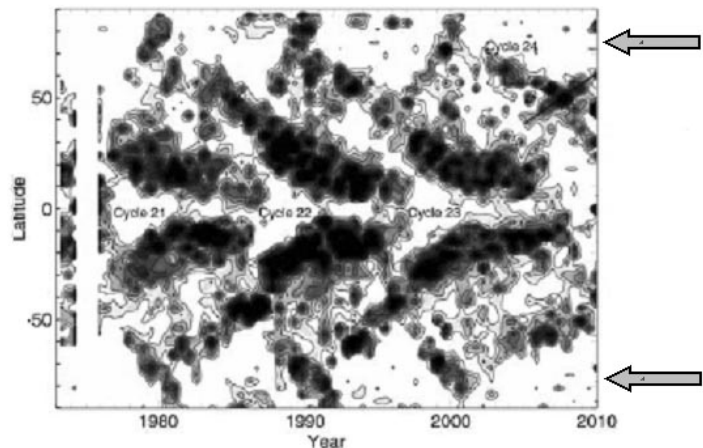


Рис. 11.

## 8. Общее заключение

Таким образом, необычность 23 цикла оказалась чрезвычайно полезной для изучения солнечной цикличности. Необычные свойства 23 цикла осмысленным образом перешли в необычность 24 цикла. При этом особые свойства этих двух циклов оказались весьма удобным пробным камнем для понимания природы и свойств солнечной цикличности, физических процессов ее возникновения, основой для прогноза.

Разнообразные признаки указывают, что мы входим в гранд-минимум, сходный по своим характеристикам с минимумом Дальтона.

С точки зрения теории динамо появились дополнительные аргументы в пользу пространственно-распределенного динамо. Образующееся в тахоклине магнитное поле имеет диффузный характер, а сам цикл пятен (напряженность поля в пятнах, мощность цикла, продолжительность, эффекты асимметрии ветвей, эффекты Вальдмайера) формируется с участием процессов в подповерхностном слое.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, программ РАН и ИШ-3645.2010.2.

### Литература

1. *Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю., Макарова В.В.* ПАЖ, т.36, с. 637, 2010.
2. *Ivanov E.V., Obridko V.N., Nepomnyashchaya E.V., Kutilina N.V.* Solar Physics, V.184, 369–384, 1999.
3. *Tokutaru M., Kojima M., Fujiki K.* J. Geophys. Res., V.115, Issue A4, CiteID A04102. 2011.
4. *Wang Y.-M., Sheeley N. R. Jr., Lean J.* Astrophys. J. V. 580, 1188–1196. 2002.
5. *Hathaway, D., Nandy, D., Wilson R., Reichmann, E.* Astrophys. J. 589, 665–670. 2003.
6. *Passos D. and Lopes I.* 2009arXiv0908.0496P, 2009.
7. *Passos D. and Lopes I.* J. Atm. and Solar-Terr. Phys., V.73, № 2–3, p. 191, 2011.
8. *Karak B.B.* Astrophys. J. 724, 1021, 2010.
9. *Karak B.B. and Choudhuri A.R.* Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 410, 1503, 2011.
10. *Yeates A.R., Nandy D., Mackay D.H.* Astrophys. J., 673 (1), 544–556, 2008.
11. *Hotta H., Yokoyama T.* 2010. Astrophys. J. 709 (2), 1009–1017.
12. *Choudhuri A.R.* Astrophysics for Physicists, Cambridge University Press, 2010.
13. *Georgieva K., Kirov B.* J. Atm. and Solar-Terr. Phys., 73 (2–3), 207–222, 2009.
14. *Georgieva K.* ISRN Astronomy and Astrophysics, id.#437838, 2011.
15. *Ruediger, G., Brandenburg, A.* Astronomy and Astrophysics .296, 557, 1995.
16. *Choudhuri A.R., Schussler M., Dikpat, M.* Astronomy and Astrophysics, 303, L29, 1995.
17. *Tobias S., Weiss, N.* The Solar Tachocline, Hughes D.W., Rosner R., Weiss N.O. (Eds.). Cambridge University Press, Cambridge, UK, p.319, 2007.
18. *Parker E.N.* Astrophys. J., Part 1 408 (2), 707–719, 1993.
19. *Benevolenskaya E.E., Hoeksema J.T., Kosovichev A.G., Scherrer P.H.* Astrophys. J., 517 (2), L163–L166, 1999.
20. *Birch A.C.* J. Physics: Conference Series, 271 (1), 012001, 2011.
21. *Obridko V.N.* Solar and Stellar Variability: Impact on Earth and Planets, Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium 264, 241–250, 2010.
22. *Lefebvre S., Kosovichev A.G., Nghiem P., Turck-Chièze S., Rozelot J.P.* Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, 7–11 August 2006, Sheffield, UK., Fletcher K. (Ed.). Thompson M. (Sci. Ed.), Published on CDROM, p.9.1, 2006.
23. *Brandenburg A.* Astrophys. J., 625 (1), 539–547, 2005.
24. *Pipin V.V., Kosovichev A.G.* Astrophys. J., 741 (1), article id. 1 (2011), 2011.
25. *Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д.* Письма в Астрон. ж., 35 (3), 38–44, 2009.
26. *Komitov B., Bonev B.* Astrophys. J., 554 (1), L119–L122, 2011.
27. *Наговицын Ю.А.* Циклы активности на Солнце и звездах. АстрО, СПб, с.99, 2009.
28. *Penn M., Livingston W.* arXiv:1009.0784v1 To appear in IAU Symposium No. 273
29. *Altrock R.C.* SOHO-23: ASP Conf. Series Vol. 428, Cranmer S.R., Hoeksema T., John L. Kohl J.L. (Eds.). San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2010, p.147.

## **Секция 1**

# **ЦИКЛ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ: НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АСПЕКТЫ**



## **СКОРОСТЬ ВРАЩЕНИЯ СОЛНЦА КАК ЗВЕЗДЫ НА БОЛЬШОМ ВРЕМЕННОМ ИНТЕРВАЛЕ**

**Бадалян О.Г.**

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

## **ROTATION THE SUN AS A STAR ON THE LONG TIME INTERVAL**

**Badalyan O.G.**

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,  
142 190 Troitsk, Russia, badalyan@izmiran.ru*

*Rotation of the Sun as a star is investigated in the time interval 1874–2010 years. We used the index calculated by D. Hathaway according to the Greenwich catalogue and its extension by NOAA-USEF. The index is the total area of all the spots observed in the visible hemisphere of the sun in the day. To find the rotation of the Sun the periodogram analysis was used. The analysis showed that the solar rotation period varies with time. The most prominent effect is the reduction in the period of solar rotation (i.e., increase in rate) in the 1925–1950 years. In the intervals 1900, 1960 and 1980, an increase in rotation period was observed. Index of  $K_2$  Ca II emission of the Sun as a star also shows an increase in rate of the Sun 1930–1940. The similar change in rate is found in [2] for magnetic fields on the source surface. At the same time the increase of the fraction of the total umbra area in sunspot groups is found [3, 4]. The change of the parameters of the differential rotation of the Sun can lead to changes in the dynamo mechanism. This, in turn, affects the processes of generation of magnetic fields on the Sun, possibly in the area of the surface dynamo*

### **Введение**

Дифференциальное вращение Солнца, согласно современным представлениям, является необходимым условием работы механизма динамо. Изменение параметров дифференциального вращения влияет на процессы динамо и, следовательно, на генерацию магнитных полей. Скорость вращения Солнца на длительных временных интервалах рассматривалась, например, в [1, 2].

В данной работе исследуются временные изменения параметров вращения Солнца. Основным наблюдательным материалом являются данные о площадях солнечных пятен по Гринвичскому каталогу и его продолжению NOAA-USEF за 1874–2010 гг. По этим данным D. Hathaway была рассчитана суммарная площадь всех пятен  $S$  на каждый день. Расчеты выполнены для всего Солнца и отдельно для северного и южного полушарий (см. [http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch/daily\\_area.txt](http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch/daily_area.txt)). Расчеты проведены для наблюдательных данных с учетом перспективного сокращения. Полученный ряд может рассматриваться как индекс пятенной активности Солн-

ца как звезды и является основой для определения скорости вращения на большом временном интервале.

### Синодический период вращения Солнца как звезды в 1874–2010 гг.

Для нахождения периода вращения Солнца использовался периодограммный анализ. На рис. 1 показано ежедневное распределение индекса  $S$  в 1928 г. Можно отметить характерное распределение индекса  $S$ , повторяющееся через некоторый период времени. В методе периодограмм в окне выбранной длины проводится разложение по гармоническим функциям и определяется тот период, который дает наибольший коэффициент корреляции между повторяющимися распределениями индекса  $S$  в данном окне. Этот период можно принять за синодический период вращения Солнца. Он относится к моменту времени середины выбранного окна. Затем временное окно смещается и вся процедура повторяется. Для расчетов была выбрана длина окна разложения 3 года с шагом смещения 54 дня (примерно 2 оборота Солнца).

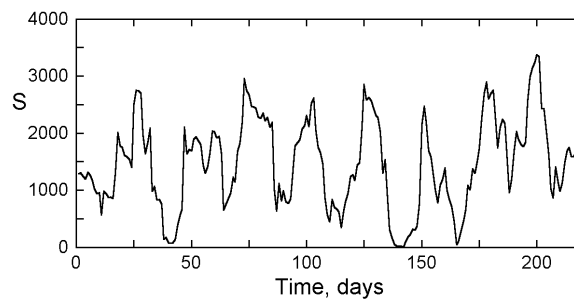


Рис. 1. Пример распределения индекса  $S$  для Солнца как звезды в 1928 г.

На рис. 2 слева приведены результаты определения синодического периода вращения Солнца как звезды. Результаты сглажены с окном 9 лет, что позволяет фактически исключить влияние 11-летнего периода и выделить долговременные изменения. Самой заметной особенностью на рис. 1 является увеличение скорости вращения Солнца (т.е. уменьшение периода) в 1925–1950 гг. Видно также увеличение скорости вращения около

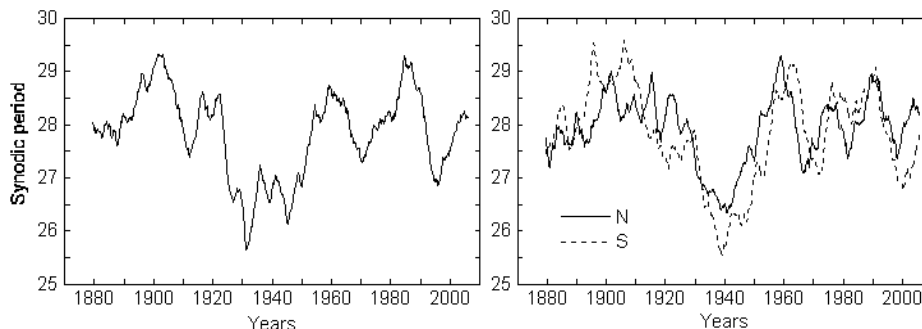


Рис. 2. Слева – синодический период вращения Солнца как звезды. Справа – периоды вращения отдельно для северного и южного полушарий.

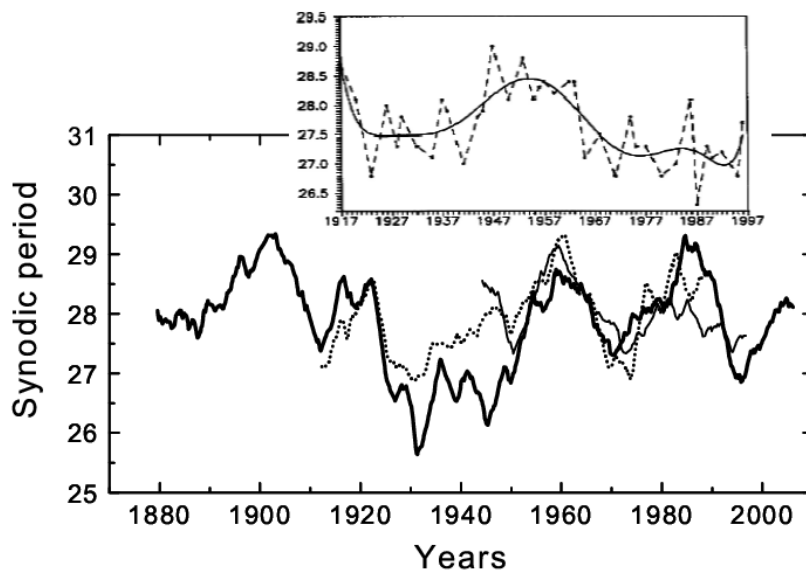


1900, 1920, 1960, 1985 гг. Похожие изменения периода вращения отмечены в [1] по линии  $K_2 Ca II$  в экваториальной области. Можно выделить период 22 года, отмеченный ранее в [1].

Справа на рис. 2 даны периоды вращения отдельно для северного и южного полушарий, рассчитанные при тех же параметрах. Заметны некоторые различия, однако на больших временных масштабах вращение северного и южного полушарий происходит практически синхронно, глобально изменения заметны примерно в одно и то же время.

### **Период вращения Солнца по различным индексам активности**

На рис. 3 сопоставлены результаты определения периода вращения Солнца по различным индексам активности. Точечной линией показан период вращения, определенный по хромосферной линии  $K_2 Ca II$  за 1907–1994 гг. База данных составлена А.Г. Тлатовым. Расчеты выполнены при тех же параметрах периодограммного анализа и сглажены с тем же окном 9 лет. Здесь также отмечается увеличение скорости вращения Солнца в 30-е годы прошлого века. Тонкая линия – период вращения, найденный по зеленой корональной линии 530.3 нм для Солнца как звезды за 1939–2001 гг. (база данных Ю. Сикоры). Индексы активности Солнца, относящиеся к различным слоям солнечной атмосферы, показывают схожие результаты.



**Рис. 3.** Сопоставление периода вращения Солнца по различным индексам.

В верхней части на рис. 3 показан период вращения короны на уровне поверхности источника по [2]. Расчеты в [2] проведены по магнитному полю, определенному по Н-альфа картам и экстраполированному на поверхность источника. Видны аналогичные долговременные изменения периода вращения Солнца как звезды и на уровне поверхности источника, хотя заметен некоторой временной сдвиг интервала увеличения скорости.

### **Особенности структуры групп пятен в 1930–1940 гг.**

В [3, 4] исследовалось среднегодовое отношение  $q$  суммарной площади тени  $s_u$  к его полной площади  $s$ , т.е.  $q = s_u / s$ . Авторами получены следующие результаты. В 30-е годы прошлого века а) величина  $q$  демонстрирует отчетливый максимум; б) значительно уменьшилась доля пятен, не имеющих тени; в) увеличилась доля малых пятен площадью до 100 миллионных долей полусферы г) отсутствовали группы пятен сложной магнитной конфигурации. Эти факты говорят об изменении пятнообразовательной деятельности Солнца в 30-е годы XX века.

### **Заключение**

Проведенные расчеты показали, что скорость вращения Солнца как звезды увеличилась (период уменьшился) в 1930–1950 гг. прошлого века. Это увеличение скорости прослеживается по различным индексам активности, относящимся к различным слоям атмосферы Солнца – от фотосферы до поверхности источника (площадь солнечных пятен, хромосферная линия  $K_2$  Ca II, магнитные поля на поверхности источника). В 1930-х годах обнаруживается также увеличение доли тени в общей площади группы пятен, практически исчезают пятна без тени, отсутствуют пятна сложной магнитной конфигурации.

Можно полагать, что наблюдается изменение со временем свойств дифференциального вращения Солнца, которое влияет на работу механизма динамо. В короне изменение параметров дифференциального вращения определяется по зеленой линии 530.3 нм [5]. С другой стороны, изменение доли тени в суммарной площади групп пятен и другие особенности пятнообразования свидетельствуют об изменениях в процессах генерации магнитных полей. Возможно, эти процессы связаны с поверхностным динамо, которое активно изучается в последние годы.

Причины изменения скорости вращения Солнца пока не ясны. Отметим, однако, что разные методы определения скорости вращения Солнца дают отличающиеся результаты (см. рис. 5 в [1]). В целом, рассматриваемые вопросы и результаты остаются дискуссионными.

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

### **Литература**

1. *Глатов А.Г.* // 2002, Труды Пулковской конф., с. 511.
2. *Obriidko V.N., Shelting B.D.* // Solar phys. 2001, **201**, 1.
3. *Блудова Н.Г., Обриидко В.Н.* // 2007. Тр. XI Пулковской конф., с. 55.
4. *Блудова Н.Г.* // 2011. Настоящий сборник.
5. *Badalyan O.G.* // 2010/ New Astron., **15**, 135.

## **POLAR MAGNETIC FLUX EVOLUTION INSIDE AND OUTSIDE A CORONAL HOLE INFERRED FROM THE SOLAR DYNAMICS OBSERVATORY (SDO)**

**Benevolenskaya E.E.<sup>1</sup>, Slater G.<sup>2</sup> & Lemen J.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Pulkovo Astronomical Observatory, 196140, Saint Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Lockheed Martin Advanced Technology Center, Solar & Astrophysics Laboratory, Palo Alto, CA 94304, USA*

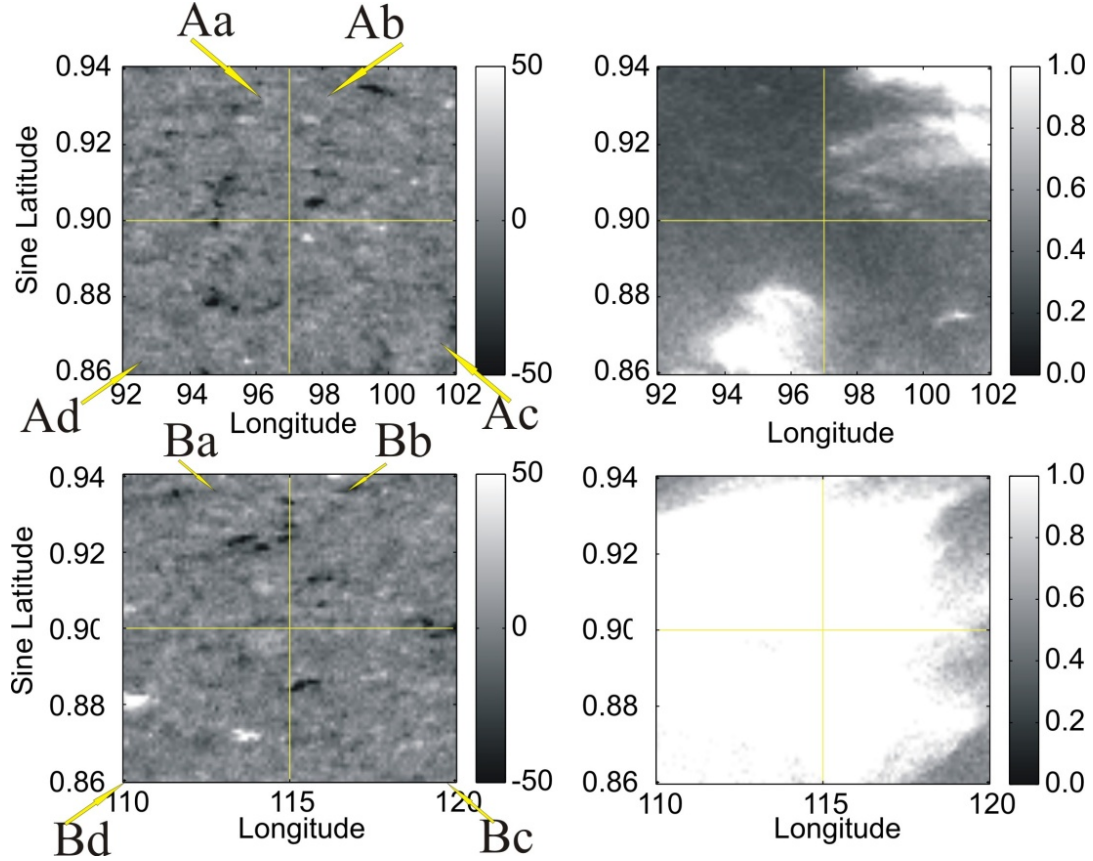
*In this paper we consider magnetic flux evolution both inside and outside the boundary of a polar coronal hole (PCH) during the period August 1–2, 2010. The location of the PCH is determined from Extreme Ultraviolet (EUV) imagery in the 193 Å line, taken by the Atmospheric Imager Assembly (AIA) of the Solar Dynamics Observatory (SDO). Magnetic data are represented by the line-of-sight (LOS) component of the magnetic field derived from imagery taken by the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI). Both data sets are sampled at a cadence of 720 sec and are re-mapped on to a Carrington coordinate grid for the analysis. We have derived magnetic fluxes (unsigned, signed, positive and negative) for the period of observation. This period is especially interesting because it includes a prominence eruption which is accompanied by a shift in the border of the PCH. Preliminary results show magnetic flux of the new cycle polarity appearing inside the coronal hole on a time scale of several hours. Moreover, the emergence of both polarities more closely related the region outside the coronal holes. We discuss the mechanism of polar coronal hole formation and its relationship to solar magnetic flux evolution.*

### **Introduction**

The polar magnetic field reversals show a close relationship with the disappearance and the reappearance of polar coronal holes (e.g. Fox, McIntosh and Wilson, 1998; Bilenko 2002; Wang 2009). They represent the open configuration of the large-scale magnetic field. Webb, Davis and McIntosh (1984) have found that polar coronal holes evolve from small, mid-latitude holes of new cycle polarity which expand poleward motion of the reversal of the large-scale surface magnetic field until they reach and cover the pole. In their turn, isolated coronal holes depend on the emergence of magnetic flux in active region and the interaction of these fields with the surrounding magnetic flux (Harvey & Hudson 2000). MDI and EIT data analysis confirmed the relationship of the extended polar coronal holes (to the mid latitude) and solar magnetic surges comes from the activity complexes (Benevolenskaya, 2010). Moreover, during the minima of the solar cycle we observe the isolated polar coronal holes. Also, it is known that the polar magnetic field consists of the clusters of the small scale magnetic elements (Severnyi, (1965), Lin, Varsik, Zirin (1994), Benevolenskaya (2007)). Thus, we propose to investigate the small scale dynamics of the magnetic flux inside and outside the coronal hole using the high resolution SDO/HMI and SDO/AIA data.

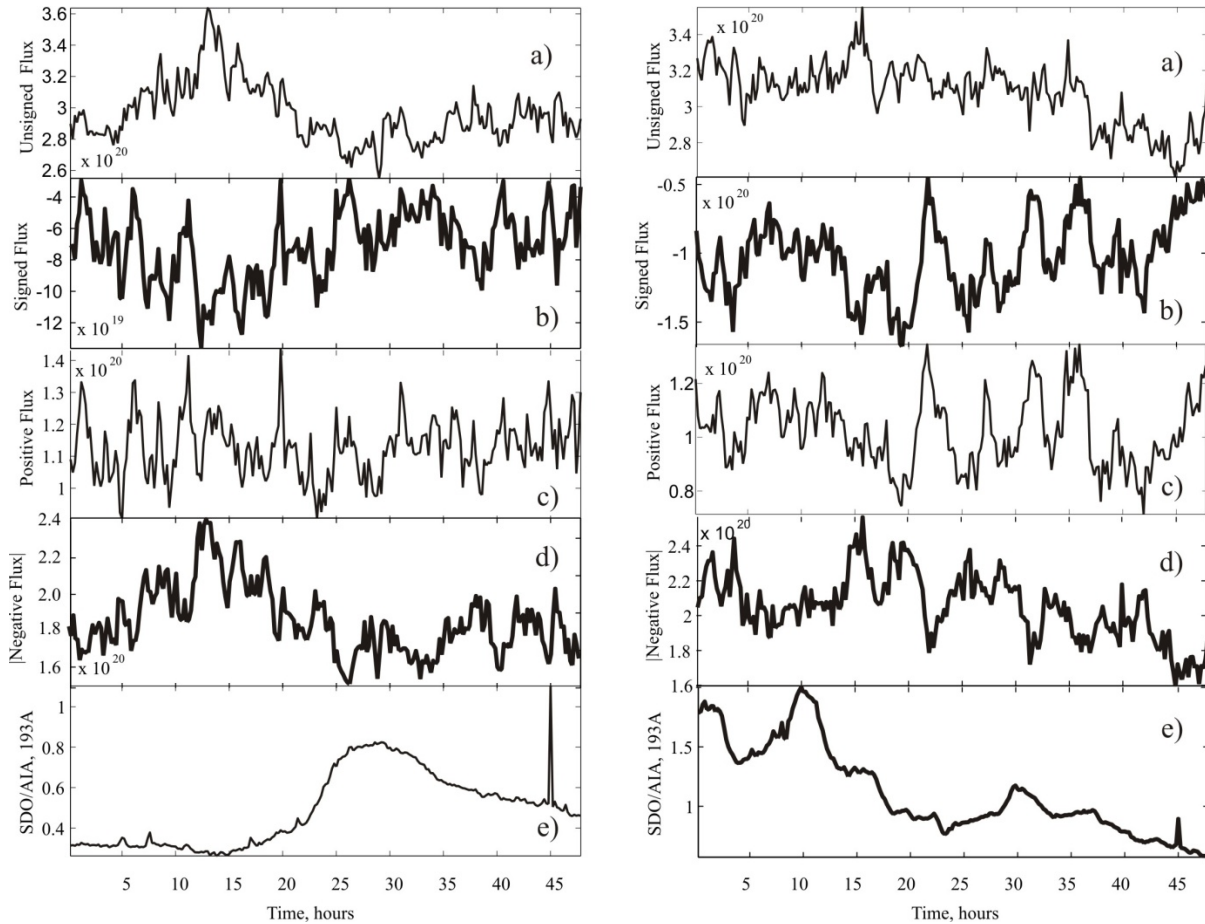
## Data Analysis

In this paper we have considered the evolution of the magnetic flux inside the small boxes,  $10^\circ$  in longitude and from 0.84 to 0.94 in sine latitude. The Aa sub-box belongs the coronal hole (Figure 1, upper panels), the B box is placed outside the coronal hole (Figure 1, bottom panels).



**Figure 1.** Left upper and bottom panels: LOS magnetic field synoptic frame from SDO/HMI in boxes A and B, correspondently; Right upper and bottom panels: SDO/AIA (in line 193A) Relative intensity map in boxes A and B (00:12 UT August 1, 2010).

For our purpose we have analyzed the 720 sec cadence of line-of-sight component of the strength of the magnetic field (LOS) using magnetic data of the Solar Dynamics Observatory obtained by the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI). The HMI observes the full solar disk at 6173 Å (Fe I line) with a resolution of 1 arcsec and as a result we have a matrix with values of LOS for  $4096 \times 4096$  pixels. Here, the AIA (Atmospheric Imager Assembly) data are represented by Extreme Ultraviolet emission (EUV) in line 193Å (Fe XII, XXIV). Figure 1 shows the LOS (Left panels) and the relative intensity (193Å) inside (upper panels) and outside (bottom panels) the coronal hole in Carrington frames A and B. Relative EUV intensity equals to the ratio between the intensity of the considered pixel ( $\Delta\theta, \Delta\phi$ ) to the averaged EUV intensity over the Carrington frame of  $\phi = \pm 40^\circ$  (in longitude) and  $\sin \theta$  from 0.7 to 1.0 (in sine latitude), where  $\Delta(\sin \theta) = 0.001$  and  $\Delta\phi = 0.1^\circ$ .



**Figure 2.** *Left panels* show flux inside the polar coronal hole in sub-box Aa. *Right panels* display the magnetic flux evolution outside the polar coronal hole in the sub-box Ba. Plots of the total magnetic flux (a), the signed magnetic flux (b), the positive magnetic flux (c), the negative magnetic flux (d) describes the evolution on August 1–2, 2010. The relative intensity of the EUV in line of 193A is presented in panels (e). Time starts from 00:12:00 UT is in hours.

## Results

Figure 2 displays plots of the magnetic flux in boxes ‘Aa’ and ‘Ba’ on August 1–2, 2011. It is interesting period because of several events are observed on Sun.

**Table 1.**

Begin	End	Event	Location
0750	0811 August 1st	DSF	N37W32
0755	0935	XRA	1-8A C3.2
0756	0946	FLA	N20E36
1625	1638	XRA	1-8A B4.1
1655	2100	DSF	N19W18
A1712	B0504 August 2nd	DSF	N22W18
0419	0438	XRA	1-8A B8.9
1721	1730	XRA	1-8A B1.8

(In this Table 1: **DSF** = Flare followed the disappearance of a solar filament in the same region; **FLA** = Optical flare observed in H-alpha; **XRA** = X-ray event).

For example, the disappearance of the solar filament which affects the boundary of the polar coronal hole (PCH) and the PCH, itself. It is clearly seen in Figure 2(e, left panel). The relative EUV intensity ( $I_r$ ) increases after 20 hours in time, and it reaches maximum at 25–30 hours, after that,  $I_r$  slowly decreases up to the end of the time sequence. The location of coronal hole is defined with  $I_r \sim \leq 0.4$ . Thus, our sub-box (synoptic mini frame) ‘Aa’ leaves the coronal hole after 20 hours and the boundary of the PCH moves to the North. This coincides with DSF events which start after 17:12 UT (Table 1). During the occupation of the region ‘Aa’ by the coronal hole, the total magnetic flux forms from the negative magnetic flux mostly. Should be mentioned, in the North, this negative flux is dominant, in the current cycle 24, before the polar magnetic field reversal.

Let’s consider plots of the positive ( $F+$ ) and the negative magnetic flux ( $F-$ ) in ‘Aa’ (Figure 2, left panels b, c) and ‘Bb’ (Figure 2, right panels b, c). The simple comparison displays the correlation coefficient between ( $F+$ ) and ( $F-$ ) about of  $-0.2$  for ‘Aa’ and  $-0.45$  for ‘Ba’. Therefore, the reappearance of the positive magnetic flux does not coincide with the negative flux in these regions (inside & outside of the PCH). Moreover, plot of the signed magnetic field follows the evolution of the upcoming positive magnetic flux (Figure 2, right panels b, c). The decrease of the signed flux or mean magnetic field coincides with the impulses of the positive flux with periods around 2 hours and 4–7 hours in both regions ‘Aa’ and ‘Ba’. But, inside the coronal hole, the upcoming positive magnetic flux shows that the short-term harmonic ( $\sim 2$  hours) prevails comparing with the region which is placed outside the PCH. The Fourier analysis shows that the periodicity ( $\geq 48$  hours, equals to our sequence) dominates for negative magnetic flux elements. It means that negative elements of the dominant polarity are long-lived elements. And, finally, magnetic elements of upcoming positive polarity show a fast reappearing comparing with the dominant polarity.

Thus, the new positive magnetic flux emerges inside the same regions and could come beneath the photosphere from the mid-latitude. The synoptic map for Carrington rotation 2099 displays several surges from activity complexes of longitudinal region  $\sim 90^\circ$ – $120^\circ$ , but they no extend far to the northern high-latitude.

Authors thank to the SDO/AIA and SDO/HMI teams. EE is grateful to the Russian program ‘Plasma in Solar System’ (VI.15)

### References

- Benevolenskaya, E.E.*, 2007, Highlights of Astronomy, V. 14, 273  
*Benevolenskaya, E.E.*, 2010, Astron. Nachr., 331, Issue 1, 63  
*Bilenko, I.A.*, 2002, A & A, 396, 657  
*Fox, P.A., McIntosh, P.S. and Wilson, P.R.*, 1998, ApJ, 117, 375  
*Harvey, K.L. & Hudson, H.S.*, 2000, Adv. Space Res. 25(9), 1735  
*Lin, H., Varsik, J., Zirin, H.*, 1994, Solar Phys., 155, 243  
*Severny, A.B.*, 1965, Soviet Astron. Let, 9, 171  
*Wang, Y.-M.*, 2009, Space Sci. Rev., 144(1–4), 383

**ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ  
ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ДОЛИ ТЕНИ ПЯТЕН  
В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПЛОЩАДИ И КОНФИГУРАЦИИ ГРУППЫ**

**Блудова Н.Г.**

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн  
им. Н.В. Пушкова Троицк, Московская обл., Россия  
natasha\_bludova@mail.ru*

**LONG-TERM VARIATIONS OF RELATIVE SHARE OF THE  
SUNSPOT UMBRA DEPENDING ON THE GROUP AREA AND  
STRUCTURE**

**Bludova N.G.**

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,  
142190 Troitsk, Russia, natasha\_bludova@mail.ru*

*The study of temporal behavior of the ratio  $q(t)$  of the total sunspot umbra area to total area of the group is continued. Data from the Greenwich catalogue series for 1874–1976 were used. This parameter reaches the maximum in the 30-th of past century [1]. A similar result was obtained in [2]. The dependence of  $q$  on the area of sunspot groups was investigated. It was found that the greatest contribution to the change of  $q$  with time is determining by the smallest spot groups with the area smaller than 100 millionths of a solar hemisphere. The properties of  $q$  for different ten classes of spots on the base of Greenwich classification were studied in detail. For classes that have the simplest configuration of spot groups with a small total area, the form of dependence  $q(t)$  agrees well with the dependence found in [1] for the set of all spots. With the increase of average size and complexity of the sunspot structure form of dependence  $q(t)$  changes, a pronounced maximum gradually disappears. Consideration of dependencies  $q(t)$  for sunspot groups of different magnetic configurations (Mt. Wilson classification) showed that the dependence of  $q(t)$  in unipolar and bipolar groups have a pronounced maximum in the 1930-th, while the spot groups with a complex magnetic configuration in the 1930-th does not exist at all. The results show that the generation of magnetic fields in the active region on the Sun is different at different stages of spot group evolution, and this point must be taken into account in the theoretical studies.*

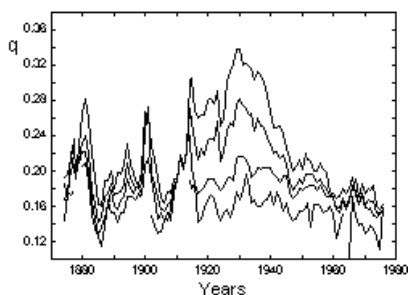
**Введение**

Изучение структуры солнечных пятен имеет важное значение в общей проблеме генерации магнитных полей. Вопрос доли суммарной тени в общей площади группы ранее рассматривался, например, в [1, 2]. Нами в [3] использовались гринвичские ежедневные данные о площади тени и полной площади групп солнечных пятен за 1874–1976 гг. Вычислялось среднегодовое отношение  $q$  суммарной площади тени  $S_u$  к его полной площади  $S$ , т.е.  $q = S_u / S$ . В [3] было получено, что среднегодовое значение  $q$  изменяется со временем в пределах от 0.15 до 0.28. Максимальных значений величина  $q$  достигает в 30-х годах XX века (см. рис. 1 в [3]). Близкие резуль-

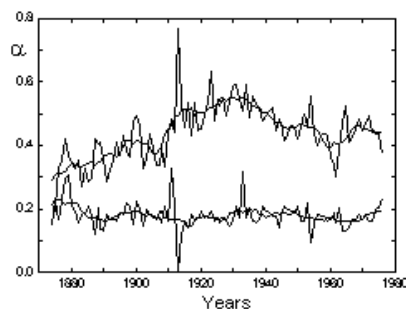
таты были получены в [4]. В это же время уменьшилось относительное количество пятен без тени (рис. 3 в [3]). Данная работа является продолжением начатых в [3] исследований. Рассматривается зависимость поведения  $q(t)$  от площади группы пятен, ее структуры и магнитной конфигурации. Группы пятен, для которых тень не была зарегистрирована, исключены из данного рассмотрения.

### Зависимость формы $q(t)$ от площади группы пятен

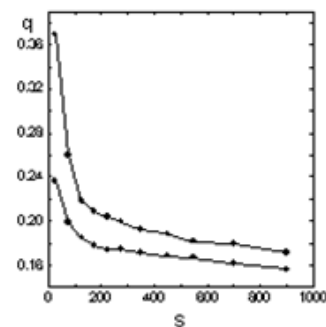
Рассмотрены временные зависимости  $q(t)$  для групп пятен различной площади. Оказалось, что форма зависимости  $q(t)$  существенно зависит от площади пятен. На рис. 1 верхняя кривая показывает  $q(t)$  для групп пятен с площадью до 100 миллионных долей полусферы (м.д.п.). Вторая сверху кривая рассчитана для всех групп пятен. Видно, что самые малые пятна дают более высокие значения  $q$ , чем совокупность всех пятен. Следующая кривая – группы пятен площадью от 100 до 200 м.д.п., нижняя кривая  $q(t)$  для пятен площадью более 600 м.д.п. Таким образом, с увеличением средней площади группы выраженный максимум в  $q(t)$  исчезает. При этом среднее значение  $q$  за весь временной интервал 1874–1976 гг. постепенно падает, что показывает нижняя кривая на рис. 3.



**Рис. 1.** Изменение формы кривой  $q(t)$  от площади группы пятен (см. текст).



**Рис. 2.** Доля групп пятен, имеющих тень, с площадью меньше 100 м.д.п. (верхняя линия) и с площадью  $100 < S < 200$  м.д.п. (нижняя линия).



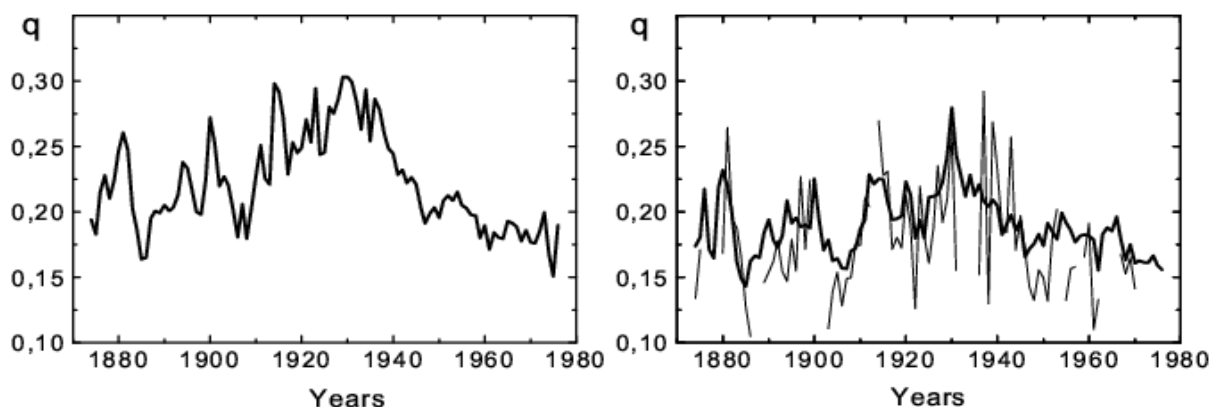
**Рис. 3.** Среднее  $q$  для пятен разных размеров по всем годам (нижняя кривая) и отдельно для 1929 года (верхняя кривая).

Относительная доля самых малых пятен площадью до 100 м.д.п. увеличилась к 30-м годам (рис. 2). Тонкие линии на рис. 2 – среднегодовые значения  $q$ , жирные линии – значения, сглаженные с окном 9 лет. Из рис. 1 следует, что группы пятен малой площади вносят наибольший вклад в образование максимума 30-х годов прошлого века. Однако одним лишь увеличением числа малых пятен невозможно объяснить все эффекты, наблюдавшиеся в 30-х годах. Есть какая-то дополнительная причина возникновения максимума  $q(t)$ , что следует из различия  $q(t)$  для 1929 г. и среднего  $q(t)$  для всех годов (верхняя и нижняя кривые на рис. 3).



### Зависимость формы $q(t)$ от структуры группы пятен

Рассмотрим изменение формы зависимости  $q(t)$  для групп пятен различной структуры по гринвичской классификации: [ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR\\_DATA/SUNSPOT\\_REGIONS/Greenwich/docs/GreenwichDescText-SolarVariabilityCD.pdf](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_REGIONS/Greenwich/docs/GreenwichDescText-SolarVariabilityCD.pdf). Оказалось, что схожие графики  $q(t)$  имеют классы 0, 2, 4, 9. Это группы пятен малых размеров. Здесь хорошо выражен максимум в 30-х годах. На рис. 4 слева приведена зависимость  $q(t)$  для класса 0 (single), средняя площадь группы 100 м.д.п. В классах 1, 3, 5, 6 и 7 зависимость  $q(t)$  имеет небольшой, менее выраженный максимум в 30-х годах. Это группы пятен средних размеров. На рис. 4 справа (жирная линия) представлена  $q(t)$  для класса 1 (single with few small spots), средняя площадь группы 230 м.д.п. Кривая  $q(t)$  для групп пятен самой большой площади для класса 8 (pair of clusters or composites) не имеет максимума (тонкая линия), средняя площадь группы..485 м.д.п.



**Рис. 4.** Зависимость формы кривой  $q(t)$  от структуры группы пятен. Слева – группы класса 0 (single), справа – группы класса 1 single with few small spots (жирная кривая) и класса 8 – pair of clusters or composites (тонкая кривая).

Из рис. 4 видно, что по мере усложнения структуры группы пятен форма кривой  $q(t)$  становится все более непохожей на кривую  $q(t)$  для всей совокупности пятен. Это показывает рис. 5, где дан коэффициент корреляции кривой  $q(t)$  для каждого из 10 классов с кривой  $q(t)$  для всех пятен в зависимости от средней площади группы пятен данного класса.

### Зависимость формы $q(t)$ от магнитной конфигурации группы пятен

Используется классификация по магнитной конфигурации (обсерватория Mt. Wilson). Она имеется, к сожалению, только для 1920–1954 гг. Этот интервал, тем не менее, охватывает интересный период 30-х годов XX века. Рассмотрение зависимостей  $q(t)$  для групп пятен различной магнитной конфигурации показало, что форма зависимости  $q(t)$  у униполярных (линия А на рис. 6) и биполярных групп (линия В) имеют выраженный максимум в 1930-х годах. Это две верхние кривые на рис. 6 (жирная

сплошная и точечная линии, соответственно). Оказалось также, что группы пятен сложной магнитной конфигурации (линии C и D) в 1930-х годах отсутствуют вообще (нижние тонкие сплошная и точечная линии).

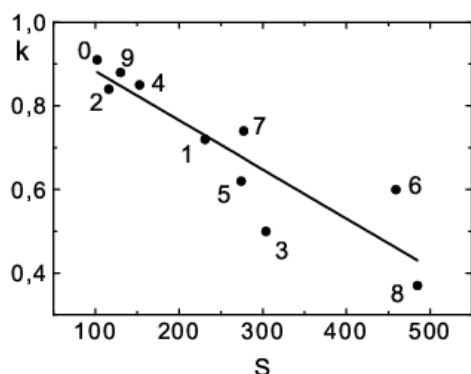


Рис. 5. Коэффициент корреляции  $q(t)$  для каждого из 10 классов с общей кривой  $q(t)$  для всех пятен (указаны номера классов).

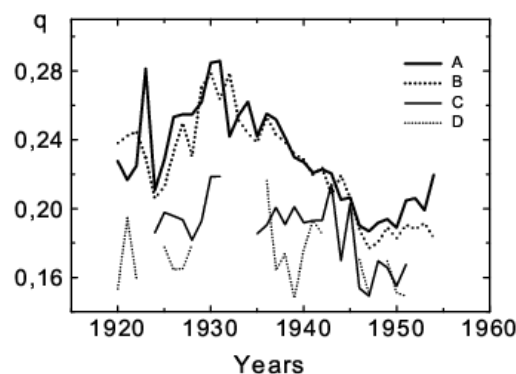


Рис. 6. Зависимость формы кривой  $q(t)$  от магнитной классификации группы пятен.

### Заключение

Получены следующие основные результаты:

1. Отношение суммарной площади тени ко всей площади группы пятен имеет максимум в 1930-х годах прошлого века. Он наиболее существенно выражен для пятен самых малых размеров площадью до 100 м.д.п.
2. Доля пятен самых малых размеров увеличилась в 30-е годы. В то же время, величина  $q$  в эти годы возросла для пятен всех размеров.
3. Для групп пятен более простых структуры и магнитной конфигурации форма кривой  $q(t)$  хорошо совпадает с общей зависимостью.

Отметим, что в 1930-е годы XX века увеличилась скорость вращения Солнца [5, 6]. Все эти факты, вероятно, свидетельствуют об изменении характера генерации магнитных полей на Солнце и в частности, пятнообразовательной деятельности.

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

### Литература

1. Antalová A. // 1971. Bull. Astron. Inst. of Czechosl., **22**, 352.
2. Waldmeier M. // 1939. Mitt. Zürich, 14, 439.
3. Блудова Н.Г., Обридко В.Н. // 2007. Труды XI Пулковской конф. с. 55.
4. Hathaway D.H., Wilson R.M., Campbell A. // 2007. Bull. American Astron. Soc., **38**, 209.
5. Obridko V.N., Shelting B.D. // 2001. Solar phys., 201, 1.
6. Бадалян О.Г. // 2011, Настоящий сборник.

## **ИНДЕКСЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В 21, 22 И 23 ЦИКЛАХ**

**Бруевич Е.А., Якунина Г.В.**

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

## **SOLAR ACTIVITY INDEXES IN THE CYCLES 21, 22 AND 23**

**Bruevich E.A., Yakunina G.V.**

*Sternberg State Astronomical Institute, MSU, Moscow*

*A stable cyclicity of correlation coefficients  $K_{corr}$  for solar activity indices versus  $F_{10,7}$  was found after analysis of monthly averages values for some solar activity indices. These indices are: Wolf numbers, radio flux  $F_{10,7}$ , 0,1–0,8 nm background, the Total Solar Irradiance (TSI), Mg II UV-index (280 nm core to wing ratio) and counts of flares. The correlation coefficients of the linear regression of these solar activity indices versus  $F_{10,7}$  were analyzed for every year in solar cycles 21, 22 and 23. We found out that the values of yearly determined correlation coefficients  $K_{corr}$  for solar activity indices versus  $F_{10,7}$  show the cyclic variations with stable period closed to half length of 11-year cycle. So the value of this periodicity in  $K_{corr}$  variations is 5,5 years approximately.*

В нашей предыдущей работе [1] были проанализированы наземные и космические наблюдения Солнца в 23 цикле (с 1998 г. по 2006 г.). Исследовались среднемесячные значения 5 индексов солнечной активности.

В настоящей работе использованы шесть ежемесячных усредненных величин глобальных индексов солнечной активности. Это числа Вольфа ( $W$ ), поток радиоизлучения ( $F_{10,7}$ ) на волне 10.7 см, поток в рентгеновском диапазоне (данные GOES 1–8Å), УФ-поток в линии Mg II (280 нм, core-to-wing ratio), полный поток излучения (Total Solar Irradiance, TSI) и число вспышек/10 – индекс Counts of flares. Среднегодовые значения всех индексов были проанализированы по сравнению с индексом  $F_{10,7}$  для трех солнечных циклов 21, 22 и 23. Все данные, используемые нами, опубликованы в Solar Geophysical Data, Part II.

Индекс Mg II характеризует УФ хромосферное излучение на длине волны 280 нм. Это индекс является очень хорошим индикатором EUV-излучения солнечной хромосферы [2–4].

Одним из индексов солнечной активности, который характеризуется наиболее тесной связью с показателями солнечных пятен  $W$ , является поток радиоизлучения  $F_{10,7}$ . Этот индекс надежно определяется в Оттаве (Канада) с 1947 г. и отличается исключительно тесной связью с числами Вольфа. Поток излучения  $F_{10,7}$  приходит из верхней хромосферы и нижней короны, зависит от температуры, плотности и магнитных полей. Многие наблюдатели предлагали заменить числа Вольфа на индекс  $F_{10,7}$ . Такое исследование по среднемесячным значениям  $W$  и  $F_{10,7}$  за 1952–1976 гг. было выполнено Витинским и Петровой [5] в 1981 г. Оказалось, что характер

связи между  $W$  и  $F_{10,7}$  в 19 и 20 циклах значительно различается и изменяется с ходом 11-летнего цикла. Расхождение коэффициентов корреляции ( $K_{corr}$ ) было значительным, что указывает на то, что характер связи между  $W$  и  $F_{10,7}$  в 19 и 20-м циклах солнечной активности различен. Если в 19 цикле все величины коэффициентов корреляции превышают 0,9, то в 20-м цикле вблизи эпохи его максимума они значительно ниже и в 1969 году падают до 0,6. Подобное же падение значения коэффициента корреляции отмечается и в конце 20 цикла [6]. Связь между индексами оказалась самой высокой не в эпоху максимума цикла, а после нее. Аналогичный результат был получен нами в работе [1]. Средний коэффициент корреляции за весь 23 цикл был 0.94. В эпоху максимума 23 цикла активности нами отмечено значительное уменьшение величины  $K_{corr}$  (0.74) между  $W$  и  $F_{10,7}$  и затем снова увеличение (0.96) (см. Таблицу 2 в [1]). Максимумы чисел Вольфа  $W$  и потока  $F_{10,7}$  оказались разнесенными по времени. А в июле 2008 г. – феврале 2009 г. наблюдался самый низкий за все время наблюдений поток  $F_{10,7}$  – примерно  $65 \cdot 10^{-22} \text{ Wt} / \text{m}^2$  [7].

Как показал Куклин [6], связь между  $W$  и  $F_{10,7}$  лучше описывается нелинейными соотношениями. На основе анализа данных за 1948–1980 гг. он установил, что связь между среднемесячными значениями чисел Вольфа и потоком  $F_{10,7}$  может быть аппроксимирована двумя параболоми соответственно для высокой ( $F_{10,7} > 153$ ,  $W > 100$ ) и низкой ( $F_{10,7} < 153$ ,  $W < 100$ ) солнечной активности, формулы (2,58-2.59) из работы [6].

На рис. 1 приведены среднемесячные значения индексов в 21–23 циклах: (а) – ( $W$ ), (б) – ( $F_{10,7}$ ) (корона), (в) – Mg II 280 нм (хромосфера), (г) – TSI – (фотосфера), (д) – число вспышек, (е) – фоновое излучение в 0,1–0,8 нм (корона, наблюдения GOES).

За период с 1970 до 2010 гг. все индексы показывают снижение глобальной солнечной активности (рис. 1). Возможно, что это связано с суперпозицией 11-летнего и векового солнечного цикла.

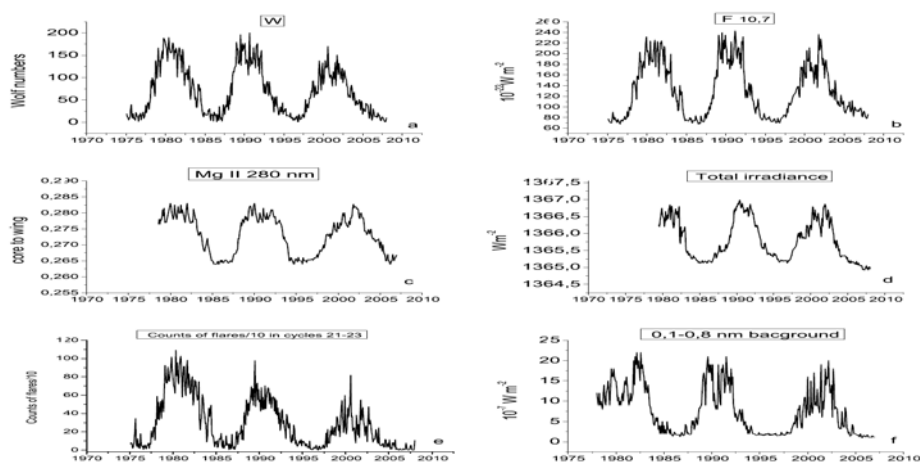


Рис. 1.

Связь между различными индексами солнечной активности по сравнению с потоком  $F_{10,7}$  соответствует линейному уравнению регрессии:

$$F_{ind}^{cycle} = a_{ind}^{cycle} + b_{ind}^{cycle} \cdot F_{10,7}$$

В Таблице 1 приведены коэффициенты линейной регрессии ( $a$  – intercept,  $b$  – slope) для различных индексов солнечной активности по сравнению с  $F_{10,7}$ . Все коэффициенты различны для циклов 21, 22 и 23. Полученные коэффициенты регрессии  $a$  и  $b$  имеют различные значения не только для разных циклов активности, но также изменяются в течение одного цикла. Мы вычислили значения коэффициентов  $b$  (равных  $\tan \alpha$ , где  $\alpha$  – угол наклона линии регрессии) для зависимости  $W - F_{10,7}$  в 21, 22 и 23 циклах. Оказалось, что наклон уменьшается от минимума цикла к максимуму. Так, в 21 цикле  $b_{min} = 1.13$ ,  $b_{mid} = 1.06$  и  $b_{max} = 1.05$ , то есть  $\alpha$  изменяется от  $48^\circ$  в минимуме цикла до  $46^\circ$  в максимуме. В 22 цикле величина  $b$  меняется сильнее:  $b_{min} = 1.21$ ,  $b_{mid} = 1.13$  и  $b_{max} = 0.8$ , что соответствует изменению  $\alpha$  от  $50^\circ$  в минимуме до  $39^\circ$  в максимуме. В 23 цикле величина  $b$  меняется еще сильнее:  $b_{min} = 1.07$ ,  $b_{mid} = 0.93$  и  $b_{max} = 0.7$ , что соответствует изменению  $\alpha$  от  $47^\circ$  в минимуме до  $35^\circ$  в максимуме.

**Таблица 1**

activity indices	cycle 21	cycle 22	cycle 23	averaged error $\sigma$
$W^{cycle}$	$a = -66,4$ $b = 1,11$	$a = -56,43$ $b = 1.012$	$a = -67,27$ $b = 1,001$	$\bar{\sigma}_a = 3,0$ $\bar{\sigma}_b = 0,02$
$F_{MgII}^{cycle}$	$a = 0,257$ $b = 1,20E-04$	$a = 0,256$ $b = 1,09E-04$	$a = 0,257$ $b = 1,20E-04$	$\bar{\sigma}_a = 5,25E-04$ $\bar{\sigma}_b = 4,0E-06$
$F_{TSI}^{cycle}$	$a = 1364,312$ $b = 0,011$	$a = 1364,044$ $b = 0,013$	- -	$\bar{\sigma}_a = 0,058$ $\bar{\sigma}_b = 4,4E-04$
$F_{countsfl./10}^{cycle}$	$a = -35,38$ $b = 0,58$	$a = -21,33$ $b = 0,39$	$a = -25,88$ $b = 0,33$	$\bar{\sigma}_a = 2,05$ $\bar{\sigma}_b = 0,014$

Корреляция солнечных индексов по сравнению с потоком  $F_{10,7}$  в 21–23 циклах приведена на рис. 2. Разница коэффициентов линейной регрессии очевидна для этих циклов. Мы получили, что линейная корреляция нарушается не только для максимумов циклов, но также и для минимумов.

На рис. 3 приведены рассчитанные коэффициенты корреляции линейной регрессии для (a) –  $W$ , (b) –  $TSI$ , (c) – числа вспышек, (d) –  $MgII$  индекса в 21, 22 и 23 циклах. Мы нашли циклическое поведение среднегодовых значений коэффициентов корреляции  $K_{corr}$ , которое описывается линейной регрессией для чисел Вольфа  $W$ , общего потока солнечного излучения ( $TSI$ ),  $Mg II$  280 нм и числа вспышек по сравнению с  $F_{10,7}$  в 21, 22 и 23 циклах солнечной активности. Коэффициенты корреляции отличаются для разных индексов активности, причем 23 цикл выделяется особенно по числу вспышек. Ежегодные значения  $K_{corr}$  имеют максимальные значения на фазе подъема и спада активности. Для вычисленных значений  $K_{corr}$  харак-

терны циклические изменения с периодом, равным половине солнечного 11-летнего цикла (около 5,5 лет). В дополнение к работе [6] мы обнаружили, что не только в максимуме цикла, но и в минимуме для всех индексов линейная связь нарушается.

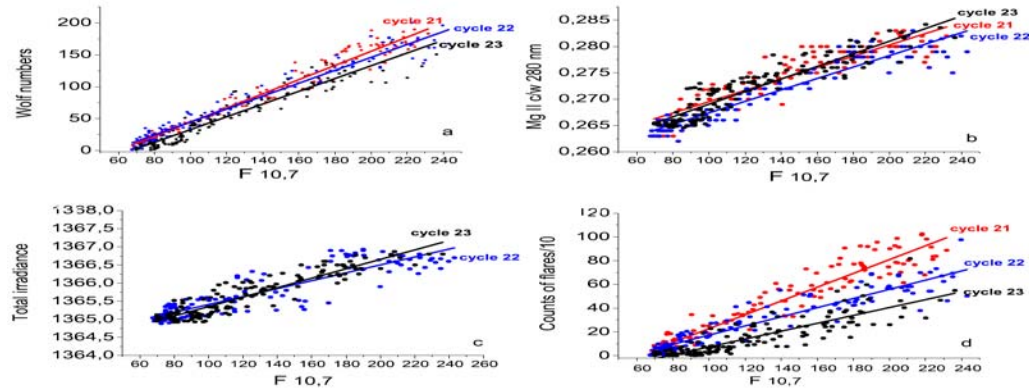


Рис. 2.

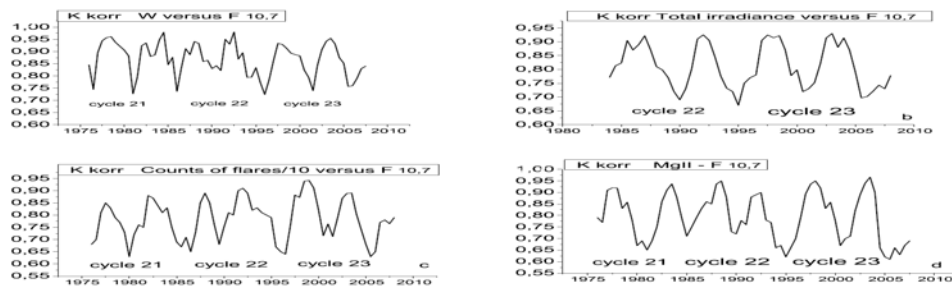


Рис. 3.

Наше исследование линейной регрессии между 5 индексами солнечной активности и потоком ( $F_{10,7}$ ) подтверждает тот факт, что на минимальной и максимальной фазах цикла нелинейность связи между различными индексами солнечной активности, характеризующими выделение энергии из разных слоев солнечной атмосферы, возрастает.

Работа поддержана грантами РФФИ № 09-02-01010 и 11-02-00843-а.

### Литература

1. Бруевич Е.А., Якунина Г.В., «Солнечная и солнечно-земная физика – 2010», Труды. ГАО РАН, Санкт-Петербург, 71 (2010), arXiv:1102.5502v1 (2011).
2. Viereck R. et al. The Mg II index: A proxy for solar EUV, Geophysical Research Letters, V. 28, No 7, 1343–1346 (2001).
3. Skupin J. et al. The Mg II Solar Activity Proxy Indicator Derived from GOME and SCIAMACHY. Proceedings of the 2004 Envisat & ERS Symposium (ESA SP-572). 6-10 September 2004, Salzburg, Austria. Edited by H. Lacoste and L. (2005).
4. Floyd L. et al. Solar EUV and UV spectral irradiances and solar indices, J. Atmos. Solar-Terr. Phys, 67, pp. 3–15 (2005).
5. Витинский Ю.И., Петрова Н.Н., Солнечные данные, 1981, № 9, с. 102.
6. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В., Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца, М.: Наука (1986).
7. Ишков В.Н., Сб. статей рабочего совещания «Циклы активности на Солнце и звездах». СПб, с. 57 (2009).

## **ДИСБАЛАНС ФОТОСФЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ И ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ПОЛЯРНОСТЕЙ**

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

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

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

## **IMBALANCE OF THE PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELDS WITH POSITIVE AND NEGATIVE POLARITIES**

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

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

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

*Imbalance of the photospheric magnetic fields is studied using Kitt Peak synoptic maps for 1976–2003. Only strong magnetic fields ( $B > 100$  G) were taken into consideration. The sign of the imbalance doesn't change during 11 years from one inversion to the other and always coincides with the sign of the Sun's global magnetic field in the Northern hemisphere. The domination of leading sunspots in one of the hemispheres determines the sign of the magnetic flux imbalance.*

Рассмотрены временные изменения фотосферных магнитных полей положительной и отрицательной полярности на основе синоптических карт обсерватории Китт Пик за 1976–2003 годы (<http://nsokp.nso.edu/>). Показано, что разность положительного и отрицательного потоков изменяется, подчиняясь определенной закономерности. Более того, изменение этой разности тесно связано с 22-летним магнитным циклом.

В данной работе рассматриваются только сильные магнитные поля –  $|B| > 100$  Гс приэкваториальных областей: гелиошироты от  $-40^\circ$  до  $+40^\circ$ . Таким образом, речь идет о магнитных полях, связанных с активными областями Солнца, существенная часть которых обладает биполярной структурой. Для каждой синоптической карты были рассчитаны положительный и отрицательный магнитные потоки отдельно для северного и для южного полушарий. Таким образом, для каждой синоптической карты было получено четыре значения магнитных потоков:  $F_N^{pos}$ ,  $F_N^{neg}$ ,  $F_S^{pos}$ ,  $F_S^{neg}$ . Рассмотрим сначала магнитные потоки северного и южного полушарий раздельно. Положительный ( $F_N^{pos} > 0$ ) и отрицательный ( $F_N^{neg} < 0$ ) потоки северного полушария хорошо коррелируют друг с другом и изменяются с 11-летним солнечным циклом. Этого следовало ожидать, так как мы рассматриваем поля, связанные с активными областями. Интерес представляет дисбаланс положительного и отрицательного потоков:  $\Delta F = F_N^{pos} + F_N^{neg}$  (рис. 1, северное полушарие). Сглаженная кривая дисбаланса показывает

изменения с 22-летним циклом, причем экстремумы совпадают с максимумами солнечной активности (СА), а переход через ноль с минимумами.

В течение 11 лет от одного минимума до другого знак дисбаланса сохраняется. Этот знак всегда совпадает со знаком ведущего пятна в данной полусфере. На рис. 1 указаны знаки ведущих пятен в северном полушарии для каждого цикла. При низкой СА дисбаланс близок к нулю.

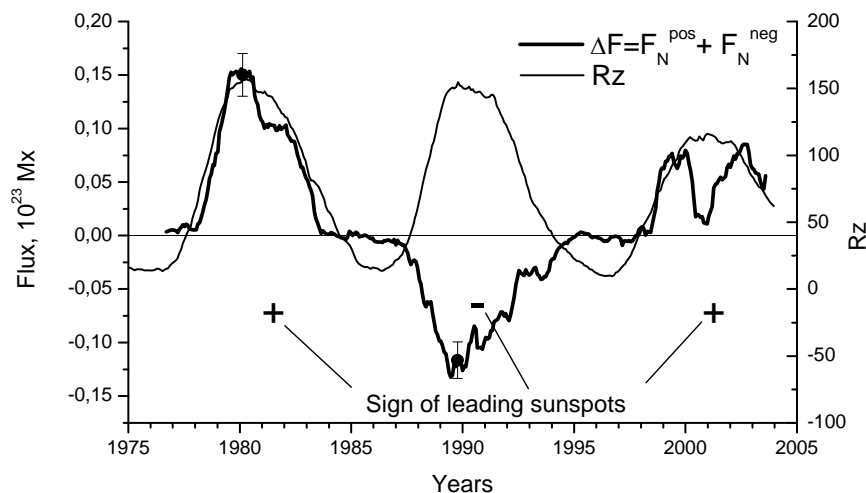


Рис. 1.

Аналогичные результаты будут и для южного полушария: знак дисбаланса всегда совпадает со знаком ведущего пятна в южной полусфере.

В дисбалансе положительного и отрицательного потоков отдельной полусферы видна 22-летняя цикличность, непосредственно связанная с циклом Хейла. В течение 11 лет от одного минимума до другого знак дисбаланса сохраняется. Доминирующим потоком будет всегда поток, совпадающий по знаку со знаком ведущих пятен. Этот результат согласуется с выводами других работ [1–3]. Было показано, что баланс магнитных потоков соблюдается не для всех групп пятен [1]. Показано также [2], что усредненное по долготе магнитное поле активных областей не обращается в 0, причем знак поля определяется полярностью ведущих пятен. В северном полушарии в нечетных циклах поля с N полярностью несколько сильнее и занимают меньшие площади, чем поля противоположного знака [2]. Согласно нашим результатам, в нечетных циклах и поток положительных полей в северном полушарии выше, чем поток противоположного знака.

Рассмотрим теперь суммарный поток обоих полушарий. Положительный поток ( $F_N^{pos} + F_S^{pos}$ ) и отрицательный поток ( $F_N^{neg} + F_S^{neg}$ ) изменяются с 11-летним циклом и очень хорошо коррелируют друг с другом. Тем не менее, между этими потоками имеется систематический дисбаланс (рис. 2, жирная кривая). Тонкой кривой показано изменение чисел Вольфа. Горизонтальной штриховкой выделен положительный знак дисбаланса, вертикальной – отрицательный знак дисбаланса. В период низкой СА дис-



баланс близок к нулю. Кружками отмечена смена знака дисбаланса, прямоугольниками – минимумы СА.

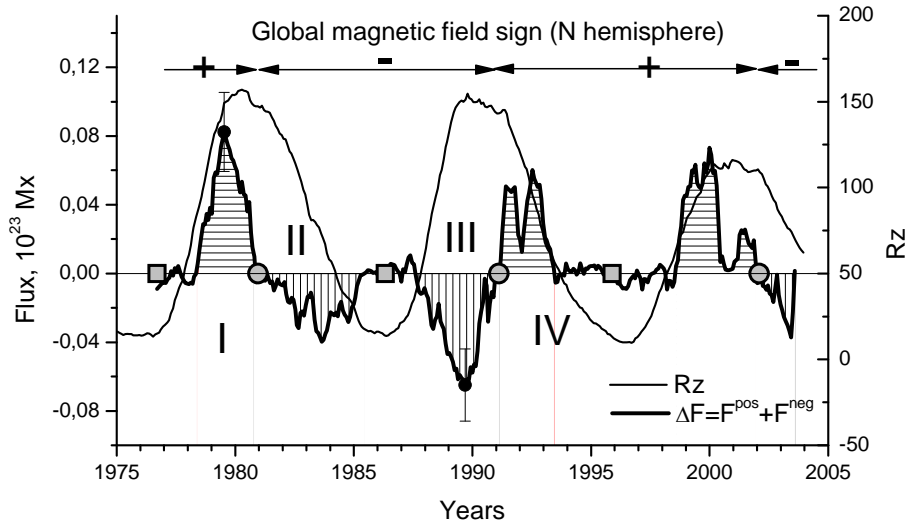


Рис. 2.

В течение 11 лет сохраняется знак дисбаланса, причем изменение знака происходит в период инверсии общего магнитного поля Солнца (ОМПС). В верхней части рис. 2 показан знак ОМПС в северном полушарии. Видно, что знак дисбаланса всегда совпадает со знаком ОМПС в северном полушарии. В период инверсии меняет знак полярное поле в северном полушарии и в этот же период меняется и знак дисбаланса. Итак, знак дисбаланса потоков сохраняется в течение 11-ти лет от одной инверсии до другой и всегда совпадает со знаком ОМПС в северном полушарии.

Возникает вопрос: можно ли определить, какой из четырех магнитных потоков сыграл доминирующую роль и определил знак дисбаланса? На рис. 2 показана сумма потоков, как ведущих, так и ведомых пятен (с учетом знака полей). Поскольку для каждого солнечного цикла известен знак ведущих пятен в обоих полушариях Солнца, можно отдельно рассмотреть вклад в поток положительной полярности только ведущих пятен (тоже самое – для отрицательной полярности). Подобный анализ был проделан и показал, что все основные особенности изменения общего дисбаланса (рис. 2), видны также в дисбалансе потоков ведущих пятен. Следует отметить, что дисбаланс потоков ведущих пятен значительно больше, чем общий дисбаланс. Это происходит потому, что дисбаланс ведомых пятен находится в противофазе с дисбалансом ведущих пятен. Таким образом, тот эффект который мы отмечали – совпадение знака дисбаланса со знаком ОМПС северного полушария – определяется вкладом магнитного потока ведущих пятен.

С точки зрения изменения знака дисбаланса 22-летний магнитный цикл естественным образом разбивается на 4 части (периоды I–IV для 21 и 22 солнечных циклов, рис. 2). Точками, которые разграничивают четыре

интервала, служат моменты инверсии ОМПС и минимумы СА, то есть те моменты, когда, либо меняется знак ОМПС, либо знаки ведущих и ведомых пятен в полушариях, согласно закону Хейла.

В I четверти знак ОМПС северного полушария был положителен, и знак дисбаланса также был положителен. Этот дисбаланс определяется доминированием ведущих пятен северного полушария, которые также имеют положительный знак. Во II четверти знак ОМПС в северном полушарии стал отрицательным, и дисбаланс стал отрицательным. Ведущие пятна с отрицательным знаком поля принадлежат южному полушарию. В III четверти в минимуме СА сохраняется знак ОМПС (отрицательный) и знак дисбаланса (отрицательный), но доминирование переходит от пятен южного полушария к северному, ведущие пятна которого имеют отрицательный знак. В IV четверти знак ОМПС северного полушария стал положительным, и знак дисбаланса стал положителен. Следовательно, доминируют ведущие пятна с положительным знаком поля, который имеют ведущие пятна южного полушария.

Таким образом, полный цикл составляет 22 года. В результате мы наблюдаем строгую последовательность доминирования полушарий: от минимума до инверсии всегда доминирует северное полушарие; от инверсии до минимума всегда южное полушарие.

### **Выводы**

Дисбаланс положительных и отрицательных потоков фотосферного магнитного поля изменяется с 22-летним циклом. Знак дисбаланса сохраняется в течение 11 лет от одной инверсии до другой и всегда совпадает со знаком ОМПС в северном полушарии. Основной вклад в магнитный поток вносят поля, совпадающие по знаку со знаком ведущих пятен. Доминирование ведущих пятен одного из полушарий определяет знак дисбаланса магнитных потоков.

В минимуме СА, когда происходит смена знака у ведущих и ведомых пятен по закону Хейла, полярность доминирующих ведущих пятен остается прежней. До минимума будут всегда доминировать ведущие пятна южного полушария, а после минимума – ведущие пятна северного полушария. Дисбаланс магнитных полей, по-видимому, лежит в основе северо-южной асимметрии различных проявлений СА. Регулярность изменения дисбаланса положительного и отрицательного магнитных потоков и связь знака дисбаланса с полярностью ОМПС говорят о том, что этот эффект является неотъемлемой частью общего магнитного цикла Солнца.

### **Литература**

1. *Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В.* Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука, 1986. 296 с.
2. *Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д.* Астроном. ж., т. 84, №4, с. 380, 2007.
3. *Биленко И.А.* Тр. конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2010», Пулково, с. 61, 2010.

## **СПИРАЛЬНОСТЬ КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ**

**Гетлинг А.В.**

*Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ им. М.В. Ломоносова,  
Москва 119991, A.Getling@mail.ru*

## **THE HELICITY OF CONVECTIVE FLOWS IN ROTATING FLUID**

**Getling A.V.**

*Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, 119991 Moscow, Russia,  
A.Getling@mail.ru*

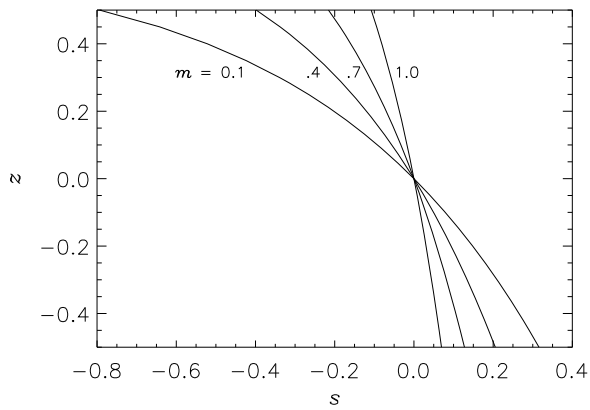
*Cellular convection in a polytropically stratified, horizontal compressible-fluid layer rotating about the vertical axis with an angular velocity  $\Omega$  is simulated numerically. The mean helicity of the velocity field, varying with the polytropic index and  $\Omega$ , has a maximum as a function of  $\Omega$ , so that certain conditions are optimal for the generation of large-scale magnetic fields. Based on such simulations of relatively ordered convective flows, the efficiency of the large-scale solar dynamo could be estimated more reliably.*

Современные модели солнечного динамо в своем подавляющем большинстве основываются на уравнении индукции среднего поля для турбулентной среды

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}\{[\mathbf{U} \times \mathbf{B}] + \alpha \mathbf{B} - \text{rot}(v_m + \beta) \mathbf{B}\},$$

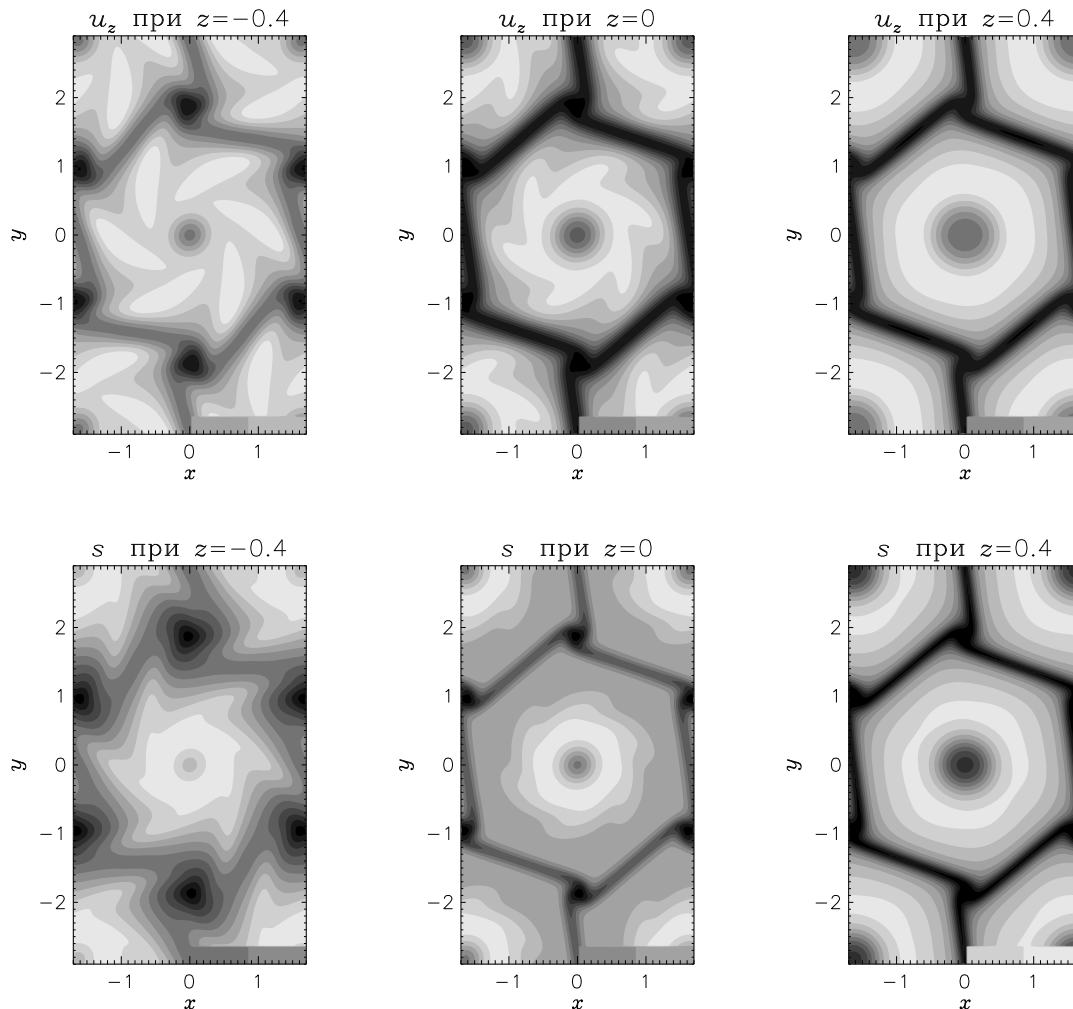
где  $\mathbf{U}$  и  $\mathbf{B}$  – усредненные по ансамблю турбулентных пульсаций векторы скорости и магнитной индукции,  $v_m$  – обычная омическая магнитная вязкость,  $\beta$  – турбулентная магнитная вязкость, а  $\alpha$  – коэффициент, определяющий среднюю величину эдс, создаваемой пульсациями (ее возникновение называют  $\alpha$ -эффектом). Обычно  $\alpha$ -эффект связывают с отражательной неинвариантностью турбулентного поля скоростей  $\mathbf{u}$ , т.е. неодинаковой вероятностью того или иного значения вектора скорости для пульсационных полей  $\mathbf{u}$  и  $-\mathbf{u}$  в данной точке в данный момент. Типична ситуация, когда отражательно неинвариантные течения имеют ненулевое среднее значение  $\langle h \rangle$  спиральности поля скоростей  $h = \mathbf{u} \cdot \text{rot} \mathbf{u}$ . Хотя условие  $\langle h \rangle \neq 0$  и не является необходимым для возникновения  $\alpha$ -эффекта [1], но если оно выполняется, то поле скоростей заведомо не обладает отражательной инвариантностью и  $\alpha$ -эффект может присутствовать.

Обычно оценки  $\langle h \rangle$  и  $\alpha$  основываются на гипотезах о структуре турбулентности и поэтому для данных условий варьируют в очень широких пределах (например, для конвективной зоны Солнца – в пределах четырех порядков). Между тем, солнечная конвекция далеко не беспорядочна, и можно надеяться внести бóльшую определенность в оценки спиральности,



**Рис. 1.** Статические профили энтропии при различных значениях индекса политропы  $m$ .

выполняя численное моделирование ячейки конвекции. Ненулевая средняя спиральность может возникать, в частности, благодаря действию силы Кориолиса во вращающемся и подогреваемом снизу слое сжимаемого газа, находящегося в поле тяжести (сжимаемость создает асимметрию между верхней и нижней частями слоя, необходимую, чтобы спиральность не обращалась в ноль при усреднении по слою).



**Рис. 2.** Распределение вертикальной компоненты скорости (верхний ряд) и возмущения энтропии (нижний ряд) по трем горизонтальным сечениям конвективной ячейки на этапе квазистационарного режима в расчете для  $\Omega = 0.04$ ,  $m = 0.1$ . Нулевые значения величин соответствуют переходу между оттенками серого тона, показанными в левой и правой половинах узкой горизонтальной полоски в правом нижнем углу каждого рисунка.

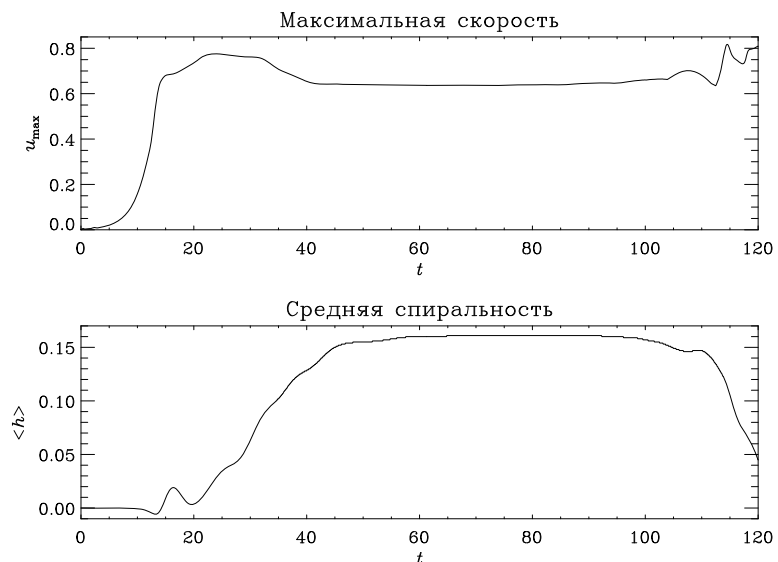
Здесь представлены результаты конечно-разностного моделирования конвекции в горизонтальном слое сжимаемой среды с жесткими горизонтальными границами и политропной статической стратификацией ( $p \propto \rho^\Gamma$ ), вращающемся вокруг вертикальной оси с угловой скоростью  $\Omega$ .

В начальный момент задается такое тепловое возмущение, которое приводит к развитию системы шестиугольных конвективных ячеек с восходящими течениями в их центрах и нисходящими на периферии. Верхняя и нижняя границы слоя считаются жесткими. На боковых границах расчетной области ставятся условия периодичности всех физических величин по горизонтальным координатам. Варьируются  $\Omega$  и индекс политропы  $m = 1/(\Gamma - 1)$ , причем для каждого  $m$ , определяющего статический профиль энтропии (рис. 1) и статический градиент температуры, подбираются такие значения вязкости и температуропроводности, чтобы получить заданное число Рэлея. Большинство расчетов было выполнено для  $R = 20050.6$  и числа Прандтля  $P = 1$ .

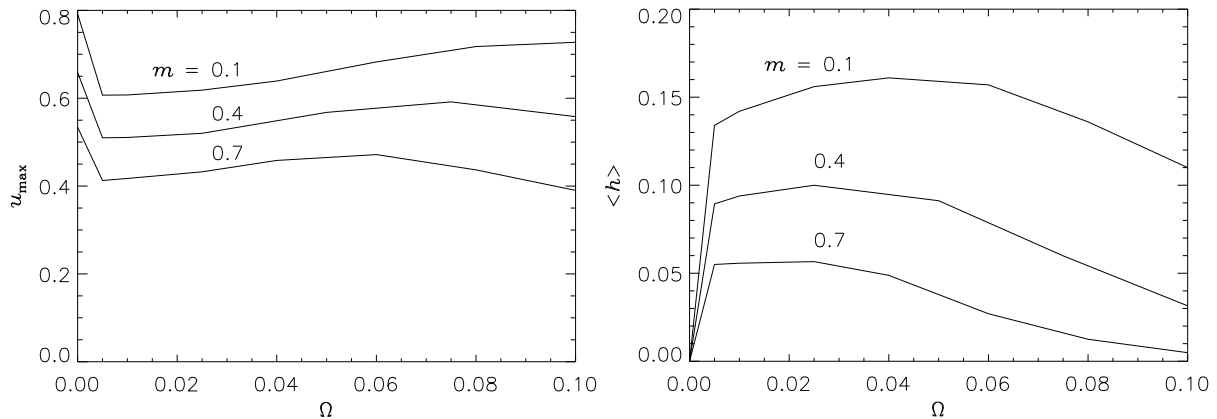
Во всех расчетах течение на некотором этапе эволюции сохраняло более или менее правильную, квазистационарную ячейечную структуру. При этом распределения вертикальной скорости и возмущения энтропии по горизонтальному сечению ячейки имели характерный вид, указывающий на закрутку течений, асимметричную по отношению к средней горизонтальной плоскости слоя (рис. 2). В конечном счете ячейечная структура разрушалась, переходя в валиковую или в более сложную, неупорядоченную. Рисунок 3 отражает такой типичный эволюционный сценарий.

Средняя спиральность течения, установившегося на этапе стабильного существования ячеек, зависит от стратификации и скорости вращения слоя (рис. 4). При меньших  $m$  вследствие большей кривизны (см. рис. 1) статического профиля энтропии средняя спиральность  $\langle h \rangle$  достигает

бóльших значений, а ее зависимость от  $\Omega$  имеет ясно выраженный максимум: рост  $\Omega$  означает приближение к условиям теоремы Тейлора–Праудмана и, соответственно, подавление конвекции. Но, как показывает рис. 4, подавление спиральности опережает подавление конвекции.



**Рис. 3.** Максимальная скорость в ячейке и средняя спиральность как функции времени согласно расчету с  $\Omega = 0.04$ ,  $m = 0.1$ .



**Рис. 4.** Зависимость максимальной скорости в ячейке  $u_{\max}$  (слева) и средней спиральности  $\langle h \rangle$  (справа) на этапе квазистационарной конвекции от угловой скорости  $\Omega$ .

Мы видим, что при заданной стратификации существует некоторая скорость вращения, оптимальная для генерации спиральности течения. В качестве примера сделаем оценку для условий, лежащих в ожидаемом для Солнца диапазоне значений величин. Если принять  $\Omega_{z_{\odot}} \sim 2 \cdot 10^{-6}$  рад/с и ускорение силы тяжести  $g_{\odot} \sim 260$  м/с, то для характерной толщины слоя  $L \sim 60$  Мм получаем значение используемой в наших расчетах единицы времени  $t_0 = \sqrt{L/g} \sim 480$  с и соответственно безразмерную угловую скорость  $\Omega \sim 10^{-3}$ . Современные модели внутреннего строения конвективной зоны (см., например, [2]) дают для интервала глубин  $0.1\text{--}0.2 R_{\odot}$  условное (поскольку политропная стратификация – идеализированный случай) значение  $m \sim 1$ . Таким образом, точка на правом графике рис. 4, соответствующая указанной скорости, вероятно, может лежать недалеко от максимума спиральности при  $m = 1$ . Но для непосредственного определения величины  $\alpha$ -эффекта в этих условиях требуется более полная информации о его связи со спиральностью, чем та, что имеется на сей день.

В целом же такие «детерминистские» исследования спиральности квазиупорядоченных конвективных течений должны открыть возможности для значительного уменьшения доли произвола в оценках, используемых теорией динамо средних полей.

Я благодарен Л.Л. Кичатинову за полезное обсуждение ряда вопросов и В. Доблеру за консультации по работе с программным пакетом Pencil Code [3], применявшимся для численного моделирования.

#### Литература

1. Gilbert A.D., Frisch U., Pouquet A. Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics **42**, 151, 1988.
2. Stix M. The Sun: An Introduction. 2nd Ed. Berlin: Springer, 2002.
3. Brandenburg A., Dobler W. <http://www.nordita.org/software/pencil-code/>.

## **ЗАКОН ДЖОЯ И ЕГО ОСОБЕННОСТИ ПО ДАННЫМ ТРЕХ КАТАЛОГОВ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН**

**Иванов В.Г.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН*

## **JOY'S LAW AND ITS CHARACTERISTIC BY DATA OF THREE SUNSPOT CATALOGUES**

**Ivanov V.G.**

*Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo*

*We investigate a tendency of the sunspot group axis inclinations to grow with increasing of their heliographic latitudes ("Joy's law"). For control of conclusions obtained recently by other author in analysis of the catalogues of Mt. Wilson and Kodaikanal observatories we use the database of solar activity in the system of "Pulkovo Catalogue of Solar Activity". We show that Joy's law is definitely pronounced in all three data sets and has some common features. However, some peculiarities of Joy's law that was obtained earlier in the first two catalogues (in particular, a depression of the law with growth of the 11-year cycle power) are not confirmed by our analysis. The question about causes of these discrepancies remains open.*

Один из параметров, характеризующих магнитное поле солнечных пятен, — угол наклона  $\alpha$  горизонтальной оси группы относительно направления восток-запад. Ещё в начале XX века [1] была отмечена закономерность, носящая сейчас название «закон Джоя», согласно которой угол  $\alpha$  имеет тенденцию к увеличению с ростом гелиографической широты группы  $\lambda$ . В дальнейшем эта зависимость была подтверждена и исследована во многих работах (см., например, [2–6]). Считается, что закон Джоя вызван действием силы Кориолиса на всплывающие магнитные трубки (см., например, [7]). Таким образом, изучение его проявлений представляется важным для понимания механизмов развития тороидального магнитного поля Солнца.

Настоящая работа посвящена исследованию закона Джоя и зависимости его характеристик от мощности цикла и свойств групп пятен.

Последние исследования закона Джоя (например, [2–6]) проводились в основном по оцифрованным с помощью единой методики [8–10] данным обсерваторий Маунт-Вилсон (далее MW) и Кодайканал (КК) ([ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR\\_DATA/SUNSPOT\\_REGIONS/](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_REGIONS/)). Существует, однако, и другой протяжённый ряд данных, позволяющий провести такое исследование, — база данных по солнечной активности в системе пулковского «Каталога солнечной деятельности» (CSA) (<http://www.gao.spb.ru/database/csa/>). Общие характеристики этих рядов приведены в Таблице 1. Заметим, что данные CSA обладают заметно мень-

шим разбросом  $\sigma_\alpha$ , чем данные других каталогов, что, возможно, связано с большей ошибкой определения угла наклона в каталогах MW и КК.

Таблица 1.

	CSA	MW	КК
Период наблюдений	1948–1991	1917–1985	1906–1987
Полное количество измерений, $N_0$	95652	36355	43773
Количество измерений угла, $N$	31212	28417	30619
Доля этих измерений, $N/N_0$	33%	78%	70%
Средний угол наклона $\alpha$ ,	6.1°	4.2°	4.6°
Стандартное отклонение угла наклона $\sigma_\alpha$	14°	26°	27°

Углы наклона  $\alpha$ , усреднённые по пятиградусным диапазонам широт  $\lambda$ , для всех трёх рядов, взятых как целое, изображены на рис 1. Следуя [2] и отбросив нелинейные участки кривой с широтами выше 30°, а затем, проведя линейное фитирование, мы получаем следующие регрессионные зависимости  $\alpha = b \cdot \lambda$ , где для CSA  $b = 0.38 \pm 0.03$ , для MW  $b = 0.26 \pm 0.02$ , для КК  $b = 0.28 \pm 0.03$ . Для данных MW и КК центральные значения коэффициента  $b$  совпадают с полученными в работе [2]. Заметим, что все три серии показывают отклонения от линейности и снижение угла наклона для широт выше 25–30°.

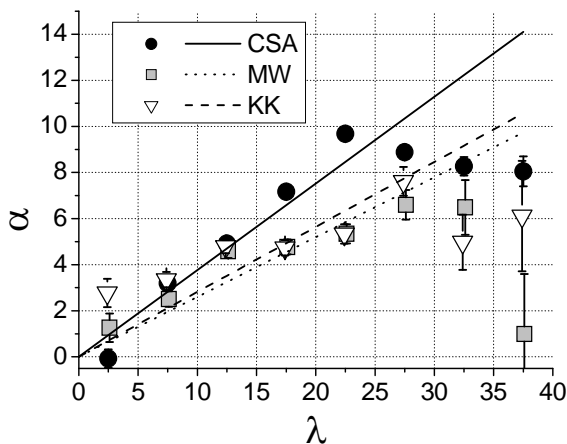


Рис. 1.

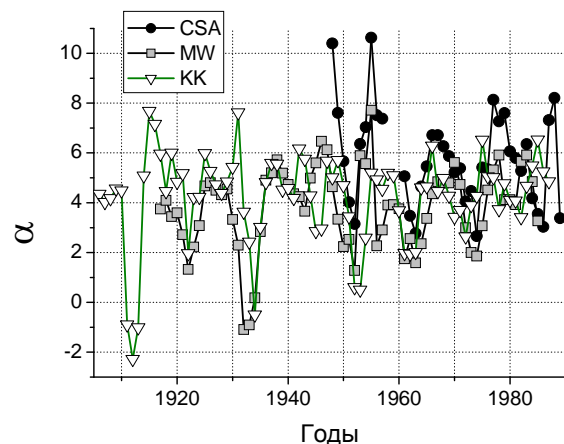


Рис. 2.

Как видно из рис. 1, полученные зависимости для рядов MW и КК близки друг к другу, а кривая для данных CSA отличается от них большими углами  $\alpha$  при широтах выше 15°, хотя общий характер зависимости сохраняется.

На рис. 2 изображены зависимости среднегодового угла  $\alpha$  от времени для всех рядов данных (для наглядности проведено сглаживание по 3 года). Заметим, что полученные кривые различаются, хотя и имеют некоторые общие для всех трёх рядов особенности. Они также заметно отличаются от зависимостей, полученных в работе [2].



В работе [2] в качестве величины, характеризующей выраженность закона Джоя, рассматривалось отношение усреднённого за цикл угла наклона  $\langle\alpha\rangle$  к средней широте групп пятен  $\langle\lambda\rangle$ . В этой работе было показано, что величина  $\langle\alpha\rangle/\langle\lambda\rangle$  связана с мощностью цикла  $S$ , понимаемой как полная площадь пятен за цикл. При этом для обоих рядов MW и КК получены очень похожие картины, показывающие сильную отрицательную корреляцию (сильнее  $-0.9$ ) между величинами  $\langle\alpha\rangle/\langle\lambda\rangle$  и  $S$ . Нам не удалось полностью воспроизвести такую зависимость. Вычислив указанные средние величины, мы получаем для MW и КК разные картины (рис. 3): антикорреляция сильна ( $-0.91$ ) в случае КК, но значительно слабее ( $-0.65$ ) для MW, причём в последнем случае зависимость опирается в основном на 19-й цикл и падает до  $-0.23$  при исключении соответствующей точки. При этом четыре точки для циклов 18–21, соответствующие ряду CSA (квадраты на рис. 3) показывают незначимую положительную корреляцию  $0.25$  между  $\langle\alpha\rangle/\langle\lambda\rangle$  и  $S$ . Причина различия наших результатов и работы [2] для ряда MW при их хорошем совпадении для ряда КК не совсем понятна.

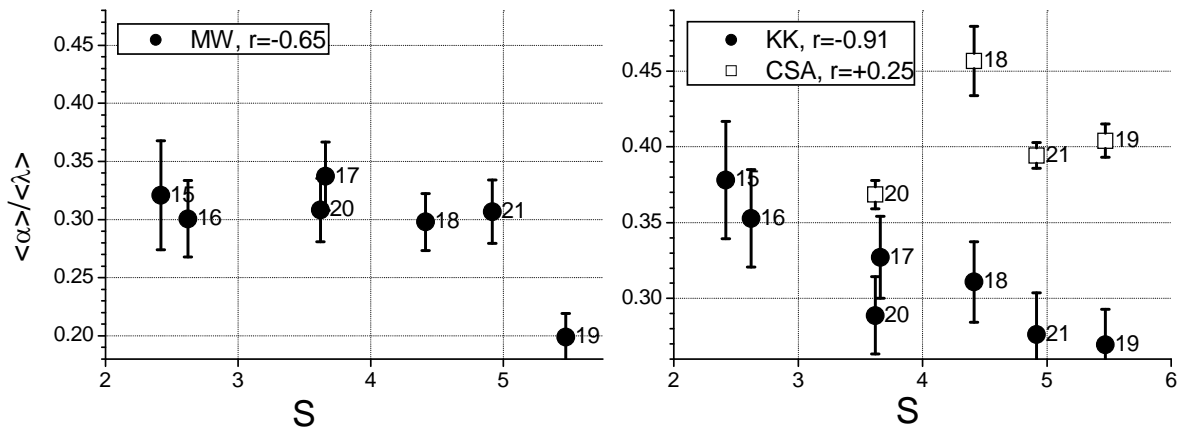


Рис. 3.

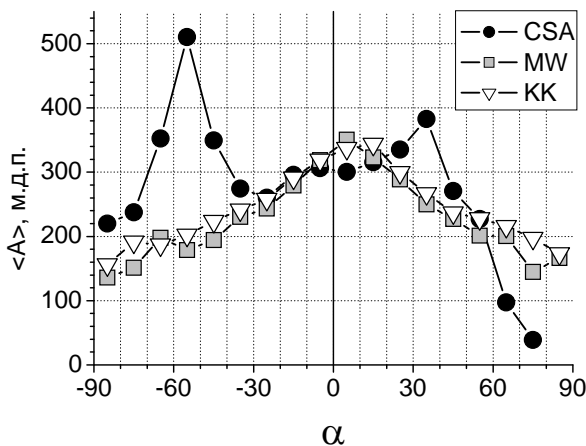


Рис. 4.

В [4, 6] было отмечено, что группы с углом наклона, близким к среднему, в данных MW и КК обладают значимо большей площадью. На рис. 4 видно, что зависимость средней площади  $\langle A \rangle$  от  $\alpha$  для этих рядов действительно имеет максимум вблизи среднего по серии угла наклона. Однако в данных CSA подобной зависимости не наблюдается.

## **Выводы**

Итак, как показано выше:

1) Все три ряда данных указывают на приблизительно линейный рост угла наклона групп пятен с широтой на широтах  $0^{\circ}$ – $25^{\circ}$ , а на широтах выше  $25^{\circ}$ – $30^{\circ}$  зависимость угла наклона от широты утрачивает линейный характер, и происходит некоторое уменьшение этого угла.

2) Выраженная антикорреляция между средними углами наклона групп пятен и мощностью цикла, на которую указывается в [2], наблюдается лишь для ряда КК, но не для рядов MW и CSA.

3) В данных CSA не обнаружено значимой зависимости выраженности закона Джоя от количества пятен в группе и её площади, а два других ряда указывают на некоторую тенденцию к увеличению выраженности этого закона для групп больших площадей.

4) Зависимость средней площади группы от угла наклона, существующая в сериях MW и КК, в данных CSA также не наблюдается.

Таким образом, во всех трёх рядах данных, взятых как целое, закон Джоя проявляется качественно схожим образом. Однако при изучении характера вариаций этого закона данные, полученные по разным рядам, не всегда согласуются. Вопрос о том, вызвано ли это разными способами обработки данных в разных каталогах, методами их отбора или иными причинами, остаётся пока открытым.

Данная работа поддержана грантами РФФИ №№ 10-02-00391, НШ-3645.2010.2 и программой Президиума РАН № 20.

Автор также выражает благодарность Ю.А. Наговицыну за полезные обсуждения.

## **Литература**

1. Hale, G.E., Ellerman, F., Nicholson, S.B., & Joy, A.H. 1919, ApJ, **49**, 153.
2. Dasi-Espuig, M., Solanki, S.K., Krivova, N.A., Cameron, R., & Peñuela, T. 2010, A&A, **518**, A7.
3. Cameron, R.H., Jiang, J., Schmitt, D., & Schüssler M. 2010, ApJ, **719**, 264.
4. Howard, R.F. 1991, Sol. Phys., **136**, 251.
5. Wang, Y.-M. & Sheeley, Jr., N.R. 1991, ApJ, **375**, 761.
6. Sivaraman, K.R., Gupta, S.S., & Howard, R.F. 1999, Sol. Phys., **189**, 69.
7. D'Silva, S. & Howard, R.F. 1993, Sol. Phys., **148**, 1.
8. Howard, R., Gilman, P.A., & Gilman, P.L. 1984, ApJ, **283**, 373.
9. Sivaraman, K.R., Gupta, S.S., & Howard, R. 1993, Sol. Phys., **146**, 27.
10. Howard, R., Gupta, S.S., & Sivaraman K.R. 1999, Sol. Phys., **186**, 25.

## **О ЦИКЛИЧЕСКИХ ИЗМЕНЕНИЯХ СТРУКТУРЫ КРУПНОМАСШТАБНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА И ЦИКЛИЧЕСКИХ ВАРИАЦИЯХ НАИБОЛЕЕ ЗАМЕТНЫХ ПРОЯВЛЕНИЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Иванов Е.В.**

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

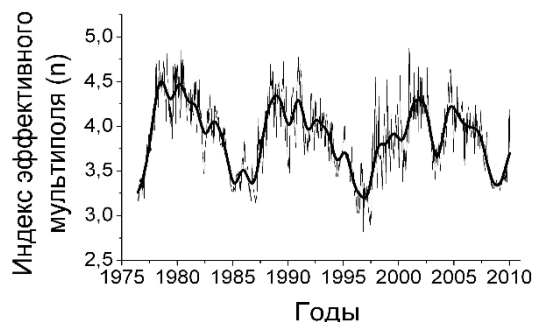
## **ON CYCLIC CHANGES OF THE LARGE-SCALE SOLAR MAGNETIC FIELD STRUCTURE AND CYCLIC VARIATIONS OF THE MOST PRONOUNCED MANIFESTATIONS OF SOLAR ACTIVITY**

**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*

*The relation between cyclic changes of the large-scale solar magnetic field structure and cyclic variations of the maximum and average velocity of the coronal mass ejections (CME) as well as cyclic variations of the CME appearance frequency have been studied in cycle 23.*

Крупномасштабное магнитное поле Солнца (КМПС) на поверхности фотосферы представляет собой совокупность структурных элементов (гигантских и сверхгигантских ячеек) преобладающей положительной или отрицательной полярности, разделенных нейтральной линией магнитного поля. С фазой 11-летнего цикла активности характерные размеры этих структурных элементов меняются. Для характеристики этих изменений в работе [1] был введен индекс эффективного солнечного мультиполя  $n = -0.5 \lg(I_{ss}/I_{ph})/\lg(2.5)$ , 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  $n$  определяет вклад различных компонент солнечного магнитного поля (мультиполей) и пропорционален некоторому среднему характерному размеру структурных элементов крупномасштабного магнитного поля



**Рис. 1.**

Солнца. С ростом  $n$  этот характерный размер уменьшается. На Рис. 1 приведена кривая изменения этого индекса в течение 3-х последних циклов активности (21–23). Установлено, что наиболее заметные проявления солнечной активности (активные области, группы солнечных пятен, а также происходящие в

них вспышки) концентрируются к границам структурных элементов (гигантских ячеек) КМПС, что приводит к образованию т.н. активных долгот [2, 3]. Концентрация этих образований (событий) к границам структурных элементов КМПС (активным долготам) растет с ростом их интенсивности (баллом вспышки) и наиболее заметна для достаточно больших и мощных образований (в случае вспышек – для протонных вспышек).

В работе [4] была исследована циклическая вариация числа солнечных пятен и их суммарной площади за последние 4 солнечных цикла (20–23) отдельно для небольших солнечных пятен (класса А, В, С, Н, and J по цюрихской классификации) и больших комплексных групп пятен (класса D, E, F и G). Было установлено, что циклические кривые для этих двух групп пятен заметно различаются. Более того было установлено, что циклические кривые для потока радиоизлучения на 10.7 см, площади солнечных факелов и максимальной скорости корональных выбросов массы (КВМ) значительно лучше согласуются с циклическими кривыми для больших комплексных групп пятен, чем с кривыми для малых пятен.

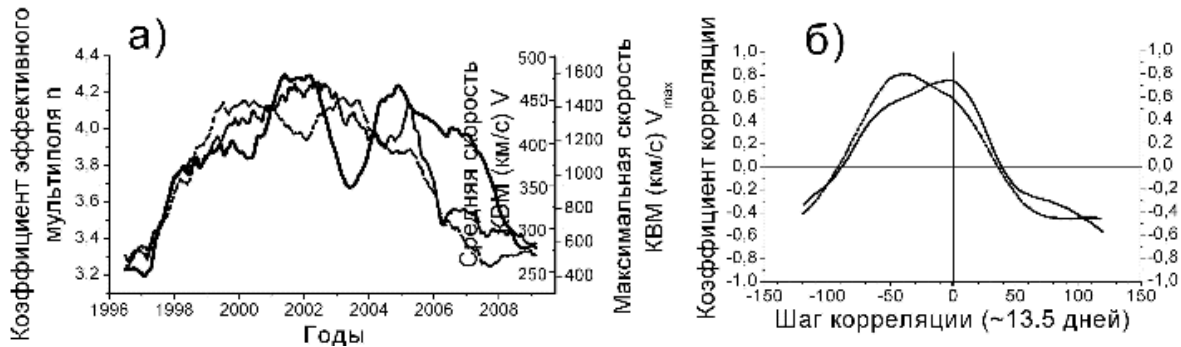


Рис. 2.

На Рис. 2а приведены циклические кривые изменения нашего индекса эффективного мультиполя  $n$  (толстая непрерывная линия) и кривые циклической вариации максимальной ( $V_{\max}$ ) (тонкая непрерывная линия) и средней ( $V$ ) (прерывистая линия) скорости КВМ в течение 23-го цикла активности. Здесь и далее как  $V$ , так и  $V_{\max}$  и  $N$  (частота появления КВМ) рассчитывались для всей совокупности КВМ из списка ЛАСКО [5]. Все значения как  $n$ , так и  $V_{\max}$  и  $V$  рассчитаны с шагом, равным половине Кэррингтоновского оборота ( $\sim 13.5$  дней) и затем сглажены за год.

На Рис. 2б приведены корреляционные функции для кросскорреляции между  $n$  и  $V_{\max}$  (непрерывная линия) и между  $n$  и  $V$  (прерывистая линия). Вследствие большого количества низкоскоростных КВМ средняя скорость КВМ отражает в основном вклад КВМ с относительно небольшими скоростями. Как видно из этих кривых существует заметная связь между изменениями структуры КМПС ( $n$ ) и изменениями максимальной скорости КВМ ( $V_{\max}$ ), практически без какого либо временного сдвига. Изменения же средней скорости КВМ ( $V$ ) предшествуют изменениям  $n$  примерно на 2 года.

На Рис. 3а приведены циклические кривые изменения индекса эффективного мультиполя ( $n$ ) (непрерывная линия) и кривые циклической

вариации частоты появления КВМ ( $N$ ) ( $N$  – число КВМ, наблюдавшихся в течение  $\sim 13.5$  дней, составляющих половину Кэррингтоновского оборота) (прерывистая линия), а на Рис. 3б – корреляционные функции для кросс

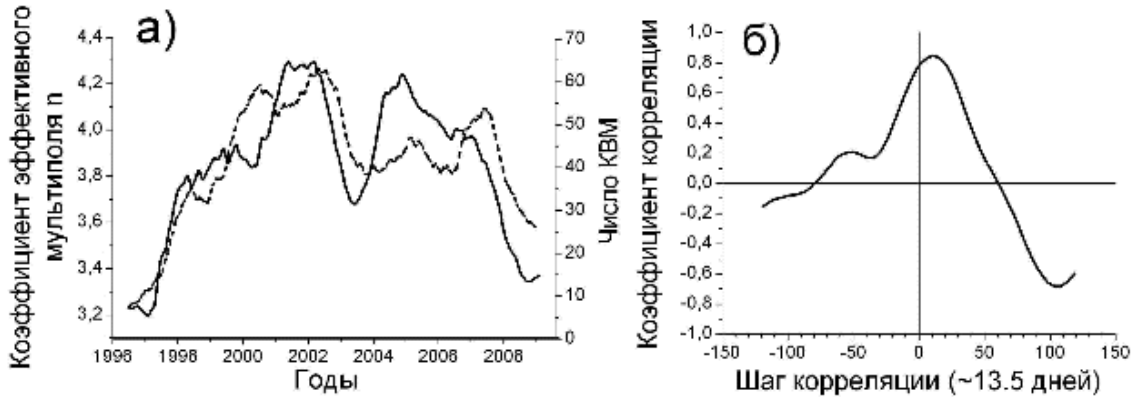


Рис. 3.

корреляции между  $n$  (индексом эффективного мультиполя) и  $N$  (частотой появления КВМ) в течение 23-го цикла активности. Вновь заметна замечательная связь между изменениями структуры КМПС ( $n$ ) и изменениями частоты появления КВМ ( $N$ ) со сдвигом во времени около 0.6 года.

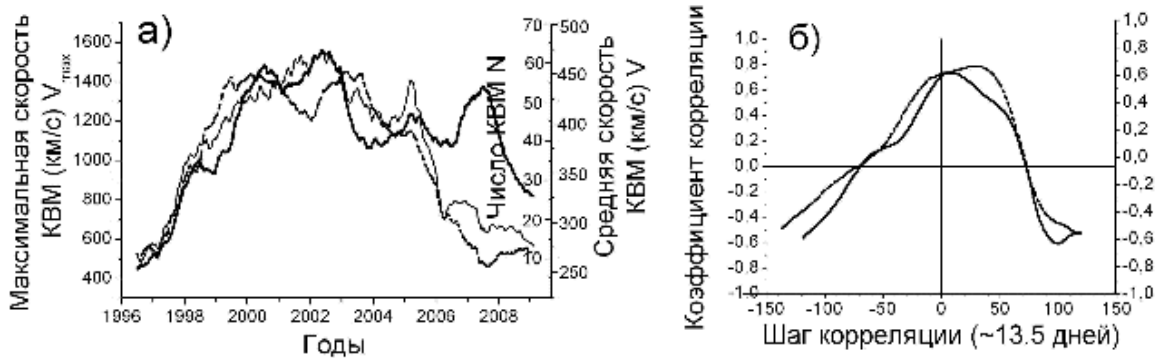


Рис. 4.

На Рис. 4а приведены циклическая кривая изменения частоты появления КВМ ( $N$ ) (толстая непрерывная линия) и кривые циклической вариации максимальной ( $V_{\max}$ ) и средней ( $V$ ) скорости КВМ (соответственно тонкая непрерывная и прерывистая линии), а на Рис. 4б – корреляционные функции для кросс-корреляции между  $V_{\max}$  и  $N$  (толстая непрерывная линия) и между  $V$  и  $N$  (прерывистая линия) в течение 23-го цикла активности. Заметна хорошая корреляция между  $V_{\max}$  и  $N$  без какого-либо временного сдвига и между  $V$  и  $N$  со сдвигом около 2-х лет.

Как видно из Рис. 2, наибольшим значениям максимальной скорости КВМ соответствуют максимальные значения индекса  $n$ . По-видимому при уменьшении размера структурных элементов КМПС (росте  $n$ ) создаются благоприятные условия для объединения больших и сложных групп пятен (активных областей), возникающих вблизи границ этих элементов, в единый сложный комплекс из нескольких активных областей, объединенных корональными арочными структурами. В этом случае при возникновении КВМ, сопровождаемым выбросом этой арочной системы, на ее месте воз-

никает димминг, размер которого определяется размером существовавшей до выброса арочной структуры. При увеличении характерных размеров элементов структуры КМПС (уменьшении  $n$  на ветви спада) условия для создания больших и сложных комплексов активных областей ухудшаются, вследствие чего уменьшаются как размеры этих комплексов, так и мощность (скорость) КВМ, возникающих в этих комплексах. В конце фазы спада (2007–2009 гг.) при значительном росте характерных размеров элементов КМПС возникновение комплексов из нескольких активных областей и соответственно возникновение мощных высокоскоростных КВМ становится невозможным. В это время наблюдается относительный рост частоты возникновения слабых низкоскоростных КВМ, возникающих в отдельных относительно небольших источниках (пятнах и эруптирующих волокнах) (см. Рис. 3 и 4). В поддержку этой точки зрения можно привести ряд работ [6–10]. Так в работе [6] были исследованы 4 больших высокоскоростных КВМ типа гало (14 July 2000, 28 October 2003, 7 November 2004, and 15 January 2005) и обнаружено, что в образовании КВМ было задействовано более 10 различных магнитных арочных систем, связывавших несколько активных областей. В работах [7,8] Черток и Гречнев показали, что диммингам, возникающим на месте достаточно мощных КВМ, предшествовали арочные структуры, связывавшие между собой несколько активных областей. Они же в работе [9] показали, что с ростом магнитного потока в области димминга (в значительной степени определяемого площадью димминга), растет скорость КВМ. Рейнард и Бисекер в работе [10] также обнаружили, что КВМ, сопровождавшиеся диммингами, имели более высокие скорости, чем КВМ без диммингов

В заключение хотелось бы выразить благодарность коллективу LASCO за возможность использования их данных о КВМ из списка LASCO и В.Н. Обридко за полезную дискуссию при создании данной работы.

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

#### Литература

1. *Е.В. Иванов, В.Н. Обридко, и Б.Д. Шельтинг*, *Астрономический журнал*, 1997, 74, N 2, с. 273–277.
2. *Bumba V., Obridko V.N.*, *Solar Phys.*, Vol. 6, 1969, pp. 104–110.
3. *Ivanov E.V.*, *Advances in Space Research*, 2007, 40, pp. 959–969.
4. *A. Kilcik, V. B. Yurchyshyn, V. Abramenko, P. R. Goode, A. Ozguc, J. P. Rozelot, and W. Cao*, *The Astrophysical Journal*, 2011 April 10, 731:30 (8pp).
5. [http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list](http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list).
6. *Zhang, Y., Wang, J., Attrill, G. D. R., Harra, L. K., Yang, Z., and He, X.*, *Solar Phys.*, 2007, Vol. 241, 329–349.
7. *Chertok, I.M., Grechnev, V.V.*: 2005a, *Solar Phys.* Vol. 229, p. 95.
8. *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.
9. *И.М. Черток, А.В. Белов, В.В. Гречнев*, *Известия РАН, Серия физическая*, 2011, т.75, №5, с. 4.
10. *Reinard, A.A., Biesecker, D.A.*, *The Astrophysical Journal*, 2009, Vol. 705, Issue 1, pp. 914–919.

**ШИРОТНО-ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ  
КРУПНОМАСШТАБНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ  
В 21-М И 22-М ЦИКЛАХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН*

**LATITUDINAL AND TEMPORAL EVOLUTION OF LARGE-SCALE  
MAGNETIC FIELD IN 21 AND 22 CYCLES OF SOLAR ACTIVITY**

**Ikhsanov R.N., Ivanov V.G.**

*Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo*

*Using data on photospheric magnetic fields by Stanford observatory for 1976–2001 we separate quasi-open and closed configurations of the fields, show that in the 11-year cycle they pass through two essentially different phases and point out some regularities of this evolution.*

Для понимания механизма цикличности солнечной активности определяющим является знание свойств крупномасштабного магнитного поля (КМП) и его связи с более мелкими локальными полями Солнца. Как правило, понятие КМП относят к глобальному или фоновому магнитному полю (м.п.) [1–4]. Выделение КМП в «чистом» виде представляется неординарной (если вообще возможной) задачей. К настоящему времени выделение КМП проводилось различными методами.

Было бы, однако, желательно получить более детальную непосредственную картину широтно-временного хода эволюции КМП. Для выделения так называемой глобальной составляющей КМП задача, в принципе, сводится к устранению влияния локальных м.п., имеющих замкнутую конфигурацию силовых линий. В нашей предыдущей работе [5] было отмечено, что для того, чтобы в наблюдаемых м.п. на уровне фотосферы отделить открытые конфигурации от замкнутых, было предложено провести пространственное сглаживание с целью существенно или полностью исключить замкнутые м.п. Было показано, что таким «водоразделом» можно считать размер наибольшего наблюдаемого на поверхности Солнца пространственного масштаба, равного примерно  $90^\circ$ , соответствующего расстоянию между двумя соседними активными долготами пятен.

Для исследования широтно-временной эволюции КМП мы использовали данные Стенфордской обсерватории, где проводились наблюдения на магнитографе с трёхминутным разрешением, т.е. измерения включали в себя крупно- и среднемасштабные магнитные образования. Диаграмма широтно-временной эволюции КМП, обозначенная нами как КМП I, полу-

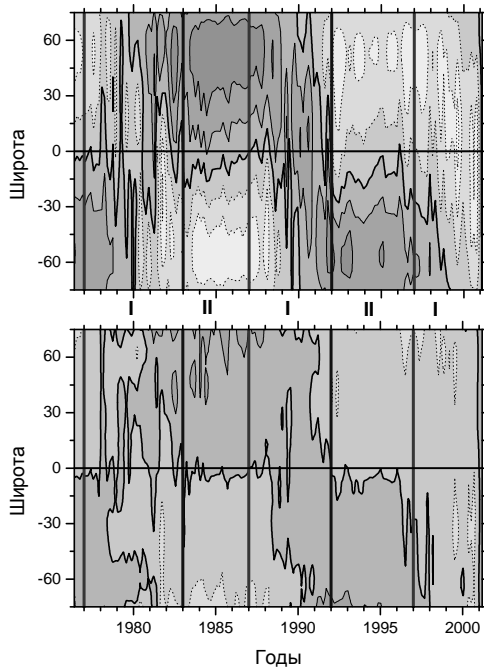


Рис. 1.

рис. 1б видны крупные неоднородности. На спаде цикла и в его минимуме (фаза II) наблюдается дипольный характер м.п. Во-вторых, сравнение рис. 1а и 1б показывает их хорошее общее сходство, особенно хода нейтральной линии м.п. на фазе II в приэкваториальной зоне, однако в деталях есть некоторое различие.

Для того чтобы выделить замкнутые системы м.п. на Солнце, мы провели вычитание КМП I из фотосферного м.п. На рис. 2 приведена полученная таким образом диаграмма широтно-временной эволюции замкнутых м.п. (ЗМП).

Картина эволюции ЗМП существенно отличается от эволюции КМП I. Во-первых, на фазе II на широтах  $\pm(40^\circ-45^\circ)$  появилась нейтральная линия м.п. Во-вторых, на низких широтах на фазе I наблюдаются две нейтральные линии: на экваторе и на широтах  $\pm(20^\circ-30^\circ)$ , которые ограничивают области пятенной активности, являющиеся представителями сильных м.п. среднего масштаба, в то время, как на фазе II в приэкваториальной зоне наблюдаются выбросы «языков» м.п. другой полярности. В третьих, в отличие от фазы II, нейтральная линия м.п. с начала фазы I со средних широт

чена сглаживанием фотосферного м.п. прямоугольным фильтром масштаба  $>90^\circ$  и представлена на рис. 1б. Выше, на рис.1а, приведено расчётное м.п. на «поверхности источника» (2.5 радиуса Солнца), которое можно представить как предельный случай открытых конфигураций м.п.

Отметим только два свойства КМП I. Во-первых, как в 21-м, так и в 22-м 11-летних циклах в их эволюционном развитии явно выделяются две фазы: на рис.1а на фазе I, охватывающей участок подъёма и максимума цикла, просматривается частая смена полярности м.п. в виде длинных по широте полосок, а на

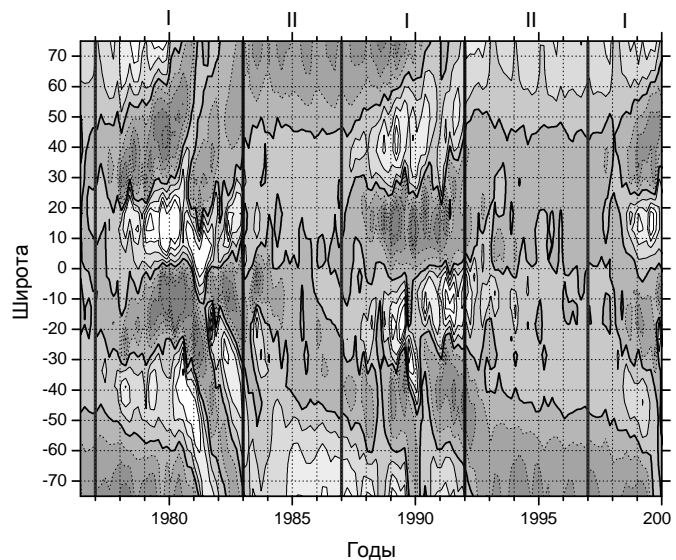


Рис. 2.



довольно резко поднимается в полярную зону, приводя к переполюсовке м.п. в 11-летнем солнечном цикле. В четвёртых, отдельные выбросы, но только противоположной полярности м.п., наблюдаются и из низкоширотной зоны данного полушария Солнца.

Такие выбросы возникают из мест, где относительная активность заметно превышает её средний уровень. Они достигают достаточно высоких широт, а в некоторых случаях могут привести к возникновению явления тройной переполюсовки м.п. В пятых, наблюдается трёхступенчатая схема подъёма м.п. данной полярности от экваториальной до полярной зоны. Началами и концами этих «ступеней» служат границы фаз I и II, и средняя продолжительность такого цикла составляет 15–16 лет. Таким образом, широтно-временная диаграмма (рис. 2) эволюции ЗМП в ходе развития 11-летнего солнечного цикла непосредственно демонстрирует взаимодействие крупно- и среднемасштабного (локального) м.п.

Подобную картину в некоторой степени в течение 11-летнего цикла мы наблюдаем и в широтно-временной эволюции в виде траекторий миграции линии раздела полярности м.п., полученных из На синоптических карт. Из рис. 1 работы Макарова и др. [6] следует, что на широтах выше  $\pm 30^\circ$  наблюдается согласие с ходом нейтральной линии на рис. 2, то есть данные, полученные по На, отражают в основном системы закрытых конфигураций м.п. Однако на гелиоширотах ниже  $\pm 30^\circ$  наблюдается заметное отличие. Это может быть связано с тем, что в данные по На кроме крупномасштабных, включены и среднемасштабные нейтральные линии м.п.

Для выяснения этого вопроса рассмотрим вклад различных угловых гармоник, характеризующих м.п. на уровне фотосферы, в полную энергию поля. Результаты таких расчётов приведены на рис.3 в работе [7], из которого видно, что разделение фаз I и II происходит на некотором уровне относительной энергии м.п. данной группы сферических гармоник. Этот уровень составляет примерно 0.25 для  $l = 1,3$ ; 0.5 для  $l = 1,3,5$  и 0.175 для  $l = 2,4$ . Отсюда следует, что определяющая фазу I квадрупольподобная составляющая КМП существенно слабее его дипольподобной составляющей, определяющей фазу II. Однако на фазе I преобладает энергия гармоник с  $l > 5$ , то есть среднемасштабных м.п. Таким образом, фаза I характеризуется более мелкими масштабами м.п., что хорошо видно из рис. 2 (ЗМП). В зоне низких широт ( $\pm 30^\circ$ ) преобладают сильные м.п., носителями которых, прежде всего, являются группы пятен — основные представители среднемасштабных образований м.п., то есть тороидальной составляющей м.п. Для того чтобы выделить более уверенно КМП закрытых конфигураций м.п., необходимо «отсеять» м.п. более мелких масштабов. На рис. 3 в качестве примера приводится широтно-временная карта для полей с масштабами менее  $45^\circ$  и более  $25^\circ$ , что можно назвать КМП II. Сравнение рис. 3 с рис.2 показывает, что на рис. 4 действительно наблюдается существенное снижение влияния сильных м.п.

В таблице приводятся границы и периоды, в течение которых наблюдаются фазы I и II в рассматриваемых циклах по различным характеристикам проявлений 11-летней активности. Как из неё следует, границы фаз с точностью  $\pm 1$  год совпадают, но продолжительности фаз I и II от цикла к циклу несколько меняются.

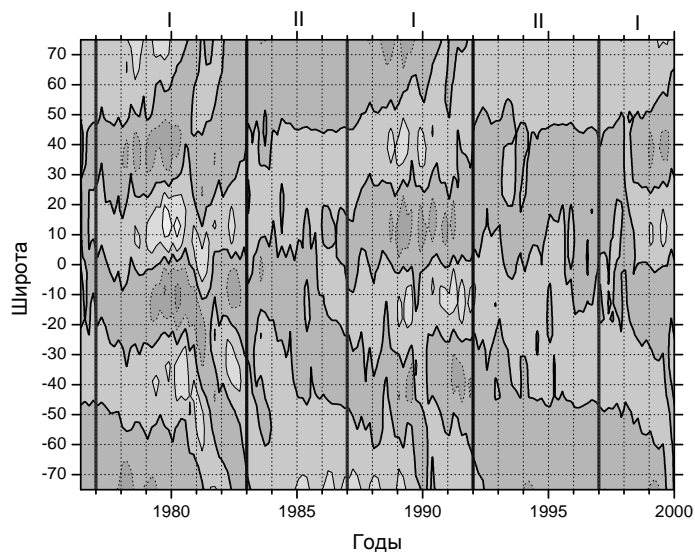


Рис. 3.

Цикл	Фаза	$>90^\circ$	$<90^\circ$	Волокна	$l$
21	I	1977–1983	1977–1984	1977–1983	1978–1984
	II	1983–1988	1984–1987.5	1983–1987	1984–1988
22	I	1988–1992	1987.5–1992	1987–1992	1988–1993
	II	1992–1997	1992–1997.5	1992–1997	1993–1998

Двухфазность присуща и другим проявлениям 11-летней активности, в том числе и дифференциальному вращению Солнца [8]. Тем самым можно утверждать, что двухфазность является фундаментальной характеристикой 11-летнего цикла и, соответственно, механизма организации солнечной цикличности.

Данная работа поддержана грантами РФФИ №№ 10-02-00391, НШ-3645.2010.2 и программой Президиума РАН № 20.

#### Литература

1. Hoeksema J.T. and Scherrer P.H. // «Solar magnetic fields – 1976 through 1985», 1986, WDCA reports UAG-94.
2. Makarov V.I. and Sivaraman K.R. // Solar Phys., 1989, v.123, p.367.
3. Obridko V.N., Shelting B.D. // Solar Phys., 1992, v.137, p.167.
4. Mikhailutsa V.P. // Solar Phys., 1995, v.159, p.29.
5. Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г. // Изв. ГАО, 2002, N 216, с.531.
6. Makarov V.I. et al. // Труды конференции «Солнце в эпоху смены знака магнитного поля», СПб, Пулковое, 2001, с.267.
7. Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г. // там же, с.181.
8. Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г. // Труды конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2010», СПб, Пулковое, 2010, с.167.

## **ОСОБЕННОСТИ АКТИВНОСТИ СОЛНЕЧНОГО ТИПА ЗВЁЗД С РАЗЛИЧНОЙ ТОЛЩИНОЙ КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЫ**

**Кацова М.М.**

*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга  
МГУ, Москва, Россия*

## **FEATURES OF SOLAR-LIKE ACTIVITY OF STARS WITH VARIOUS DEPTH OF CONVECTIVE ZONE**

**Katsova M.M.**

*Sternberg State Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia*

*Comparison of activity levels of the Sun and more than 1000 active stars investigated in the framework of Exoplanet Search Programs. The further analysis of these data together with the X-ray observations allows us to discover a significant group of stars with weak chromospheric activity while their coronal radiation spans wide range. If early for estimate the age of stars from the level of chromospheric activity one used stars whose chromospheric and coronal activity are correlated, so such an approach, one-parametric gyrochronology, can not be applied for founded new group of stars. Because considerable number of these stars belongs to the spectral type later than G6, change of the character of activity is rather associated with increase of the depth of the convective zone. Together with the detailed analysis of features of the solar cycle our consideration allows us to formulate arguments in favour of two-level dynamo and different role of large-scale and local magnetic fields in formation and the evolution of solar-like activity. New theoretical investigations in this direction are discussed.*

Для рассмотрения проблемы эволюции активности солнечного типа следует обратиться к начальным стадиям формирования звезд малых масс. Вследствие гравитационного сжатия и включения ядерных реакций в центре внутреннее строение звезды меняется во времени. На определённой стадии эволюции у звёзды возникает поверхностная конвективная зона, в которой в результате взаимодействия вращения и турбулентной конвекции развиваются процессы генерации и усиления магнитных полей. В ходе действия механизма динамо в звёздной атмосфере формируется комплекс явлений активности солнечного типа.

В настоящее время процессы типа солнечной активности обнаружены и изучаются у нескольких тысяч звёзд поздних спектральных классов, среди которых молодые объекты типа Т Тау, F – M звёзды различного возраста и разной светимости, как одиночные, так и двойные карлики типа

BY Dra. Помимо основного проекта по изучению характера долговременной переменности 111 поздних звёзд в окрестности Солнца – НК-Проекта продолжительностью свыше 45 лет, в течение последних 20 лет реализовано несколько программ, наблюдательные результаты которых дают возможность проанализировать эволюцию активности солнечного

типа на значительно большем количестве объектов. В частности, однородный ряд данных о хромосферной активности получен в рамках нескольких программ поиска планет вне солнечной системы [1, 2]. Спектры звёзд в оптическом диапазоне получены на крупнейших наземных телескопах с эшелле-спектрографами с высоким спектральным разрешением. Все данные о хромосферной активности сведены в единую систему, что позволило получить ряд индексов хромосферной активности для северного и южного неба.

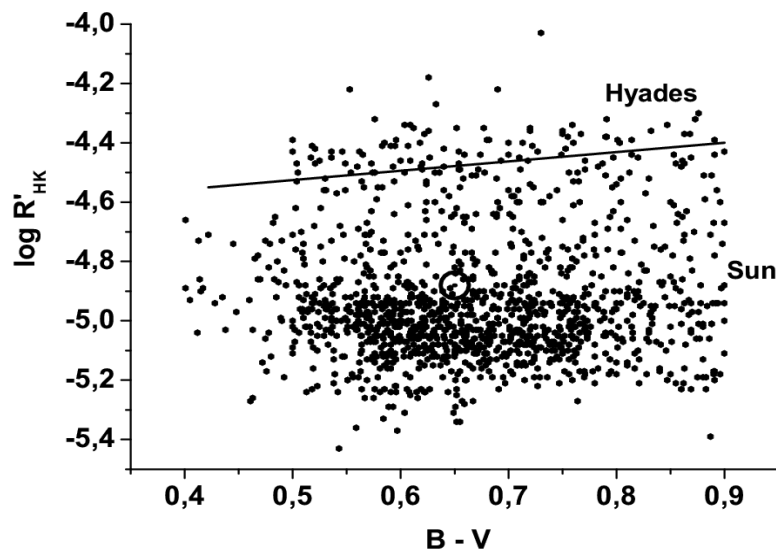


Рис. 1. Хромосферная активность звёзд поздних спектральных классов.

Этот большой массив данных из 1334 звёзд позволяет на новом уровне проанализировать положение солнечной активности среди процессов на активных поздних звёздах. На Рис. 1 индекс хромосферной активности  $\log R'_{HK}$  представлен в зависимости от показателя цвета звёзд  $B-V$ . Для звёзд главной последовательности (звёзд-карликов) показатели цвета  $B-V$  до 0.58 соответствуют спектральному классу F, до 0.68 – спектральному классу G, до 1.2–1.4 – спектральному классу K, ещё более красные звёзды

относятся к спектральному классу M. Видно, что основная масса звёзд характеризуется хромосферной активностью, заключённой в весьма узких пределах величины  $\log R'_{HK}$  от  $-4.9$  до  $-5.1$ . Хромосферная активность Солнца выше, чем у подавляющего большинства рассматриваемых звёзд. Новым результатом является то, что современные наблюдения позволяют регистрировать активность ниже уровня  $-5.1$ , который отмечался ещё несколько лет тому назад.

Кроме того, часть звёзд характеризуется более высоким уровнем хромосферной активности. В основном, это более молодые звёзды, что иллюстрируется средней изохроной звёзд рассеянного скопления Гиады, возраст которого около 600 млн. лет.

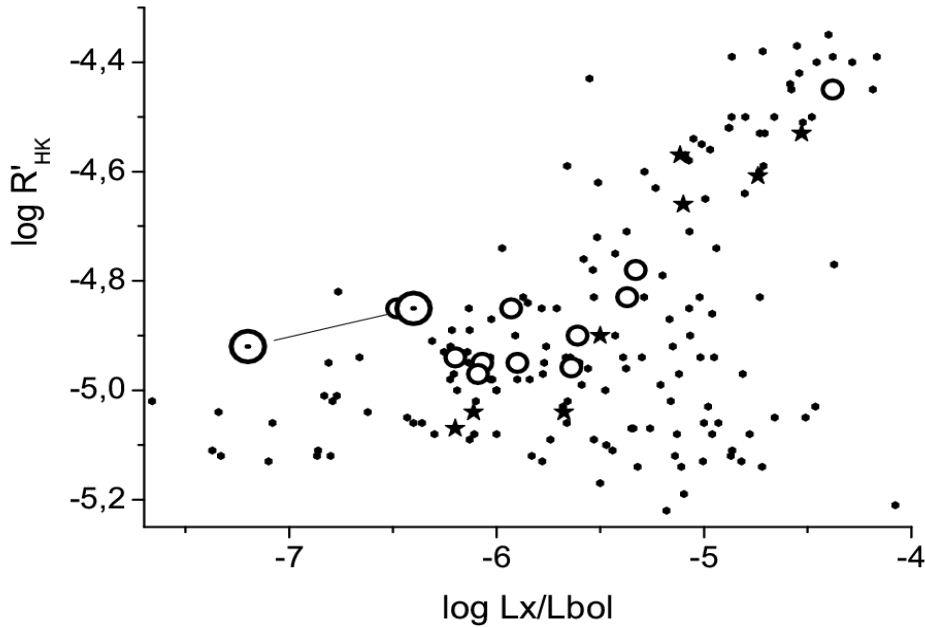


Рис. 2. Диаграмма «хромосфера – корона». Звёзды НК проекта с циклами *Excellent* – кружки, с циклами *Good* – звёздочки, Солнце в максимум и минимум.

Ранее нами предложен метод изучения звёздной активности, основанный на сопоставлении процессов в различных слоях внешней атмосферы [3]. Сейчас к использованным ранее данным спутника *ROSAT*, добавлено несколько определений индекса корональной активности  $\log L_X/L_{bol}$ . В результате составлен массив данных о 171 звезде с достаточно надёжно определёнными индексами хромосферной и корональной активности (см. таблицу в работе [4]). К этому основному набору данных добавлено 16 звёзд с высоким содержанием лития, для которых имелись данные об обоих индексах активности. Результат сопоставления представлен на рис. 2. Здесь выделены звезды с хорошо выраженными циклами (группы *Excellent* и *Good* по классификации НК Проекта), а также звезды с надёжно определяемым обилием лития. Здесь же приведены значения для Солнца в минимум и максимум активности.

Добавление новых объектов, значительная часть из которых имеет более низкий уровень хромосферной активности, существенно изменило общий вид зависимости  $\log R'_{HK}$  и  $\log L_X/L_{bol}$ . Разумеется, он отражает основной фактор, связанный с тем, что уровень активности внешней атмосферы определяется скоростью осевого вращения звезды. Сильнее всего это проявляется в существовании ранее выявленной в работе [5] линейной регрессии между индексами активности. Однако помимо этого, некоторые F и G звёзды с низким уровнем хромосферной активности (обсуждавшиеся в связи с Рис. 1) располагаются ниже звёзд с циклами вдоль оси абсцисс. При этом они обладают очень мощными коронами, т.е. отношение  $L_X/L_{bol}$  у большинства из них на 1–2 порядка больше, чем у Солнца в максимум активности.

Следует отметить, что звёзды с обнаруженными планетными системами, экзопланетами, характеризуются достаточно мощными коронами и сильно различающимися уровнями хромосферной активности.

В работе [5] линейная регрессия для всего интервала значения индексов активности давалась выражением

$$\log R'_{\{HK\}} = -4.54 + 0.289 (\log L_X/L_{\{bol\}} + 4.92) \quad (1)$$

Это отражает поведение точек близ этой линии, называемой далее верхней ветвью диаграммы (Рис. 2), где хромосферная активность возрастает при усилении коронального излучения.

Добавление активных звёзд, выявленных при выполнении программы поиска экзопланет, увеличило количество объектов с индексом хромосферной активности слабее, чем  $\log R'_{\{HK\}} = -5.0$ . В соответствии с выражением (1) ожидалось, что новые точки заполнят левый нижний угол диаграммы. Однако они расположились почти равномерно вдоль оси абсцисс на уровне примерно одинаковой низкой хромосферной активности. Иначе говоря, обнаружена группа звёзд с хромосферной активностью, более низкой, чем у минимального Солнца, корональное излучение которых заключено в широких пределах. Среди них оказываются звёзды со слабой хромосферой и мощной короной.

Появление звёзд с медленно меняющейся хромосферной активностью в области, где рентгеновская светимость существенно меняется, дает возможность говорить о присутствии второй ветви на этой диаграмме. Эти ветви отличаются друг от друга тем, что верхняя ветвь содержит сравнительно большее количество F, а на нижней больше относительное число K звёзд. На Рис. 2 видно, что существует ещё некоторое количество объектов с достаточно мощными коронами (около  $\log L_X/L_{\{bol\}} = -5$ ), располагающихся между этими ветвями.

Для понимания физических процессов, приводящих к разнообразию явлений типа солнечной активности на поздних звёздах разных возрастов, напомним некоторые результаты исследований солнечной циклической активности. Во-первых, солнечный цикл нельзя считать строго регулярным – наблюдались как Маундеровский минимум начала XVII века, так и эпохи с высокими циклами конца 1950-х годов. На нескольких звёздах группы *Excellent* наблюдаются более регулярные циклы длительностью 7–12 лет. На Солнце имеются указания на существование как 100-летних, так и квазидвухлетних характерных периодов переменности некоторых характеристик. Суммируя знания о солнечной активности, можно высказать точку зрения о том, что, хотя активность связана, в основном, с локальными магнитными полями, на Солнце она регулируется крупномасштабными магнитными полями.

Ранее мы получили один неожиданный результат. Изучая дифференциальное вращение звёзд, мы обнаружили замедление вращения неодно-

родностей, которое происходит в эпохи высокой активности, повторяясь вблизи максимума каждого цикла [6]. На Солнце такое поведение вращения известно и относится к максимуму активности, точнее, к эпохе переполюсовки глобального магнитного диполя. Однако, этот эффект обнаружен не у звёзд группы *Excellent*, а у звёзд группы *Good* с неустановившимся циклом, вероятнее, всего более молодых, чем медленно вращающиеся звёзды с регулярными циклами.

Таким образом, солнечная активность вызывается сложным взаимодействием явлений, связанных с эволюцией магнитных полей различных масштабов. Для звёзд эта проблема только начинает изучаться. Возможно, на Солнце удастся наблюдать эффекты, связанные с крупномасштабными и локальными полями, благодаря тому, что глубина конвективной зоны ещё невелика, и процессы в области тахоклина (где происходит переход от лучистой к конвективной зоне) определяют появление на поверхности магнитного поля большого масштаба. Такое поле регулирует развитие солнечной активности. Появились указания на то, что локальные поля могут возникать и усиливаться непосредственно под фотосферой. Таким образом, на Солнце, по-видимому, существуют два уровня, где реализуется динамо процесс. Эти новые представления о двухуровневом динамо могут стать полезными для понимания активности солнечного типа на звёздах.

Как известно, по двум зависимостям «активность – вращение» и «вращение – возраст» в работе [5] был предложен метод оценки возраста звёзд по уровню хромосферной активности. Этот метод использует приведенное выше соотношение (1) между индексами активности. Соответствующая прямая линия приведена на Рис. 3, где рассмотрен несколько больший интервал уровней активности, вплоть до насыщения, при котором  $\log L_X/L_{\text{bol}} = -3$  и  $\log R_{\text{HK}} = -4$ . условно эту прямую линию можно рассматривать как путь эволюции активности при замедлении вращения. Поскольку близ этой линии располагаются преимущественно F и ранние G звёзды, это позволяет предположить, что такая эволюция активности характерна для звёзд с тонкой конвективной зоной. Здесь в наибольшей степени проявляется основного фактора формирования активности – вращения. В то же время, начиная с некоторого уровня активности, начинают проявляться различия в соотношении активности на разных уровнях внешней атмосферы. Светимость короны в большей степени определяется многочисленными нестационарными процессами (микровспышками), связанными с локальными магнитными полями. Поэтому у поздних G и K звёзд корональный индекс в процессе эволюции активности остаётся примерно на одном уровне, тогда как в хромосфере активность ослабевает. Вполне возможно, что с этим связано появление двух ветвей на диаграмме.

Необходимо отметить, что формулировке идей о различных путях эволюции активности предшествовали наблюдательные результаты изучения вращательной модуляции оптического непрерывного излучения позд-

них звёзд [7], а также обнаружение двух уровней хромосферной активности у К звёзд при переходе от слабой активности к насыщению [8].

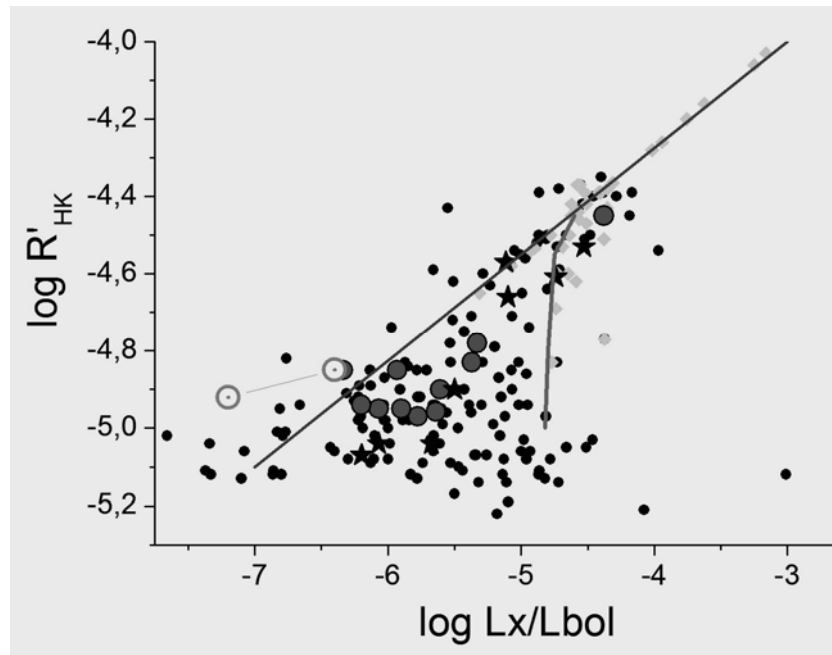


Рис. 3. Два пути эволюции активности солнечного типа (схема).

Заметим, что теоретические исследования генерации и усиления магнитных полей в тех слоях, где реально наблюдается градиент угловой скорости вращения, начаты в работе [9].

Работа выполнена в рамках грантов РФФИ 09-02-01010 и НШ 7179.2010.2.

#### Литература

1. *J. Wright et al.* 2004, *ApJS*, 152, 261.
2. *P. Arriagada.* 2011, *ApJ*, 734, 70.
3. *М.М. Кацова, М.А. Лившиц.* 2006, *Астрон. журн.* 83, 649.
4. *М.М. Кацова, М.А. Лившиц.* 2011, *Астрон. журн.* 88, 1217.
5. *Е.Е. Матажек, L.A. Hillenbrand.* 2008, *ApJ*, 687, 1264.
6. *М.М. Katsova, М.А. Livshits, W. Soon et al.* 2011, *New Astron.* 15, 274.
7. *S. Messina et al.* 2003, *Astron. & Astrophys.* 410, 671.
8. *J. Martinez et al.* 2011, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 414, 2629.
9. *V. Pipin, A. Kosovichev,* 2011, arXiv:1105.1828. 17.July (2011-09-29).



## **СЕТЕВЫЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА ГЕЛИОУСЛОВЛЕННЫХ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ**

**Князева И.С., Макаренко Н.Г.**

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

## **NETWORK ANALYSIS METHODS OF HELIO RELATED TIME SERIES**

**Knyazeva I.S., Makarenko N.G.**

*Central (Pulkovo) astronomical observatory at RAS, Saint-Petersburg*

*In recent years rapidly developed graphical approaches to analysis time series [1]. The basic idea of such approaches reduces to the partition number of the fragments or nodes. After that the definition suitable degree of similarity between the nodes using suitable metrics, construction adjacency matrix and visualize it with the help of graphs. Such methods allow us to analyze the degree of proximity of different patterns that occur in a time series. We used this approach for the analysis of solar cycles and some climate reconstructions. The results show clarity and simplicity of the above methods for the time series analysis.*

### **Введение**

В последнее время все больший интерес привлекают сетевые методы анализа временных рядов [1]. Основным объектом анализа в данных подходах является сеть, т.е. граф – это упорядоченное множество вершин или узлов и ребер или дуг. Эти методы позволяют извлечь информацию о структурных особенностях динамической системы, которая продуцирует временной ряд. Первым шагом в таком подходе является трансформация временных рядов в сложные сети. Известны несколько подходов получения сложных сетей из временного ряда [1, 2]. Остановимся на двух основных.

Первый способ [2] относится к построению сложных сетей из *псевдопериодических* временных рядов. Подход предполагает, что временной ряд циклический, так что, хотя бы в некотором приближении, в качестве базовой единицы для построения сети можно взять единичный цикл. Сеть из таких рядов строится следующим образом. Временной ряд делится на циклы, и каждый цикл рассматривается как узел сети. Затем все узлы (циклы) сравниваются между собой в какой-либо метрике, чаще всего в эвклидовой. Так, для двух циклов:  $C_i = (x_1, x_2, \dots, x_{n_i})$ ,  $C_j = (y_1, y_2, \dots, y_{n_j})$ , расстояние определяется как [1]:

$$d(C_i, C_j) = \min_{1 \leq i \leq (n_j - n_i)} \varphi((x_1, x_2, \dots, x_{n_i}), (y_1, y_2, \dots, y_{n_j})).$$

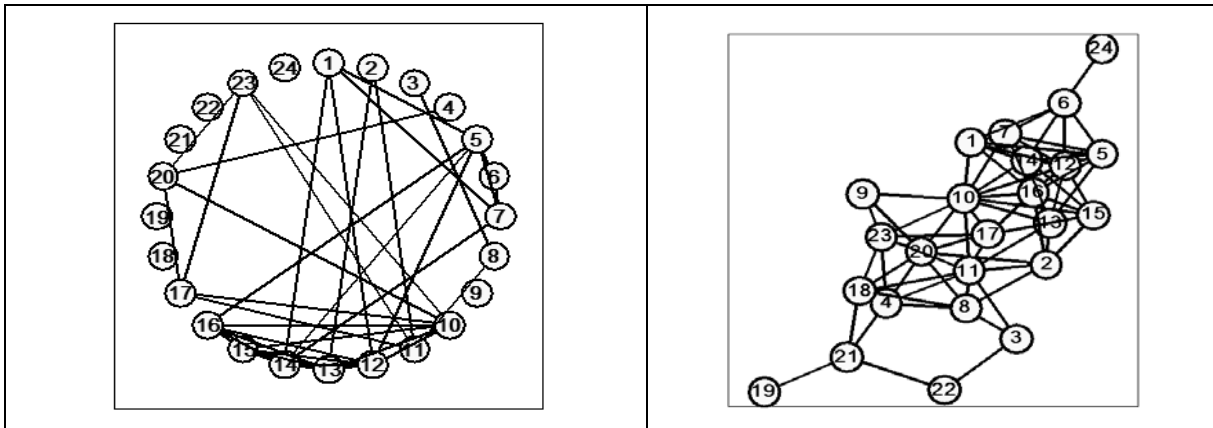
Затем вводится некий порог  $\Delta$  и строится так называемая матрица смежности: если  $d(C_i, C_j) < \Delta$ , то циклы  $C_i$  и  $C_j$  считаются связанными  $a(i, j) = 1$ .

В противном случае они не связаны  $a(i, j) = 0$ . На основе этой матрицы смежности, с помощью какого-либо подхода<sup>1</sup> разработанного в теории сетей строится граф.

Другой метод [2] позволяет строить сети для произвольных временных рядов, используя технику погружения данных. Первый шаг в данном подходе заключается в погружении временного ряда в некоторое псевдофазовое пространство с заданной размерностью  $m$  и заранее выбранным лагом. Выбор размерности и лага является отдельной задачей в данном подходе и зависит от данных. После того как данные погружены в  $R^m$ , каждая точка в нем рассматривается как отдельный узел, и для построения матрицы смежности используется метод  $k$ -средних.

### Численные результаты

Для построения сети мы использовали среднемесячные числа Вольфа и температурные реконструкции [3]. Так как числа Вольфа представляют собой циклический процесс, то для них подходят оба способа построения сетей. В первом подходе ряд чисел Вольфа был разбит на 24 цикла.

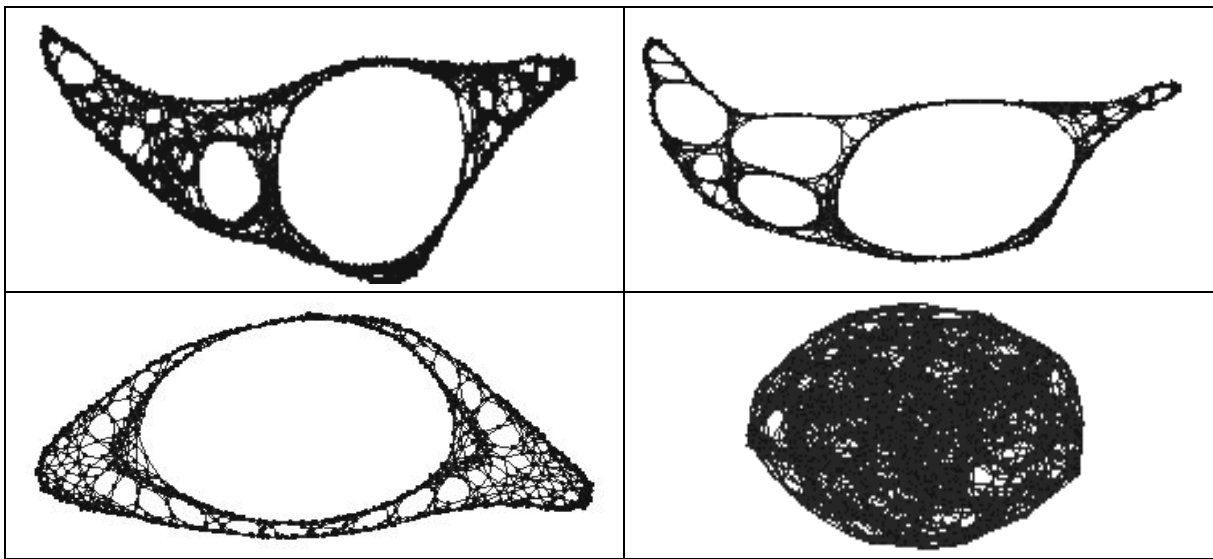


**Рис. 1.** (Слева) Сравнение Эйлеровой характеристики для фона и для АО. (Справа) Моделирование Эйлеровой характеристики для АО логнормальным полем с помощью бесконечно делимых каскадов.

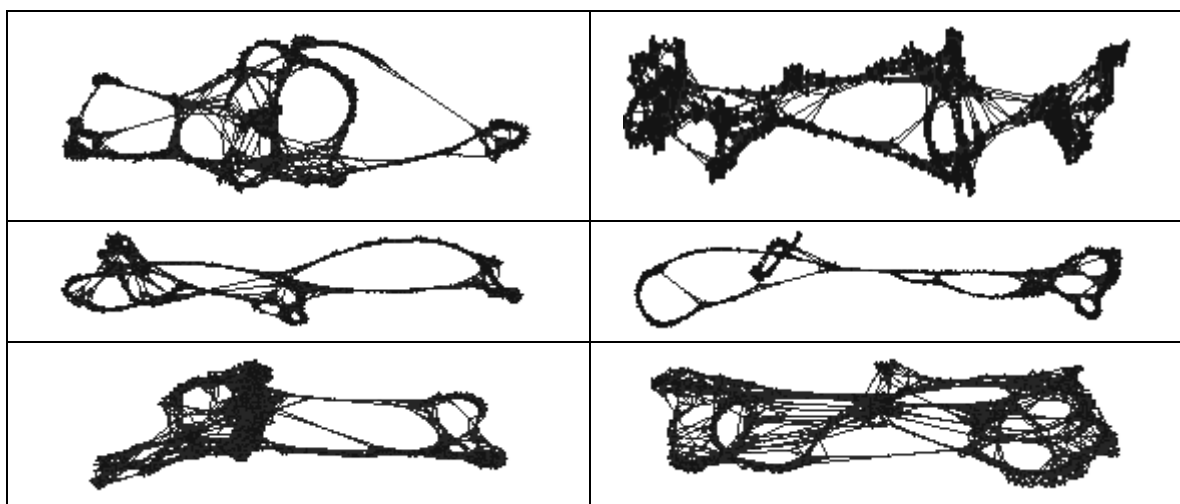
Далее между каждой парой циклов было вычислено расстояние в  $L_2$  метрике и выбран порог  $\Delta = 350$ , для которого была построена матрица смежности. Выбор такого значения был обусловлен тем, что это минимальный порог, при котором у каждого узла есть хоть одна связь с другими. На Рис. 1 слева показано круговое представление графа для этой матрицы смежности, справа граф минимальной энергии [4]. Как видно из построенных графов, «типичный» цикл для чисел Вольфа, по-видимому, отсутствует.

<sup>1</sup> См. например, <http://vlado.fmf.uni-lj.si/pub/networks/pajek/>

Кроме того, для ряда чисел Вольфа была построена сеть методом погружения. Мы выбирали для построения различные размерности  $m$  и лаги. Во всех случаях оказалось, что граф представляет собой некую устойчивую структуру, очень похожую на сети для структур динамического хаоса. На Рис. 2 (левая верхняя панель) показана сеть для полного ряда чисел Вольфа при размерности  $m = 3$  и лаге равном 5. Там же справа приведена сеть для части ряда, охватывающей первые десять циклов с этими же параметрами. Как видим из рисунков, динамическая структура ряда сохраняется от цикла к циклу. В нижней панели, слева, для примера приведена



**Рис. 2.** Сети для различных рядов. *Вверху* – числа Вольфа, полный ряд (слева), справа первые 10 циклов ряда Вольфа ( $m = 3$ , лаг 5). *Внизу*, слева – сеть для аттрактора Россера ( $m = 3$ , лаг 2), справа – гауссовский шум ( $m = 3$ , лаг 2).



**Рис. 3.** Виды сетей для различных климатических реконструкций. *Вверху* – *Esper* (слева) и *Moberg* (справа). *Средний ряд*: слева сеть для ряда *Briffa*, справа – для ряда *Crowley*. *Нижняя панель*: слева, сеть для ряда *Mann*, справа, для ряда *Jones*. Во всех случаях использовались  $m = 11$  и лаг = 5.

сеть для аттрактора Росслера при размерности  $m = 3$  и лаге 2, а справа, сеть для гауссовского шума.

На Рис. 3 приведены сети для климатических реконструкций. Использовались среднегодовые значения с 1000 по 1995 года реконструкций различных авторов. Размерность фазового пространства была выбрана равной длине 11-летнего цикла, лаг 5. Оказалось, что сети всех температурные реконструкции представляют собой устойчивые структуры, в разной степени отличающиеся друг от друга, в частности, реконструкции *Briffa* и *Crowley* довольно близки друг к другу, но очень сильно отличаются от всех остальных.

### **Заключение**

Мы привели ряд иллюстративных примеров построения сетей из временных рядов. Графы для ряда чисел Вольфа не близки к полносвязным, т.е. какой-либо типичный цикл отсутствует. Этот вывод согласуется с результатами нашей ранней работы по синтаксическому анализу чисел Вольфа [5]. Сети для всех климатических реконструкций напоминают структуры хаотической динамики, но значительно отличаются друг от друга. Поскольку они все являются аффинными копиями калибровочного (инструментального) ряда, этот результат указывает на необходимость уточнения понятия палеорекострукция. Наши выводы носят лишь предварительный и качественный характер.

В ближайшем будущем мы намерены использовать численные характеристики сетей. К ним относятся: кривизна вершин графа [6], анализ мотивов [2], вычисление персистентных гомологий [7].

Работа выполнена благодаря поддержке гранта РФФИ 11-02-00755-а и НШ-3645.2010.2.

### **Литература**

1. *Donner R., et al.* International Journal of Bifurcations and Chaos, 21, 1019 (2010).
2. *M. Small, Zhang J., Xu X.K.* IN: Complex Sciences, Ed. Jie Zhou, 2, 2078 (2009).
3. *Огурцов М.Г., Югнер Х., и др.* // Солнечно-земная физика, 2007, **10**, 10.
4. *Di Battista, G., P. Eades, R. Tamassia, and I. G. Tollis.* Graph Drawing: Algorithms for the Visualization of Graphs. Prentice Hall (1999).
5. *Каримова Л.М., Макаренко Н.Г.* // Пространственно-временные аспекты солнечной активности. Санкт-Петербург, 1992. 141–151.
6. *Rougemont J., Hingamp P.*; BMC Bioinformatics, 4, 15 (2003).
7. *Zomorodian A.* Topology for Computing. Cambridge Monographs on Applied and Computational Mathematics (2005).

## **КАТАЛОГ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ С КОСМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ SDO**

**Кузнецова М.А.**

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

## **THE CATALOGUE OF ACTIVE AREAS OBSERVATIONS FROM SPACE OBSERVATORY SDO**

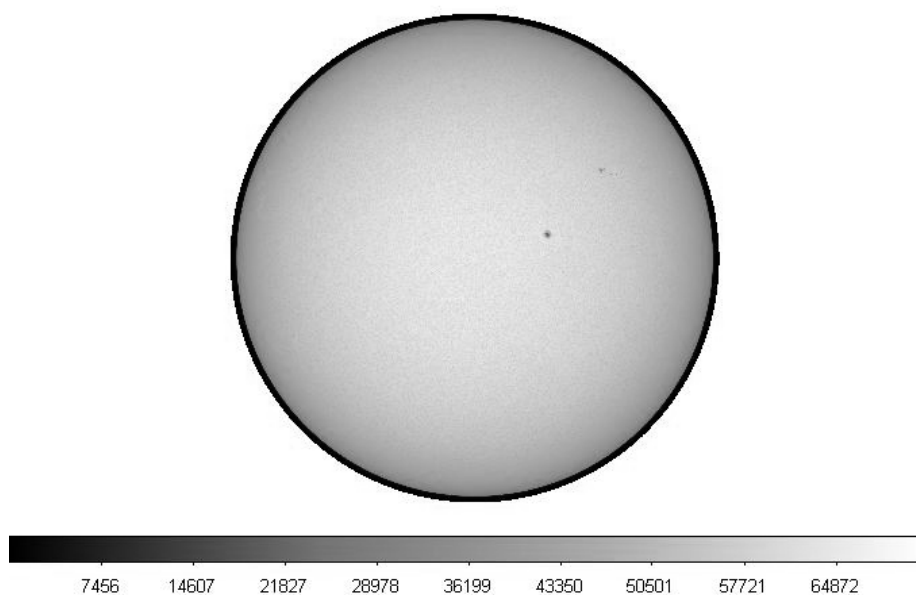
**Kuznetsova M.A.**

*Central (Pulkovo) astronomical observatory at RAS, Saint-Petersburg*

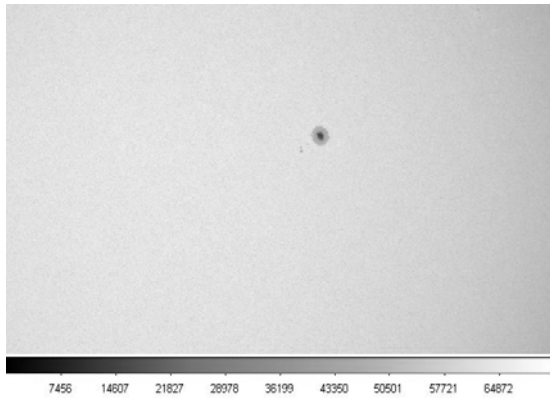
*We propose to create a solar data base for activity complexes using 720 sec cadence of the line – of – sight component of the magnetic field and images in continuum from the Solar Dynamics Observatory (Heliospheric Magnetic Imager).*

*Here, we present preliminary results 1101 NOAA and 1102 NOAA regions started on September 1, 2010. We discuss the importance of selected parameters.*

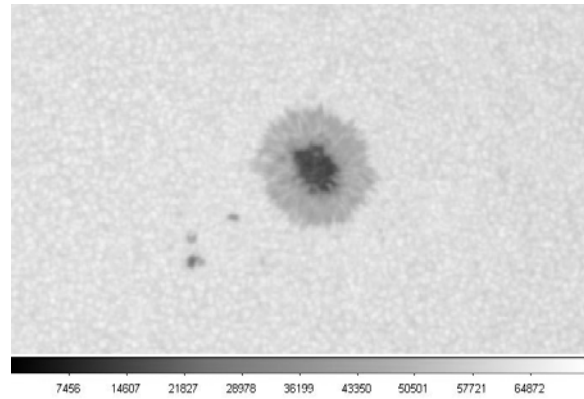
Для создания каталога солнечных активных областей нами были использованы данные НМИ (Heliospheric Magnetic Imager). НМИ – инструмент разработанный, чтобы изучать колебания и магнитное поле в фотосфере Солнца. НМИ наблюдает полный солнечный диск в линии 6173 Å и в континууме, в широком волновом диапазоне. Данные были взяты с сайта [1] и [2]. В данной работе приводятся предварительные результаты исследования эволюции активных областей 1101, 1102. Обсуждается информативность выбранных параметров.



**Рис. 1а.**

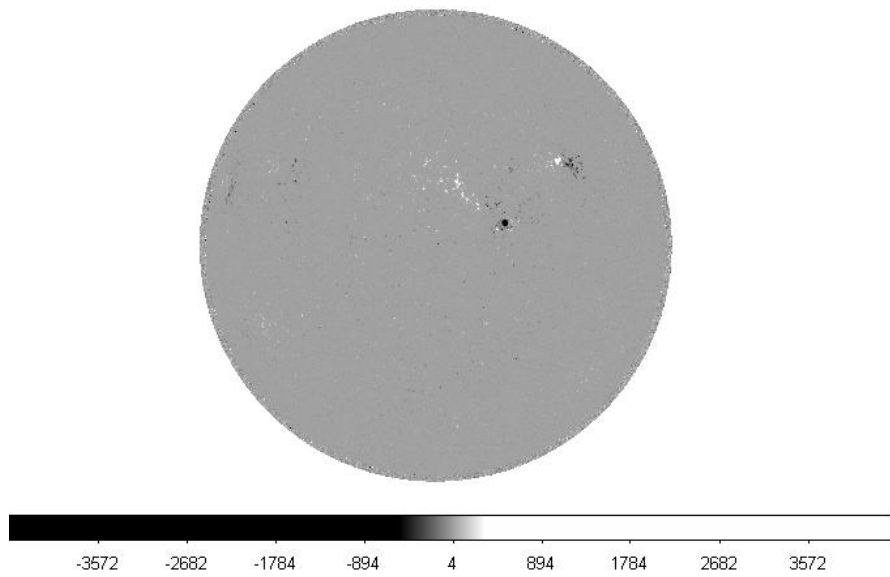


**Рис. 1б.**

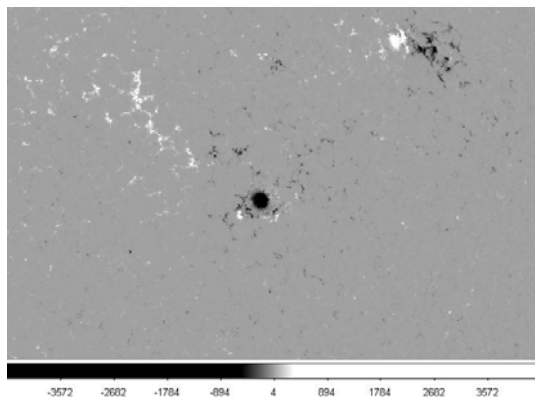


**Рис. 1в.**

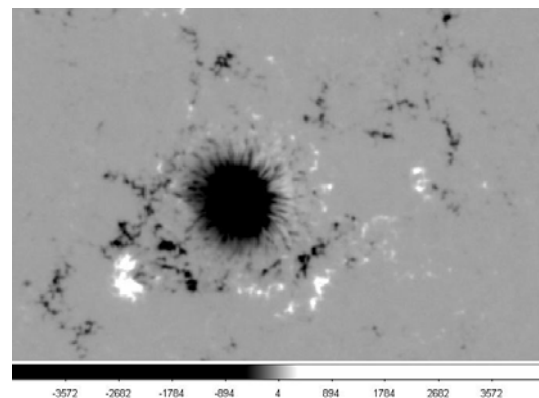
На Рис. 1а, 1б, 1в представлены изображения Солнца в континууме (данные SDO/HMI за 1 сентября 2010 г.). Мы видим пятна как темные образования и факельные площадки, как светлые протяженные структуры вокруг пятен и поэтому эволюция комплексов солнечной активности достаточно хорошо идентифицируется.



**Рис. 2а.**



**Рис. 2б**



**Рис. 2в.**

На Рис. 2а, 2б, 2в представлена  $B_{||}$  – компонента магнитного поля Солнца (дата та же – 1.09.10). Хорошо видно большое пятно с отрицательной полярностью.

**Таблица.**

Data	Nmbr	Location	Lo	Area	Z	LL	NN	Mag Type	Time UT	F	F <sub>+</sub>	F <sub>-</sub>	B <sub>r</sub>	F	F <sub>+</sub>	F <sub>-</sub>	B <sub>r</sub>	
										B >20G				B >50G				
01.09.10	1101	N12W19	083	0140	Hrx	02	01	Alpha	00.00									
									01.00									
									02.00									
									23.00									

В таблице дается:

дата (Data-01.09.10), в нашем случае, 1 сентября 2010 г.,

номер группы NOAA (Nmbr – 1101)

координаты группы (Location – N12W19)

Кэррингтоновская долгота группы ( $L_0$  – 083)

полная площадь группы в миллионных долях полусферы Солнца (Area – 140)

модифицированная Цюрихская классификация группы (Z – H<sub>rx</sub>)

протяженность группы по гелиографической долготе (LL – 02)

полное число солнечных пятен в группе (NN – 01)

магнитная классификация группы (Mag Type-Alpha)

время (Time UT)

а также магнитные характеристики области, которые рассчитываются по формулам:

Общий магнитный поток:

$$F_{total} = R_{\odot}^2 \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} |B_r| \sin \theta d\theta d\varphi,$$

где  $\theta$  – коширота,  $R_{\odot}$  – радиус Солнца.

Считаем в первом приближении, что  $B_{||}$  хорошо описывает радиальное магнитное поле и  $B_r \approx B_{||} / \sin \theta$ .

Магнитный поток:

$$F = R_{\odot}^2 \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} B_r \sin \theta d\theta d\varphi$$

Положительный магнитный поток:

$$F_+ = R_{\odot}^2 \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} B_r \sin \theta \, d\theta d\varphi, \quad B_r > 0$$

т.е. положительный магнитный поток считается для положительных компонент магнитного поля

Отрицательный магнитный поток:

$$F_- = R_{\odot}^2 \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} B_r \sin \theta \, d\theta d\varphi, \quad B_r < 0$$

а отрицательный магнитный поток считается для отрицательных компонент магнитного поля. Данные делим на две группы, ограниченные порогами  $|B_{\parallel}| > 20G$  и  $|B_{\parallel}| > 50G$ .

Магнитные характеристики области будут заполняться для данных о компоненте по лучу зрения (LOS) с интервалом в 1 час за каждый день.

Таким образом, мы можем посмотреть вклад, отдельно, от положительной и отрицательной полярности в общий магнитный поток для комплекса солнечной активности.

Итак, мы планируем создание каталога активных областей с учетом их магнитных характеристик, используя магнитные данные SDO/HMI и изображения Солнца в континууме.

### Литература

1. <http://jsoc.stanford.edu/>
2. <http://www.swpc.noaa.gov/ftpmenu/forecasts/SRS.html>



## **ЦИКЛИЧНОСТЬ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЦА (21–23 ЦИКЛЫ)**

**Лейко У.М.**

*Астрономическая обсерватория  
Киевского национального университета имени Тараса Шевченко, Киев, Украина,  
leiko@observ.univ.kiev.ua*

### **SOLAR MAGNETIC FIELDS CYCLISITY (CYCLE 21-23)**

**Leiko U.M.**

*Astronomical observation of Kiev national Taras Shevchenko University, Kiev, Ukraine,  
leiko@observ.univ.kiev.ua*

*The cyclisity of weak local and strong large-scale components of low-altitude solar magnetic field during last three cycles had investigated using average monthly values of sun-spots total square and solar mean magnetic field as a star. A local decrease of magnetic flow of both components during growth phase had discovered. This decrease agrees closely with intervals of “monopole” of polar magnetic field of the Sun.*

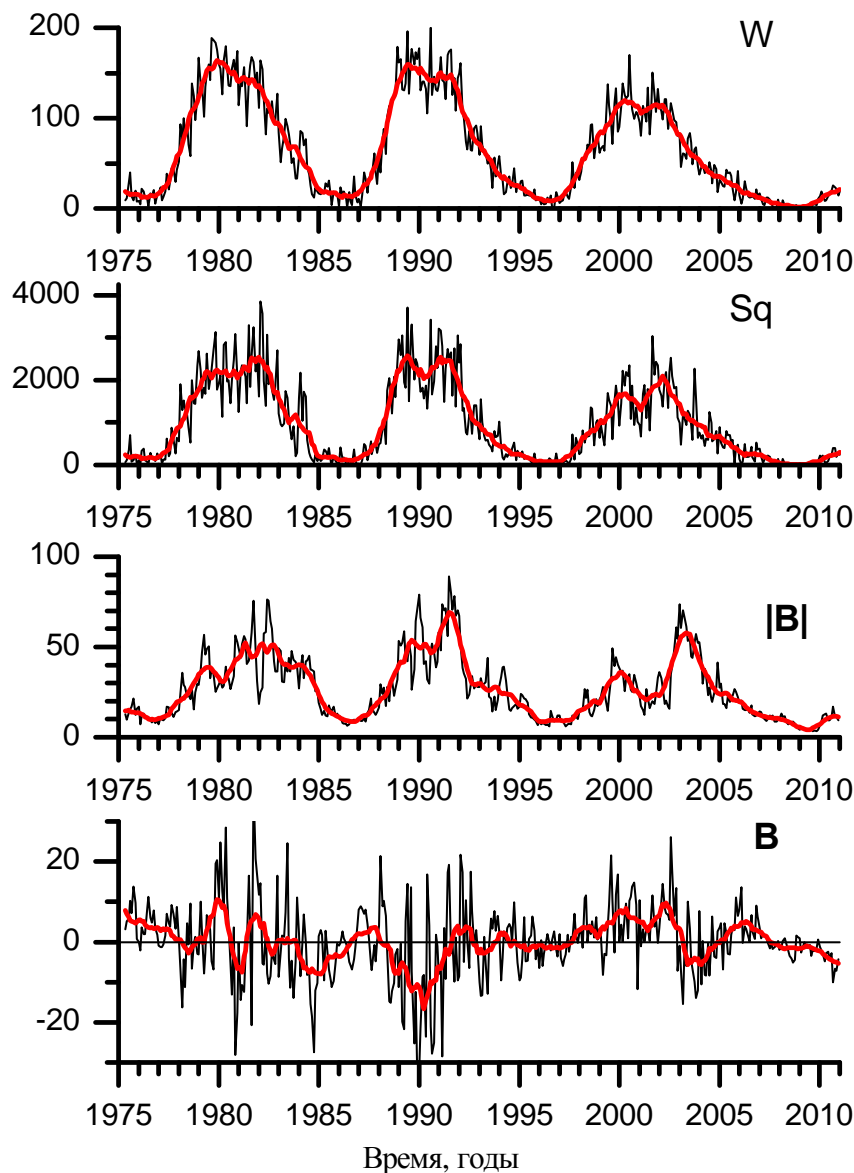
Цель представленного исследования – сделать сравнительный анализ цикличности сильной и слабой составляющих магнитного поля Солнца за последние три цикла. Для анализа нами были выбраны индексы, характеризующие магнитный поток слабой крупномасштабной и сильной локальной составляющих низкоширотного магнитного поля Солнца: временные ряды общего магнитного поля Солнца как звезды (ОМПС (<http://wso.stanford.edu/>)) и суммарной среднемесячной площади солнечных пятен **Sq** (<http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch/>).

Солнечные пятна являются наиболее ярким проявлением магнитных локальных полей. Суммарная по диску площадь пятен пропорциональна полному магнитному потоку пятен [1] и из наблюдений изменения этого индекса можно получить оценку магнитного потока сильной локальной составляющей. ОМПС пропорционально разности потоков низкоширотных фотосферных магнитных полей противоположной полярности [2, 3]. Следовательно, вариации ОМПС обусловлены пространственно-временной организацией низкоширотных крупно-масштабных магнитных полей Солнца.

В представленном исследовании проанализированы циклические вариации среднемесячных характеристик четырех индексов солнечной активности в последних трех циклах (рис. 1).

Циклические изменения **В** ОМПС происходят следующим образом. В 21 цикле наблюдается чередование интервалов преобладания то положительной, то отрицательной полярности ОМПС, в 22 цикле преобладает отрицательная полярность ОМПС, в 23 цикле ОМПС, в основном, положи-

тельно. О тенденции преобладания одной из полярностей по циклам нельзя сделать вывод из-за недостаточной длины интервала наблюдений ОМПС. Спектры в области периодов вращения, которые также определенным образом характеризуют топологию поверхностных магнитных полей, также имеют различную по циклам структуру [3].



**Рис. 1.** Вариации среднемесячных значений чисел Вольфа **W**, суммарной площади пятен **Sq**, модуля **|B|** ОМПС и **B** ОМПС в 21-23 циклах. Ось абсцисс – время в годах, ось ординат: числа Вольфа в безразмерных единицах, суммарная площадь в миллионных долях полусферы, ОМПС в  $\mu\text{T}$ . Жирные линии получены в результате сглаживания по 13-ти точкам

Модуль **|B|** ОМПС характеризует только величину асимметрии фотосферных полей, не учитывает ее знака. Как уже упоминалось, величина асимметрии зависит от уровня активности, следовательно, она имеет 11-летнюю цикличность.

Общим свойством всех сглаженных циклических кривых являются провалы вблизи максимумов активности (локальные понижения активности). Однако, провалы на циклических кривых  $|B|$  ОМПС и  $Sq$  наблюдаются на фазе роста активности, а на циклической кривой  $W$  – на фазе спада. Моменты первого максимума, локального минимума и второго максимума для исследуемых индексов приведены в табл. 1. Видно, что моменты первого максимума  $Sq$  совпадают с моментом достижения максимального значения чисел Вольфа  $W$ , а моменты максимального значения  $Sq$  совпадают с моментом второго максимума на фазе спада чисел Вольфа  $W$ .

Различие характера цикличности  $Sq$  и  $W$  легко объясняется. Известно, что разные индексы активности имеют разный физический смысл и освещают различные стороны солнечной активности. Указанные индексы представляют физически различающиеся характеристики процесса пятнообразования. Взаимосвязь между этими индексами была исследована авторами работы [4]. По мнению многих авторов наиболее физичным индексом является суммарная площадь пятен, которая пропорциональна магнитному потоку.

**Таблица 1.** Моменты начала, минимума и конца провалов на сглаженных циклических кривых среднемесячных значений чисел Вольфа  $W$ , суммарной площади пятен  $Sq$  и модуля  $|B|$  ОМПС и интервалы «монополярности» Солнца (в годах).

№ цикла	$W$	$Sq$	$ B $ ОМПС	Интервал «монополярности» Солнца
21	1979.9	1979.9	1979.6	«-» 1979,9-1981,6
	1981.0	1980.9	1980,3	
	1981,2	1982.0	1981.3	
22	1989.4	1989.4	1989.6	«+» 1990,05–1991,25
	1990.8	1990,3	1990,6	
	1991.1	1991.1	1991.5	
23	2000.3	2000.3	2000.1	«-» 1999,85–2001,9
	2001.1	2001.1	2001,3	
	2000.8	2002.2	2003.3	

Локальный минимум (имеющий название провала Гневывшева) вблизи фазы максимума с.а. наблюдается во многих индексах. Его природа пока не ясна.

Известно, что активность высокоширотного и низкоширотного магнитных полей развивается в противофазе. Переполусовка полярного магнитного поля в северном и южном полушариях происходит не одновременно [5]. Поэтому некоторое время высокоширотное поле в обоих полушариях имеет одинаковую полярность, т.е., имеет место так называемая «монополярность» Солнца. В последнем столбике табл. 1 приводятся ин-

тервалы «монопольности» Солнца в 21–23 циклах. Видно, что интервалы пониженной активности на всех трех циклических кривых совпадают с интервалами «монопольности» Солнца. Таким образом, несмотря на то, что активность высокоширотного и низкоширотного магнитных полей происходит в противофазе, существует промежуток времени, когда изменение топологии высокоширотного и низкоширотного магнитных полей происходит синхронно.

Различный характер циклических кривых **Sq** и **W** в эпоху высокого уровня активности подтверждает выводы о том, что эти индексы представляют физически различающиеся характеристики процесса пятнообразования [1, 4].

Провал на циклической кривой модуля **|B|** ОМПС указывает на понижение асимметрии крупномасштабных низкоширотных магнитных полей, и, следовательно, на изменение их площади, топологии, магнитного потока.

Провал на циклической кривой площади пятен **Sq** также указывает на понижение магнитного потока сильной локальной составляющей низкоширотного магнитного поля.

Такой провал обнаруживается и в других индексах солнечной активности (см. ссылки в работе [9]), природа его не ясна.

Синхронное понижение магнитного потока слабой и сильной составляющих низкоширотного магнитного поля в эпоху «монопольности» высокоширотного магнитного поля – интересная деталь солнечного магнетизма и его цикличности.

### Литература

1. *Наговицын Ю.А.* К описанию долговременных вариаций магнитного потока Солнца: индекс площадей пятен // Письма в Астрон. Журн. 2005. Т. 31, № 8. С. 622–627.
2. *Котов В.А.* Общее магнитное поле Солнца как звезды // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1994. Т. 91. С. 5–24.
3. *Лейко У.М.* Аналіз спектрів потужності загального магнітного поля Сонця на різних фазах циклу активності // Вісн. Київ. Унів., серія Астрономія. 2001. № 37. С. 29–37.
4. *Сарычев А.П., Рощина Е.М.* Сравнение трех индексов солнечной активности, основанной на наблюдениях пятен // Астрон. вестник. 2009. Т. 43, № 2. С. 160–166.
5. *Пішкало М.І., Бабій В.П., Іванчук В.Г.* Північно-південна асиметрія сонячної активності та переполюсовки глобального магнітного поля Сонця у 21–23 циклах активності // Вісн. Київ. Унів., серія Астрономія. 2005. № 41–42. С. 86–90.

## **РЕКОНСТРУКЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ЗА ПЕРИОД 1853–1861 гг.**

**Лепшоков Д.Х., Тлатов А.Г., Васильева В.В.**

*Кисловодская Горная станция ГАО РАН*

## **RECONSTRUCTION OF SUNSPOT CHARACTERISTICS DURING 1853-1861**

**Lepshokov D.H., Tlatov A.G., Vasil'eva V.V.**

*Kislovodsk mountain astronomical station of the Pulkovo observatory*

*Completed digitizing the catalog drawings of sunspots [1]. In total we were allocated sunspots 9831 and 4946 sunspot umbra on a daily sketches, and on the synoptic charts of the 3762 sunspots and 1730 spots umbra. This allowed us to reconstruct the characteristics of the 3069 sunspot groups during the period from 9.11. 1853 to 04.01.1861. In image processing was carried out semi-isolation boundaries of sunspots and sunspot kernels, causing heliographic grid, forming a group of sunspots. Digitized data allowed to determine the coordinates, area, relative position, and other geometrical parameters of individual sunspots, and the sunspot umbra's. These data provide an opportunity to study in detail the fine structure of the end of the 9th and the greater part of the 10th cycle of activity. Create an electronic database of selected structures.*

### **Введение**

В настоящее время наиболее известными данными о характеристиках групп солнечных пятен являются ряды Гринвичской обсерватории, начинающиеся с мая 1874 года. Как правило, до этого момента в качестве характеристики солнечных пятен используют числа Вольфа.

В нашей работе представлены результаты обработки каталога солнечных пятен Р. Кэррингтона [1]. В этом каталоге представлены зарисовки солнечных пятен как ежедневные, так и на нанесенные, на цилиндрическую проекцию поверхности Солнца – синоптические карты.

Зарисовки солнечных пятен охватывают период с 9 ноября 1853 года по 1 апреля 1861 года, или керрингтоновские обороты N 1-99. Этот период соответствует эпохам минимума 9-го цикла, а также начала и максимума 10-го цикла активности.

### **Метод обработки графического материала**

В качестве исходных данных мы провели оцифровку каталога в 8-битном режиме градаций серого цвета. Далее была разработана методика и осуществлена программная реализация выделения и векторизации элементов активности. Обработка проводилась в полуавтоматическом режиме. Методика включала следующие этапы.

1). Наложение гелиографической сетки. Для этого помечались реперные точки в координатной системе Керрингтона.

2). Затем вблизи выбранной группы пятен проводилось вычисление яркости фона изображения. Фон находился по максимуму нормального распределения количества пикселей по яркости.

3). По максимуму градиента определялась яркость внешней границы пятна (яркость границы полутени).

4). Внутри контура пятна проводилось выделение ядер солнечных пятен.

5). В случае захвата ложных областей, например элементов нанесенной гелиографической сетки, осуществлялось редактирование выделенных областей в ручном режиме.

Данные оцифровки запоминались в векторной форме, что позволяет переносить их на карты другой проекции и проводить анализ по выбранной методике.

### **Результаты обработки**

Мы выделяли солнечные пятна и ядра пятен на двух графических типах данных для ежедневных зарисовок групп солнечных пятен и групп, нанесенных на синоптические карты. Всего нами было выделено на ежедневных зарисовках 9831 пятен и 4946 ядер, а на синоптических картах 3762 пятен и 1730 ядер солнечных пятен. Это позволило нам реконструировать характеристики 3069 групп солнечных пятен за период с 9.11.1853 по 1.4.1861. Первые пятна 10-го цикла появились в 1854,6 году в северном полушарии и 1855,12 в южном полушарии. Это несколько раньше официально признанного минимума активности в 1856.0 г.

Пятна 9-го цикла активности можно проследить в экваториальной области вплоть до начала 1857 года. Таким образом, перекрытие 9–10 циклов составило ~2.4 года. Полученные данные значительно более подробны, чем по данным работы [2].

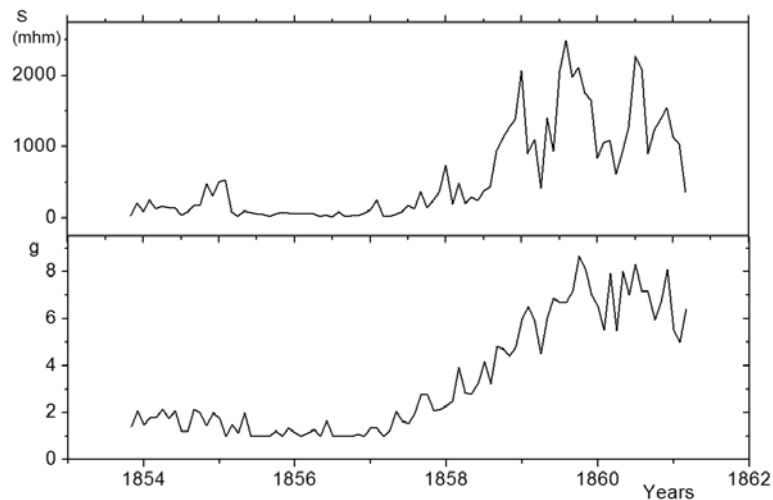
На рис. 1 представлены площади солнечных пятен, усредненные за месяц в сравнении с числом групп солнечных пятен. Площадь представлена в  $10^{-6}$  от видимой солнечной полусферы (мдп). Можно отметить локальные максимумы в площадях пятен в период 1859–1960 гг., связанных с появлением пятен большой площади. Максимум площади пятен приходится на конец августа – начало сентября 1959 г. В этот период зарегистрирована наиболее мощная солнечная вспышка за всю историю наблюдений, известная как вспышка Кэррингтона.

В 10-м цикле южное полушарие имело примерно на 5% большую активность по площади и числу солнечных пятен. Наибольшая асимметрия наблюдалась в период 1858–1859 годов (Рис. 2).

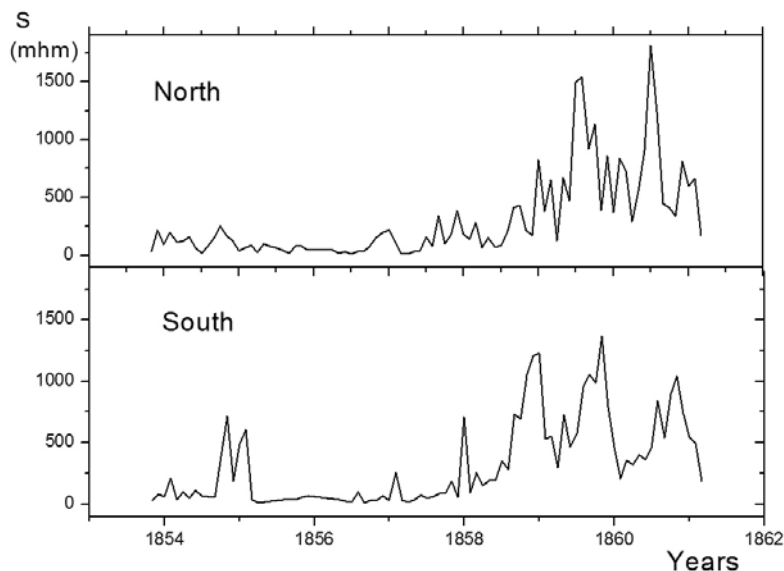
Данные об индивидуальных пятнах в группах позволяют вычислить числа Вольфа для нашего каталога по известной формуле:  $w = 10 * g + N_{sp}$ ,

где  $g$  – число групп, а  $N_{sp}$  – число отдельных пятен. Сравнение показывает неплохое соответствие с коэффициентом корреляции  $R = 0.97$  с данными индекса солнечных пятен из сайта <http://sidc.oma.be>.

Одним из параметров, используемых для анализа солнечной цикличности, является площадь ядер солнечных пятен и ее отношение к полной площади пятен [4].



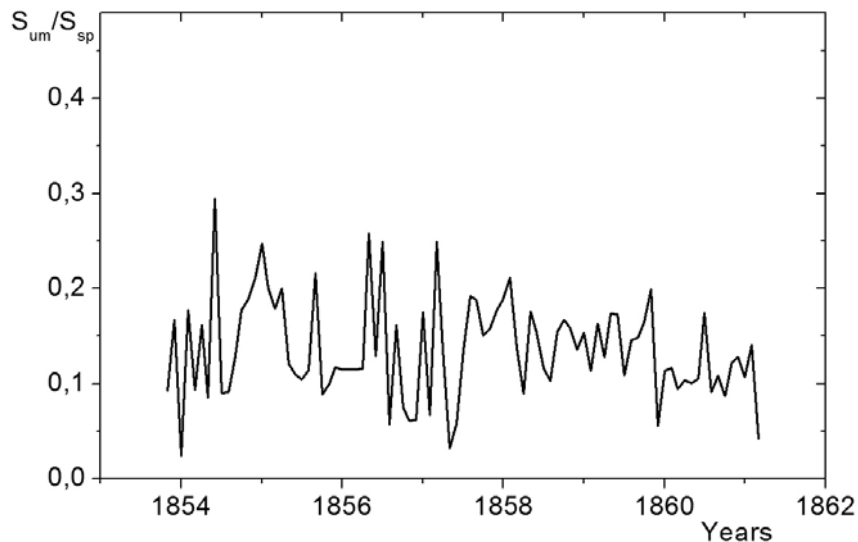
**Рис. 1.** Вверху: Ежемесячные площади солнечных пятен ( $S$ ), в единицах мдп. Внизу: Среднемесячное число групп солнечных пятен ( $g$ ).



**Рис. 2.** Площадь пятен в северном (вверху) и южном (внизу) полушариях.

Данные о внутренней структуре солнечных пятен является наиболее важной для различных приложений, таких как исследование магнитных свойств солнечных циклов, оценки полной солнечной радиации, вспышечной активности и др. Мы выполнили анализ площади ядер солнечных пятен по методике, описанной выше. На Рис. 3 отношения площади ядер к

полной площади пятен. Корреляционный анализ показывает, что площади, выраженные в миллионных долях солнечной полусферы, связаны следующим соотношением:  $S_{um} = 3 + 0.14 * S_{sp}$  при коэффициенте корреляции  $R = 0.92$ .



**Рис. 3.** Отношение площади ядер ко всей площади солнечных пятен.

### **Выводы**

Представленный в данной работе анализ позволяет впервые детально изучить особенности циклов солнечных пятен в 9 и 10-м циклах активности. В частности исследовать площади и положение солнечных пятен, провести оценки внутренней структуры пятен и время начала 10-го цикла активности. Сравнение распределения солнечных пятен на Рис. 2 показывает значительно лучшую детализацию солнечных циклов в нашем анализе, по сравнению с недавней работой по восстановлению солнечной активности [2]. Первые пятна 10-го цикла активности наблюдались в северном полушарии на широте около  $35^\circ$  в 1854.6 году. Это свидетельствует о значительном (~2.4 года) перекрытии 9-го и 10-го циклов. Найденное соотношение (Рис. 3) между площадью ядер к полной площади пятен ~0,14 близко к оценкам других авторов по данным наблюдений пятен в 20-м веке [3].

Работа поддержана НШ-3645.2010.2.

### **Литература**

1. Carrington, Richard Christopher, Observations of the Spots on the Sun from 1853 to 1861, made at Redhill', Williams and Norgate, London, 1863.
2. Arlt, R., Abdolvand, A. in Physics of Sun and Star Spots, D.P. Choudhary & K.G. Strassmeier, eds.; Proceedings IAU Symposium No. 273, 2010.
3. Antalova A., BAICz, 22, 352, 1971.



## **ОСОБЫЕ МОМЕНТЫ 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛОВ В ВАРИАЦИЯХ ШИРОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЯТЕННОЙ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА**

**Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН*

## **11-YEAR CYCLES INFLECTION POINTS IN VARIATIONS OF SUNSPOT ACTIVITY LATITUDE CHARACTERISTICS**

**Miletsky E.V., Nagovitsyn Yu. A.**

*Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo*

*Special moments (inflection points) are separated in 11-year cyclic variations of latitude characteristics of sunspot activity. It is found that in every 11-year cycle moments when the activity arrives at the low border of the sunspot zone and moments of the polar reversal are near-synchronous. It is discovered that the mean speed of latitudinal drift of sunspots from one inflection point to another within the current cycle is related to the amplitude of sunspot maximum of the next 11-year cycle. The obtained results are important evidence of tight links between latitudinal drifts of sunspots to the solar equator and the large-scale magnetic field motions to the poles.*

Как известно, в 11-летних циклических вариациях многих индексов солнечной активности существуют особые моменты времени (т.н. переломные точки), характеризующие, как правило, резкую смену режимов активности. Вопросы, связанные с изучением переломных точек, затрагиваются в значительном числе работ (см., например, [1, 2] и ссылки в них).

Цель данной работы – проверить предположение о наличии переломных точек в циклических вариациях широтных характеристик пятенной активности. А при их обнаружении попытаться выявить возможные взаимосвязи с другими характеристиками 11-летнего цикла.

Использовались данные о характеристиках солнечных пятен, взятые из Гринвичского каталога и его продолжения за период 1874-2006 гг. (<http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>). Были вычислены среднеоборотные и среднегодовые значения.

На нижней панели рис. 1 приведены графики, показывающие изменения во времени (в циклах 18-23) рядов, усредненных по 13 оборотов значений широтных характеристик пятенной активности: средних широт групп пятен (L Af13, штрих-пунктирная линия); максимальных широт пятен (L Hf13, пунктирная линия); LL – минимальных широт пятен (L Lf13, сплошная линия). На верхней панели рис. 1 приведены графики, показывающие изменения за тот же период времени рядов среднегодовых значений: индекса числа групп пятен (G, штрих-пунктирная линия); ширины зоны пятнообразования ( $D = LH - LL$ , штриховая линия); а также скорости

изменения этой ширины (VD, сплошная линия). Подробнее об этих широтных характеристиках пятенной активности сказано в работах [3, 4].

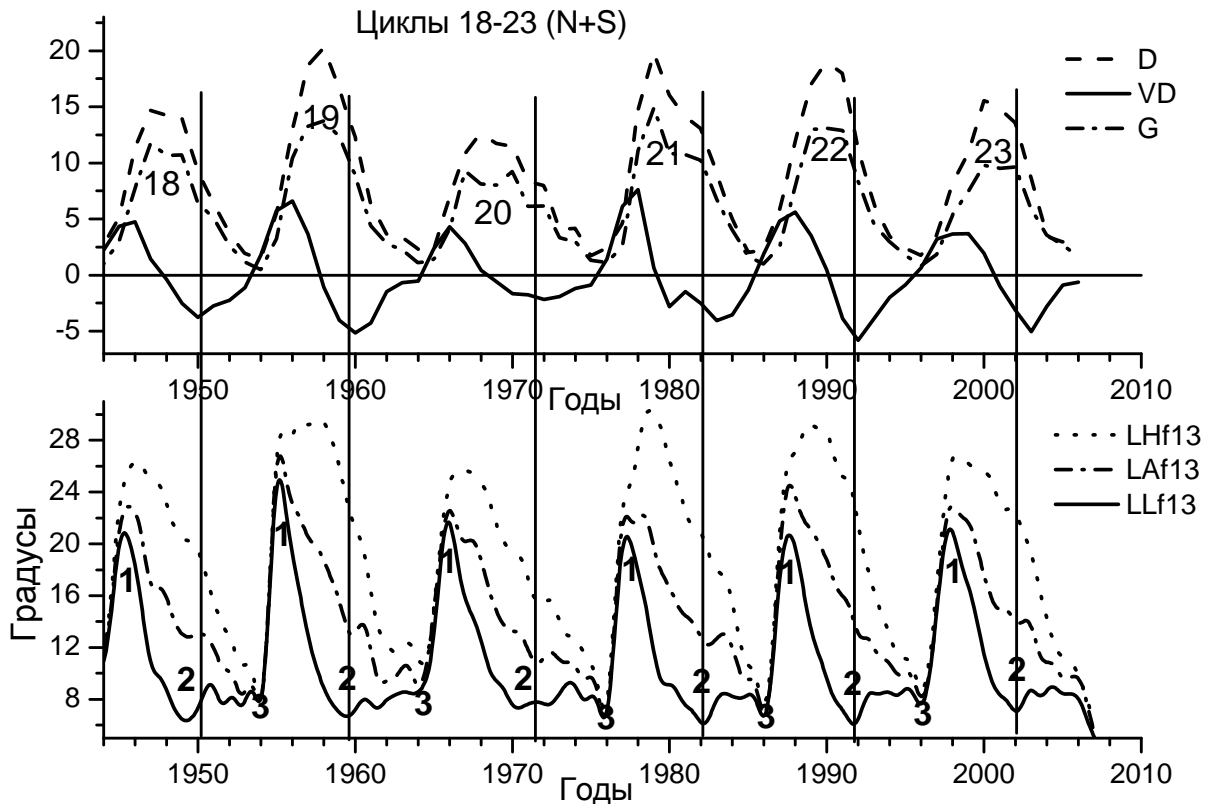


Рис. 1.

Выделяются моменты времени, которые можно характеризовать как особые (переломные) точки широтных циклических кривых. Особенно хорошо такие моменты видны на кривой LLf13, представляющей изменения низкоширотной границы зоны пятнообразования. T1 – моменты максимума нижней (средней) широты (цифры 1 на нижней панели рис. 1); T2 – моменты достижения локального минимума нижней широты (цифры 2 на нижней панели рис. 1); T3 – моменты достижения минимума средней широты (цифры 3 на нижней панели рис. 1). Из рассмотрения рис. 1 следует, что особые точки T1 приходятся на моменты, предвещающие максимумы 11-летних циклов пятенной активности на 1–3 года. Особые точки T2 – на моменты вблизи интервалов переполюсовок полярного магнитного поля (вертикальные сплошные линии), а также вблизи моментов максимумов (минимумов на графике VD) скорости сокращения широтного размера пятенной зоны, т.е. ширины крыльев «диаграммы бабочек». Особые точки T3 приходятся на моменты вблизи минимумов 11-летних циклов пятенной активности.

Известно, что некоторые характеристики крупномасштабного магнитного поля (особенно полярного) можно использовать в качестве предикто-

ров для прогноза последующих максимумов 11-летних циклов. Возникает вопрос: а существуют ли характеристики самих пятен, пригодные для использования в качестве подобных предикторов. Другими словами, содержится ли в характеристиках пятен предыдущего 11-летнего цикла какая-либо полезная информация о величине пятенной активности последующего? До сих пор имелись лишь слабые указания о существовании такого рода предикторов (см., например, [5]). Мы попытались обнаружить их среди характеристик особых точек широтных кривых. Всего в каждом из 12 циклов (с номерами 12–23) бралось по десять характеристик особых точек. Ставилась задача найти среди них такие, которые могут служить предикторами для прогноза последующих максимумов 11-летних циклов пятенной активности ( $G_{n+1}$ ). Для этого был использован метод индуктивного моделирования [6–9], позволяющий по так называемым «внешним» критериям отобрать из всех возможных моделей – наилучшую. Поиск лучшей модели выполнялся сначала отдельно по каждому из N и S полушарий, а затем совместно по всем точкам обоих полушарий. Параметры полученных моделей приведены в Таблице 1.

Таблица 1.

	Модель	Качество	Прогноз на 24 цикл
N п/ш	$G_{n+1} = 1.1*V12_n - 1.2*V13_n + 0.92*V12_n^2 - 1.5*V12_n*V13_n$	R = 0.84	GN(24) = 4.3 W(24) = 103
S п/ш	$G_{n+1} = -0.42 + 0.75*V12_n + 0.8*V12_n^2 - 1.7*V12_n*V13_n$	R = 0.78	GS(24) = 3.1 W(24) = 74
N и S	$G_{n+1} = 1.2*V12_n - 0.7*V13_n + 0.84*V12_n^2 - 2.6*V12_n*V13_n$	R = 0.81 R = 0.80	GN(24) = 4.9 GS(24) = 4.1 W(24) = 108

Качество моделей (оцениваемое по коэффициентам корреляции R) – не слишком высокое, и модели для N и S полушарий получаются нелинейными. Однако обращает на себя внимание то, что они весьма схожи как по структуре, так и по составу отобранных переменных. Их всего две: V12 и V13. Это средние скорости дрейфа средней широты пятен (L Af13) от точки T1 к точкам T2 и T3 соответственно. Следует заметить, что прогнозные значения максимума 24-го цикла для всех моделей получаются близкими.

В работе [10] было установлено, что величина скорости широтного дрейфа зоны пятнообразования в максимуме текущего 11-летнего цикла активности коррелирует с амплитудой максимума последующего цикла в обоих полушариях. Однако величина коэффициента корреляции оказалась

невелика (0.6). На основе анализа полученных нами моделей можно сделать вывод, что при вычислении такого рода скоростей весьма важен учет особых точек. Он позволяет повысить качество моделей для прогноза максимумов последующих циклов. При этом, величина средней скорости от одних особых точек до других для точек разного типа может быть связана со свойствами последующего 11-летнего цикла по-разному (вплоть до обратного знака).

Таким образом, нами установлено, что:

1) моменты достижения минимума низкоширотной границы зоны пятнообразования и интервалы переполюсовок полярного магнитного поля близки по времени;

2) величины средней скорости широтного дрейфа пятен от одних особых точек до других в пределах цикла связаны с амплитудами максимума пятен последующего 11-летнего цикла.

Данные результаты являются важным свидетельством существования тесных взаимосвязей между широтными дрейфами пятен – к экватору и крупномасштабного магнитного поля – к полюсам. Это способствует лучшему пониманию важных свойств 11-летних циклов и приводит к повышению качества прогнозирования будущего поведения солнечной активности.

Работа поддержана грантами РФФИ № 10-02-00391, 09-02-00083 и НШ-3645.2010.2, а также программой фундаментальных исследований Президиума РАН “Происхождение, строение и эволюция объектов Вселенной”.

#### **Литература**

1. Куклин Г.В.: 1992. Солн. Данные. № 10, 69.
2. Бадалян О.Г., Куклин Г.В.: 1993. АЖ. 70, 856.
3. Милецкий Е.В., Иванов В.Г.: 2009. АЖ. 86, 922.
4. Ivanov V.G., Miletsky E.V.: 2011. Sol. Phys. 268, 231.
5. Слоним Ю.М.: 1984. Солн. данные. № 5, 78.
6. Madala H.R., Ivakhnenko A.G. Inductive Learning Algorithms for Complex Systems Modeling. CRC Press Inc., Boca Raton, 1994.
7. Ивахненко А.Г., Юрачковский Ю.П. Моделирование сложных систем по экспериментальным данным. М.: Радио и связь. 1987. 115 С.
8. Miletsky E.V., Ivanov V.G., Nagovitsyn Yu.A., Jungner H.: 2004. Sol. Phys. 224, 77.
9. Милецкий Е.В., Иванов В.Г.: 2006. Известия РАН, серия физическая, том 70, №10, 1443.
10. Hathaway, D.H., Rightmire, L.: 2010, Science 327, 1350.

## **ГИПОТЕЗА О «ПОТЕРЯННОМ» СОЛНЕЧНОМ ЦИКЛЕ И ОСНОВНЫЕ СТАТИСТИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ СОЛНЕЧНОЙ ЦИКЛИЧНОСТИ**

**Огурцов М.Г.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия*  
<sup>2</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия*

## **HYPOTHESIS ABOUT "THE LOST" SOLAR CYCLE AND THE BASIC STATISTICAL FEATURES OF SOLAR CYCLICITY**

**Ogurtsov M.G.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia*  
<sup>2</sup>*General Astronomical observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia*

*General statistical properties of solar activity cycles during the period AD 1700–1996 – including the Gnevyshev-Ohl and Waldmeier effects as well as an amplitude-period effect – were analyzed using group sunspot number taking into account the hypothesis about "the lost" cycle in the end of 18th century. It was shown that splitting of a long cycle 1784–1800 on the two short ones: 1784–1793 and 1793–1800, changes the statistical properties of solar cycles essentially. The effect of Gnevyshev-Ohl amplifies while almost all other statistical effects weaken. Such change arises from the evident statistical singularity of the short weak cycle 1793–1800.*

### **1. Введение**

Известно, что помимо хорошо известной квази-11-летней цикличности, пятнообразовательная деятельность Солнца подчиняется и ряду других закономерностей. Наиболее важные из них: (1) правило Гневывшева-Оля, (2) правило Вальдмайера, (3) связь между амплитудой и длиной цикла. Правило Гневывшева-Оля [1] имеет несколько формулировок, среди которых наиболее известны следующие [2]:

(а) Амплитуда (максимальное за цикл значение) нечётного солнечного цикла  $2N+1$  больше, чем амплитуда чётного цикла  $2N$ . Эту формулировку назовём ПГО(1).

(б) Суммарное за чётный цикл  $2N$  число пятен (интенсивность цикла) хорошо коррелирует с суммарным числом пятен за нечётный цикл  $2N+1$ , в то время как соответствующие суммы для циклов  $2N-1$  и  $2N$  коррелируют слабо [1]. Эту формулировку назовём ПГО(2).

Правило Вальдмайера [3] также имеет две формулировки:

(а) Амплитуда солнечного цикла отрицательно коррелирует с длительностью фазы роста – чем мощнее цикл, тем фаза роста короче. Эту формулировку назовём ПВ(1).

(б) Амплитуда цикла положительно коррелирует с его скоростью роста [4]. Этот эффект назовём ПВ(2).

Связь между амплитудой и длительностью цикла (амплитудно-периодный эффект) проявляется следующим образом:

(а) Отрицательная корреляция между амплитудой цикла  $N$  и длиной предыдущего цикла  $N-1$ . Об этом эффекте (назовём его АП(1)) сообщалось в работах [5–6].

(б) Отрицательная корреляция между амплитудой цикла  $N$  и его длиной. Этот эффект (АП(2)) упоминался в работах [7–8].

Указанные статистические эффекты были установлены для ЧВ. Анализ, проведённый в работе [9], показал, что большинство этих закономерностей действует и в числах групп солнечных пятен  $R_G$  – солнечном индексе введённом Хойтом и Шаттенем [10].

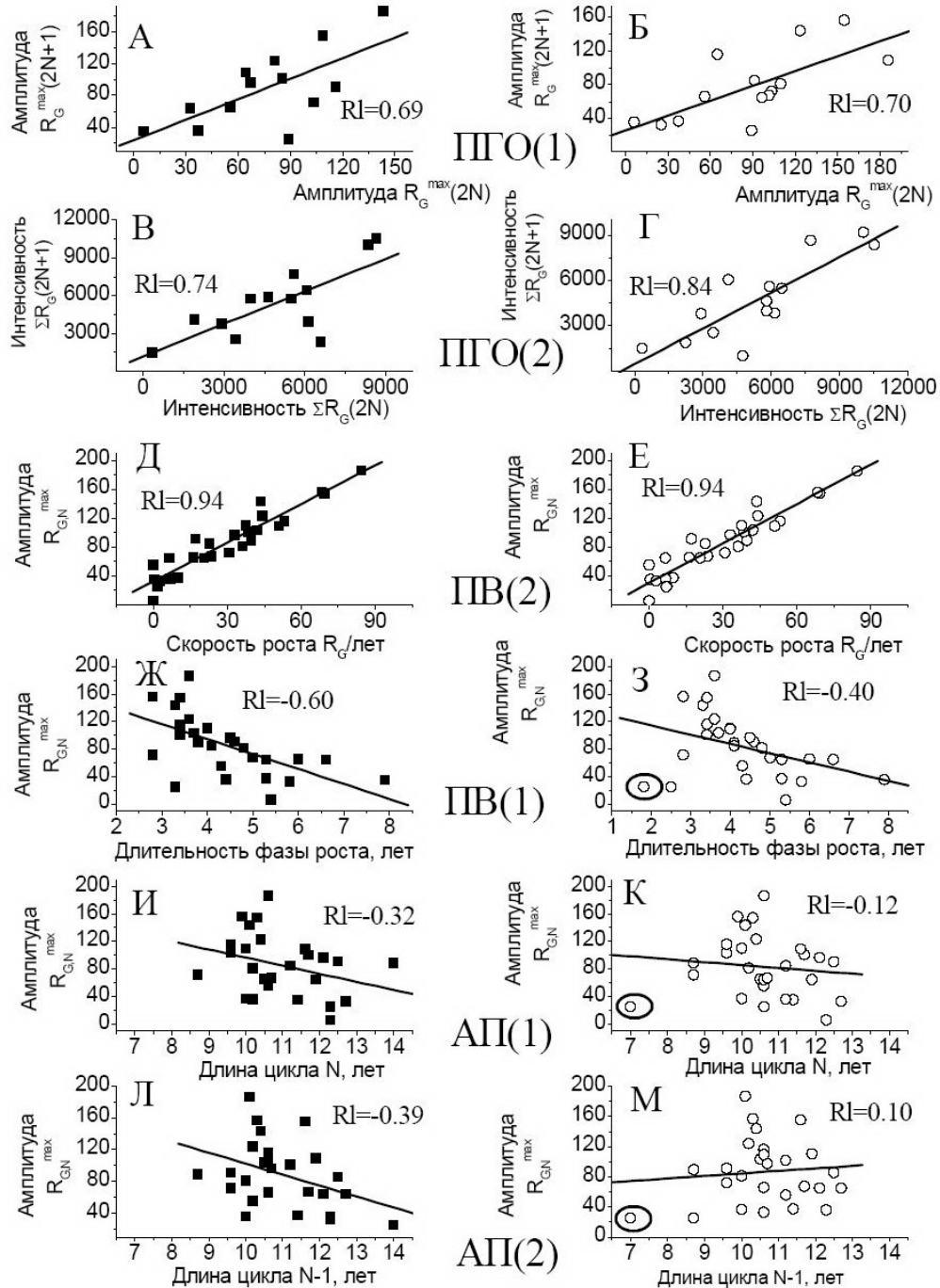
Недавно Усоскин и др. [11–12] высказали гипотезу о том, что один солнечный цикл в течение 1790-х годов был потерян. Поскольку 1790–1794 гг. (начало минимума Дальтона) были плохо обеспечены солнечными наблюдениями, авторы работ [11–12] предположили, что солнечный цикл 1784–1799 гг., имеющий номер 4 в классической нумерации на самом деле состоит из двух циклов – короткого цикла с нормальной амплитудой 1784–1793 гг. (цикл 4) и короткого очень слабого цикла 1793–1800 гг. (цикл 4'). Вопрос о том, как введение дополнительного цикла повлияет на статистические закономерности солнечной цикличности уже привлек внимание ряда исследователей. В работе [13], было показано, что гипотеза о «потерянном» солнечном цикле заметно нарушает правило ПВ(1). С другой стороны, авторы работ [2, 11] показали, что учёт дополнительного цикла 1793–1800 гг. существенно улучшает правило ПГО(2). В данной работе было изучено влияние введения дополнительного солнечного цикла на выполнение 6 вышеописанных статистических правил для индекса  $R_G$ .

## 2. Результаты

Данные о длительности солнечных циклов  $\Delta t_{RG}$  взяты из работы [14]. Амплитуды и интенсивности циклов ( $R_G^{\max}$  и  $\sum_{cycle} R_G^{Month}$ ) были определены с помощью среднемесячных значений чисел групп пятен [10]. Если много месячных значений отсутствовало (первая половина 18 века) то амплитуда и интенсивность определялась с помощью экстраполяции. Скорость роста солнечного цикла  $V_{RZ}$  определялась согласно работе [4], как разница двумя между значениями  $R_G$  разделёнными 1 годом, причём в качестве первого значения  $R_G$  бралась величина  $R_G$  через год после минимума цикла. Результаты расчетов соответствующих коэффициентов корреляции проиллюстрированы Таблицей 1 и Рисунком 1.

**Таблица 1.** Коэффициенты корреляции, соответствующие различным статистическим эффектам солнечных циклов.

	ПГО(1)	ПГО(2)	ПВ(1)	ПВ(2)	АП(1)	АП(2)
Без учёта цикла 4'	0.69	0.74	-0.60	0.94	-0.32	-0.39
С учётом цикла 4'	0.70	0.84	-0.40	0.94	-0.12	0.10



**Рис. 1.** Действие закономерностей: ПГО(2) (А, Б), ПГО(2) (В, Г), ПВ(2) (Д, Е), ПВ(1) (Ж, З), АП(1) (И, К), АП(2) (Л, М), для солнечных циклов –4–22. Левая панель – без учёта «потерянного» цикла, правая панель – с учётом «потерянного» цикла. «Потерянный» цикл обведён кружком.

Как видно из Таблицы 1 и Рис. 1, введение дополнительного цикла 4', действительно улучшает действие правила ПГО(2). Действие закономерностей ПВ(2) и АП(1) – не изменяется. Действие закономерностей ПВ(1), АП(1) заметно ослабевает, а эффект АП(2) полностью разрушается. Статистические характеристики «потерянного» цикла оказываются довольно необычными – см. Рис. 1 З,К,М.

### **3. Выводы**

Дополнительный солнечный цикл 1793–1800 гг., введённый в работах [11, 12], значительно изменяет присущие солнечной цикличности статистические закономерности.

Работа была выполнена в рамках программы обмена между Российской и Финской Академиями наук (проект №16), поддержана грантами РФФИ 09-02-00083, 10-02-00391, 11-02-00755 и грантом Санкт-Петербургского научного центра за 2011 г.

### **Литература**

1. *Гневыйшев М.Н., Оль А.И.*: 1948. О 22-летнем цикле солнечной активности. *Астрон. Ж.* Т. 25. №1. С.18–20.
2. *Nagovitsyn Yu.A., Nagovitsyna E.Yu., Makarova V.V.* 2009. The Gnevyshev-Ohl rule for physical parameters of the solar magnetic field: the 400-year interval. *Astr. Lett.* 35. 564–571.
3. *M. Waldmeier.* Neue Eigenschaften der Sonnenflecken kurve, *Astronomische Mitteilungen Zürich.* vol. 14. pp.105–130. 1935.
4. *B.B. Karak and A.R. Choudhuri.* 2011. The Waldmeier effect and the flux transport solar dynamo. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* V. 410. pp. 1503–1512.
5. *Chernosky E.J.*: 1954. A relationship between length and activity of sunspot cycles. *Publ. Astron. Soc. Pacific.* V. 66. P.241.
6. *Wilson R.M., Hathaway D.H., Reichmann E.J.*: 1998. *J. Geophys. Res.* V. 103. P. 6595.
7. *Dicke R.H.*: 1978. Is there a chronometer hidden deep in the Sun? *Nature.* V. 276. P.676–680.
8. *Friis-Christensen E., Lassen K.*: 1991. Length of solar cycle: an indicator of solar activity closely associated with climate. *Science.* V. 254. P. 698–700.
9. *Hathaway D.H., Wilson R.M., Reichman E.S.*: 2002. Group sunspot numbers: sunspot cycle characteristics. *Solar Physics.* V. 211. P. 357–370.
10. *Hoyt D., Schatten K.H.*: 1998. Group sunspot numbers: a new solar activity reconstruction. *Solar Phys.* V. 181. P.491–512.
11. *Usoskin I.G., Mursula K. and Kovaltsov G.A.*: 2001. Was one sunspot cycle lost in late XVIII century? *Astron. Astrophys.* V. **370**. P. L31–34.
12. *Usoskin. I.G., Mursula K., Kovaltsov G.A.*: 2002. Lost sunspot cycle in the beginning of Dalton minimum: New evidence and consequences. *Geophys. Res. Lett.* V. 29, 2183, doi:10.1029/2002GL015640.
13. *Яковчук О.С., Веселовский И.С.*: 2006. Правило Вальдмайера и гипотеза о «потерянном» солнечном цикле в минимуме Дальтона. В Тр. X Пулковской международной конференции по физике Солнца, Санкт-Петербург, С.155–163.
14. *Usoskin I.G., Mursula K.*: 2003. Long-term solar cycle evolution: review of recent developments, *Solar Physics.* V. 218, P.319–343.



## **АНАЛИЗ ВОЗМОЖНЫХ ПРИЧИН ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОГО МИНИМУМА 24 ЦИКЛА**

**Прокудина В.С.**

*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга*

## **THE ANALYSIS OF POSSIBLE CAUSE OF LONG MINIMUM OF CYCLE 24**

**Prokudina V.S.**

*Sternberg Astronomical Institute Moscow State University*

*The temporal interval of long minimum of solar cycle 24 during 2004–2009 years was studied. We consider the parameter  $a(t) = L(t)/dt / R_c$ , which determined the acceleration of orbital angular momentum of the Sun relative to barycentre of Solar system.*

*From calculated data we may conclude, that the meanings of the parameter  $a(t)$  and also  $L(t)$  during the extent temporal interval of minimum have small values. We suppose that the translation of orbital angular moment to spin is weak at this time. The idea of interaction between solar cycle and barycentric motion of the Sun, supposed by Jose P. (1965) was used at this paper with several additional details. According to the graphs we may predict the maximum of 24 cycle (2012) and the minima and maxima of the next solar cycles.*

### **Вступление**

Целью нашего исследования является изучение особенностей минимума 24 цикла солнечной активности, который отличался своей продолжительностью.

В отличие от обычных 11-летних циклов, продолжительность минимума в данном случае составляла несколько лет, включая 2006–2008 годы, причем было более 600 дней без пятен.

Было решено сравнить наблюдаемые фактические данные для минимума в этот период с особенностями барицентрического движения Солнца.

Ранее идея взаимосвязи цикла и движения Солнца относительно общего барицентра солнечной системы была высказана Jose [1], который вычислил динамические параметры –  $L(t)$  – угловой орбитальный момент, скорость его изменения –  $dL/dt$ , и  $R_c$ -расстояние от барицентра до центра Солнца. Эта работа явилась основой для дальнейших наших исследований в этом направлении.

Нами приводится перечень наиболее известных статей, в которых обсуждаются вопросы роли барицентрического движения для циклов различной длительности, включая 11-летний и 22-летний, вековой и более длительного периода, и в которых рассмотрен также климатический аспект [2–11].

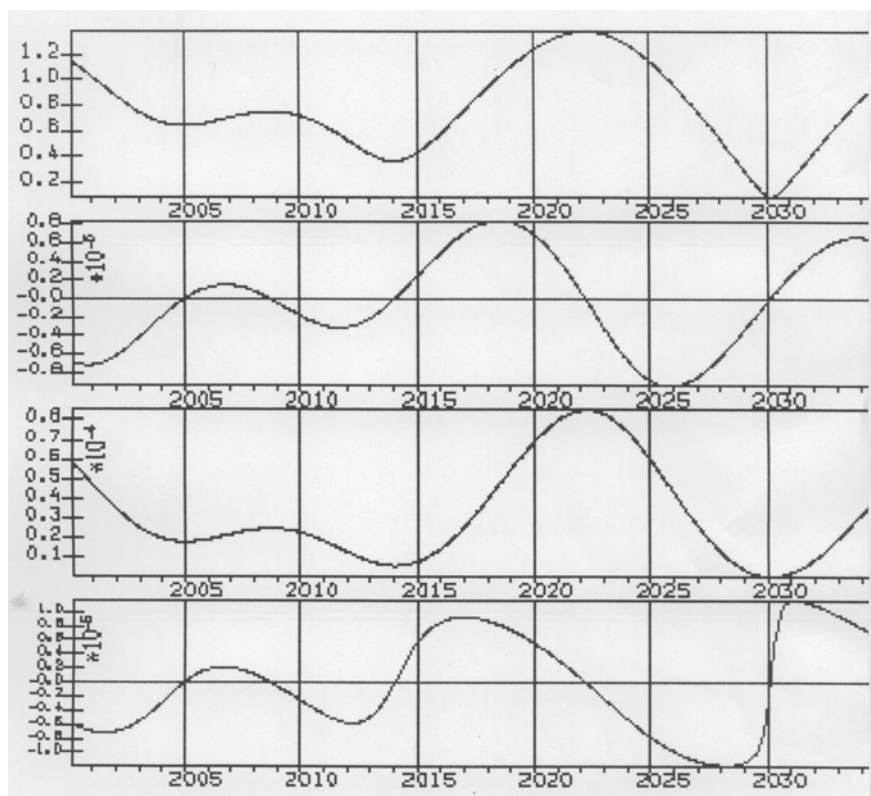
### Анализ данных

Для сравнения наблюдательных данных для минимума 24 цикла с динамическими параметрами солнечной системы нами был рассмотрен введенный ранее параметр  $\mathbf{a}(t) = d\mathbf{L}(t)/dt \mathbf{Rc}$  – условно названный орбитальное ускорение движения Солнца относительно барицентра. Основанием для такого введения явилось определение ускорения для криволинейного движения и его тангенциальной составляющей, которое приводится в монографии Ландау и Лифшиц [13] ( $\mathbf{j} = [\mathbf{w} \cdot \mathbf{p}]$ , здесь  $\mathbf{w}$  – угловое ускорение,  $\mathbf{p}$  – радиус кривизны).

Ранее параметр  $\mathbf{a}(t)$  был вычислен нами для сравнения с 11-летним и 22-летним циклом, и было обнаружено хорошее совпадение максимальных и минимальных значений  $\mathbf{a}(t)$  с максимумами и минимумами 11-летних циклов [6].

В данном исследовании параметр  $\mathbf{a}(t)$  был вычислен для периода минимума 24 солнечного цикла по программе, составленной В.П. Охлопковым [7].

На Рис. 1 приводятся результаты вычислений  $\mathbf{a}(t)$ , а также графики динамических параметров  $\mathbf{L}(t)$ ,  $\mathbf{Rc}$ ,  $d\mathbf{L}(t)/dt$ .



**Рис. 1.** Изменения динамических параметров для минимума 24 цикла и ближайших временных интервалов.

Обозначения сверху вниз (по оси ординат):  $\mathbf{Rc}$ ,  $d\mathbf{L}(t)/dt$ ,  $\mathbf{L}(t)$ ,  $d\mathbf{L}(t)/dt / \mathbf{Rc}$

Анализируя график на Рис. 1, нетрудно заметить особенность в изменении  $\mathbf{a}(t)$ , отличающую ее от других минимумов солнечного цикла – ма-

лые значения амплитуды на длительном временном отрезке. Небольшой максимум в 2008 году соответствовал по времени кратковременному усилению активности на Солнце.

Таким образом, продолжительный минимум в изменении  $a(t)$  совпадает по времени с периодом затяжного минимума 24 цикла.

Это обстоятельство могло бы означать, что малые значения изменения скорости орбитального углового ускорения  $a(t)$  имели слабый эффект для спин-орбитального взаимодействия, т.е. не было заметной передачи орбитального углового момента на спиновый, т.е. на вращение Солнца.

В связи со сказанным выше возникает вопрос о том, как реагирует внешняя оболочка Солнца и ее конвективная зона на барицентрическое движение и какие гидродинамические эффекты с этим связаны.

### Обсуждение результата

Полученный результат, как оказалось, не является оригинальным. Известна работа Landscheidt [2], в которой с динамическим параметром  $L(t)$  сравниваются хорошо известные исторические минимумы Оорта, Вольфа, Шпорера, Маундера, Дальтона.

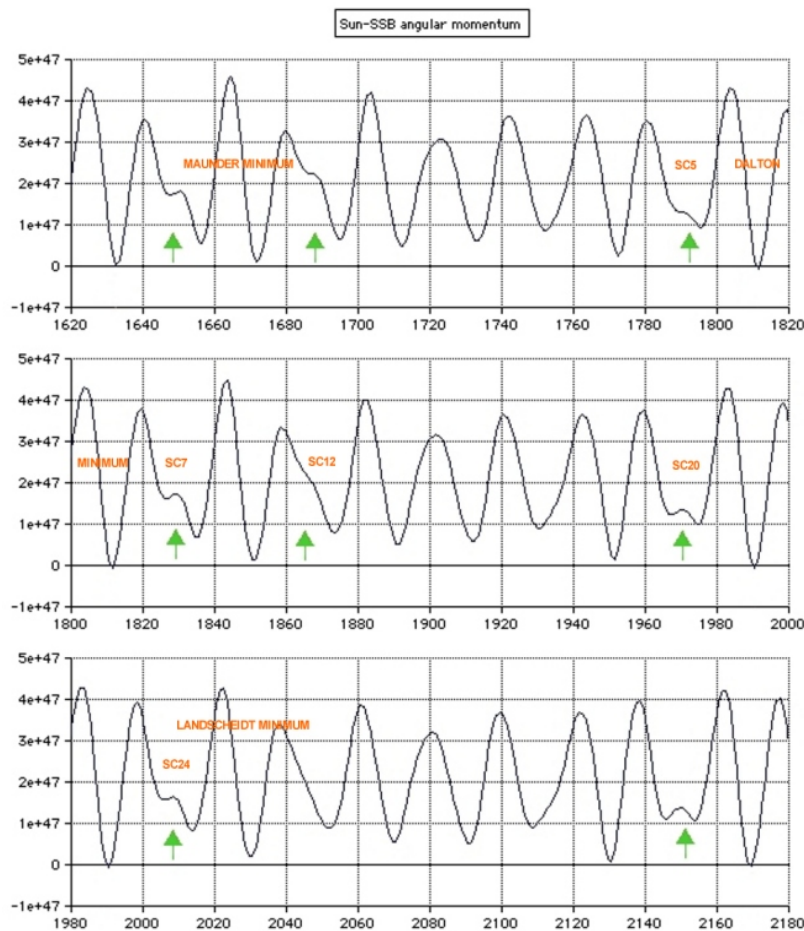


Рис. 2. Сравнение исторических минимумов с изменением углового орбитального момента. Треугольники обозначают минимумы.

Во всех этих случаях для  $L(t)$  характерна общая для всех минимумов особенность, которую можно заметить на графиках – небольшое изменение амплитуды на протяженном временном отрезке (см. Рис. 2).

Следует упомянуть также работы, в которых идея барицентрического движения применяется для изучения активности на звездах, по аналогии с солнечной активностью [12].

#### Литература

1. *Jose P.* Sun's motion and Sunspots / *Astron. Journ.* 1965. V.70. P.193–200.
2. *Landscheidt Cycles Research* <http://landscheidt.wordpress.com/2008/11/06>  
<http://landscheidt.auditblogs.com/6000-year-ephemeris/>
3. *Charvatova I., Strestik J.* *Adv. Space Res.* 2007. V.40. No.7. P.1026–1031. *Annal. Geophys.* 2000. V.18. P.399.
4. *Wilson J.R.* *Austral. Journ. of Physics.* 17<sup>th</sup> National Congress, Brisbane. 3–8.XII.2006  
*Publ. Ast. Soc.Austral.* V.25. P.85–93. 2008.
5. *Javaraiah J.* *Mon. Not. RAS.* 2005. V.362 (4). P.1311–1318.
6. *Прокудина В.С.* Труды ГАИШ. 1995. Т.LXIV. С.145–157.
7. *Stozhkov Yu., Okhlopkov V.* 22<sup>th</sup> *Europ. Cosmic Ray Sympos in Turku, Finland.* 3–6 August 2010.
8. *Mackey R.* *Journ. of Coastel Research. Spec.* 2007. Issue 50. P.955–968.
9. *de Jager C.M.* *Solar Phys.* 2005. V.229. P175–179.
10. *Juckett D.* *Astron. Astrophys.* 2003. V.399. P.731–741.
11. *Shirley J.H.* *Mon. Not. Ast. Soc.* 2006. V.368. P.280–282.
12. *Perryman M.A.C., Schulze-Hartung.T.* *Astron. Astrophys.* 2010. Paper No.15668.
13. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* *Механика.* М. 1988.

## **АНАЛИЗ ОСОБЕННОСТЕЙ НОВОГО 24 ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В ЧАСТОТНО-ВРЕМЕННОЙ ОБЛАСТИ**

**Пятигорский А.Г., Пятигорский Г.А.**

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 С.-Петербург, Политехническая 26  
E-Mail: pga.crlab@pop.ioffe.rssi.ru*

## **THE ANALYSIS OF FEATURES NEW 24 CYCLES OF SOLAR ACTIVITY IN TIME-AND-FREQUENCY AREA**

**Piatigorsky A.G., Piatigorsky G.A.**

*Ioffe Physico-Technical Institute, Politekhnikeskaya26, St.-Petersburg, Russia, 194021  
E-Mail: pga.crlab@pop.ioffe.rssi.ru*

*Features new 24 cycles of Solar activity on the basis of results of the analysis of Wolf number are considered by two author's time-and-frequency methods.*

В данной работе помесечный ряд Вольфа 1749–2011 годов [1] исследовался в частотно-временной области двумя авторскими методами с целью изучения особенностей начала 24 цикла солнечной активности (СА). Первый из этих методов, «ПИЛОТ», был разработан в 1998 году. Вторым методом, «РЧВА», разработанный в 2011 году, является модификацией метода регрессионного частотно-временного анализа, разработанного в 1999–2003 годах [2].

### **Краткое описание метода «ПИЛОТ»**

Исследуемый временной ряд на каждой анализируемой частоте  $\Omega = 2\pi/P$  аппроксимируется функцией  $G(t)$ :  $G(t) = S(t) \cdot \sin(\Omega t) + C(t) \cdot \cos(\Omega t)$ , где  $S(t)$ ,  $C(t)$  получаются осреднением значений  $S_k(t)$  и  $C_k(t)$  соответственно для каждого фиксированного времени  $t_m$ . В свою очередь,  $S_k(t) = \sum_{I=0..N} S_{ki} t^I$  и  $C_k(t) = \sum_{I=0..N} C_{ki} t^I$ , где  $k$  – номер куска ряда длиной, кратной периоду  $P$ , а  $N$  – максимальная степень полиномов. При этом для каждого такого куска  $k$  значения  $\{S_{ki}\}$  и  $\{C_{ki}\}$  получаются из решения линейной задачи метода наименьших квадратов (МНК), минимизируя  $\Phi_k$ :  $\Phi_k = \sum_m W_m \cdot (\sin(\Omega t_m) \cdot \sum_{I=0..N} S_{ki} t_m^I + \cos(\Omega t_m) \cdot \sum_{I=0..N} C_{ki} t_m^I - Y_m)^2$ , где  $\{Y_m\}$  – значения временного ряда, а  $\{W_m\}$  – веса. Задавая частую сетку частот, можно получать визуализацию на плоскости «время–частота» для амплитуд, фаз и значений ( $G$ ), что позволяет анализировать и выделять наиболее значимые по амплитудам объекты, имеющие различную форму огибающей, фазы и изменение частоты несущей. Ниже приводятся данные обработки и анализ помесечного ряда Вольфа этим методом при значении максимальной степени гармонического полинома  $N$ , равном трём. В ходе работы был выполнен анализ всех построенных частотно-временных диа-

грамм, но для экономии места приводятся только амплитудные, как наиболее значимые. На амплитудных ФТ-диаграммах рисунков 1 и 2 отчётливо виден самый мощный «11-летний» цикл СА. Период этого цикла меняется на диаграмме от 8 до 12 лет. К настоящему времени он становится менее выражен по амплитуде при значении периода около 11 лет. Цикл с периодом 34–38 лет также становится менее выражен. Циклы с периодами 20–21, 38–42 и 46–49 лет почти не претерпевают изменений. Цикл 4,5–5,5 лет в настоящее время становится менее выражен и его несущая увеличивает период с 5,4 до 5,9 лет. Новшеством 24 цикла СА становится некоторое увеличение амплитуды для цикла с периодом 76–80 лет, практически не наблюдаемого с 1850 года и усилением цикла с периодом 14–15 лет. На фазовых ФТ-диаграммах (не приведённых в данной публикации) хорошо видны исчезающий до начала 24 цикла СА устойчивый по фазе цикл с периодом 26–28 лет и цикл с периодом 39 лет, продолжающийся поныне, неразличимые на диаграмме амплитуд. На диаграммах значений хорошо видны циклы с периодами ~5, ~8 и ~11 лет, причём цикл ~8 лет почти не виден на амплитудной и слабо различим на фазовой диаграмме.

### Краткое описание метода «РЧВА»

Исследуемый временной ряд аппроксимируется суммой волновых пакетов вида:  $W_i(t) = A_i(t) \cdot (U_i + S_i \cdot \sin(\Omega_i t) + C_i \cdot \cos(\Omega_i t))$ , где  $i$  – номер волнового пакета, а  $A_i(t)$  – огибающие волнового пакета, которые определяются так:

$$A_i(t) = 1 + R_i^2 \cdot (R_i^2 - 2), \quad R_i \in [-1; +1]; \quad p_i = \frac{(t - t_{0i})}{\Delta_i};$$

$$R_i(t) = \begin{cases} -1 + (1 + k_i)/(1 - k_i) \cdot (p_i - k_i + 1), & p_i \in ]-\infty; k_i - 1[ \\ p_i / (k_i \cdot p_i - k_i \cdot k_i + 1), & p_i \in [k_i - 1; k_i + 1] \\ +1 + (1 - k_i)/(1 + k_i) \cdot (p_i - k_i - 1), & p_i \in ]k_i + 1; +\infty[ \end{cases}$$

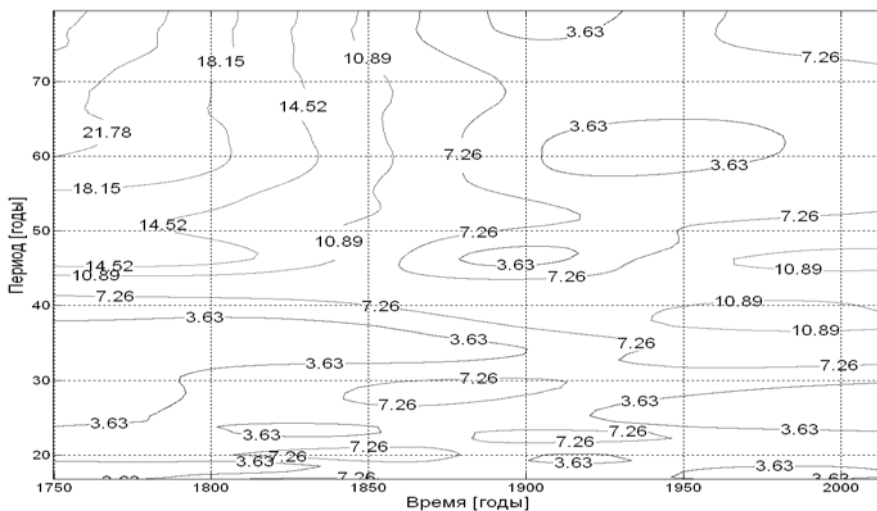


Рис. 1. Фрагмент ФТ-диаграммы амплитуд методa «ПИЛОТ» для низких частот.

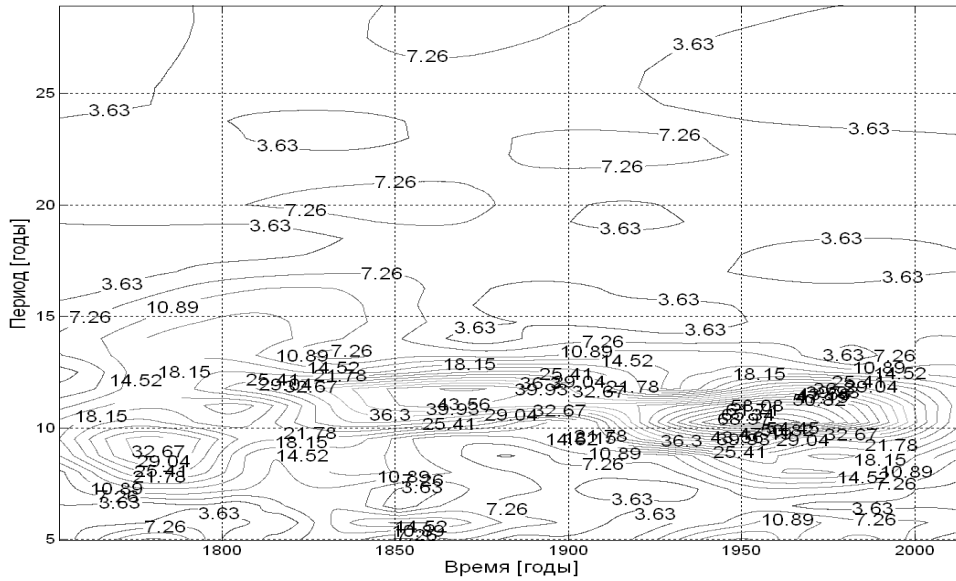


Рис. 2. Фрагмент FT-диаграммы амплитуд метода «ПИЛОТ» для высоких частот.

где  $\langle t_{0i} \rangle$  – центры волновых пакетов с номерами,  $\langle \Delta_i \rangle$  – их полуширины, а  $\langle k_i \rangle$  – коэффициенты асимметрии. В связи с сугубо нелинейным видом зависимости такой аппроксимации относительно параметров волновых пакетов, их значения получают посредством нелинейной минимизации с ограничениями в виде неравенств. Ниже приводятся данные, полученные в результате обработки ряда чисел Вольфа этим методом при использовании 66 волновых пакетов и результаты анализа этих данных. Количество волновых пакетов, равное 66 было выбрано опытным путём как минимальное, обеспечивающее приемлемую точность аппроксимации.

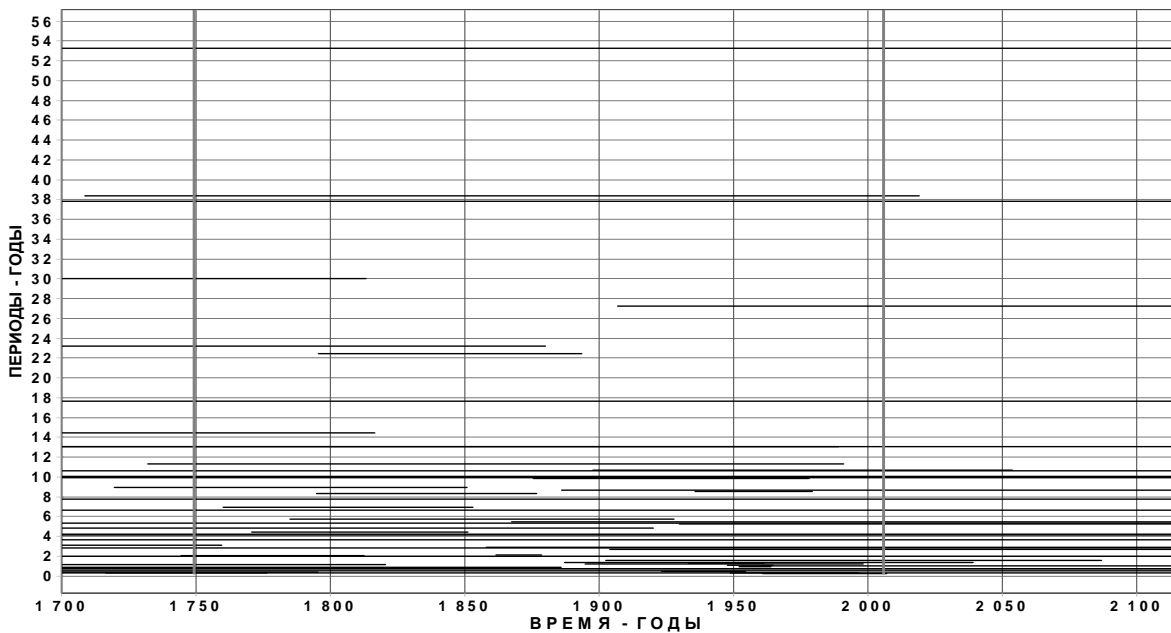


Рис. 3. Фрагмент FT-диаграммы волновых пакетов метода «РЧВА» для высоких частот.

Следует отметить, что вид FT-диаграмм для метода «Пилот» и «РЧВА» существенно отличаются. Дело в том, что для метода «РЧВА» в результате расчётов получался оптимальный набор волновых пакетов, наилучшим образом своей суммой аппроксимирующий исходные данные. Визуально эти волновые пакеты условно показаны как отрезки на FT-диаграмме на рисунке 3. Две серые вертикальные линии на нём указывают область используемых данных. На рисунке 3 выявлено несколько частотных областей с существенными изменениями в районе начала нового 24 цикла СА. Прежде всего, следует отметить, что наиболее мощные три волновых пакета, определявшие современный вид «11-летнего» цикла СА, в настоящее время уже прошли период своего максимума и идут на спад. Менее мощные, но значимые 2 цикла с периодом около 8 лет заканчивают или закончили своё существование. Группы циклов с периодами примерно 5 и 3 года несколько меняют свою структуру. Заканчивает своё существование цикл-долгожитель с периодом около 38 лет.

### **Выводы**

Оба применённых метода анализа продемонстрировали в основном непротиворечивые результаты, показывающие, что на границе нового 24 цикла солнечной активности частотно-временные диаграммы претерпевают существенные изменения. В первую очередь это проявляется в том, что три ведущих цикла с периодами около 11 лет, в основном определяющих так называемый 11-летний цикл солнечной активности, в настоящее время идут на спад.

### **Литература**

1. Интернет-сайт Sunspot Index Data Center <http://sidc.oma.be/index.php3>
2. *А.Г. Пятигорский, Г.А. Пятигорский.* Исследование ряда чисел Вольфа месячного разрешения методом обобщённого регрессионного частотно-временного анализа. В трудах конференции «Крупномасштабная структура солнечной активности: достижения и перспективы». 21–25 июня 1999 года. ГАО РАН. Санкт-Петербург. С. 255–258.



**КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ  
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В ЛИНИИ He10830 Å  
И В РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ  
В ПЕРИОД 21–23 ЦИКЛОВ АКТИВНОСТИ**

**Тавастшерна К.С.<sup>1</sup>, Васильева В.В.<sup>2</sup>, Тлатов А.Г.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

<sup>2</sup>Кисловодская Горная Станция ГАО РАН

**CORONAL HOLES ON THE OBSERVATIONS IN He 10830 Å LINE  
AND IN X-ray RANGE DURING 21-23d CYCLES OF SOLAR  
ACTIVITY**

**Tavastsherna K.S.<sup>1</sup>, Vasil'eva V.V.<sup>2</sup>, Tlatov A.G.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

<sup>2</sup>Kislovodsk solar station of Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

*In this work we present the results of identification of the coronal holes (CH) on the base of observations of Kitt Peak observatory in the HeI 10830 Å line for the period 1975–2003, SOHO/EIT data for the FeXII 195Å line for the period 2004–2010 and the data from SOLIS telescope in the HeI 10830 Å line for the period 2004–2010 since there was no data from SOHO/EIT. We developed the procedures for the semi automatic discovery of borders of the coronal holes on the synoptic maps and for superimposing their borders on the maps of magnetic fields. As a result a consolidated series of CH was constructed for the period 1975–2010. The investigation of this series showed, that main contribution to the general area was made by the high latitude coronal holes. The compare of our series was conducted with the other characteristics of solar activity.*

**Введение**

Корональные дыры (КД) являются важным индексом, характеризующим солнечную активность. Они являются источниками высокоскоростного солнечного ветра (со средней скоростью около 700 км/сек и пониженной плотностью плазмы  $n = 4 \text{ см}^{-3}$ ) эффективно воздействующего на магнитосферу Земли.

Корональные дыры локализуются в областях магнитного поля с открытыми силовыми линиями, которые не препятствуют радиальному расширению корональной плазмы. Это и объясняет увеличение скорости корональной плазмы. Рентгеновское излучение в области КД имеет пониженную интенсивность, это может быть связано с пониженной температурой и пониженной плотностью до 0.25 от плотности спокойной короны. Благодаря корональным дырам возникают рекуррентные потоки, которые существуют несколько месяцев и расположены в областях с открытым магнитным потоком крупномасштабного магнитного поля Солнца [1].

### **Исходные данные и метод обработки**

Для регистрации КД используются данные наблюдений как наземных телескопов в линии HeI 10830Å, так и спутниковые наблюдения в рентгеновском диапазоне. В нашей работе мы представляем результаты отождествления КД по данным наблюдений обсерватории Китт-Пик в период 1975–2003 гг. и SOHO/EIT в линии FeXII 195Å в период 1997–2010 гг. также учитывались данные телескопа SOLIS для HeI 10830 Å в период 2004–2010 гг., когда наблюдения телескопа SOHO/EIT отсутствовали.

Для выделения КД нами были разработаны процедуры полуавтоматического выделения границ КД на синоптических картах и наложения их границ на карты магнитных полей.

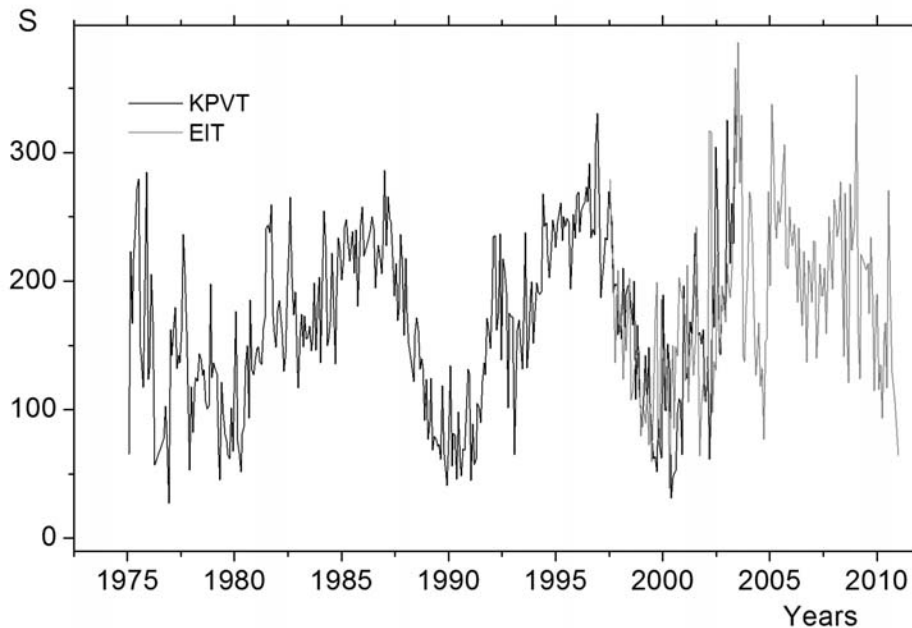
Данные наблюдений обсерватории Китт-Пик и SOHO/EIT в fits-формате [2, 3] и данные телескопа SOLIS [4] взяты из Интернета. Метод обработки данных обсерватории Китт-Пик описан в работах [5, 6]. На изображениях синоптических карт в fits-формате выделялись области с интенсивностью выше некоторой пороговой величины. Для выделения этого порогового значения строились функции распределения количества пикселей от интенсивности. Предварительно использовалась процедура сглаживания. Выделенные области формировались в структуры, которые имели общую границу. Далее проводилась фильтрация выделенных областей по площади. Выделение КД по наблюдениям SOHO/EIT производилось по пороговому уровню, который выбирался в зависимости от фоновых значений (от уровня спокойного Солнца, вычисляемого по распределению Гаусса). Когда данные наблюдений SOHO/EIT отсутствовали, то накладывались данные SOLIS.

### **Результаты**

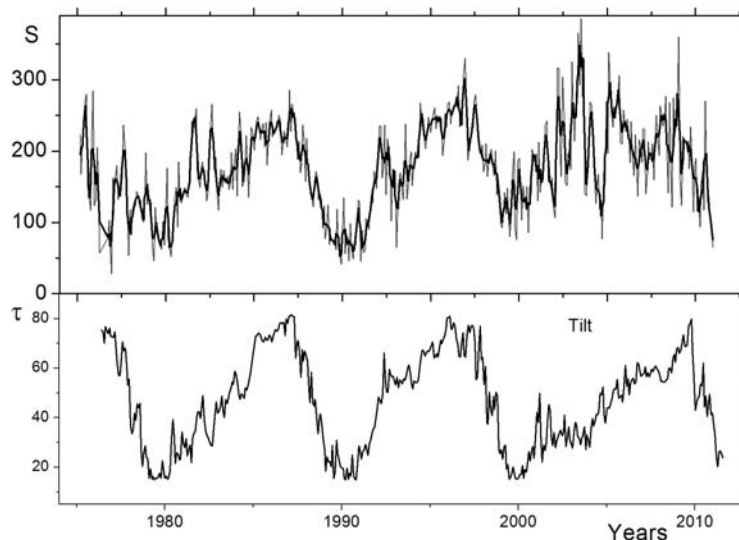
На Рис. 1 представлены площади КД, полученные по данным наблюдений телескопа KPVT в линии He 10830Å и телескопа SOHO/EIT, дополненного данными телескопа SOLIS в период 1997–2010 гг. В период 1997–2003 гг. данные перекрываются, однако наблюдается достаточно хорошее согласие между двумя рядами наблюдений. Для фильтрации волокон, также видимых как зоны пониженной интенсивности в рентгеновском диапазоне, мы накладывали положение нейтральной линии, построенной по данным наблюдений в линии H-альфа, представленные на сайте Горной станции.

На основе полученных рядов мы создали сводный ряд КД, объединяющий как наблюдения в линии He 10830Å, так и рентгеновского диапазона, в основном в линии 195Å. На Рис. 2 представлено сравнение сводного ряда с углом наклона гелиосферного слоя, вычисляемого на высоте  $R = 2.5R_0$  по данным магнитографа WSO [7]. В период 21–22 циклов активности наблюдается хорошее согласие между этими индексами солнеч-

ной активности. Однако в 23-м цикле активности согласие заметно хуже. Возможно, это связано нарушением системы наблюдений.



**Рис. 1.** Данные площадей КД по данным Китт-Пик (КРVT) в период 1975–2003 гг. и SOHO/EIT(SOLIS) в период 1997–2010 гг., усредненные за 1 Кэррингтоновский оборот.

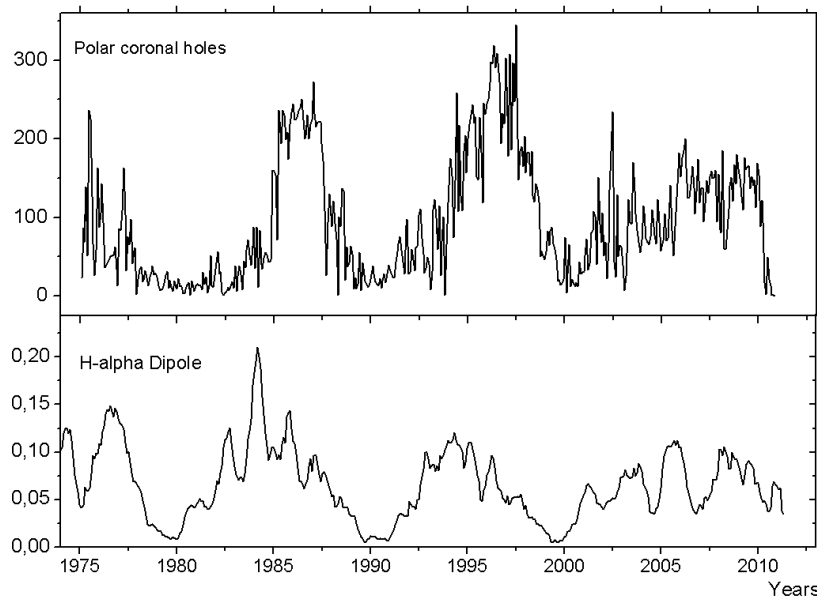


**Рис. 2.** Сравнение угла наклона гелиосферного слоя, вычисленного по данным [7] (внизу) с полученным рядом суммарных площадей КД (вверху).

Общая площадь КД в 23-м цикле активности достаточно велика (Рис. 2). Площадь полярных КД достигает максимума в эпоху минимума активности. На Рис. 3 представлены площади полярных КД на широтах выше  $60^\circ$ . Полярные КД показывают значительное, около 2 раз, уменьшение площади для минимума 23-го цикла по сравнению с минимумами в 21 и 22-м циклах активности. Для сравнения на Рис. 3 (внизу) представлено

изменение интенсивности диполя, вычисленного по данным H-альфа карт

$$A(t) = \sum (g_l^m g_l^m + h_l^m h_l^m), l = 1, m = 0, 1.$$



**Рис. 3.** Сопоставление данных площадей полярных КД с центром широт выше  $\theta > 60^\circ$  с данными интенсивности диполя крупномасштабного поля, вычисленного по H-альфа синоптическим картам.

### Выводы

Исследование полученного ряда показало хорошую сходимость параметра суммарной площади КД с другими вышеприведенными характеристиками солнечной активности.

Сделан вывод о том, что основной вклад в общую площадь дают высокоширотные корональные дыры.

В минимуме активности 23–24-го циклов активности площадь полярных КД была несколько меньше, чем в предыдущих циклах.

Ранее проведенное сравнение показало, что циклы КД имеют минимум в эпоху максимума циклов солнечных пятен и максимум в максимуме циклов полярных факелов.

Работа поддержана НШ-3645.2010.2.

### Литература

1. *Insley J.E., Moore V. and Harrison R.A.*, 1995, *Solar Phys.*, v.160, p.1.
2. <ftp://nsokp.nso.edu/kpvt/synoptic/>
3. <http://www2.ess.ucla.edu/~jingli/LSM/>
4. <http://solis.nso.edu/jingli/LSM/vsm-maps.php>
5. *Тлатов А.Г., Тавастшерна К.С.* Труды межд. конф. ГАО РАН 17– 22 июня 2002, с.549–558.
6. *Тавастшерна К.С., Тлатов А.Г.* Известия ГАО РАН, 2004, №217, с.145–148.
7. <http://wso.stanford.edu/tielts.html>

**ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ  
РАЗМЕРА СОЛНЕЧНОЙ СУПЕРГРАНУЛЯЦИИ  
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В ЛИНИИ К CaII**

**Тлатов А.Г.**

*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН*

**VARIATIONS OF THE SOLAR SUPERGRANULATION ACCORDING  
OBSERVATIONS IN CaIIK SPECTRAL LINE**

**Tlatov A.G.**

*Kislovodsk mountain astronomical station of the Pulkovo observatory*

*The analysis of the characteristic size of the cells of the chromospheric network over the daily observations in K CaII line observatories Kodaiknal (1907–1999) and Meudon (1983–2011). Analysis of the characteristic size was performed using weighted wavelet transform. Pre-contrast images on the chromospheric network increased by subtracting the intensity and gradient on the solar disk.*

*It was found that the characteristic size of the chromospheric cells is ~36 Mm, but the variation is associated with a solar activity of ~2 Mm. The largest cell size is observed typically ~ 1.5 years after solar maximum. Between cell size and the maximum amplitude of the next cycle of activity, there was a positive correlation ( $R = 0,83$ ), thus the supergranulation size connected with solar activity and precede of it ~ 8.8 years.*

**Введение**

На поверхности Солнца регистрируются конвективные ячейки различного масштаба, соответствующие грануляции, мезогрануляции, супергрануляции и гигантским ячейкам. Грануляция хорошо видна в белом свете, имеет размеры около 1 Мм в поперечнике и типичное время жизни около часа. Супергрануляция, как правило, имеет около 30–40 Мм в поперечнике и длительность жизни ~ 1–2 суток. Симон и Лейтон [1] сорок лет назад сформулировали гипотезу, что за возникновение супергрануляции ответственны зоны ионизации гелия.

С помощью метода автокорреляции доплерограмм [2] авторы получили значения размера 32 Мм. Близкий размер супергрануляционных ячеек при анализе фильтрограмм в линии К CaII был получен в работе [3]. Используя данные SOHO/MDI 1996 года, было найдено [4], что максимум распределения длины супергранул составляет 36 Мм. В работе [5] также найден максимум распределения масштабу супергранул 36 Мм в 2007 году.

Используя доплерограммы SOHO/MDI в минимумах 23/24-х циклов активности, [6] обнаружили, что в минимуме 23-го цикла размер супергранул был  $35.9 \pm 0.3$  Мм, а в минимуме 24-го  $35.0 \pm 0.3$  Мм. В изменения порядка 0,5 Мм в минимумах 23/24 циклов было обнаружено в работе [7].

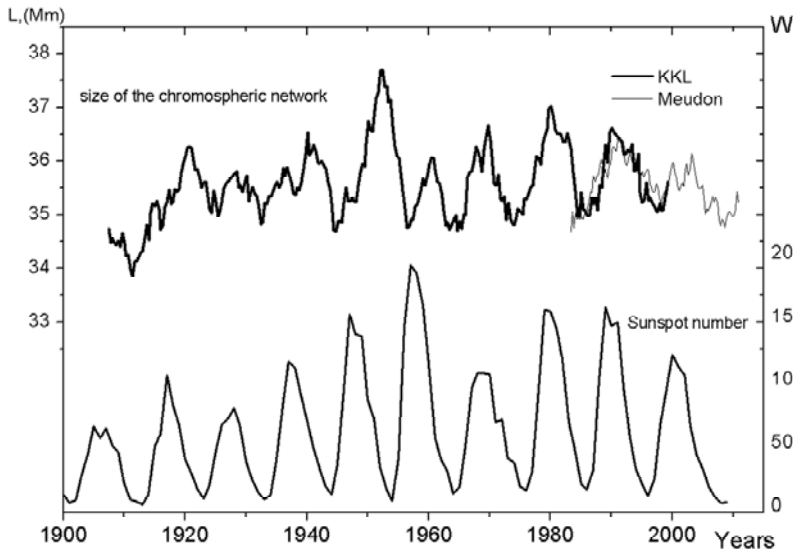
### **Метод анализа**

Для анализа размера супергранул первоначально мы проводили предварительную обработку изображений. Обработка состояла из нескольких этапов. На первом этапе определялся уровень спокойного Солнца как функции от расстояния от центра диска и позиционного угла  $Q = Q(r, \alpha)$  [8]. Затем исправлялось потемнение к краю. Далее определялись границы флоккул [8]. Для ярких флоккул с площадью более  $S > 1000$  мдп., мы заменяли значение интенсивности каждого пикселя на значения фона  $Q$ . Таким образом, у нас получался диск Солнца, на котором убрано потемнение к краю и исключены флоккульные площадки.

На втором этапе происходило контрастирование хромосферной сетки, используя элементы алгоритма Canny для поиска границ [9]. На первом шаге, также как и в оригинальном методе, использовалась процедура сглаживания с фильтром Гаусса  $5 \times 5$  пикселей, затем определялся градиент методом Собеля, и на последнем шаге мы вычитали градиент из интенсивности. Эта процедура повторялась дважды. Далее мы вычисляли характерный размер хромосферной сетки. Для этого мы сканировали изображения с шагом  $0,2^\circ$  вдоль центрального меридиана в диапазоне широт  $\pm 70^\circ$  и по горизонтали вдоль солнечного экватора в диапазоне долгот  $\pm 70^\circ$ . Для анализа был использован метод взвешенного вейвлет-преобразования (WWZ), разработанный специально для неравномерно выборочных данных [10]. Мы экспериментировали с разными значениями параметра  $c$ , который определяет компромисс между пространственным разрешением и частотой разрешения, и выбрали  $c = 0.005$ .

### **Результаты анализа**

Для поиска размера супергрануляционных ячеек мы использовали разрезы вдоль центрального меридиана на ежедневных изображениях диска Солнца. Для каждого разреза находилась спектральная плотность мощности. Данные каждого дня суммировались в интервале 4 месяцев, затем для данной широты и времени находился максимум распределения спектральной плотности мощности. Далее эта величина усреднялась в необходимом диапазоне широт. На Рис. 1 представлены значения максимумов распределения для данных наблюдений обсерваторий Kodaikanal и Meudon. Средний размер супергрануляционных ячеек по данным Kodaikanal в период 1907–1999 гг. составил  $35,47(\pm 0,07)$  Мм, по наблюдениям Meudon в период 1983–2010 г.  $35,83^\circ(\pm 0,05)$  Мм. Несмотря на некоторые отличия, мы можем отметить циклический характер вариаций с периодом 11 лет. Наибольший размер супергрануляции отмечен в период 1950–1953 года. Максимум размера супергрануляционных ячеек достигался на фазе спада активности солнечных пятен, в среднем спустя  $\sim 1.8$  года после максимума активности.

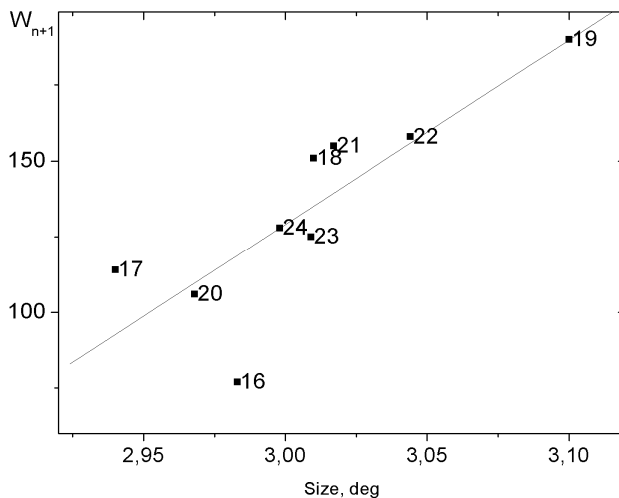


**Рис. 1.** (Вверху) Размер супергрануляционных ячеек, разреза вдоль центрального меридиана для экваториальной зоны Солнца  $\pm 10$  градусов. Ежеквартальные данные сглажены скользящим окном 2 года. Представлены результаты по данным наблюдений обсерваторий Кодайканал и Медон. (Внизу) Сравнение размера супергрануляционных ячеек с годовыми значениями солнечных пятен.

Размер супергрануляционных ячеек в направлении вдоль солнечного экватора несколько выше, чем вдоль центрального меридиана и составляет  $36,68^\circ (\pm 0,09)$  Мм по данным Kodaikanal.

### Обсуждение

Циклический ход размеров супергрануляции может быть вызван методикой обработки и влиянием флоккульных площадок на более мелко-масштабные гармоника. Однако в данной работе мы попытались минимизировать это влияние устранением флоккул и выбором в качестве метода анализа вейвлет преобразование. Также между солнечной активностью и размером супергрануляционных ячеек существует нелинейная связь. На Рис. 1 видно, что в период максимального 19-го цикла активности локальный максимум размера супергрануляционных ячеек был относительно сла-



**Рис. 2.** Связь между размером супергрануляционных ячеек по данным обсерватории Kodaikanal и амплитудой следующего цикла активности солнечных пятен. Коэффициент корреляции  $R = 0.83$ .

бым, в то время как наибольший размер наблюдался в 18-м цикле активности. Между размером супергрануляции и амплитудой активности после-

дующего цикла солнечных пятен существует положительная корреляция  $R = 0.83$ . При этом цикл супергрануляции опережает цикл солнечных пятен  $\sim 8.8$  года (Рис. 2).

Найденная связь между размером супергрануляции и амплитудой следующего цикла активности солнечных пятен может быть связана с перестройкой конвекцией верхней солнечной атмосферы, последствия которой присутствуют в следующем цикле активности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, программ РАН и НШ-3645.2010.2.

#### Литература

1. *Simon G.W. & Leighton R.B.*: 1964, *ApJ*, v.140, 120.
2. *Leighton, R.B., Noyes, R.W., Simon, G.W.*: 1962, *ApJ*, v. 135, 474.
3. *Hagenaar, Hermance J.; Schrijver, Carolus J.; Title, Alan M.*: 1997, *ApJ*, v.481, 988.
4. *Hathaway, D.H., Beck, J.G., Bogart, R.S., Bachmann, K.T., Khatri, G., Petitto, J.M., Han, S. and Raymond, J.*: 2000, *Solar Phys.*, v.193, 299.
5. *Rieutord, M., Roudier, T., Rincon, F., Malherbe, J.-M., Meunier, N., Berger, T. & Frank, Z.*: 2010, *Astron. Astrophys.*, 512, A4.
6. *Williams P.E. & Pesnell W.D.*: 2011, *Solar Phys*, v.270, 275
7. *McIntosh, Scott W.; Leamon, Robert J.; Hock, Rachel A.; Rast, Mark P.; Ulrich, Roger K.*, 2011, *ApJL*, v. 730, L3.
8. *Tlatov, A.G., Pevtsov, A.A. & Singh, J.*: 2009, *Solar Phys.* 255, 239.
9. *Canny, J., A.*: 1986 *IEEE Trans. Pattern Analysis and Machine Intelligence*, v. 8, 679.
10. *Foster G.*: 1996, *ApJ*, v. 112, 1709.



## **Секция 2**

# **МОДЕЛИРОВАНИЕ АКТИВНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ, ПРОЦЕССОВ И ЯВЛЕНИЙ**



## **ОБРАЗОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ВИХРЕВЫХ КОЛЕЦ В ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА**

**Акмаров К.А.<sup>1</sup>, Акмаров А.А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Национальный исследовательский университет информационных технологий  
механики и оптики, Санкт-Петербург, akmarov@mail.ifmo.ru*

<sup>2</sup>*Удмуртский государственный университет, Ижевск, akmarov@gmail.com*

## **FORMATION OF TURBULENT VORTEX RINGS IN CENTRAL PARTS OF THE SUN**

**Akmarov K.A.<sup>1</sup>, Akmarov A.A.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics,  
Saint-Petersburg, akmarov@mail.ifmo.ru*

<sup>2</sup>*Udmurt State University, Izhevsk, akmarov@gmail.com*

*With a new method for detecting neutrinos, which has a higher sensitivity and angular resolution, it was experimentally shown that the flux of neutrinos from the Sun is not homogeneous in time and space. Consequently, the nature of nuclear reactions in the solar interior is not uniform. There were also found "neutrino bursts" – time-limited neutrino fluxes of high-intensity. Impulsive energy release near the center of the sun causes the appearance of a turbulent vortex ring (TVR). It consists of rotating particles having a charge, so converts a significant part of the kinetic energy of particles in the magnetic field energy. A torus with non-uniform magnetic field is forming. Inside coils of the torus the magnetic field maximum, it is zero outside. Solar neutrinos accompanying the pulse of energy, rejected an inhomogeneous magnetic field are exactly on the optical axis formed TVR and can interfere on it. It was observed experimentally, which confirms the existence of TVR in the central regions of the Sun. Intrinsic magnetic field TVR compresses him in force magnetic tube when moving toward the surface of the Sun.*

### **Введение**

Долгое время исследование внутренних областей Солнца считается недоступным. С появлением гелиосейсмологических методов удалось исследовать некоторое пространство под поверхностью. Но получаемой этим методом информации явно не достаточно для объяснения поведения Солнца, поскольку не раскрывают основу солнечной деятельности – процессы, происходящие в энерговыделяющей зоне Солнца. В основном это в центральных областях. Проведение исследований этих областей пока возможно только с помощью нейтрино.

В настоящее время построено и функционируют около двух десятков нейтринных детекторов. Часть из них могут работать в качестве нейтринных телескопов. Несмотря на огромные количества применяемого вещества, чувствительность детекторов не превышает 100 актов регистрации в сутки. При таких параметрах статистический набор данных очень затруднителен, и возможен только анализ долговременных вариаций солнечных

нейтрино [1]. Но быстрые процессы, например, кратковременное изменение интенсивности процессов в реакционной зоне Солнца контролировать было не возможно.

### Образование магнитной, рассеивающей нейтрино, структуры

Используя метод регистрации нейтрино [2], имеющий большую чувствительность и угловое разрешение, в работе [3] авторами, показано, что поток нейтрино не однороден во времени и в пространстве. Таким образом, нами установлено, что характер ядерных реакций в недрах Солнца не равномерный, а пульсирующий. Также, экспериментально было обнаружено, что регулярно возникают “нейтринные вспышки” – ограниченные по времени потоки нейтрино высокой интенсивности, иногда во много раз превышающие среднее значение. Это свидетельствует о значительном повышении скорости ядерных реакций (фактически термоядерный взрыв) в некотором пространстве вблизи центра Солнца. Этот процесс косвенно подтверждается гелиосейсмологическими исследованиями.

Точка  $S$  – центр Солнца. Допустим в точке  $O$  в области центральной части Солнца произошло локальное выделение энергии [3] (Рис. 1а). Из принципа наименьшего действия основной импульс энергии будет распространяться по радиусу в сторону поверхности Солнца в направлении уменьшения плотности вещества. При этом возможно образование различных магнитных структур [4]. Например, турбулентного вихревого кольца (ТВК) (Рис. 1 b,c).

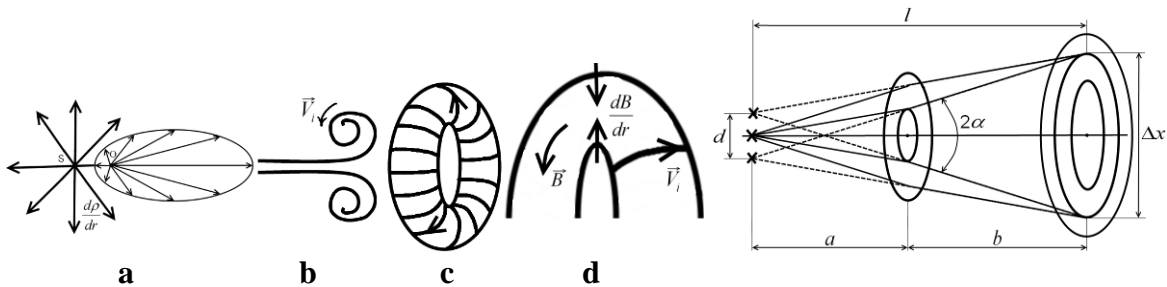


Рис. 1.

Рис. 2.

В таком кольце вращающаяся плазма образует тороид из витков с движущимися зарядами. В связи с различной подвижностью электронов и ионов – часть электронов вырываются вперед после вспышки и рассеиваются периферическими слоями кольца. В кольце, имеющем недостаток электронов, возникает магнитное поле, которое сжимает этот тороид до некоторого равновесия плотностей магнитной и кинетической энергий. Так образуется сильное кольцевое магнитное образование в виде ТВК. Его структура не однородна. В центре витков тороида магнитное поле максимально и круто уменьшается за пределами тора (Рис. 1d). В неоднородном магнитном поле, на нейтрино, имеющее ненулевую массу

покоя и ненулевой магнитный момент, будет действовать сила:  $F = (3\sqrt{2}/16\pi^2) \cdot G m_\nu e (dB/dr)$ ; где  $G = 1,03 \cdot 10^{-5} \text{ м}_\text{р}^{-2}$  – константа Ферми. Эта сила будет действовать в сторону больших градиентов поля. В таком случае кольцо может являться рассеивающим элементом. Для него можно изобразить ход лучей интерференционной системы (Рис. 2), и написать простую формулу. В приближении, что  $l \gg \Delta x$  и  $l \gg d$  можно получить выражение для длины волны нейтрино:

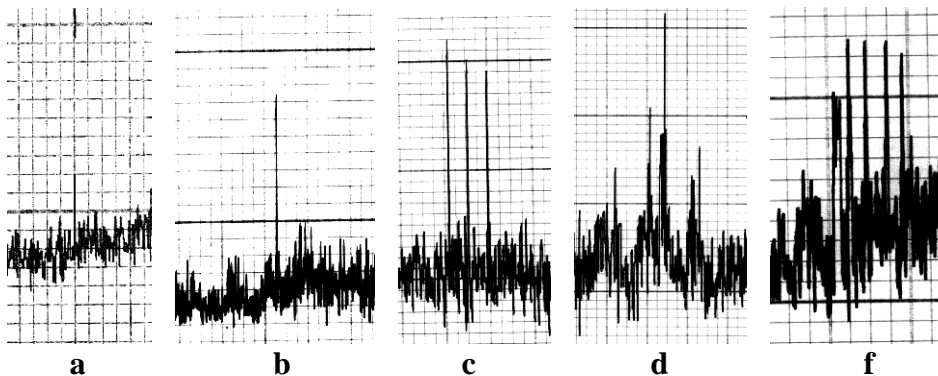
$$\lambda = 2 \cdot d \cdot \text{tg} \alpha - \frac{d^2}{l},$$

где  $\Delta x$  – расстояние между максимумами интерференционной картины;  $d$  – расстояние между мнимыми источниками;  $\alpha$  – угол, который образуют мнимые источники;  $l$  – расстояние от мнимых источников до максимумов интерференционной картины. Реальное применение этой формулы пока не представляется возможным – слишком много неизвестных. Но в дальнейшем, с увеличением знаний о свойствах нейтрино, и структуре Солнца, этот подход может быть использован.

### **Экспериментальная часть**

Процесс регистрации потока солнечных нейтрино проводился следующим образом. Телескоп, предварительно настраивался на некоторую, заранее рассчитанную, точку эклиптики, через которую должно пройти Солнце.

Диаграммы регистрации на ленте самописца представлены на Рис. 3. В периоды неактивного Солнца, импульс в момент прохождения Солнца через установленную точку эклиптики, не велик, мало отличается от фонового значения (Рис. 2а). В данной работе будем считать активность Солнца не по поверхностным показателям, а по потоку нейтрино. В некоторые моменты времени появляются локальные, короткие увеличения интенсивности потока (Рис.2б).



**Рис. 3.**

Результаты регистрации потока солнечных нейтрино представлены на Рис. 3: а) диаграмма среднего потока (отмечен момент прохождения

Солнцем точки эклиптики, на которую предварительно был настроен телескоп); b) поток нейтрино перед нейтринной вспышкой; c) нейтринная вспышка; c,d – прохождение южного полюса (в полночь); f – северного полюса (в полдень). Таких и более сложных картин достаточно много, чтобы уверенно утверждать, что это не фоновые флуктуации.

В большинстве случаев изображение нейтринной вспышки на ленте самописца сопровождается изображением интерференционной картины, что подтверждает существование ТВК в центральных областях Солнца. При движении к поверхности Солнца, магнитное поле сжимает ТВК в магнитную силовую трубку, всплывающую из глубины Солнца. В работе [5] показано, что наблюдаемые магнитные шнуры на Солнце связаны с турбулентными процессами. Эффект отрицательной турбулентной диффузии возникает в сильно завихренной турбулентной высокопроводящей жидкости. Из-за прогрева плавучесть трубки нелинейно растет и она с высокой скоростью выбрасывается в солнечную атмосферу [6]. Таким образом на поверхность доставляется замагниченная плазма со всеми вытекающими последствиями: пятна, вспышки, и др. ТВК доставляет на поверхность и ряд элементов таблицы Менделеева. В энергичных частицах, которые появляются во время вспышек, наблюдается большое содержание тяжелых изотопов, например, железо [7]. Пульсирующий характер энерговыделения в центре Солнца косвенно подтверждается гелиосейсмологическими исследованиями.

#### **Литература**

1. *Гнедин Ю.Н., Исханов Р.Н., Милецкий Е.В.* О долгопериодических вариациях и величине потока солнечных нейтрино. Письма в *Астрономический журнал*, 2007, т. 33, № 1, с. 52–61.
2. *Акмаров А.А., Акмаров К.А.* Метод регистрации нейтрино. Заявка на изобретение №2010135503 /28(050415) от 24.08.2010.
3. *Акмаров А.А., Акмаров К.А.* Угловые и временные вариации потока солнечных нейтрино. Тезисы Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца. 3–9 октября 2010 г. с.9., Санкт-Петербург, 2010.
4. *Жданов В.М.* Процессы переноса в многокомпонентной плазме. М., Физматлит, 2009.
5. *Криводубский В.Н.* Отрицательная турбулентная вязкость солнечной плазмы. Изв. Крымской Астрофиз. Обс. 106, № 1, 226–231 (2010).
6. *Семенов И.В.* Численное моделирование влияния теплового прогрева на динамику подъема магнитных полей в атмосферу Солнца. Дисс. на соиск. степени к.ф.-м.н, Красноярск, 2006.
7. *Meyer J.P.* Elemental abundances in active regions, flares and the interplanetary medium. *Adv. Space. Res.* 1993. V.13. P. 377–390.

## **ОБ ОТРАЖЕНИИ КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ БЫСТРЫХ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН ОТ ГРАНИЦЫ МЕЖДУ СРЕДНЕЙ И ВЕРХНЕЙ ХРОМОСФЕРЫ**

**Бадусhev С.О., Михальяев Б.Б., Бембитов Д.Б.**

*Калмыцкий государственный университет, Элиста*

## **ON A REFLECTION OF SHORT-PERIODIC FAST WAVES AT THE MIDDLE AND UPPER CHROMOSPHERE INTERFACE**

**Badushev S. O., Mikhalyaev B. B., Bembitov D. B.**

*Kalmyk State University, Elista, Russia*

*A propagation of fast waves with small periods (smaller than 10 s) through the middle and upper chromosphere interface is studied in the geometric acoustic approximation. It is shown that a transmission coefficient is very small and not depend on magnetic field for large field values.*

В короткопериодическом приближении рассматриваются быстрые магнитозвуковые волны, распространяющиеся через границу между средней и верхней хромосферой. Используется распределение температуры из классической Гарвардско-Смитсоновской модели солнечной атмосферы [1]. Скачок температуры на границе между средней и верхней хромосферой аппроксимируется следующей функцией вертикальной координаты  $z$

$$T(z) = 18 \operatorname{th}(18(z - 1,5)) + 18 + \frac{1}{R}, \quad R = \frac{\rho_0 k T_0}{m p_0} = 0.0825434, \quad (1)$$

где  $\rho_0 = 10^{-9}$  г/см<sup>3</sup>,  $p_0 = 10^3$  дин/см<sup>2</sup>,  $T_0 = 10^3$  К – масштабы плотности, давления и температуры. Температура выражена в единицах  $T_0$ , координата – в масштабе 1 тыс. км. Отсчет  $z$  ведется от уровня температурного минимума, при этом уровень  $z = 1,5$  рассматривается как граница температурного скачка. Равновесные распределения плотности и давления определяются с помощью (1) из уравнения гидростатического равновесия. Магнитное поле  $\mathbf{B}$  берется однородным, поэтому альвеновская скорость среды  $v_A$  зависит только от  $z$ , как и звуковая скорость  $c_s$ .

Используется метод геометрической акустики, где по картине лучей можно судить о характере распространения волны. Данное приближение в нашем случае действует для волн из секундного диапазона периодов. Для построения лучей используются стандартные лучевые уравнения [2]

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}}, \quad \frac{d\mathbf{k}}{dt} = -\frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{r}},$$

где «функция Гамильтона»  $\omega = \omega(\mathbf{k}, \mathbf{r})$  определяется из дисперсионного уравнения магнитозвуковых волн

$$\omega^4 - \omega^2(c_S^2 + v_A^2)\mathbf{k}^2 + c_S^2 v_A^2 \mathbf{k}^2(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})^2 = 0, \quad \mathbf{n} = \mathbf{B} / |\mathbf{B}|.$$

Функция  $\mathbf{k}(t)$  определяет изменяющееся направление распространения волны, а  $\mathbf{r}(t)$  описывает траекторию ее распространения.

Результаты моделирования проиллюстрированы на рисунках 1–3, где лучи обозначены углами их первоначального направления  $\beta$  в начале координат. Через границу ( $z = 1,5$ ) волна проходит в случае, когда  $\beta$  не превышает некоторого критического значения  $\beta_0$ , а для всех  $\beta > \beta_0$  происходит отражение волны. Имеется «окно» допустимых для прохождения волны значений угла от  $-\beta_0$  до  $+\beta_0$ , причем ширина «окна»  $2\beta_0$  с точностью до целых значений углового градуса не зависит от направления поля.

В следующей таблице показана зависимость критического угла от величины поля:

$B$ (Гс)	0	32	64	96	128	160	320	640
$\beta_0$ (°)	31	16	8	5	4	3	3	3

Величина поля в определенных пределах (сильное поле) мало влияет на картину распространения. Ситуация существенно меняется в случае слабого поля, где критический угол увеличивается с уменьшением поля. Наибольшее «окно» получается в случае, когда поля нет. Объясняется это следующим образом. В отсутствие поля отражение волны обусловлено скачком звуковой скорости. При «включении» поля на скачок звуковой скорости накладывается скачок альвеновской скорости, величина которого определяется величиной поля. С увеличением поля увеличивается скачок скорости быстрой магнитозвуковой скорости, и «окно» уменьшается. В случае сильного поля звуковая скорость не дает существенного вклада, и характер распространения зависит от относительного увеличения альвеновской скорости на границе. Последнее уже не зависит от величины поля, а определяется скачком плотности.

Проведенное исследование позволяет сделать вывод: короткопериодические (секундного диапазона) быстрые магнитозвуковые волны испытывают сильное отражение на границе между средней и верхней хромосферой. Они не переносят значительной волновой энергии в верхнюю хромосферу и, тем более, в корону. Результат имеет место в отсутствие всяких диссипативных эффектов, которые могут его разве что усилить.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (ФЦП, госконтракт 2011-1.4-508-008/9).

#### Литература

1. Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. – М.: Мир, 1985.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986.



## **НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ЭКСТРЕМУМОВ ПРОФИЛЕЙ СТОКСА МАГНИТОАКТИВНЫХ ЛИНИЙ В ФОТОСФЕРЕ СОЛНЦА**

**Баранов А.В.**

*Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН, Уссурийск, Россия  
baranov@utl.ru*

## **SOME FEATURES OF THE BEHAVIOR OF EXTREMA OF THE STOKES PROFILES OF MAGNETICALLY ACTIVE LINES IN THE SOLAR PHOTOSPHERE**

**Baranov A.V.**

*Ussuriisk astrophysical observatory FEBRAS, Ussuriisk, Russia  
baranov@utl.ru*

*From the Unno formulas were obtained a number of simple relations, useful in the analysis of the circular  $r_V$  profiles and linear  $r_Q$  polarization of magnetically lines.*

*The values of  $r_V$  and  $r_Q$  has extreme in a weak magnetic field. This extreme can be determined from relatively simple transcendental equations. Position of the extreme of values of  $\partial r_i / \partial v$  ( $r_i$  – Stokes parameter of intensity) can be determined by equation for the  $r_V$ , too. For large splitting strong lines have extreme of  $r_V$ -profiles, that are shifted from the centers of the lines relative to the position of components on the value  $u$ , that in the cases of longitudinal and transverse fields, can be estimated by relatively simple expressions.*

*It was found that there is an explicit dependence of  $u$  on the strength of the lines. Lines in a strong magnetic field has extreme of  $r_i$  – Stokes profile, that are shifted from the center line by an amount that can be estimated from the formula of  $r_Q = 0$ .*

В [3] было показано, что попытка измерения магнитного поля солнечного пятна с использованием теории Унно и эффективных факторов Ланде линий показывает близкие значения напряженности магнитного поля  $H$  в разных спектральных линиях с различиями  $\sim 10\%$ . При этом попытка «прямых» – по расстоянию между центром линии и минимумом интенсивности группы  $\delta$ -компонент линии (экстремумами профилей круговой поляризации  $r_V$ ) – измерений приводит к различию измеренных по ним величин  $H$  до 1000 Э. Однако, при подборе теоретических профилей линии для триплетных линий, точность их сравнения с наблюдаемыми обычно оценивается в 2–3%. что явно лучше, чем это получено для линий со сложным расщеплением.

Из формул Унно нами [1] были получены достаточно простые соотношения, полезные при анализе профилей круговой  $r_V$  и линейной  $r_Q$  поляризации магнитоактивных линий. Величина  $r_V$  в слабом продольном магнитном поле (величина расщепления  $\Delta\lambda_H \ll \Delta\lambda_D$ , где  $\Delta\lambda_D$  – доплеровская полуширина линии) имеет экстремумы, положение которых определяется из трансцендентного уравнения

$$(2 \cdot v^2 - 1) \cdot \exp(v^2) = \eta_0 \cdot (2 \cdot v^2 + 1) \quad (1)$$

( $v = \Delta\lambda/\Delta\lambda_D$ ,  $\Delta\lambda$  – расстояние от центра линии,  $\eta_0$  – отношение коэффициента селективного поглощения в центре линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре). При дальнейшем анализе мы выяснили, что этим же уравнением определяется положение экстремумов величины  $\partial r_l / \partial v$  ( $r_l$  – параметр Стокса интенсивности). Форма профилей величин  $r_v$  и  $\partial r_l / \partial v$  в описываемом случае определяется выражением

$$r_v = -2 \cdot \eta_0 \cdot v_H \cdot \cos \gamma \cdot v \cdot \exp(-v^2) / (1 + \eta_0 \cdot \exp(-v^2))^2, \quad (2)$$

одинакова и в количественном отношении они различаются наличием у выражения для  $r_v$ –профиля постоянного множителя  $v_H \cdot \cos \gamma$ , где  $v_H = \Delta\lambda_H / \Delta\lambda_D$ ,  $\gamma$  – угол между направлением магнитного поля и лучом зрения. Величина  $r_Q$  имеет экстремумы, положение которых определяется выражением из [1] (для слабого поперечного поля)

$$(v^2 - 1) \cdot \exp(v^2) = \eta_0 \cdot (v^2 + 1). \quad (3)$$

При значительных,  $\Delta\lambda_H > \Delta\lambda_D$ , расщеплениях, имеем [2] что величины  $r_v$  равны

$$r_v = (1/(1 + \eta_l) - 1/(1 + \eta_r))/2$$

в продольном поле (обозначения здесь и далее общепринятые [5]), формулы, определяющие значения величин в приведенных здесь и далее выражениях имеют вид [5]:

$$\eta_p = \eta_0 \cdot \exp(-v^2), \quad \eta_l = \eta_0 \cdot \exp(-(v - v_H)^2), \quad \eta_r = \eta_0 \cdot \exp(-(v + v_H)^2).$$

Сделаем замену переменной  $v = v_H + u$  и, полагаем согласно [4],  $v_H \gg u$  в уравнении для  $r_v$ . После несложных преобразований, пренебрегая малыми членами в полученном выражении, имеем следующую картину.

Сильные линии имеют экстремумы  $r_v$ –профилей, смещенные от центров линий относительно положения самих компонентов расщепления на величину  $u$ , которую можно, для случая продольного поля, оценить из выражения

$$u \cdot \exp(-u^2) \approx (1 + \eta_0)^2 \cdot 2 \cdot v_H \cdot \exp[-(2 \cdot v_H)^2]. \quad (4)$$

В поперечном поле  $r_Q$ –профили определяются выражением

$$r_Q = [1/(1 + \eta_p) - 1/(1 + (\eta_r + \eta_l)/2)]/2$$

После аналогичных описанным выше преобразованиях получаем, что экстремумы  $r_Q$ –профилей смещены относительно положения самих компонентов расщепления на величину  $u$ , которая оценивается из выражения

$$u \cdot \exp(-u^2) \approx (1 + \eta_0/2)^2 \cdot 2 \cdot v_H \cdot \exp(-v_H^2). \quad (5)$$

Обращает на себя внимание выраженная зависимость величин  $u$  от  $\eta_0$ . Для сильных линий, при  $\eta_0 \gg 1$ , выражения (4–5) становятся зависимыми от

$\eta_0^2$ . Если же учесть, что для триплетных и квазитриплетных линий величины  $u$  и составляют всего несколько процентов от величины  $v_H$  [4], выражения (4–5) можно записать в совсем простом виде:

$$u_V \approx 2 * \eta_0^2 * v_H * \exp[-(2 * v_H)^2], u_Q \approx \eta_0^2 * v_H / 2 * \exp[-(2 * v_H)^2],$$

показывающих, что при любых расщеплениях смещения экстремумов  $r_V$ – и  $r_Q$ –профилей относительно положения самих  $\delta$ –компонент линии в большей мере определяется не столько напряженностью магнитного поля, сколько коэффициентом поглощения в линии.

У многих линий, имеющих большие  $\eta_0$  в сильном поперечном магнитном поле, экстремумы  $r$ –профиля Стокса смещены от центров линий на значительную величину, которую можно оценить из условия  $r_Q = 0$ . Покажем это. Величина  $r_I$  определяется из формулы

$$r_I = (1 + \eta_I) / [(1 + \eta_I)^2 - \eta_Q^2].$$

Обозначения здесь общепринятые [5]. В точках профиля линии, где величины  $\eta_Q$  малы, данное выражение с достаточной степенью точности записать как

$$r_I = 1 / (1 + \eta_I) + \eta_Q^2 / (1 + \eta_I)^2.$$

Полагая  $\partial r_I / \partial v = 0$  и пренебрегая величинами второго порядка малости, можно сразу получить выражение

$$\partial \eta_I / \partial v + 2 * \eta_Q * \partial \eta_Q / \partial v = 0. \quad (6)$$

Величина  $\partial \eta_I / \partial v$  при значительных расщеплениях в определенных частях профиля линии близка к 0, и указанное равенство будет соблюдаться в случаях, когда в этих местах либо  $\eta_Q$ , либо  $\partial \eta_Q / \partial v$  близки к 0. Полагая  $\eta_Q = 0$ , можно сразу записать  $r_Q = 0$ . Это равенство соответствует такому значению  $v$ , при котором

$$\exp(v_H^2) = \text{ch}(2 * v * v_H). \quad (7)$$

При условии  $2 * v * v_H \leq 1$  можно с достаточно высокой точностью записать это выражение, согласно [6], как

$$\exp(v_H^2) = 1 + 2 * v^2 * v_H^2.$$

Случай, когда  $\partial \eta_Q / \partial v$  близка к 0 имеет тривиальное решение:  $v_H = 0$ . Очевидно, что к рассматриваемому вопросу эта ситуация отношения не имеет.

Работа выполнена при поддержке Программы № 16 Президиума РАН и грантов ДВО РАН 09-I-П7-01, 09-II-СО\_2-002, 09-III-A-02-49.

Автор благодарен Н.Н. Барановой и С.Г. Можаровскому за помощь в подготовке работы.

### 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., Лазарева Л.Ф. Анализ профилей Стокса спектральных линий со сложной структурой расщепления и проблема измерения магнитного поля в солнечном пятне // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 2006. С.20–33. (Тр. УАФО, т. 9, вып. 9).
4. Баранов А.В. Особенности применения магнитоактивных линий со сложным расщеплением для измерения солнечных магнитных полей // Труды XI Пулковской международной конференции по физике Солнца. СПб. 2–8.07. 2007 г. С.27–30.
5. Брей Р., Лоухед Р. Солнечные пятна. М.: Мир, 1967. 384 с.
6. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. Москва: Наука. 1981. 720 с.

## ИНВЕРСИИ НАБЛЮДАЕМЫХ ПРОФИЛЕЙ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В СПЕКТРАЛЬНЫХ МАГНИТОАКТИВНЫХ ЛИНИЯХ РАЗЛИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

**Баранов А.В., Лазарева Л.Ф., Можаровский С.Г.**

*Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН, Уссурийск, Россия*  
baranov@utl.ru

## INVERSION OF OBSERVED PROFILES OF THE CIRCULAR POLARIZATION IN SPECTRAL MAGNETOACTIVE LINES OF DIFFERENT ELEMENTS IN THE SOLAR ATMOSPHERE

**Baranov A.V., Lazareva L.F., Mozharovsky S.G.**

*Ussuriisk astrophysical observatory FEBRAS, Ussuriisk, Russia*  
baranov@utl.ru

*For 8 of the spectral lines of different elements in the wavelength range 605.0-618.0 nm was made solutions of the equations of radiation transfer considering the anomalous dispersion. It was found that  $r_V$ -circular polarization profiles of lines with large effective Lande's factor ( $g \sim 2$ ) and a compact groups  $\pi$ - and  $\sigma$ -components are near the centers of inversion lines. The experimental data mainly confirm the calculations.*

Мы рассмотрели проявления аномальной дисперсии в солнечных пятнах вблизи центров ряда магнитоактивных линий в спектральном диапазоне  $\lambda$  605.0–618.0 нм. Краткие обзоры состояния вопроса даны в работах [3, 5, 6].

В [3] получено, что инверсии  $r_V$ -профилей Стокса наблюдаются в линиях, имеющих факторы Ланде  $g_i > 1.6$ , компактные группы компонент расщепления и эквивалентные ширины  $W \geq 50 \text{ m\AA}$ . Инверсии  $r_V$ -профиля найдены у линий FeI  $\lambda$  630.2 нм ( $A = 2.0\%$ ), CrI  $\lambda$  633.0 нм ( $A = 1.0\%$ ) и FeI  $\lambda$  623.2 нм ( $A = 0.6\%$ ). Величиной  $A$  обозначена амплитуда инверсий.

**Таблица 1.**

Эл-т	$\lambda_i$ , нм	$E_i$ , эВ	$Lg(gf)_i$	Источник	$W_{ph}$ , мÅ	$W_{hm}$ , мÅ	$W_{sw}$ , мÅ	$g_i$
TiI	606.46	1.07	-1.81	Adjust	8	5	79	1.99
FeI	608.27*	2.22	-3.57	Oxford	34	33	54	1.998
CaI	610.27	1.88	-0.89	Kurucz	135	113	316	2.002
V I	611.65*	1.04	-0.65	Adjust	11	9	106	1.270
CaI	612.22*	1.89	-0.41	Kurucz	222	147	369	1.751
FeI	613.70*	2.59	-2.95	Kurucz	64	66	94	1.984
FeI	615.16*	2.18	-3.30	Oxford	49	50	73	1.837
FeI	617.33	2.22	-2.88	Oxford	69	68	98	2.499

Отобрано 8 линий. Данные о них приведены в табл.1, где  $Lg(gf)_I$  - логарифмы сил осцилляторов [8–9] (Adjust – найдены по профилям линий). Далее показаны  $W$  линий в фотосфере  $W_{ph}$ , рассчитанные для фотосферы  $W_{hm}$ , пятна  $W_{sw}$  и эффективные  $g_i$  [7–9]. Линии со сложным расщеплением помечены звездочкой. Остальные обозначения – общепринятые.

Таблица 2.

	606.46	608.27	610.27	611.65	612.22	613.70	615.16	617.33
A %	3.2	-	0.5	-	-	2.7	3.2	1.4
L, mA	60	-	43	-	-	67	76	25
$N_{\pi\sigma}$ , Э	3415	3890?	3740	2520, 4500	?	3310	3430	3300

Нами выполнен анализ  $r_I$  и  $r_V$ -профилей линий в спектрах 7 солнечных пятен. Типичные результаты измерений в пятне СД №289 за 02.08.1989 года. приведены в табл.2, где обозначены: величина  $A$  – максимальные величины инверсий  $r_V$ -профилей,  $L$  – размеры областей инверсий,  $N_{\pi\sigma}$  – выраженные в эрстедах расстояния между центрами линий и экстремумами  $r_V$ -профилей.

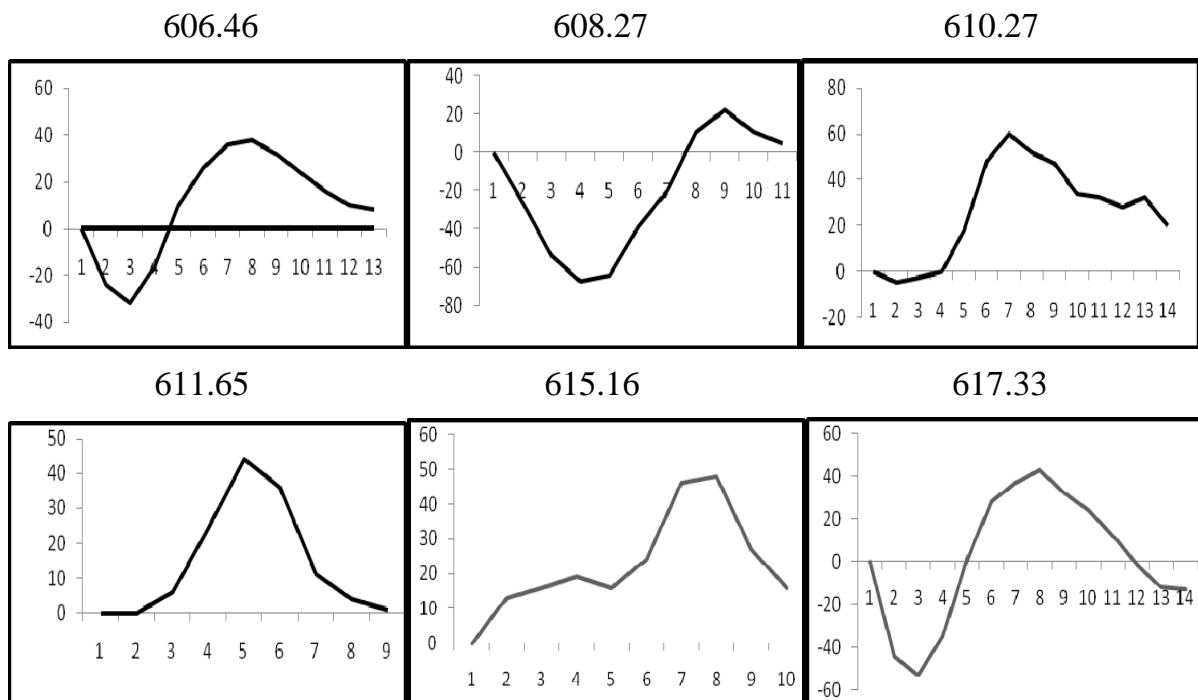


Рис. 1. По горизонтальной оси отложены значения, кратные 5 пикселям. Они соответствуют шагу в 16.5–16.8 mÅ, в зависимости от длины волны линии. По вертикальной оси значения даны в тысячных долях интенсивности непрерывного спектра.

Из списка, приведенного в табл.1 сильными можно считать лишь линии CaI. Величины  $N_{\pi\sigma}$  линий с большими  $g_i$ , близки между собой, кроме линии CaI  $\lambda$  610.27 нм. Измерения  $N_{\pi\sigma}$  по линиям без центрального  $\pi$ -компонента, неуверенны, поскольку их  $\pi$ - и  $\sigma$ -компоненты объединяются в одну группу.

Наблюдаемые  $\gamma_V$ -профили ряда спектральных линий приведены на рис. 2.

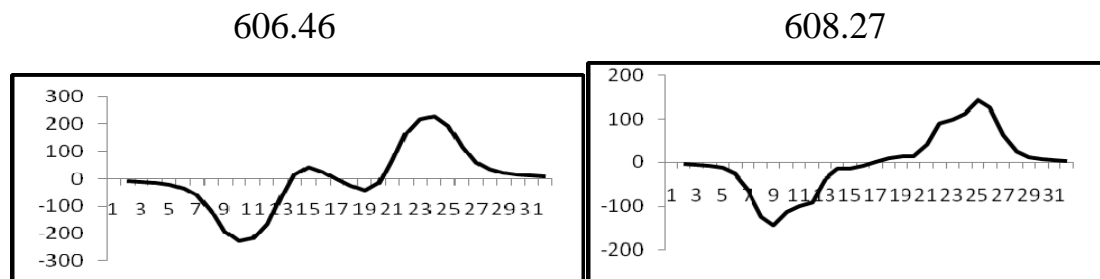


Рис. 2. Теоретически рассчитанные профили линий. Пояснения даны в тексте.

Величины  $A$  некоторых линий больше, чем  $A$  линии Fe1  $\lambda$  617.33 нм. Этот вопрос нуждается в отдельном изучении по профилям сильных линий.

Для указанных в табл.1 линий выполнены решения уравнений переноса излучения. Использована модель солнечного пятна Книра. Скорость микротурбулентности  $v_{\text{микро}} = 0$ , косинус гелиоцентрического угла  $\theta = 0.7$ . Расчет велся для значений  $H = 2500\text{--}3500$  Э, значений  $\gamma = 30\text{--}80^\circ$ .

Обозначения указанных в таблице величин те же, что и в табл. 2.

В табл. 3 приведены результаты расчетов  $H_{\pi\sigma}$  для  $H = 3000$  Э и  $\gamma = 60^\circ$ . Можно видеть, что  $H_{\pi\sigma}$  линий, имеющих близкие по величине  $g_i$ , близки между собой. Тот факт, что  $H_{\pi\sigma} > H$ , хорошо известен, а, для случая малых расщеплений, объяснен нами в [1].

Таблица 3.

Линия, нм	606.46	608.27	610.27	611.65	612.22	613.70	615.16	617.33	$\gamma^0$
A %	4.2	-	2.5	-	0.8	3.2	2.9	3.4	
L, мА	52	-	52	-	49, 16	48	52	53	60
$H_{\pi\sigma}$ , Э	3150	3800	3450	4130	4020	3300	3210	3105	

Остановимся на особенностях найденных  $\gamma_V$ -профилей линий без центральных  $\pi$ -компонент. У центра линии Ca1  $\lambda$  612.22 нм просматривается картина воздействия на профиль аномальной дисперсии. Особенности структуры расщепления объясняется значение  $H_{\pi\sigma}$  у наблюдаемых и расчетных  $\gamma_V$ -профилей линии Fe1  $\lambda$  608.27 нм. Она имеет структуру расщепления  $((2)3,5)/2$  и  $\pi$ -компонент, взаимодействуя с близким к центру линии  $\sigma$ -компонентом, частично его «съедает», что приводит к фиктивному росту наблюдаемых и расчетных  $H_{\pi\sigma}$  (рис. 2). Линия V1  $\lambda$  611.65 нм, имеющая  $g_i = 1.27$ , показывает значение  $H_{\pi\sigma} > 4130$  Э. Ясно, что профили этих линий необходимо детально изучить.

Сравнивая данные табл. 2 и 3, отметим, что величины  $A$  и  $L$  для наблюдаемых и расчетных  $\gamma_V$ -профилей линий между собой близки.

Полученные результаты сравним с результатами работы [3], где изучались  $\gamma_V$ -профили линий в диапазоне  $\lambda\lambda$  613.0 - 6337.0 нм. Расчетные  $\gamma_V$ -

профили имеют инверсию вблизи центров линий FeI  $\lambda$  630.25 нм ( $A = 1.5\%$ ), FeI  $\lambda$  623.2 нм ( $A = 0.6\%$ ) и CrI  $\lambda$  633.0 нм ( $A = 1.9\%$ ). Последние две линии имеют  $g_i = 2$  и 11/6 соответственно и компактные группы  $\pi$ - и  $\sigma$ -компонент. Признаков инверсий  $g_V$ -профиля у линий FeI  $\lambda\lambda$  621.3 и 633.7 нм нет. Они имеют  $g_i = 2$  и структура их расщепления одинакова с линией FeI  $\lambda$  608.27 нм. Но на их расчетных профилях есть депрессии  $g_V$ -профиля (рис. 2).

Расчеты [2] показали, что зависимость величины  $\eta_0$  (отношение коэффициента селективного поглощения в центре линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре) от оптической глубины  $\tau$  у линии CaI  $\lambda$  610.27 нм примерно та же, как у линии FeI  $\lambda$  630.2 нм (различие определяется наличием у величины  $\eta_0(\tau)$  линии FeI  $\lambda$  630.2 нм постоянного множителя). Учитывая то, что атомный вес FeI в 1.39 раза больше, чем у CaI, можно оценить, что отношение величин доплеровской полуширины  $\Delta\lambda_D$  линий CaI и FeI составит 1.19 при  $v_{\text{микро}} = 0$ . Поскольку расчет профилей Стокса линий выполняется в единицах  $\Delta\lambda_D$ , линия CaI  $\lambda$  610.27 нм будет иметь профили, сходные с триплетной линией FeI, имеющей  $E_i \sim 3.69$  эВ и  $g_i = 1.68$ . Вопрос нуждается в дальнейшем изучении.

У линий с квазитриплетной структурой расщепления лабораторные эффективные  $g_i$ , полученные для линии излучения, как правило, не соответствуют  $g_i$  той же линии, но наблюдаемой в солнечной фотосфере (т.е. в поглощении) [4]. В результате, при измерениях величин  $H$  и  $H_{\text{тс}}$  возможны систематические ошибки, в некоторых случаях достигающие 10–15%.

Резюмируя проделанную работу, можно сказать, что инверсии  $g_V$ -профилей есть у линий различных химических элементов и, возможно, амплитуда инверсий тесно связана с  $W$  линий.

Работа поддержана грантами ДВО РАН 09–I–П7–01, 09–II–СО\_02–002.

### Литература

1. Баранов А.В. Поведение экстремумов профилей Стокса магнитоактивных линий в спокойной солнечной фотосфере // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 2005. С.3–14. (Тр. УАФО; т.8).
2. Баранов А.В. Баранова Н.Н. Влияние температурного распределения в солнечной атмосфере на зависимость измеряемой напряженности магнитного поля от эквивалентной ширины спектральных линий // Глобальные вариации Солнца и физика активных областей. Владивосток: Дальнаука, 1993. С. 30–53.
3. Баранов А.В, Можаровский С.Г. Проявления аномальной дисперсии в солнечных спектральных линиях со сложной структурой расщепления // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 2010. Т.106. №1. С.235–238.
4. Баранов А.В. Расчет профилей Стокса линий со сложным расщеплением и малым фактором Ланде в спектрах солнечных пятен //Всероссийская конференция «Солнечная и солнечно-земная физика». СПб. 3–9.10.2010. Труды. 2011. С.39–43.
5. Лозицкий В.Г., Коломиец Д.Г. Особенности расщепления зеемановской  $\pi$ -компоненты линии FeI  $\lambda$  630.25 нм в спектрах солнечных пятен и вспышек // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 2006. С. 79–96 (Тр. УАФО; вып. 9).
6. Обридо В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М.: Наука. 1985. С. 256.
7. <ftp://ftp.noao.edu/fts/linelist/Moore>.
8. <http://kurucz.harvard.edu/lineslists.html>
9. <http://ams.astro.univie.ac.at/>



## **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧАСТОТЫ ОТСЕЧКИ ЗВУКОВЫХ ВОЛН В НИЖНЕЙ И СРЕДНЕЙ ХРОМОСФЕРЕ**

**Бембитов Д.Б., Михалыев Б.Б., Бадусhev С.О.**

*Калмыцкий государственный университет, Элиста*

## **DETERMINATION OF A CUT-OFF FREQUENCY FOR THE LOWER AND MIDDLE CHROMOSPHERE**

**Bembitov D.B., Mikhalyaev B.B., Badushev S.O.**

*Kalmyk State University, Elista, Russia*

*The cut-off frequency  $\nu_c$  is found using the Harvard-Smithsonian model of the solar atmosphere. A propagation of sound waves is studied numerically. For the lower and middle chromosphere  $\nu_c \approx 4,3 \mu\text{Hz}$ . Because of photospheric value  $\nu_c \approx 5,7 \mu\text{Hz}$  sound waves can propagate in the chromosphere if they have transmitted through the photosphere.*

Выбор темы мотивирован дискуссией о возможности распространения в верхние слои атмосферы волн, генерируемых в фотосфере конвекцией или собственными глобальными модами Солнца. В качестве одной из отправных точек в обсуждении используется частота отсечки звуковых волн в гравитационно-стратифицированной атмосфере, исчисляемая обычно с применением модели изотермической атмосферы. Для солнечной фотосферы она принимает значение  $\nu_c \approx 5,7 \mu\text{Гц}$ . Это значение является критическим, поскольку отсекает значительную часть волн с частотой  $\nu < \nu_c$ , генерируемых в фотосфере. В последние годы, с появлением новых прецизионных средств наблюдения, стали известны проникающие в верхнюю фотосферу вертикальные колебания с частотой, несколько ниже  $\nu_c$  [1–3]. С этой точки зрения важно также оценить  $\nu_c$  в хромосфере, исходя из реальной структуры атмосферы.

Проведено численное моделирование звуковых волн в солнечной хромосфере, генерируемых в фотосфере пространственно протяженными периодическими возмущениями. Физические параметры хромосферной плазмы выбраны согласно классической Гарвардско-Смитсоновской модели солнечной атмосферы. Выбрана следующая аппроксимация распределения температуры с высотой

$$T(z) = 0.945 \text{tg}(1.8z - 1.1) + 6.05.$$

Высота  $z$  здесь берется в безразмерном виде и меняется в пределах от 0 до 1,4, а в качестве масштаба длины выбрана величина  $L = 1$  тыс. км. Масштаб температуры равен  $T_0 = 10^3$  К. Аппроксимации распределения плотности и давления построены из кривой температуры на основе урав-

нений гидростатического равновесия. На уровне  $z = 0$  задается периодическое возмущение заданной частоты.

Эффективность распространения волны оценивалась по величине плотности энергии волны. Относительные значения плотности энергии приведены в следующей таблице:

$P$ (с)	10	50	10	200	230	300	400	500
$E(P)/E(10)$	1	0,55	0,32	0,13	0,10	0,071	0,042	0,028

В основу нашей оценки эффективности распространения волны положены следующие соображения. Волны генерируются периодическими возмущениями на нижней границе области одинаковым по интенсивности источником. Плотность энергии волны, оцененная по ее максимальному значению в момент времени  $t = 100$  с, когда возмущение распространяется на всю рассматриваемую область, зависит от величины периода возмущения, что видно из приведенной таблицы. Этот результат мы интерпретируем как различную способность к распространению волн, имеющих разные значения периода. Аналогичная ситуация имеет место в случае изотермической атмосферы.

Считается, что волны, имеющие относительную плотность энергии меньше, чем на порядок, не распространяются в нижней хромосфере. Соответствующий период равен 230 с, а частота равна  $4,3 \mu\text{Гц}$ . Эти значения принимаются как критические. Если частота волны меньше  $4,3 \mu\text{Гц}$ , волна не распространяется. Полученные результаты показывают, что в нижней и средней хромосфере могут распространяться звуковые волны с частотой не менее  $\nu_c \approx 4,3 \mu\text{Гц}$ . Уменьшение частоты отсечки по сравнению с фотосферным значением объясняется эффектом увеличения температуры в хромосфере и, как следствие, увеличением звуковой скорости.

Проведенное исследование позволяет нам сформулировать следующее заключение: реальная ситуация с возможностью прохождения волн через нижнюю и среднюю хромосферу оказывается аналогичной ситуации в фотосфере. Это означает, что волны, прошедшие через фотосферу, беспрепятственно распространяются через нижнюю и среднюю хромосферу.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобразования РФ (ФЦП, госконтракт 2011-1.4-508-008/9).

#### Литература

1. *Jefferies, S.M., McIntosh, S.W., Armstrong, J.D., et al.* *Astrophys. J.* 2006. 648, L151.
2. *Finsterle, W., Jefferies, S.M., Cacciani, A., et al.* *Solar Phys.* 2004. 220, 317.
3. *Vecchio, A., Cauzzi, G., Reardon, K.P., et al.* *Astron. Astrophys.* 2007. 461, L1.

## **РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ С СУБ-ТГц РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ**

**Ватагин П.В.<sup>1,2</sup>, Чариков Ю.Е.<sup>2</sup>, Степанов А.В.<sup>1</sup>, Кудрявцев И.В.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Учреждение Российской академии наук Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия;*

<sup>2</sup>*Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

## **X-RAYS IN SOLAR FLARES WITH SUB-THz RADIO WAVES**

**Vatagin P.V.<sup>1,2</sup>, Charikov Yu.E.<sup>2</sup>, Stepanov A.V.<sup>1</sup>, Kudryavtsev I.V.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Central Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences,  
196140, Russia, St. Petersburg;*

<sup>2</sup>*Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences,  
194021, Russia, St. Petersburg*

*Hard X-ray flux in solar flares with sub-THz fluxes were calculated. The radio flux reach  $10^4$  sfu in these events. This radio flux value supposes the grate amount of accelerated electrons of 30 keV and higher energy. Langmuir plasmons are generated in the result of electron beam instability. Nonlinear transformation of the beam and plasmon energy is calculated. Time evolution of hard X-rays and energy spectrum were obtained.*

Совместное изучение рентгеновского и радиоизлучения вспышек с высоким пространственным и временным разрешением позволяет рассмотреть динамику процессов в области излучения, определить параметры и геометрию излучающей плазмы. В последнее десятилетие наблюдения на субмиллиметровом телескопе SST обнаружили мощные радиовсплески на частотах 212 и 405 ГГц [1]. Поток радиоизлучения составлял порядка  $10^4$  с.е.п. и возрастал с частотой примерно в 2 раза. Обычно для объяснения микроволнового радиоизлучения рассматривается либо плазменный механизм, либо синхротронный. Излучение происходит в процессе слияния ленгмюровских плазмонов. Частота электромагнитного излучения совпадает с плазменной частотой, которая зависит от концентрации плазмы. Концентрация частиц плазмы должна превышать  $10^{13}$  см<sup>-3</sup> для частот порядка и выше 100 ГГц. Будем полагать, что ленгмюровские плазмоны возникают в результате пучковой неустойчивости ускоренных во вспышке электронов. Кроме того, ускоренные электроны генерируют жесткое рентгеновское излучение (ЖРИ), которое должно сопровождать радиоизлучение во время вспышек. В данной работе основное внимание будет уделено именно этому аспекту, а генерация субмиллиметрового излучения будет рассмотрена позже. Параметры пучка электронов и плазмы при этом согласуются с результатами наблюдений этих излучений. Сначала рассмотрим динамику пучка и плотности энергии ленгмюровской турбулентности.

Для достаточно мощных по потоку радиовсплесков приходится полагать значение плотности энергии турбулентности порядка  $10^{-3}$  от плотности тепловой энергии плазмы. В этом случае необходим учет нелинейного рассеяния ленгмюровских плазмонов на тепловых ионах плазмы [2]. Уравнение для функции распределения электронов пучка  $f(t,v)$ , учитывающее взаимодействие с ленгмюровскими волнами и частицами плазмы, имеет вид [2]

$$\frac{\partial f(t,v)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v} \left[ D(t,v) \frac{\partial f(t,v)}{\partial v} + v_e(v f(t,v) + \frac{kT_e}{m} \frac{\partial f}{\partial v}) \right] + Q \quad (1)$$

где функция источника быстрых электронов задается в виде гауссианы по скорости и времени. Значение центральной скорости  $v_0 = 10^{10}$  см/с, а времени  $t_0 = 2$  с.

Уравнение для спектральной плотности энергии ленгмюровских колебаний  $W_k$  запишем в следующей форме

$$\frac{\partial W_k(t,k)}{\partial t} = (\gamma_k - \nu_{ef}) W_k + \alpha W_k \frac{\partial W_k}{\partial k} - \beta \frac{W_k}{k^2} + Q^l(k), \quad (2)$$

где  $\nu_e = 4\pi n_e^4 \Lambda / (m^2 v^3)$  – частота кулоновских соударений электронов пучка с частицами плазмы,  $k$  – волновое число плазмонов,  $v_g$  – групповая скорость ленгмюровских волн,  $Q^l(k)$  – мощность тепловых колебаний,  $\nu_{ef} = \Lambda \omega_e^4 / (16 \pi n v_i^3)$  – эффективная частота кулоновских столкновений,  $\omega_e$  – плазменная электронная частота. Коэффициент диффузии, инкремент пучковой неустойчивости и коэффициент  $\alpha$  записываются в виде

$$D(t,v) = \frac{\pi \omega_e^2}{m n v} W_k(t, k = \omega/v); \quad \gamma_{k=\omega/v} = \frac{\pi \omega_e}{n} v^2 \frac{\partial f(t,v)}{\partial v};$$

$$\alpha = \frac{\pi \omega_e^3}{27(1 + T_e/T_i)^2 n M v_{Te}^4},$$

где  $M$  – масса протона,  $T_e$  и  $T_i$  – температура электронов и протонов. Расчеты проводились для концентрации плазмы  $n_e = 10^{13}$  см $^{-3}$ , распределение электронов по скоростям в виде гауссовского с  $v_0 = 10^{10}$  см/с, предполагается изотермичность плазмы в источнике  $T_e = T_i = 10^7$  К.

На рис.1 представлены результаты численного счета функции распределения ускоренных электронов для различных моментов времени после начала инжекции в зависимости от скорости электронов пучка. Начальное распределение представлено кривой 1. В последующие моменты времени пучок размывается по скоростям – более интенсивно в область малых скоростей – эффект квазилинейной релаксации и менее эффективно в область больших скоростей – влияние нелинейного рассеяния (см. также [3]). Существенную роль на эволюцию пучка оказывают кулоновские столкнове-

ния. Наличие производной функции распределения определяет процесс генерации ленгмюровских плазмонов (Рис. 2). Следует отметить, что как пучок, так плазмоны быстро исчезают по мере уменьшения интенсивности источника электронов по гауссовскому закону во времени с  $t_0 = 2$  с.

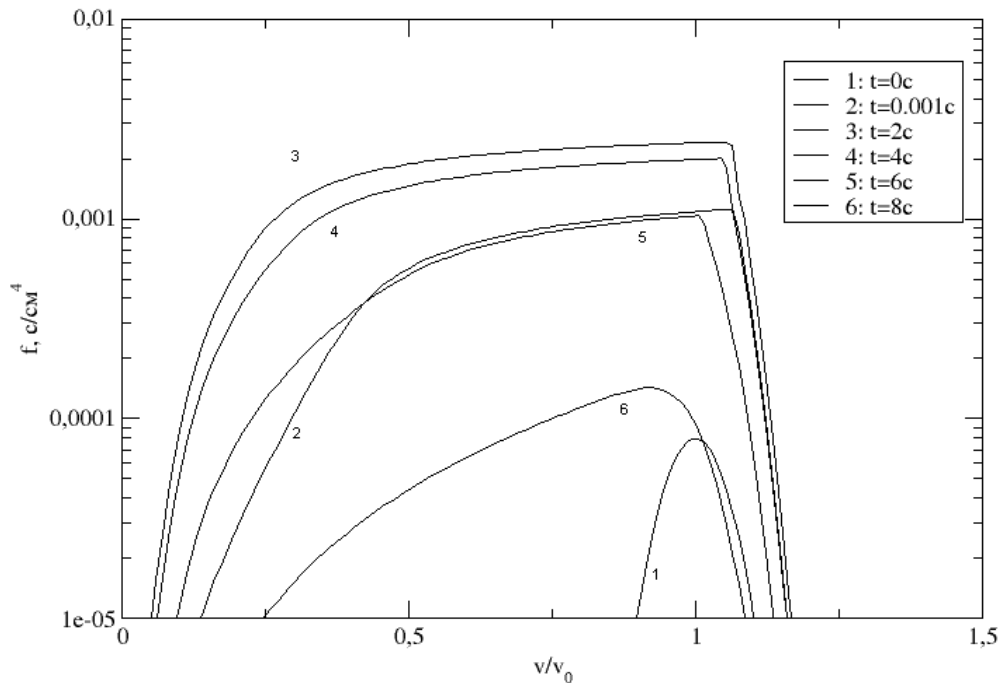


Рис. 1. Функция распределения ускоренных электронов для различных моментов времени после начала инжекции в зависимости от энергии электронов.

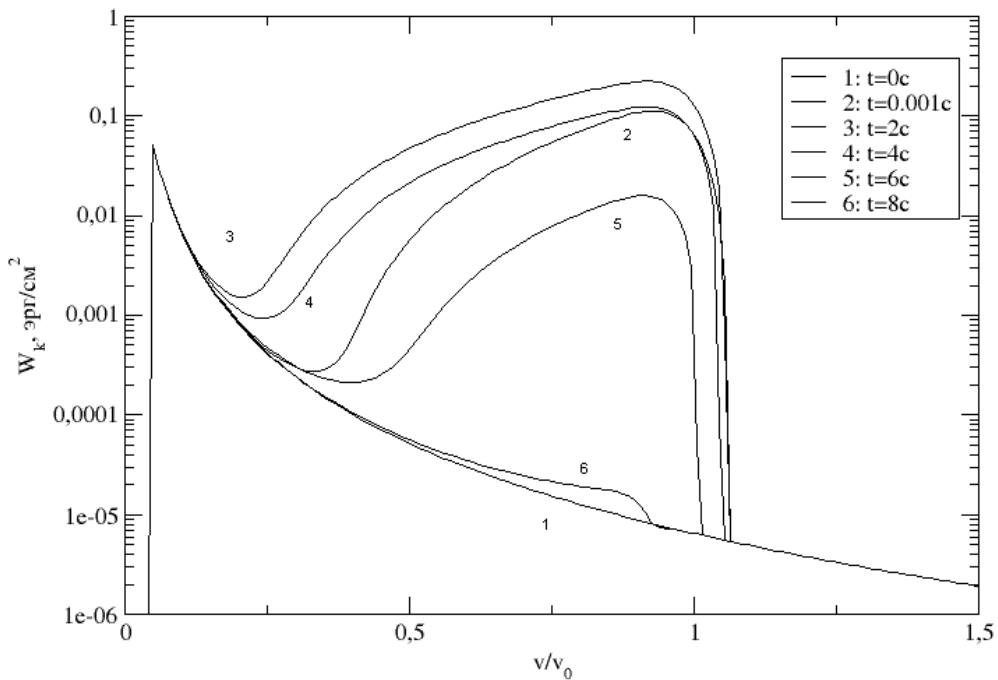


Рис. 2. Плотность энергии ленгмюровских плазмонов как функция фазовой скорости для различных моментов.

### Расчет интенсивности жесткого рентгеновского излучения

Интенсивность ЖРИ на расстоянии  $R = 1 \text{ а.е.}$  от источника определяется по формуле

$$J \equiv \frac{dI(\varepsilon, \alpha, z, t_-)}{dz} = \frac{S \times n}{4\pi R^2} \int_0^\infty v(E) dE \int_{-1}^1 f(E, z, \mu, t) d\mu \int_0^{2\pi} \sigma(\varepsilon, E, \mu, \varphi) d\varphi$$

где  $S$  – площадь поперечного сечения источника (петли),  $n$  – концентрация ионов плазмы. Релятивистское сечение тормозного излучения  $\sigma$  получено в работе [4].

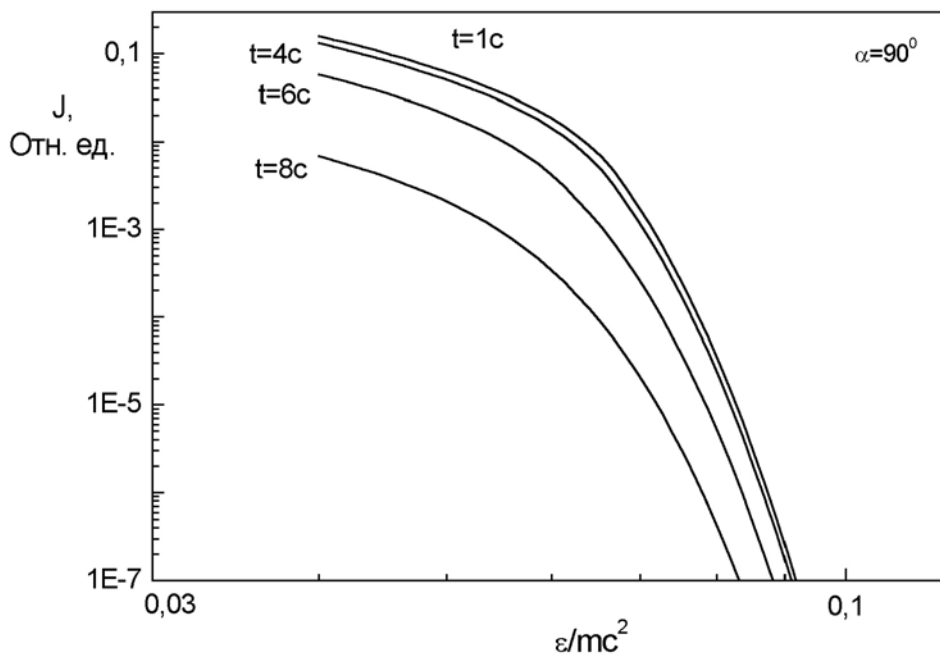


Рис. 3. Спектр рентгеновского излучения под углом наблюдения  $\alpha$ .

Расчеты интенсивности ЖРИ проводились для узкого начального углового распределения  $\sim \cos^6\theta$  и параметров пучка и плазмы, принятых выше. На Рис. 3 представлен спектр жесткого рентгеновского излучения ускоренных электронов в плазме с концентрацией  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Как и следовало ожидать, спектр резко убывает в области энергий выше 30 кэВ. Начальное распределение электронов центрировано как раз на 30 кэВ. Таким образом, в плазме источника субмиллиметрового излучения не следует ожидать высокоэнергичного ЖРИ.

Работа поддержана НШ-3645.2010.2.

#### Литература

1. Vasques A.M., Gomes D.O., Ap.J., Vol.484, p.463–471, 1997.
2. Каплан С.А., Цытович В.Н., Плазменная астрофизика, М.: Наука, 394 с., 1972.
3. Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е., Астрон. Ж., т.76(6), С. 464–469, 1999.
4. Gluckstern R.L., Hull M.H., Phys. Rev., Vol.90, p.1003, 1953.

## **АЛГОРИТМ ИДЕНТИФИКАЦИИ НЕЙТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ ПО МАГНИТОГРАММАМ SDO**

**Волобуев Д.М.**

*ГАО РАН, Санкт-Петербург*

## **AN ALGORITHM OF POLARITY-INVERSION LINE IDENTIFICATION FROM SDO MAGNETOGRAM**

**Volobuev D.M.**

*Pulkovo Observatory, St.-Petersburg*

*Polarity inversion line crossing bipolar magnetic active region (AR) is known to be one of the most important features to analyze the evolution of solar photosphere magnetic fields and predict solar flares and coronal mass ejection (CME). Here we present an efficient algorithm for identification of strong polarity-inversion line (SPIL) on Solar Dynamic Observatory (SDO) Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) magnetograms. The algorithm is pixel-level nearest neighbor analyzer which is based on the cellular automata approach. Evolution of identified SPIL (100 Gauss threshold) for the sequence of magnetograms for AR 11158 shows a growth of gradient-weighted length and merging of discrete parts of SPIL 6–8 hours before X-class flare. The algorithm runs on an ordinary PC and lasts only 12 s for the central part of solar magnetogram (2700×2700 pixels).*

### **Введение**

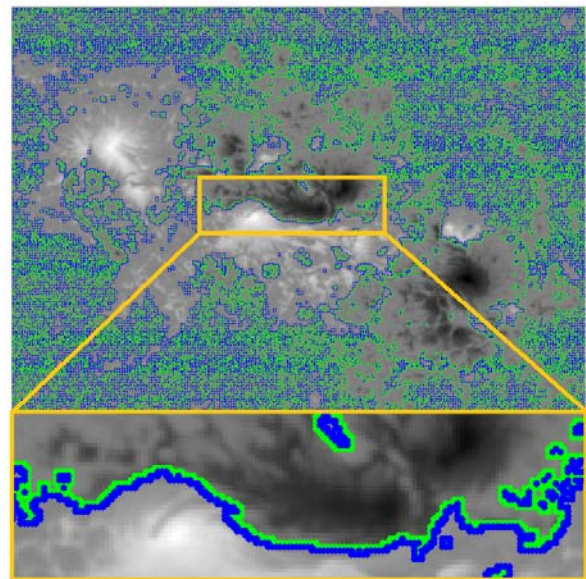
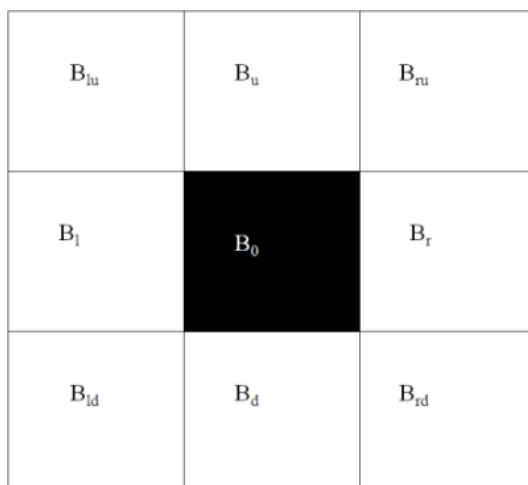
Сильные вспышки и корональные выбросы массы (СМЕ) являются наиболее изучаемыми явлениями на Солнце, поскольку они являются основными факторами, приводящими к изменениям Космической Погоды. Сложная структура магнитных полей активной области (АО) в предвспышечных условиях на уровне фотосферы в значительной степени определяется структурой. Основные параметры нейтральной линии [1, 2] пытаются использовать, в частности, для прогноза вспышек и СМЕ [3] по магнитограммам SOHO, хотя при этом используется только вертикальная компонента поля и статистические показатели успешности прогноза сильных вспышек по параметрам нейтральной линии не высоки [3], они не уступают другим предикторам. Алгоритмы используют сглаживание [4, 5] 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 настоящей работе мы показываем, что на магнитограммах SDO нейтральную линию можно идентифицировать одноступенчатым алгоритмом, основанным на подходе "клеточных автоматов". На примере активной области 11158 мы показываем, что эволюция идентифицированной сильной нейтральной линии перед вспышкой класса X имеет характерные особен-

ности, выявленные ранее по магнитограммам SOHO более сложными алгоритмами.

### Алгоритм

Рассмотрим 8-связный пиксель (Рис. 1, слева). Пиксель принадлежит нейтральной линии, если он

- (1) Имеет достаточную интенсивность  $V_0 > V_{th}$
- (2) Имеет хотя бы одного соседа достаточной интенсивности противоположной полярности  $V_n < -V_{th}$



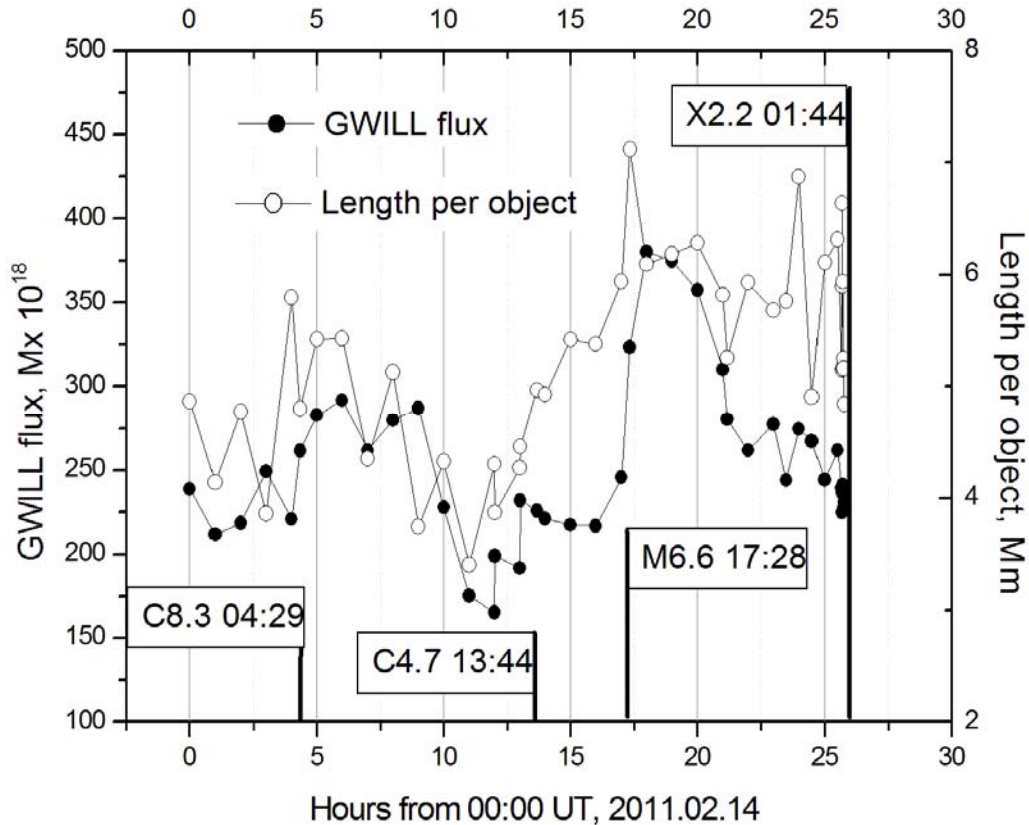
**Рис. 1.** Окрестность 8-связного пикселя (слева) и пример нейтральной линии с нулевым порогом для АО 11158 (справа).

Пороговое поле  $V_{th}$  можно выбрать любым, в частности, Рис. 1 показывает нейтральную линию при  $V_{th} = 0$ . При маленьком пороге  $V_{th} < 10$  Гаусс нейтральная непрерывна в АО но выходит из нее в фон, причем ее границы в активной области трудно определить (Рис. 1). С другой стороны, информативной является именно сильная нейтральная линия [6], которую в данной работе мы определяем выбором достаточно большого порога  $V_{th} = 100$  Гаусс (150 Гаусс/Мм, учитывая размер пикселя SDO 0.7 Мм). Выбор порога является типичной проблемой обработки магнитограмм, так для SOHO использовались пороги 41 Гаусс/Мм [7] и 50 Гаусс/Мм [1]. Большой порог не гарантирует непрерывность нейтральной линии в АО, зато он гарантирует ее отсутствие в фоне. Для АО 11158 была выявлена нейтральная линия в ежечасной последовательности магнитограмм за сутки перед вспышкой X-класса. Для нейтральной линии в каждой магнитограмме вычислялся параметр градиент - взвешенной длины, определенный в настоящей работе как



$$GWILL_{\Phi} = \sum_i \frac{(B_z^+ - B_z^-)_i l_i^2}{l_i} l_i = \sum_i (B_z^+ - B_z^-)_i l_i^2 \quad [\text{Максвелл}] \quad (1)$$

Это определение отличается от общепринятого [1, 8] множителем  $l_i^2$  (площадь пикселя), который переводит эту величину в единицы магнитного потока, специфичные для дискретных магнитограмм. Кроме того, по аналогии с подходом [5], была вычислена удельная длина на морфологически связный объект нейтральной линии (Рис. 2).



**Рис. 2.** Эволюция параметров сильной нейтральной линии для АО 11158 от 14 февраля 00:00UT до 15 февраля 00:45UT. Флажки отмечают моменты вспышек С, М, и Х-классов.

Используя подход клеточных автоматов можно маркировать не только нейтральную линию, но и прилегающее к ней магнитное поле вплоть до его максимумов, используя простое правило пошагового присоединения соседних пикселей с полем, большим, чем на предыдущем шаге. Среднее поле растет с расстоянием от нейтральной линии как

$$B(r) = A \times \tanh(r/B) + C \times r, \quad (2)$$

где константы  $A = 986.4$  (685.7) [Гаусс] – амплитуда,  $B = 4.2$  (2.5) [SDO пикселей] – ширина и  $C = 8.6$  (31.7) [Гаусс/пиксель] – крупномасштабный градиент. Без скобок показаны параметры для относительно спокойной магнитограммы

(Рис. 2) в 11:00 UT, и для магнитограммы перед вспышкой (17:20 UT). Необходимо отметить, что хотя вариация параметров аппроксимирующей функции статистически значима, она находится в пределах дисперсии аппроксимации среднего поля гладкой функцией. Более заметна разница в кумулятивном распределении поля вдоль нейтральной линии для спокойных и предвспышечных условий.

Непараметрический тест Колмогорова-Смирнова отвергает нулевую гипотезу (об одинаковости распределения) на уровне значимости больше 90% при сравнительно бедной статистике сильной нейтральной линии при  $B_{th} = 100$  Гаусс, более богатая статистика нейтральной линии при  $B_{th} = 50$  Гаусс обеспечивает значимость различия на уровне 99.99%.

### Заключение

- Предложенный алгоритм позволяет непосредственное выделение нейтральной линии на магнитограммах SDO без использования сглаживания.
- Эволюция параметров нейтральной линии перед вспышкой имеет характерный участок роста, отмеченный также в работах авторов использовавших более сложные алгоритмы.
- Исходные коды разработанного алгоритма опубликованы на сайте [www.matlabcentral.com](http://www.matlabcentral.com) File ID: #31649, обработка центрального квадрата магнитограммы размером 2700×2700 пикселей занимает 12 секунд на одном CPU 2.33 ГГц.

Работа выполнена при поддержке грантов: Программа Президиума РАН N 16, РФФИ N 10-02-00391-а, 11-02-00755-а, НШ-3645.2010.2.

### Литература

1. *Falconer, D.A, Moore, R.L., Gary, G.A.*: 2008, *Astrophys. J.*, **689**, 1433.
2. *Falconer, D.A., Moore, R.L., Gary, G.A.*: 2003, *J. Geophys. Res.*, **108**, 1380.
3. *Barnes, G., Leka, K.D.*: 2008, *Astrophys. J. Lett.*, **688**, L107.
4. *Martens, P.C.H., Attrill, G.D.R., Davey, A.R., Engell, A., Farid, S., Grigis, P.C., Kasper, J., Korreck, K., Saar, S.H., Savcheva, A. et al.* 2011, *Solar Phys.* DOI: 10.1007/s11207-010-9697-y.
5. *Wang, Y. and J. Zhang*: 2008. *Astrophys. J.*, **680**, 1516.
6. *Schrijver, C.J.*: 2009, *Adv. Space Res.*, **43**, 739.
7. *Cui, Y.M., Li, R., Zhang, L.Y., He, Y.L., Wang, H.N.*: 2006, *Solar Phys.* **237**, 45.
8. *Mason, J.P. and Hoeksema, J.T.*: 2010 *Astrophys. J.*, **723**, 634.

**ИЗМЕНЕНИЕ БЛЕСКА ЗВЕЗД  
ПРИ ЗАТМЕНИИ ИХ КОРОНОЙ СОЛНЦА  
(ПО СНИМКАМ LASCO C3)**

**Гусева И.С., Лих Ю.С.**

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

**STELLAR VARIABILITY CAUSED BY THE SOLAR CORONAE  
(BY THE LASCO C3 OBSERVATIONS)**

**Guseva I.S., Likh Yu.S.**

*The Central astronomical observatory of the RAS at Pulkovo, Saint Petersburg*

*Observed variability of stars is considered for stars crossing the field of view of the LASCO C3 telescope. A sequence of measured star magnitudes may be used for the physical properties of the solar coronae investigation when stars are observed through the different fields of coronae. As a “reference” stars the stars crossing the periphery of frames were used.*

Проект LASCO (Large Angle and Spectrometric COronagraph – широкоугольный спектрометрический коронограф) является частью программы изучения Солнца, осуществляемой совместно ESA и NASA. Научное оборудование находится на борту космического аппарата SOHO, который был запущен 2 декабря 1995.

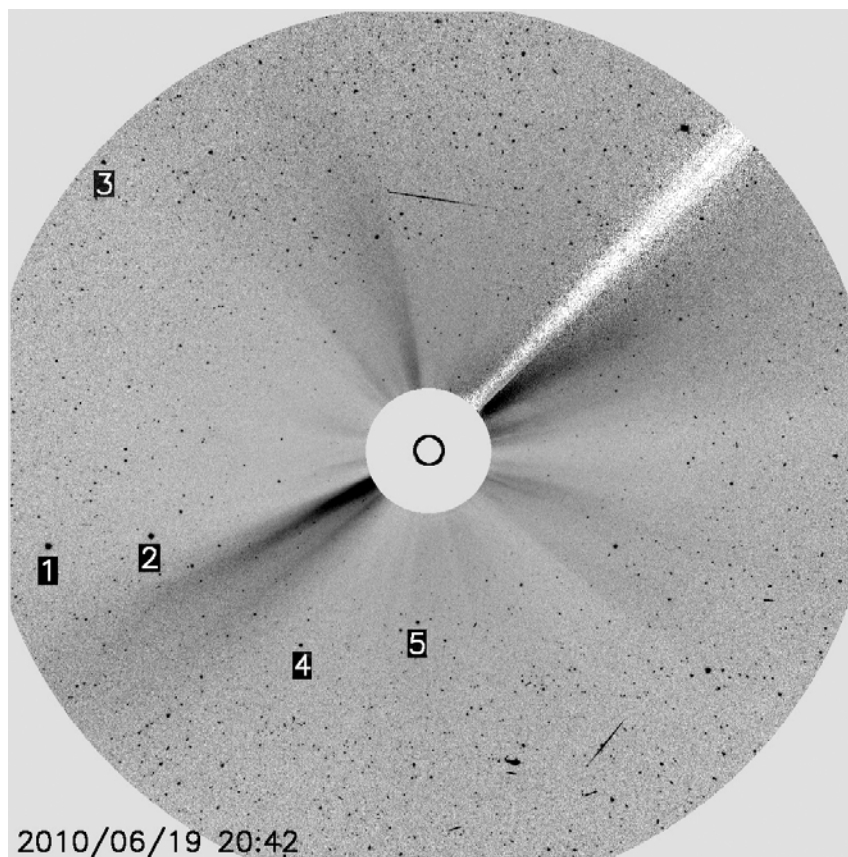
Коронограф LASCO C3 обеспечивает поле зрения от 3.7 до 30 радиусов Солнца ( $15.9^\circ \times 15.9^\circ$ ) с масштабом изображений 56"/пиксель. При работе со снимками LASCO C3 было замечено ослабление блеска звезд при «входе» их в активные области короны. Представляется интересным оценить величину этих изменений и проследить динамику вариаций при прохождении света звезд через различные области короны.

В качестве эксперимента авторами были проведены измерения блеска звезд по снимкам LASCO C3 за июнь 2010 года с целью оценки возможных изменений и пригодности таких измерений для дальнейших исследований. Серия июня 2010 года представляет собой последовательность из 1000 снимков, полученных с экспозициями 19 секунд (с небольшими вариациями) и с интервалами между снимками около 20–40 минут. Используемые нами снимки получены в интегральном свете без фильтров (инструмент LASCO C3 оснащен фотометрическими и поляризационными фильтрами). Данные представляют собой изображения размером  $1024 \times 1024$  пикселей. Изображения находятся в открытом доступе на сервере проекта в виде графических файлов и файлов в FITS-формате. FITS файлы представлены в двух вариантах: level-0.5 и level-1.

Наша работа выполнена на основе данных варианта level-1. В файлах уровня "1" уже произведены следующие преобразования:

1. вычтен bias;
2. скорректирован уровень сигнала ко время экспозиции;
3. замещены отсутствующие блоки;
4. применены калибровочные коррекции;
5. исправлены эффекты, вызванные виньетированием;
6. вычтены паразитные засветки;
7. исправлены геометрические искажения;
8. применена маска с коронографом и пилоном.

На первом этапе мы ограничились незначительными преобразованиями данных для удобства работы (перевод из формата чисел с плавающей точкой к целым) и выравниванием фона.



**Рис. 1.** Пример снимка LASCO C3.  
Пронумерованы звезды, использованные для исследования.

Для вычисления звездных величин использовался апертурный метод с радиусом апертуры 3 пиксела. Были определены звездные величины всех достаточно ярких звезд в поле зрения камеры. На серии кадров были выделены звезды на периферии поля зрения (звезды сравнения, 3, 4, 5), чтобы исключить или, по крайней мере, минимизировать влияние солнечной короны на их блеск. На тех же кадрах были выбраны звезды, проходящие через близкие к Солнцу области (1, 2), как предмет исследования влияния короны и вспышек на фотометрию звезд.

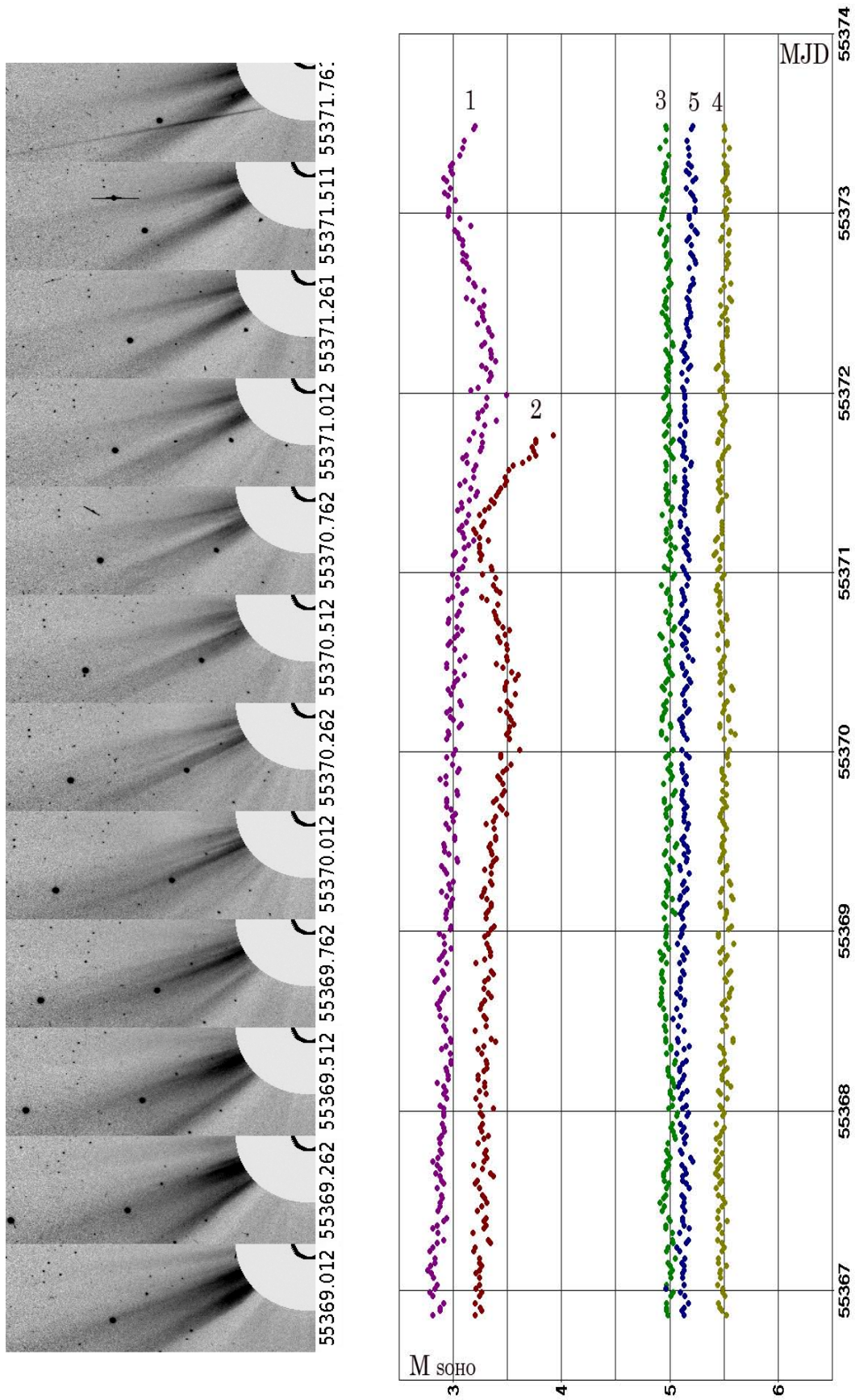


Рис. 2. Фрагменты снимков с указанием MJD даты съемки и графики изменений блеска исследуемых (1, 2) звезд и звезд сравнения (3, 4, 5).

Для звезд обеих групп были получены кривые блеска. Приведенные на Рис. 2 графики показывают, что для звезд, находящихся на периферии снимков, изменения блеска незначительны, стандартное отклонение измеренных величин составляет около 0.03 звездной величины, что может рассматриваться как верхняя оценка точности измерений блеска всех звезд в поле зрения.

В то же время звезды 1 и 2, входящие в активные области короны, значительно меняют блеск, изменения достигают 0.5 звездной величины, что может объясняться не только поглощением света короной Солнца, но и (частично) рассеянием света звезд короной. Прогиб графиков звезды 1 в период MJD 55371 – MJD 55373 и звезды 2 (MJD 55369.5 – MJD 55371) связан очевидным образом с «прохождением» этих звезд под плотными областями короны, далее звезды «выходят» в более свободную область и затем ослабляются при приближении к Солнцу.

**Таблица.** Основные данные исследуемых звезд.

Звезда №, № Tycho-2	Зв. величина V в каталоге Tycho-2	Количество изме- рений	Стандартное откло- нение M soho
(1) TYC 1878-1429-1	3.06	273	0.09
(2) TYC 1877-1716-1	3.52	206	0.10
(3) TYC 1889-861-1	4.43	273	0.03
(4) TYC 1321-1515-1	4.66	271	0.04
(5) TYC 1320-2118-1	4.46	272	0.03

Полученные результаты показывают, что существуют наблюдаемые изменения блеска звезд, когда они затмеваются активными областями короны. Возможно, поглощение/переизлучение короной света фоновых звезд, детальное изучение этих процессов может дать дополнительный материал для исследования физических характеристик короны Солнца. При этом особенно могут быть полезны снимки с фотометрическими и поляризационными фильтрами, имеющимися в LASCO C3.

Полученные результаты носят предварительный характер, необходимо тщательно исследовать все процедуры обработки исходных снимков LASCO C3.

#### Ссылки

1. LASCO Homepage: <http://lasco-www.nrl.navy.mil/>

## **ЛИНИИ H CaII И Hε В СПЕКТРАХ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ**

**Калинин А.А.**

*Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*

## **H CaII И Hε LINES IN SOLAR PROMINENCES SPECTRA**

**Kalinin A.A.**

*Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*

*Prominence emission in the calcium H CaII and hydrogen Hε lines is modelled. This closely spaced lines pair is convenient for observation and processing. The method from the paper [2] is applied for modelling. Integral intensities ratios  $r=E(H\text{ CaII})/E(H\epsilon)$  are calculated for the temperatures and pressures set. It is shown that if temperature is known then pressure  $P$  from  $r$  is determined with confidence for prominences with small mass and (or) density ( $P < 0.5$ ). In accordance with paper [2] ratio  $E(8542\text{ CaII})/E(H\beta)$  determines  $P$  for  $P > 0.1$ . So results of this work and paper [2] results are partly complementary.*

Физика солнечных протуберанцев является бурно развивающейся областью солнечных исследований. Последние достижения в спектральной диагностике протуберанцев и не-ЛТР моделировании их спектра приводятся в [1]. Основное внимание при этом уделялось моделированию водорода и гелия.

В работе [2] проведен анализ пары линий Hβ (водород) и λ 854.2 нм (Υ линия ИК триплета ионизованного кальция) для диагностики физических параметров протуберанцев. Наблюдения этой пары на спектрографе АСП-20 солнечного телескопа АЦУ-5 АО УрГУ требуют применения двухканальной схемы с двумя приемниками излучения (своим для каждой линии). Линии H Ca II (λ 396.847 нм) и водорода Hε (λ 397.007 нм) в первом порядке решетки регистрируются на нашем инструменте и ПЗС-матрице SXV-H9 одновременно, что и мотивировало настоящую работу.

В данной работе проведено моделирование спектра протуберанца, излучающего в линиях водорода и кальция. Программа и схема моделирования та же, что и в [2]. Протуберанец моделировался плоским слоем, расположенным перпендикулярно поверхности Солнца (рис. 1). Параметрами модели являются температура  $T$  (тыс. кельвин), газовое давление  $P$  (дин/см<sup>2</sup>), геометрическая толщина протуберанца  $W$  (км), микротурбулентная скорость  $V$  (км/с), высота над поверхностью Солнца  $H$  (км). Для водорода взята 20-уровенная с континуумом модель атома. Для кальция учитывались 3 стадии ионизации, Ca I и Ca III взяты одноуровенными, Ca II считали 5-уровенным. Атомные параметры и интенсивности входящего в протуберанец излучения с учетом потемнения к краю описаны в [2].

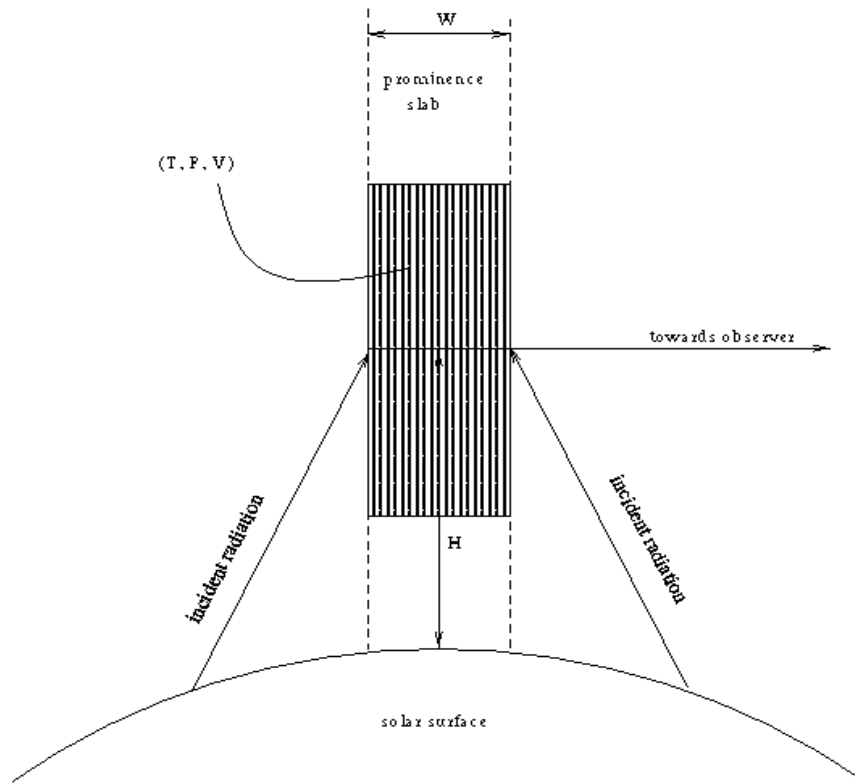


Рис. 1. Геометрия задачи.

Ионизационное равновесие иона кальция регулируется фотопроцессами в континууме и определяется лаймановскими линиями и континуумом водорода. Учет излучения водорода в континуумах иона кальция уменьшает содержание Ca II по отношению к Ca III почти на порядок, уменьшая населенности и оптические толщины в линиях Ca II. Вместе с тем кальций можно считать примесным атомом. Поэтому сначала рассчитывается задача для водорода, а затем с известным полем излучения в лаймановских линиях и континууме водорода рассчитывается спектр кальция. Для линий  $L\alpha$ ,  $L\beta$  водорода и H и K Ca II учитывалось частичное перераспределение по частотам в так называемой стандартной постановке (см. [1]).

Параметры  $V, W$  и  $H$  в данном предварительном исследовании взяты фиксированными и равными 5, 2000 и 10000 соответственно. Температура и давление сетки моделей приведены в табл.1. Диапазон значений в сетке соответствует примерно диапазону, в котором интенсивность излучаемых линий достаточна для наземных наблюдений.

Таблица 1. Параметры сетки моделей

$P$ (дин/см <sup>2</sup> )	0.001	0.002	0.005	0.01	0.02	0.05	0.1	0.5	1.0
$T$ (тыс. К)	4	6	8	10	12	14	16	18	20



Таким образом, всего была рассчитана 81 изотермическая и изобарическая модель. На выходе программы получается набор параметров спектра водорода и кальция, в том числе интегральные интенсивности, оптические толщины, профили линий и некоторая другая информация.

Наиболее интересным является отношение интегральных интенсивностей линий  $r = E(\text{H Ca II})/E(\text{H}\epsilon)$ . Оно наиболее просто и с меньшими ошибками получается из наблюдений. Графики  $r(T)$  при разных  $P$  изображены на рис. 2. Видно, что значение  $r$  неоднозначно определяет температуру и давление. Однако если известна температура, то давление по  $r$  в области протуберанцев малой массы и (или) плотности ( $P < 0.5$ ) определяется уверенно. Температуру и микротурбулентную скорость можно определять по доплеровской ширине профилей стандартным способом.

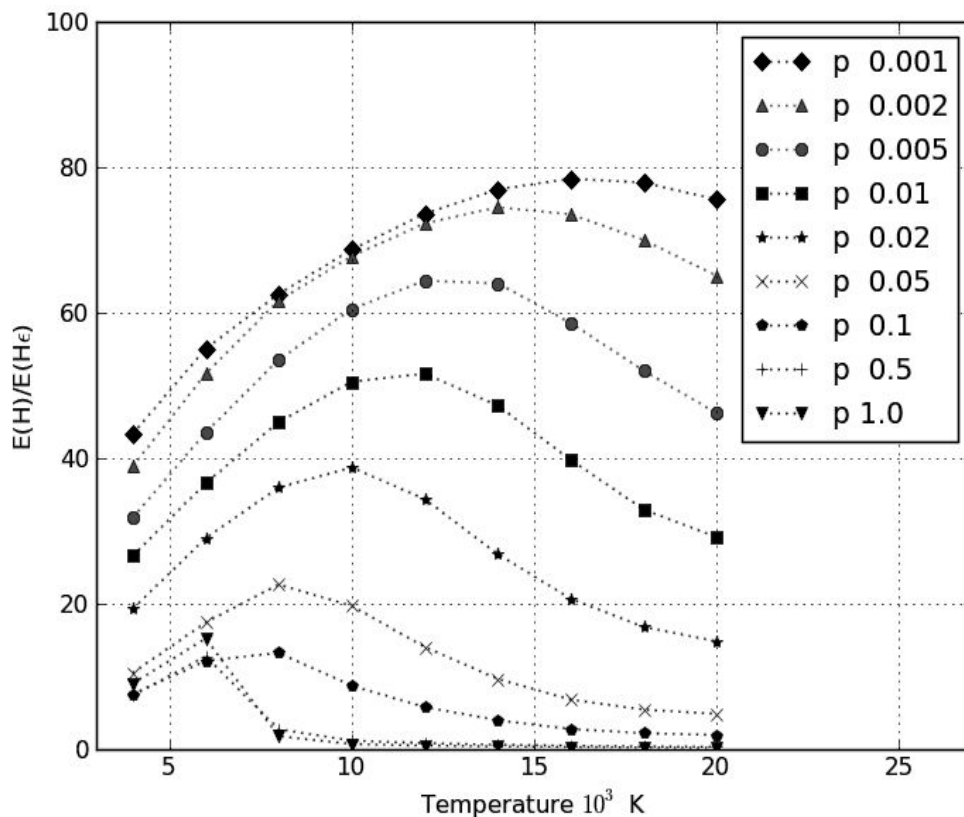


Рис. 2. Отношение интегральных интенсивностей  $r = E(\text{H Ca II})/E(\text{H}\epsilon)$ .

Профили подвержены влиянию внутреннего поля скоростей в теле протуберанца и эффектам тонкой структуры. Этот вопрос пока разработан недостаточно.

В работе [2] приведены результаты для отношения  $E(854.2)/E(\text{H}\beta)$  и показано, что оно информативно для больших значений давления  $P > 0.1$ . Таким образом, результаты [2] и данной работы для рассмотренных пар линий являются дополнительными друг к другу.

В заключение выражаю глубокую благодарность Р. Gouttebroze за возможность использовать программу prom7.

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. *Labrosse N., Heinzl P., Vial J.-C., Kucera T., Parenti S., Gunár S., Schmieder B., Kilper G.* // *Space Sci. Rev.*, 2010, v.151, pp.243–332.
2. *Gouttebroze P., Heinzl P.* // *Astron. Astrophys.*, 2002, v.385, pp.273–280.

## **О КОЛЬЦЕОБРАЗНОЙ СТРУКТУРЕ ИСТОЧНИКА ЦИКЛОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НАД СОЛНЕЧНЫМ ПЯТНОМ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ С РАЗРЕШЕНИЕМ В 1 УГЛ. СЕК.**

**Коржавин А.Н.<sup>1</sup>, Петерова Н.Г.<sup>1</sup>, Топчило Н.А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский филиал САО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>2</sup>*НИАИ СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия*

## **ABOUT RING-SHAPED STRUCTURE OF A CYCLOTRON SUNSPOT SOURCE AS OBSERVED WITH 1 ARC SECOND RESOLUTION**

**Korzhavin A.N.<sup>1</sup>, Peterova N.G.<sup>1</sup>, Topchilo N.A.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*St. Petersburg Branch of SAO RAS, St. Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Sobolev Astronomical Institute of St Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*

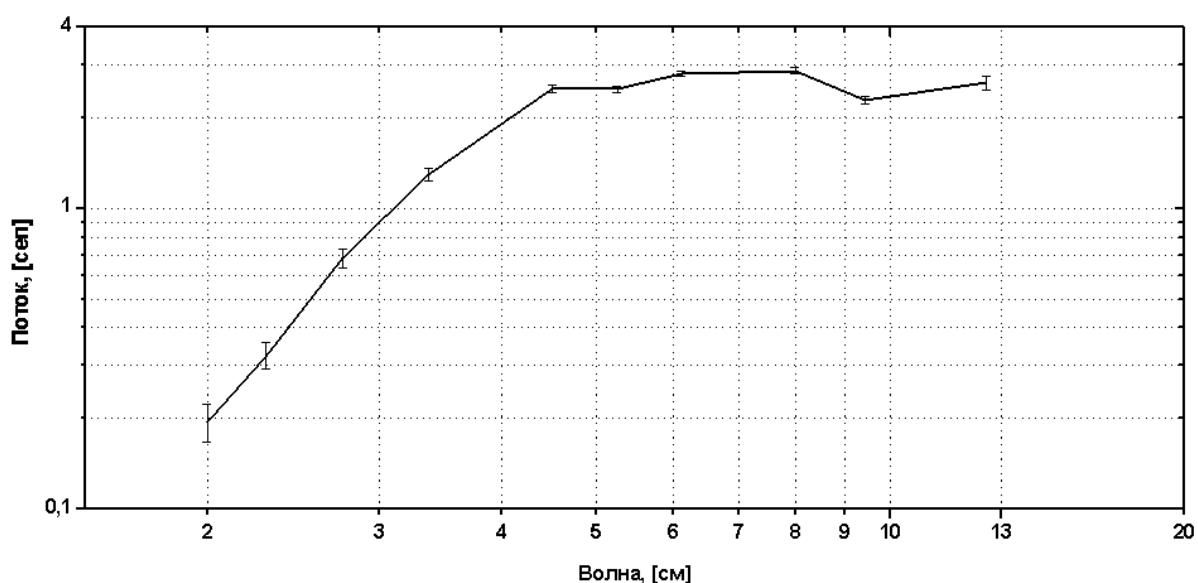
*From observations with high angular resolution about 1" the ring-shaped structure of a cyclotron sunspot source is found. The source is laid in solar corona above main sunspot of active region NOAA 11140. The observations are fulfilled during solar eclipse 04.01.2011 with two radio telescopes RT-32 at 3.5, 6.2 and 13 cm wavelength with registration Stokes I and V parameters. Features of observed structure are interpreted in the frames of known cyclotron radio emission of hot coronal plasma (2–4 MK) in strong magnetic field of sunspot (~ 3 KGs).*

Характерным свойством, предсказанным теорией циклотронного излучения для источников микроволнового излучения (ИМИ) над солнечными пятнами [1], является сложная структура изображения этого источника. Вследствие сильной зависимости оптической толщи от угла между лучом зрения и направлением магнитного поля рассчитанные изображения источника в картинной плоскости имеют вид кольца или серпа, зависящие от положения пятна на диске Солнца. Несмотря на многочисленные случаи наблюдений такого рода структур, однако, до сих пор нет ни одного примера, подтверждающего с достаточной достоверностью существование зависимости, рассчитанной в [1]. Это объясняется целым рядом трудностей исследования ИМИ, одним из которых является ограниченность пространственного разрешения наблюдений в радиодиапазоне, в лучшем случае, в частности во время затмений, составляющего (2–4)".

В докладе представлен новый пример исследований структуры изображения ИМИ по наблюдениям активной области NOAA 11140, выполненным во время солнечного затмения 04.01.2011 г. с помощью двух радиотелескопов РТ-32. Один инструмент установлен в obs. Светлое (вблизи Санкт-Петербурга), другой – в obs. Зеленчукская (Сев. Кавказ). Наблюдения проведены на волнах 3,5 см, 6,2 см и 13 см с регистрацией параметров Стокса I и V. Предварительная обработка [2] показала, что в данном случае

удалось достичь рекордной разрешающей способности наблюдений  $\sim 1''$ , близкой к предельному значению, определяемому дифракцией излучения на лунном крае.

Активная область NOAA 11140 оказалась очень удачной для решения поставленной задачи. По своей морфологии, это было практически одиночное пятно, почти правильной формы, имевшее размеры тени  $\sim 20''$ . Природа ИМИ, располагавшегося над этим пятном, не вызывает сомнения. Согласно наблюдениям на радиотелескопе РАТАН-600, частотный спектр пятенного источника (см. рис. 1) имел характерный для источников циклотронного излучения вид – быстро растущий с ростом длины волны в диапазоне (2–5) см, а также высокую степень поляризации  $\sim 100\%$  на коротких волнах.



**Рис. 1.**

При наблюдении затмения наилучшие результаты получены на волне 6,2 см, выполненные как в период покрытия, так и открытия активной области, что позволяет построить квазидвумерное распределение яркости по ИМИ. На волнах 3,5 см и 13 см, в силу особенностей обстоятельств затмения, были получены только одномерные распределения.

На рис. 2 по наблюдениям затмения на волне 6,2 см представлено стрип-распределение яркости по ИМИ активной области NOAA 11140 на моменты покрытия и открытия пятна, полученное путем дифференцирования затменной кривой (здесь же приведены соответствующие участки оригинальных затменных кривых). Кривые распределения радиояркости сглажены гауссианой с размерами 1,18–1,13'', что можно рассматривать как эффективное угловое разрешение наблюдений.

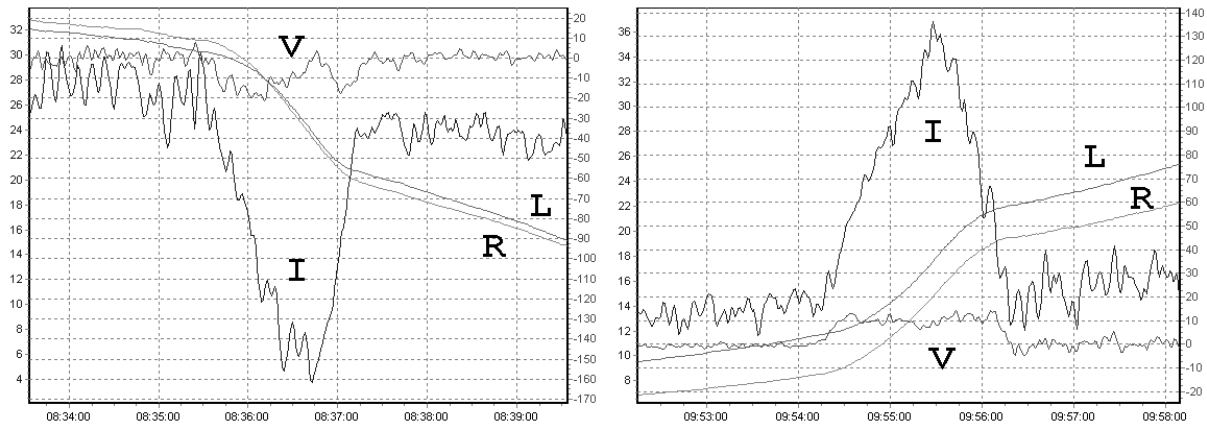


Рис. 2.

Обращает на себя особое внимание распределение по параметру V (поляризация), свидетельствующее о кольце/серпообразном характере распределения. Максимум распределений как по параметру V, так и I смещен относительно геометрического центра пятна и приходится на E-N границу между тенью и полутенью пятна (см. рис. 3а).

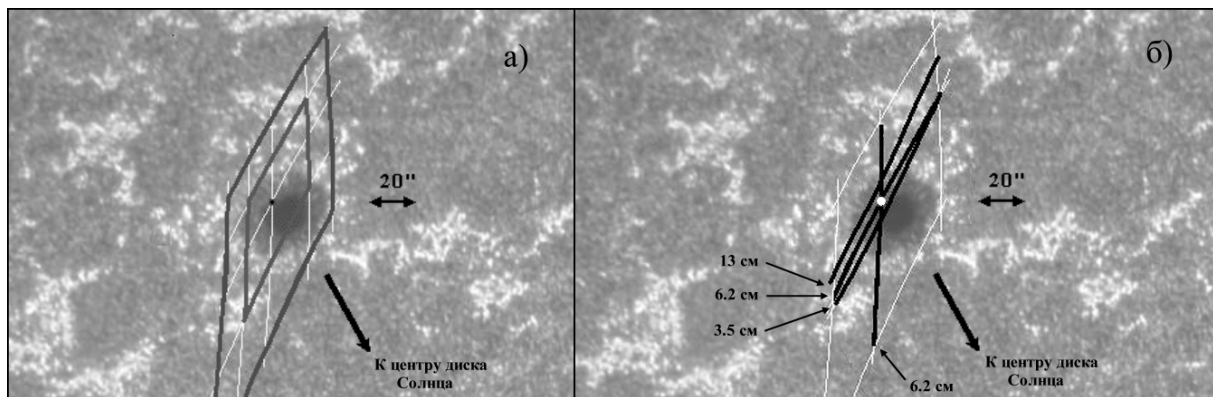


Рис. 3.

Замечено также смещение ЦТ излучения по диапазону (см. рис. 3б). Видно, что с увеличением длины волны источник монотонно удаляется от центра пятна по направлению к лимбу, что естественно было бы и ожидать для источников циклотронного излучения. Разница между положениями ЦТ на крайних волнах составляет всего около 5'', что с учетом эффекта проекции эквивалентно увеличению высоты области излучения над уровнем фотосферы на 5,5 тыс. км.

На основе наблюдательных данных была построена простейшая модель кольцеобразного ИМИ, вид которой показан на рис. 4.

Такое решение не является единственным, и в дальнейшем планируется провести более глубокий анализ. В частности, учесть радиальное распределение магнитного поля (МП) пятна, реально наблюдавшееся в случае активной области AO 11140 – максимум его тоже был смещен к EN-краю

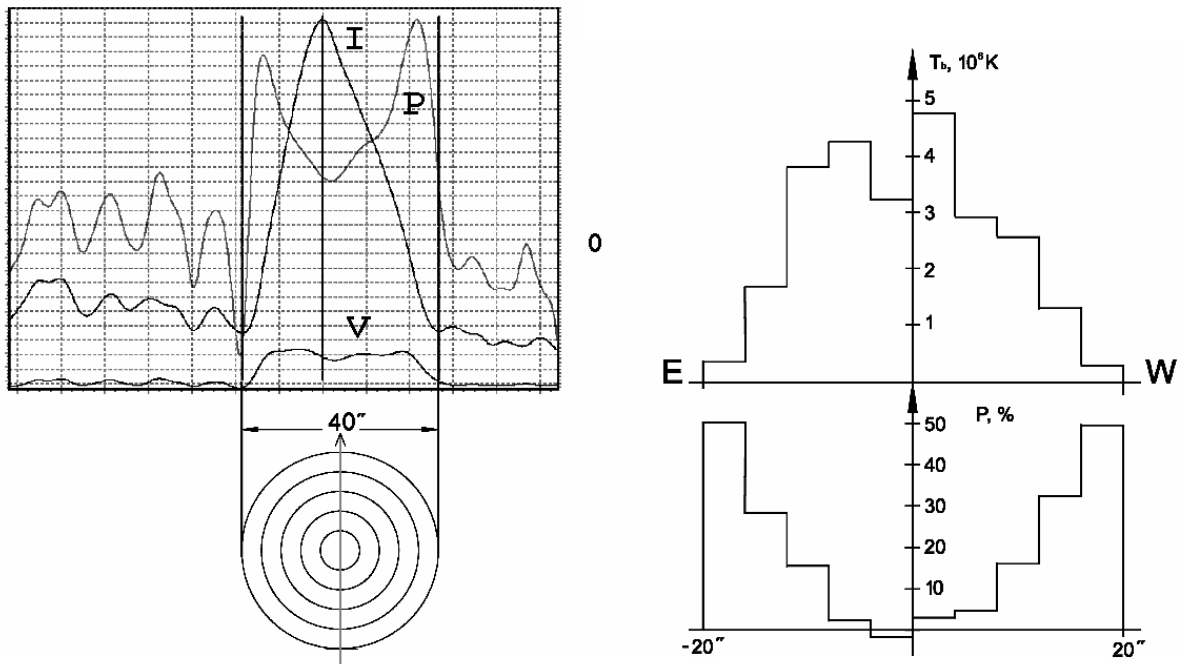


Рис. 4.

тени. В заключение следует отметить, что все модельные расчеты как правило, выполняются в рамках радиально симметричного МП (замечание, в частности, относится и к модели [1]). Это сильно затрудняет сопоставление результатов наблюдений с результатами теоретических расчетов. Вследствие указанной причины у нас пока нет возможности с полной уверенностью утверждать, что выявленная при наблюдениях затмения кольцеобразная структура ИМИ может служить безоговорочным подтверждением модели [1]. Необходимы дальнейшие наблюдения, желательно регулярные, а также моделирование с учетом реальных параметров плазмы над солнечными пятнами, которые можно извлечь из наблюдений в других диапазонах электромагнитного излучения.

#### Литература

1. Гельфрейх Г.Б., Лубышев Б.И. // Астрон. журн., 1979, т. 56, с. 562.
2. Финкельштейн А.М., Рахимов И.А., Дьяков А.А., Коржавин А.Н., Топчило Н.А., Свешников М.Л., Петерова Н.Г. // Труды ИПА РАН. 2011 (в печати).

## **ЖЕСТКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ, УСКОРЕННЫХ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ**

**Кудрявцев И.В.<sup>1</sup>, Чариков Ю.Е.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>2</sup>*Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет», 195251, Санкт-Петербург, Россия.*

## **HARD X-RAY OF RELATIVISTIC ELECTRONS ACCELERATED IN SOLAR FLARES**

**Kudryavtsev I.V.<sup>1</sup>, Charikov Yu.E.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences, 194021, Russia, St. Petersburg*

<sup>2</sup>*St. Petersburg State Polytechnical University, 195251, Russia, St. Petersburg*

*Flux and polarization degree of hard X-rays originated in solar flares were calculated. For this goal the distribution function of relativistic electrons was calculated as a solution of Fokker-Planck equation. It is shown the polarization degree of hard X-rays is less then 40% and show strong dependence on the angle of observations (the flare location on the solar disc) and energy spectrum. The comparison of polarization degree calculations of hard X-rays with experimental results for solar flare 28 October 2003 yr were made.*

Рассмотрим генерацию тормозного рентгеновского излучения ускоренными во время солнечных вспышек релятивистскими электронами. В [1, 2] решалась подобная задача, однако релятивизм электронов учитывается в процессе тормозного излучения и не рассматривается в кинетике пучка. Это приводит к ограничению рассматриваемого диапазона энергии рентгеновского излучения областью до 200 кэВ. Будем полагать, что в плазму инжектируется пучок релятивистских электронов, спектр которых задаётся в виде

$$\frac{dN}{dE} = A \psi(E) \chi(\theta), \quad \text{где } \psi = \begin{cases} E^{-\delta} - E_{max}^{-\delta}, & \text{при } E \leq E_{max}, \\ 0, & \text{при } E > E_{max} \end{cases}, \quad (1)$$

где  $A$  – постоянный множитель,  $E_{max}$  – энергия верхней границы спектра электронов (является параметром задачи),  $\theta$  – питч-угол, а  $\chi(\theta)$  – характеризует питч-угловое распределение электронов в инжектируемом пучке. При этом будем рассматривать однородное магнитное поле. Будем полагать, что область излучения рентгеновских квантов является толстой мишенью для электронов пучка, что вполне оправдано с учётом малости длины пробега электрона в плотной плазме по сравнению с характерными

размерами (продольными и поперечными) петли магнитного поля. В силу малости ларморовского радиуса электронов с энергией более 10 кэВ в магнитном поле 10–100 Гс диффузию поперек магнитного поля можно не рассматривать.

Кинетическое уравнение для функции распределения пучка электронов  $f(E, \vec{r}, \theta)$  имеет вид [3]

$$\frac{1}{c} \mathbf{v} \text{grad } f = \lambda_0^{-1} \left( c_1 \frac{\partial}{\partial E} \left( \frac{f}{\beta} \right) + \frac{c_2}{\beta^2 \gamma^2} \frac{\partial}{\partial(\cos \theta)} \left( \sin^2 \theta \frac{\partial}{\partial(\cos \theta)} \left( \frac{f}{\beta} \right) \right) \right) + k\psi(E)g(\mathbf{r})\chi(\theta), \quad (2)$$

где  $\lambda_0^{-1} = 4\pi N r_0^2 \ln \Lambda$ ,  $v$  – скорость электронов,  $r_0$  – радиус электрона,  $\ln \Lambda$  – кулоновский логарифм,  $\gamma$  – Лоренц-фактор,  $\beta = v/c$ ,  $c$  – скорость света,  $E = \gamma - 1$  – кинетическая энергия электрона в единицах  $mc^2$ ,  $N$  – концентрация протонов плазмы,  $g(\mathbf{r})$  – описывает пространственное распределение источников ускоренных электронов. Для рассматриваемого нами случая полностью ионизованной плазмы  $c_1 = 1$ ,  $c_2 = (3 + \gamma)/4$  [1].

Последнее слагаемое в правой части описывает источник ускоренных частиц. Для нахождения характеристик тормозного излучения электронов в приближении толстой мишени достаточно использовать функцию

$$F(E, \theta) = \int_V N \beta f(E, \theta, \mathbf{r}) dV. \quad (3)$$

Интегрируя (2) по объёму, преобразуя левую часть по теореме Гаусса и пренебрегая уходом электронов из области излучения (см. [4]), получаем

$$\frac{\partial}{\partial E} \left( \frac{F}{\beta^2} \right) + \frac{3 + \gamma}{4\beta^2 \gamma^2} \frac{\partial}{\partial(\cos \theta)} \left( \sin^2 \theta \frac{\partial}{\partial(\cos \theta)} \left( \frac{F}{\beta^2} \right) \right) + B\psi(E)\chi(\theta) = 0, \quad (4)$$

где  $B = k \int g(\mathbf{r}) dV / (4\pi r_0^2 \ln \Lambda)$  и является константой

Интегрирование уравнения (2) можно упростить, разлагая в ряд по полиномам Лежандра угловые зависимости начального распределения, а впоследствии и самой функции распределения (см. также [4]).

Как известно, плотность потока излучения с заданным вектором поляризации  $\mathbf{e}_\lambda$  на расстоянии  $R$  от источника определяется как

$$J_\lambda = \frac{1}{4\pi R^2} \int_V dV \int_{E_x}^\infty dE \int_{4\pi} d\Omega_{\vec{n}} N \sigma_\lambda v f(E, \mathbf{n}, \mathbf{r}), \quad (5)$$

где  $\mathbf{n}$  – единичный вектор вдоль вектора импульса электрона,  $\sigma_\lambda$  – релятивистское сечение тормозного излучения с вектором поляризации, который имеет проекции в плоскости векторов  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{k}$  (волновой вектор) –  $\mathbf{e}_1$  и перпендикулярно этой плоскости –  $\mathbf{e}_2$  [5],  $E_x$  – энергия квантов.



Таким образом, определив функцию  $F$  можно найти интенсивность излучения ( $J = J_1 + J_2$ ) и степень поляризации  $P = (J_2 - J_1)/J$ . Расчеты спектров и степени поляризации рентгеновского тормозного излучения проводились для различных значений  $\delta$  и различных угловых зависимостей  $\chi(\theta)$ . Так при  $\delta = 3$ ,  $\chi(\theta) \sim \cos^6\theta$  и  $E_{\max} = 10$ , степень поляризации рентгеновского излучения не превышает по модулю 10% для значений энергии излучения, лежащих в интервале 50 кэВ–3 МэВ, причем знак степени поляризации меняется с отрицательный на положительный при  $E_x \sim 1$ . При  $\delta = 7$  и таких же  $\chi(\theta) \sim \cos^6\theta$  и  $E_{\max}$  значения степени поляризации в этом случае значительно выше и могут достигать  $\approx -40\%$  при  $E_x = 50$  кэВ. Смена знака так же имеет место, но на несколько большей энергии квантов. Более низкая степень коллимации в начальном распределении ( $\cos^2\theta$ ) качественно не меняет указанные зависимости, но уменьшает значения модуля степени поляризации.

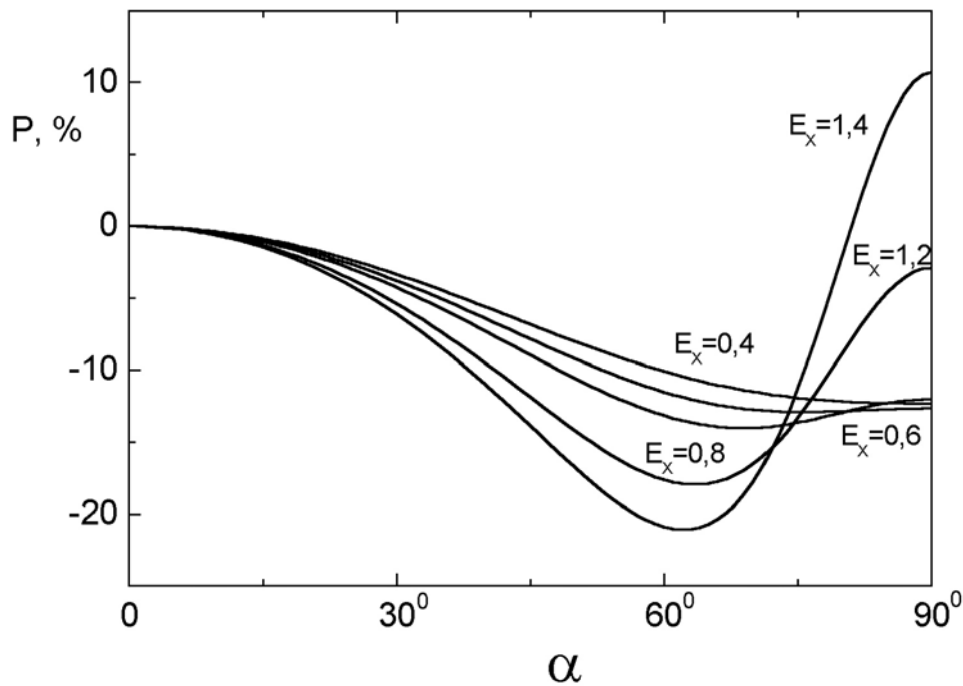


Рис. 1.

На рис. 1 в качестве примера приведены зависимости степени поляризации для различных энергий квантов  $E_x$  при максимальной энергии электронов в спектре  $E_{\max} = 1.5$ ,  $\delta = 3$  и  $\chi(\theta) \sim \cos^6\theta$ . В этом случае отметим интересную особенность – при увеличении энергии максимум модуля степени поляризации смещается в область углов  $65^\circ$ – $70^\circ$ , а не  $90^\circ$ . При этом модуль степени поляризации возрастает с ростом энергии от примерно 7.5% до 20%. При регистрации такой особенности поляризации излучения можно судить об ограничении энергии ускоренных во вспышках электронов.

Сравним результаты наших расчетов с результатами измерения степени поляризации, которые, к сожалению, являются единичными. Вспышка X17 произошла 28 октября 2003 года [6]. Позиционный угол вспышки равен  $20^\circ$ . Значение степени поляризации в диапазоне 0.2–0.4 МэВ равно  $-0.07 \pm 0.07$  и  $-0.25 \pm 0.09$  в диапазоне 0.4–1 МэВ. Для суммарного диапазона значение степени поляризации равно  $-11\% \pm 5\%$ . Следует отметить, что излучение в энергетическом диапазоне 0.2–0.4 МэВ практически неполяризовано, в то время как степень поляризации в диапазоне 0.4–1 МэВ достигает  $-25\%$ . Таким образом, степень поляризации выше на больших энергиях. Для объяснения подобной энергетической зависимости степени поляризации следует предположить, что излучение разных энергий формируется в различных частях магнитной петли (или вообще в разных петлях) с разным наклоном к фотосфере. Ограничение спектра ускоренных электронов на энергии  $E_{\max} = 1.5$  МэВ и значение показателя спектра  $\delta = 3$  (Рис. 1) соответствуют данным измерений степени поляризации. К сожалению, из данных, приведенных в [6], невозможно определить параметры энергетического спектра в этой вспышке. Но, если эти значения подтвердятся, то это будет весомым аргументом в пользу ограничения спектра ускоренных электронов.

#### Литература

1. Zharkova V.V., Gordovskyy M. // *Astrophysical Journal*. 2006. V. 651(1). P. 553–565.
2. Zharkova V.V., Kuznetsov A.A., Siversky T.V. // *Astronomy and Astrophysics*. 2010. V. 512. A8.
3. Leach J., Petrosian V. // *Astrophysical Journal*. 1981. V.251(1). P. 781–791.
4. Кельнер С.Р., Скрынников Ю.И. // *Астрономический журнал*. 1985. Т.62. №4. С.760–767.
5. Gluckstern R.L., Hull M.H. // *The Physical Review*. 1953. V. 90. No 6. P.1030–1035.
6. Boggs S.E., Coburn W., Kalemci E. // *Astrophysical Journal*. 2006. V. 638(2). P.1129–1139.

## **ВЛИЯНИЕ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ ВО ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛЕ НА ДИНАМИКУ МИКРОВОЛНОВОГО СПЕКТРА СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ**

**Кузнецов С.А.<sup>1,2</sup>, Мельников В.Ф.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>ФГБНУ НИРФИ, Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup>ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

## **PLASMA DENSITY INFLUENCE IN A SOLAR FLARE AT THE MICROWAVE SPECTRUM DYNAMICS OF SOLAR FLARING LOOPS**

**Kuznetsov S.A.<sup>1,2</sup>, Melnikov V.F.<sup>2</sup>**

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

<sup>2</sup>CAO RAS, Saint-Peterburg, Russia

*We have found two types of spectral slope dynamics in different parts of solar flaring loops observed by the Nobeyama Radiogeliograph with high temporal (0.1 sec) and spatial (5" at 34 GHz and 10" at 17 GHz) resolution. For the first type the spectral slope decreases at the rise phase of the microwave burst and increases at the decay phase. For the second type the spectral slope decreases at the decay phase.*

*Numerical simulation of the dynamics of distributions of high-energy electrons and their radioemission from 3D flaring loops has been carried out for different conditions in a flaring loop: location of the injection site and pitch-angle distribution of injected electrons, number density of thermal plasma, magnetic field strength. We found the conditions when the calculated dynamics of the spectral slope most closely corresponds to the observed dynamics. It is shown that the first type of the spectral slope dynamics is characterized by the low plasma density and magnetic field ratio ( $n_0/B$ ) and explained by the increasing of the optical thickness on the rise phase and its decreasing on the decay phase. The second type is characterized by the high ratio ( $n_0/B$ ) and explained by the Razin effect.*

Формирование частотного спектра микроволнового излучения вспышечных петель происходит под действием различных физических условий в петле: распределения энергичных электронов по энергиям, концентрации плазмы, магнитного поля и т.д. Очевидно, что в зависимости от этих физических условий спектр микроволнового излучения формируется по-разному. Изучение влияния физических условий во вспышечной петле на динамику микроволнового спектра проводилось многими авторами, в частности, в работе [1]. Однако эти исследования проводилось по данным наблюдений солнечных вспышек без пространственного разрешения.

В настоящей работе проведено изучение влияния плотности плазмы и магнитного поля на динамику микроволнового спектра в различных частях петли по данным наблюдений с высоким пространственным разрешением. Для достижения этой цели были поставлены и решены следующие задачи:

1) анализ эволюции наклона спектра из различных участков вспышечных петель по данным наблюдений радиогелиографа Нобейма;

- 2) определение плотности плазмы и магнитного поля по данным спутника GOES и аппарата SOHO/MDI;
- 3) численное моделирование динамики энергичных электронов, инжектированных во вспышечную петлю;
- 4) расчет их радиоизлучения для различных отношений концентрации плазмы к магнитному полю;
- 5) сравнение результатов модельных расчетов и наблюдений.

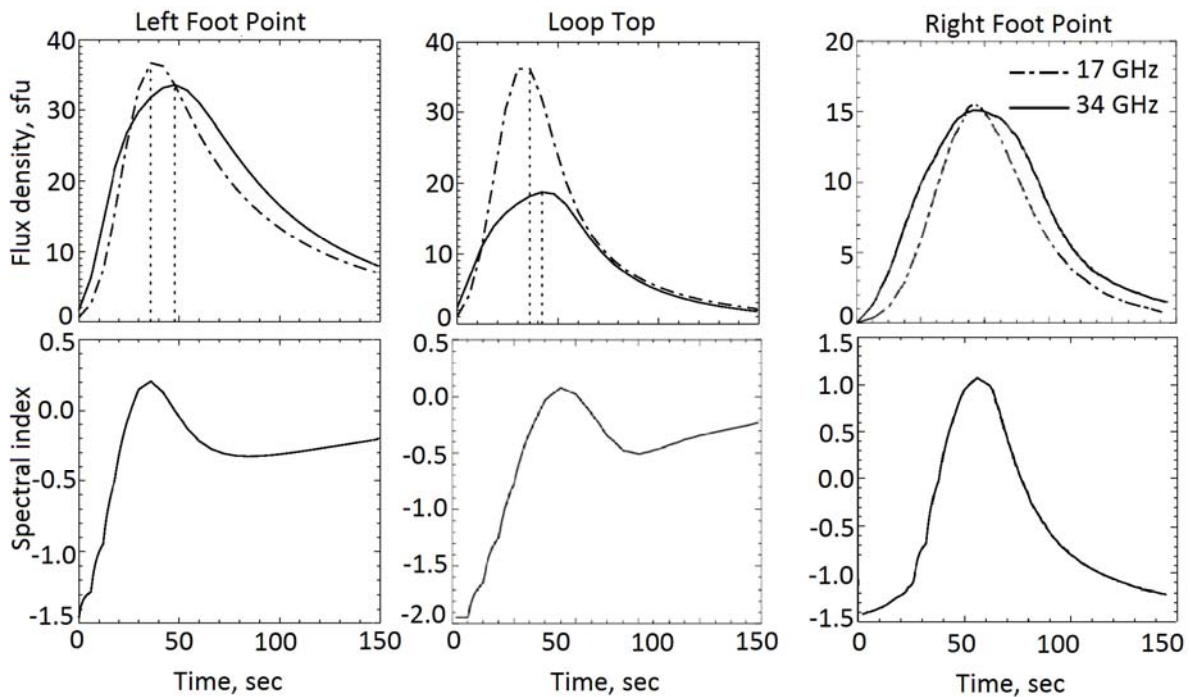
Данные о радиоизлучении вспышечных петель были получены с помощью двухчастотного радиогелиографа Нобеяма. Временное разрешение составляет 0.1 секунд, а пространственное – 5 угловых секунд на 34 ГГц и 10 угловых секунд на 17 ГГц. Значения концентрации плазмы в петле были рассчитаны по данным мягкого рентгеновского излучения (SXR) спутника GOES, а значения магнитного поля на уровне фотосферы получены с помощью аппарата SOHO/MDI. Значение напряженности магнитного поля в вершине петли оценивалось в приближении потенциального магнитного поля.

По данным радиогелиографа было отобрано 11 событий за 2002–2005 года. Отбирались одиночные вспышечные петли, хорошо разрешенные радиогелиографом. Подробный анализ спектральной эволюции микроволнового излучения из различных участков петли для всех 11-ти событий описан в работе [2]. Одним из результатов является то, что обнаружено 2 типа временного поведения наклона спектра между частотами 17 ГГц и 34 ГГц. В первом типе наклон уменьшается на фазе роста микроволнового всплеска и увеличивается на фазе спада. Во втором типе наклон спектра также уменьшается на фазе роста, но на фазе спада продолжает уменьшаться, и поток радиоизлучения на 34 ГГц становится больше потока на 17 ГГц. Необходимо отметить, что оба типа динамики наклона спектра могли происходить в одной и той же вспышечной петле, но в разных ее частях, как, например, наблюдалось в событии 27 октября 2003 года.

Для объяснения найденных закономерностей динамики наклона спектра нами было проведено моделирование динамики энергичных электронов, инжектированных в магнитную петлю и рассчитано радиоизлучение от всей петли. В работе были использованы программы для расчета гиротронного излучения на основе решения уравнения Фоккера-Планка и уравнения переноса излучения, описанные в работах [3–5].

В модельных расчетах радиоисточник задавался в виде магнитной петли в форме полуокружности, ориентированной в соответствии с расположением наблюдаемой вспышечной петли на солнечной сфере. Магнитное поле увеличивалось вдоль петли от вершины к основаниям по квадратичному закону. Концентрация плазмы вблизи оснований резко увеличивалась. Место инжекции энергичных электронов в разных моделях выбиралось в различных местах петли и с различным типом питч-угловой анизотропии.

Было проанализировано 6 моделей с различными параметрами: концентрация плазмы  $n_0$ , магнитное поле  $B$ , пробочное отношение, положение области инжекции энергичных электронов, тип их питч-угловой анизотропии, показатель энергетического спектра электронов. В результате анализа всех моделей было отобрано две, у которых динамика наклона спектра рассчитанного радиоизлучения наиболее точно соответствует наблюдаемой динамике. Значения концентрации плазмы и магнитного поля выбраны такие же, как и в наблюдаемых событиях. Место инжекции в модели 1 (рис. 1) – правое основание, в модели 2 (рис. 2) – вершина петли. В обеих моделях распределение по питч-углу – изотропное.



**Рис. 1.** Верхняя панель: временные профили сосчитанного радиоизлучения от модельной петли при  $n_0/B=1.7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3} \text{ Гс}^{-1}$ . Нижняя панель: временные профили параметра  $\alpha$ , характеризующего наклон частотного спектра между 17 и 34 ГГц, в вершине петли и в основаниях.

Динамику наклона спектра радиоизлучения в модели 1, для которой  $n_0/B=1.7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3} \text{ Гс}^{-1}$ , можно объяснить эффектом самопоглощения, то есть увеличением оптической толщины на фазе роста всплеска и ее уменьшением на фазе спада. В модели 2, для которой выполнено условие  $n_0/B=1.4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3} \text{ Гс}^{-1}$ , существенно влияние среды с плотной плазмой и малым магнитным полем. Оно проявляется в уменьшении интенсивности излучения на низких частотах (эффект Разина), приводящее к характерной для модели 2 динамике наклона спектра.

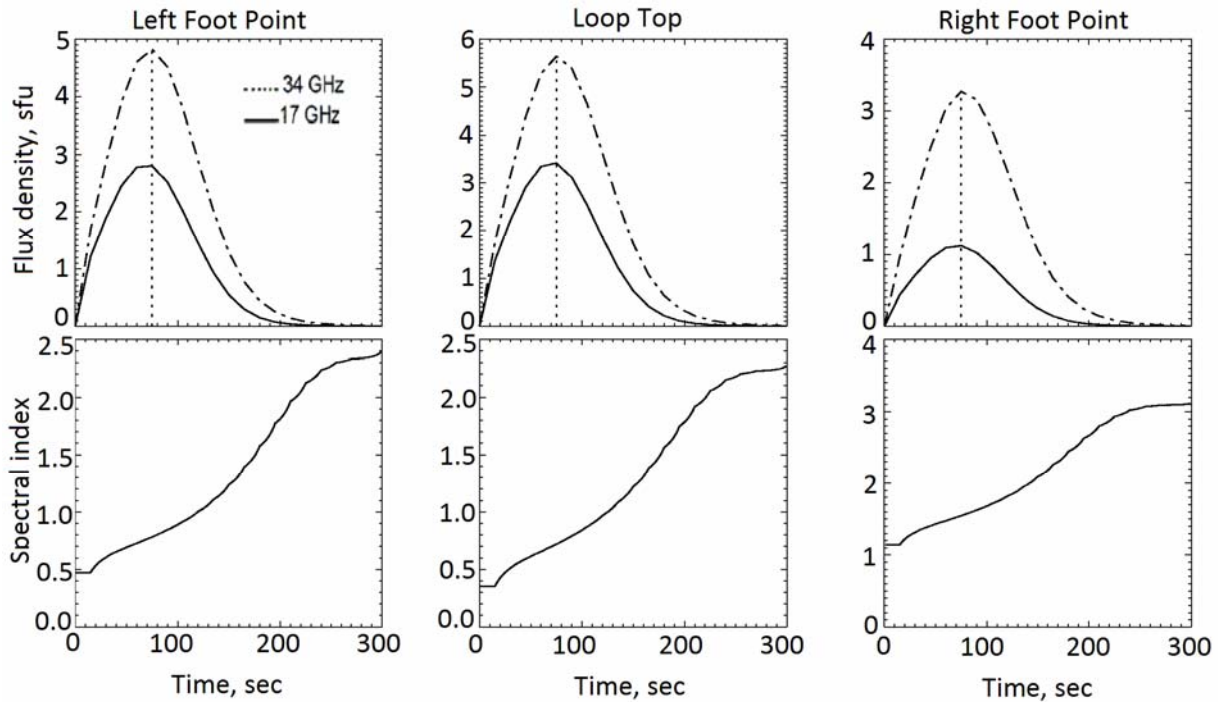


Рис. 2. Верхняя панель: временные профили сосчитанного радиоизлучения от модельной петли при  $n_0/B=1.4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}\text{Гс}^{-1}$ . Нижняя панель: временные профили параметра  $\alpha$ .

Работа выполнена при поддержке грантов Гос. программы «Кадры» № Р683/20.05.2010, Программы РАН «Солнечная активность и солнечно-земные связи», грантов РФФИ № 11-02-91175, 09-02-00624-а.

### Литература

1. Melnikov V.F., Gary D.E., Nita G.M. Peak frequency dynamics in solar microwave bursts // Solar Physics, 2008, V. 253, P.43–73.
2. Кузнецов С.А., Мельников В.Ф. Роль самопоглощения и эффекта Разина в формировании спектра микроволнового излучения солнечных вспышек // Сборник трудов конференции по физике Солнца. Под ред. А.В. Степанова, Санкт-Петербург, 2009, С.261–264.
3. Fleishman G.D., Melnikov V.F. Gyrosynchrotron emission from anisotropic electron distributions // Astrophysical Journal, 2003, V.587, P.823.
4. Melnikov V.F., Gorbikov S.P., Pyatakov N.P. Formation of anisotropic distributions of mildly relativistic electrons in flaring loops // In Universal Heliophysical Processes. Proc. IAU Symposium. Cambridge University Press, 2009, V.257, P. 232–328
5. Simões P.J.A., Costa J.E.R. Gyrosynchrotron Emission from Anisotropic Pitch-Angle Distribution of Electrons in 3-D Solar Flare Sources // Solar Phys., 2010, V.266, P.109–121.

## **ИСПЫТАНИЯ УЗКОПОЛОСНОЙ ШИРОКОУГОЛЬНОЙ ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ СТУПЕНИ ОПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА, ВЫПОЛНЕННОЙ НА ОСНОВЕ ДВУХЛУЧЕВОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА**

**Кулагин Е.С.<sup>1</sup>, Папушев П.Г.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>ГАО РАН, Санкт-Петербург, e-mail: kulaginevgeny@bk.ru

<sup>2</sup>ИСЗФ СО РАН, Иркутск, e-mail: pgp49@mail.ru

## **TEST THE NARROW-BAND WIDE-ANGLE TUNABLE ELEMENT OF THE OPTICAL FILTER, MADE ON THE BASIS OF TWO-BEAM INTERFEROMETER**

**Kulagin E.S.<sup>1</sup>, Papushev P.G.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Pulkovo Astronomical Observatory of RAS, St.Petersburg, Russia

<sup>2</sup>ISTP SB RAS, Irkutsk, Russia

*Narrow band wide-angle tunable element of the optical filter has been made and tested. The element was worked out on the basis of two-beam interferometer with semitransparent metallic layer. The advantages of such element are possibility of tuning in wide range of spectrum and essential simplification of the optical scheme of the several successive elements.*

*The element was calculated on FWHM equal  $0,3\text{Å}$  nearly  $H_{\infty}$  line. In such case the  $0,5\text{Å}$   $H_{\infty}$  filter “Halle” was used as suitable preliminary monochromator. The pass bands profiles of the  $H_{\infty}$  filter “Halle” alone and with attached element are presented. The view of the same place of the solar chromosphere without and with element are given.*

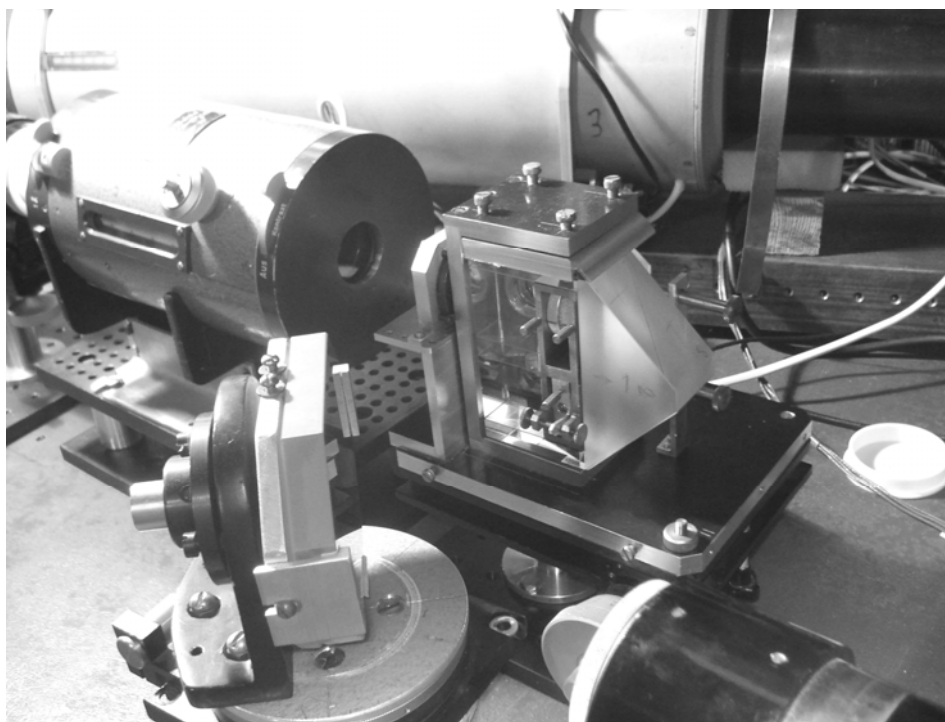
Двухлучевой интерферометр может быть использован как узкополосная и широкоугольная ступень оптического фильтра [1]. Каждая ступень может уменьшить полосу пропускания фильтра в два раза. Два оригинальных поляризационных двухлучевых, практически не разъюстирующихся, интерферометра Майкельсона использованы для сужения полосы пропускания интерференционно-поляризационного фильтра в приборе MDI SOHO [2].

В ГАО РАН разработаны ступени фильтра на основе двухлучевых интерферометров с металлическими полупрозрачными слоями [3]. Положительными отличиями разработанных ступеней от известных, выполненных так же на основе двухлучевых интерферометров [1], являются возможность их перестройки в широком спектральном диапазоне и существенное упрощение оптической схемы нескольких ступеней фильтра в результате применения многократной последовательной двухлучевой интерференции света на полупрозрачных металлических слоях [4]. Использование полупрозрачных слоев, дающих практически нулевой относительный сдвиг интерференционных полос на двух выходящих из интерферометра изображениях, позволяет значительно уменьшить число расщеплений луча при

осуществлении нескольких ступеней фильтра. Жесткая фиксация основных элементов ступени способствует относительной устойчивости юстировки ступени.

Авторами изготовлена и испытана одна разработанная ступень. В одной ступени использованы полупрозрачные слои из серебра. Ступень склеена из призм с воздушными зазорами, в которые вставлены оптические клинья и пластина, работающие на пропускание света. Поворотами двух одинаковых клиньев осуществляется точное совмещение изображений от двух плеч интерферометра – юстировка ступени. Параллельным перемещением одного из двух других одинаковых клиньев производится изменение соотношения разности хода в стекле и в воздухе в плечах интерферометра и, таким образом, осуществляется перестройка ступени в широком спектральном диапазоне. Юстировка ступени сохраняется многими часами и даже днями. Оптическая схема изготовленной ступени подробно описана в [3].

Ступень рассчитывалась так, чтобы в качестве предварительного монохроматора использовать имеющийся фильтр фирмы “Halle” на линию  $H_\alpha$  с полушириной полосы пропускания  $0,5\text{ \AA}$ . Период изменения пропускания по спектру у ступени, в районе линии  $H_\alpha$ , был выбран равным  $0,6\text{ \AA}$ . При этом, полуширина полосы пропускания каждого порядка ступени интерферометра равна  $0,3\text{ \AA}$ . При совместном использовании фильтра “Halle” и ступени происходило сужение полуширины полосы пропускания с  $0,5\text{ \AA}$  до  $0,3\text{ \AA}$ .



**Рис. 1.**



При испытаниях фильтр “Halle” был установлен после коллиматора, в параллельных лучах, а ступень располагалась непосредственно за фильтром. На Рис.1 показана установка фильтра “Halle” и дополнительной ступени на Большом коронографе Саянской обсерватории.

На Рис. 1, вверху слева, виден интерференционно-поляризационный фильтр. В центре рисунка расположена ступень-интерферометр. Луч отклоняется ступенью на прямой угол. Внизу слева видно плоское зеркало, направляющее излучение в объектив камеры (внизу справа).

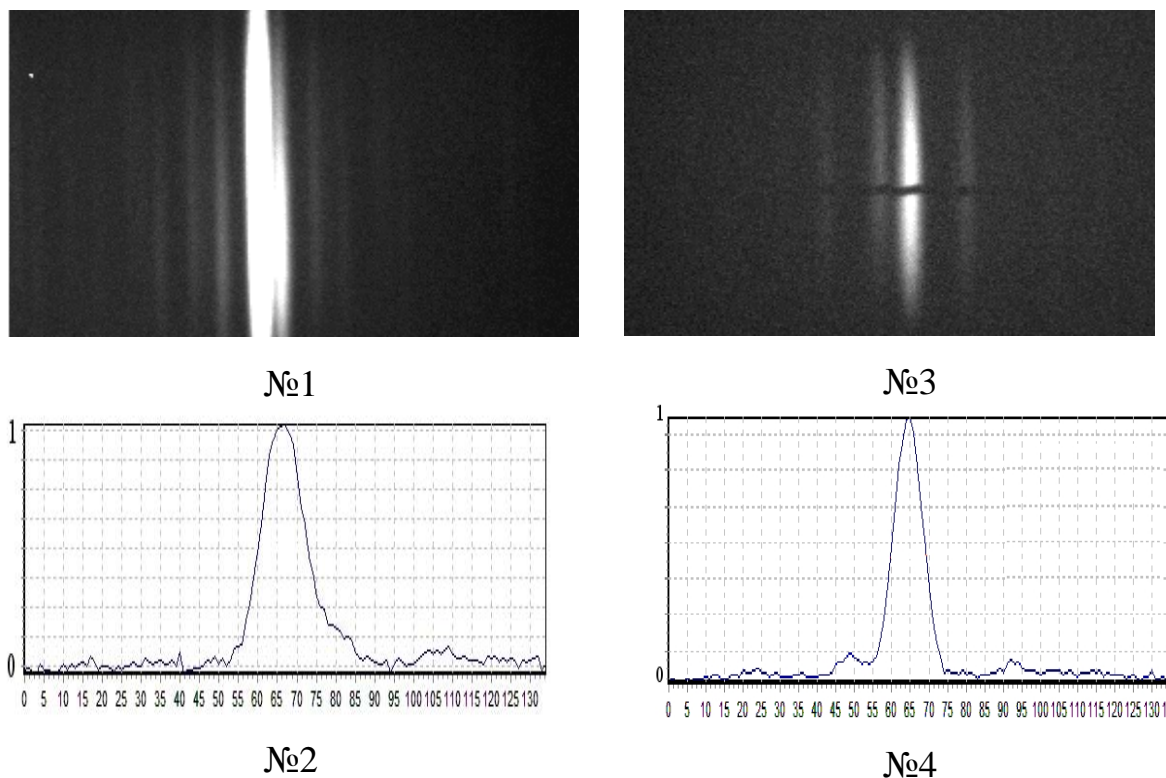
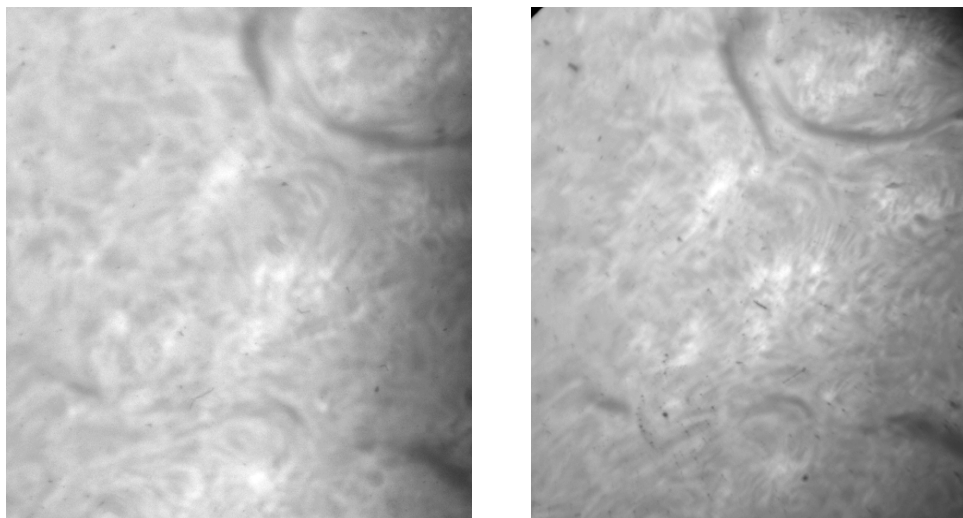


Рис. 2.

Используя спектрограф коронографа, получены контуры полосы пропускания одного фильтра “Halle” и со ступенью. Источником света в этом случае служила лампа накаливания. На Рис. 2: №1 – вид контура полосы пропускания одного интерференционно-поляризационного фильтра на линию  $H_{\alpha}$ ; №2  $\alpha$  фотометрический разрез этого контура, полуширина контура –  $\text{FWHM} = 0,5\text{\AA}$ ; №3 – изображение контура полосы пропускания фильтра со ступенью; №4 – соответствующий фотометрический разрез. На фотометрических разрезах по горизонтальной оси приведены номера пикселей камеры спектрографа в одном масштабе. Полуширина полосы пропускания стала равна  $0,3\text{\AA}$ .

На Рис. 3 показаны два изображения одного и того же участка солнечной поверхности, полученные в центре линии  $H_{\alpha}$  с одним фильтром “Halle” (слева) и с добавленной ступенью. Сужение полосы пропускания

проявилось в увеличении контраста и в появлении более мелкой структуры хромосферы. Наблюдения производились 10 июня 2011 года.



**Рис. 3.**

Разработанные ступени могут быть использованы для сужения полосы пропускания как существующих, так и вновь создаваемых фильтров.

Авторы выражают благодарность сотрудникам Института Солнечно-Земной Физики СО РАН В.М. Григорьеву и В.И. Скоморовскому за внимание к работе и ценные советы.

#### **Литература**

1. Title A.M. and Ramsey H.E. // *Applied Opt.*, 1980, v.19, p. 2046.
2. Scherrer P.H. et al. // *Solar Phys.* 1995, v. 162, p. 143.
3. Кулагин Е.С. // *Оптический журнал.* 2010, т.77, с. 78.
4. Кулагин Е.С. // *Оптический журнал.* 2003, т.70, с. 72.

## **ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ПУЛЬСАЦИЙ НА ОСНОВНОЙ И ВТОРОЙ ГАРМОНИКАХ КИНК МОДЫ В ОДИНОЧНОЙ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛЕ**

**Куприянова Е.Г., Мельников В.Ф.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
Санкт-Петербург, Российская Федерация*

## **SPATIAL STRUCTURE OF QUASI PERIODICAL PULSATIONS AT THE FUNDAMENTAL AND SECOND HARMONICS OF KINK MODE IN A SINGLE FLARING LOOP**

**Kupriyanova E.G., Melnikov V.F.**

*Central astronomical observatory at Pulkovo of the RAS,  
Saint Petersburg, Russian Federation*

*We study the quasi-periodical pulsations (QPPs) with the period drifting from  $P \approx 20$  s to  $P \approx 30$  s found in the integrated radio flux from a single flaring loop measured with Nobeyama Radioheliograph [1]. A detailed analysis of the spatial structure of the pulsations with methods of correlation, Fourier and wavelet analysis was carried out. The main finding is that there exist two spatially well separated sources of the QPP with relatively stable periods of 20 s and 30 s. The source of QPP with period  $P \approx 30$  s has its maximum amplitude in the inner region of the loop, between the footpoints. The source of QPP with period  $P \approx 20$  s is localized at the periphery of the loop, mainly in the outer parts of the footpoints. It is shown that the apparent drift of the period found from the analysis of the signal integrated over the whole flaring loop is due to a gradual redistribution of oscillation intensity from a peripheral source to an internal source. The joint modulation of radio emission by the fundamental and the second harmonic of the kink mode can be the reason of the observed QPPs properties.*

### **Введение**

Квазипериодические пульсации (КПП) вспышечного радиоизлучения Солнца с периодами от нескольких секунд до нескольких минут тесно связаны с МГД процессами, идущими в корональных петлях (арках) [2]. Присутствие квазипериодических пульсаций (КПП) в радиоизлучении одиночных вспышечных солнечных петель является довольно частым и, возможно, внутренне присущим, явлением [1]. В ряде исследований было отмечено наличие во вспышечном излучении пульсаций с множественными периодичностями [1, 3–8], которые могут быть связаны либо с различными МГД модами во вспышечной петле, либо с различными временными гармониками одних и тех же осцилляций.

В работе [1] при исследовании интегрального сигнала на 17 ГГц от вспышки 3 июля 2002 г, ассоциирующейся с одиночной вспышечной петлей, были обнаружены низкочастотные КПП с дрейфом периода от  $P \approx 20$  с до  $P \approx 30$  с (Рис. 5с в работе [1]). Цель настоящей работы — выяс-

нить пространственную структуру и природу этих КПП на основе данных радиогелиографа Нобейма (NoRH) на 17 ГГц.

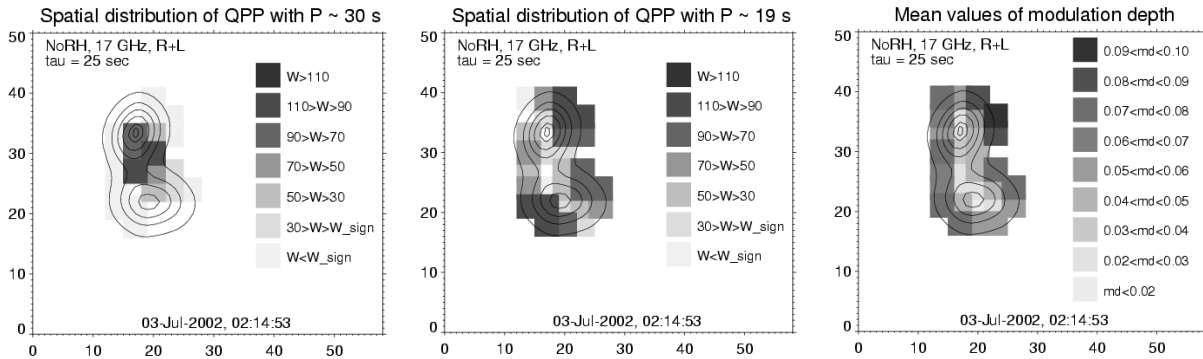


Рис. 1.

### Наблюдения и обработка данных

Для детального изучения пространственной структуры этих КПП на каждый момент времени от 02:13:40 до 02:17:10 UT с интервалом 1 с построены радиокарты вспышечной области, стабилизированные относительно центра радиояркости северного источника. Вспышечная область разделена на 54 маленьких бокса размером  $10'' \times 10''$ . Для каждого бокса данные обработаны идентичным образом по методике, описанной в [1].

### Результаты автокорреляционного анализа

Для временных рядов глубины модуляции  $\Delta_r(t)$  каждого бокса рассчитаны автокорреляционные функции и построены их периодограммы. Оказалось, что периоды наиболее мощных спектральных пиков лежат вблизи значений  $P^I \geq 30$  с и  $P^{II} \approx 20$  с. При этом каждый из пиков разделяется на два с чуть меньшими и чуть большими периодами: 35.5 с и 31.1 с, 21.3 с и 18.7 с. Распределения спектральных мощностей двух компонент с меньшими периодами в пространстве показаны на Рис. 1а,б. Здесь и далее рисунки приведены для постоянной сглаживания  $\tau = 25$  с. Контурными линиями показано распределение радиояркости (плотности потока  $F$  на 17 GHz) на момент максимума интегрального (пространственно неразрешённого) потока радиоизлучения на заключительной фазе вспышки  $t_1 = 02:14:53$  UT. Контурные соответствуют значениям  $[0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9, 0.97] \cdot F^{\max}$ , где  $F^{\max}$  — максимальная по всему изображению плотность потока на момент времени  $t_1$ . Градациями серого от самого яркого до самого тёмного представлены уменьшающиеся значения нормированной спектральной мощности  $W$  пульсаций с периодом  $P^I \approx 30$  с или  $P^{II} \approx 20$  с.

Установлено, что область пульсаций с периодом  $P^I$  локализована между южным и северным источниками (Рис. 1 слева). КПП с периодом  $P^{II}$  имеют максимальную амплитуду на периферии (Рис. 1 центральный). На Рис. 1 справа показано распределение средней амплитуды глубины модуляции. Уменьшение интенсивности цвета соответствует уменьшению средних значений глубины модуляции. Наибольшая глубина модуляции на-

блюдается на периферии вспыхивающей области  $\Delta\tau \approx 6\text{--}10\%$ , в то время как в её центральной части  $\Delta\tau < 5\%$ .

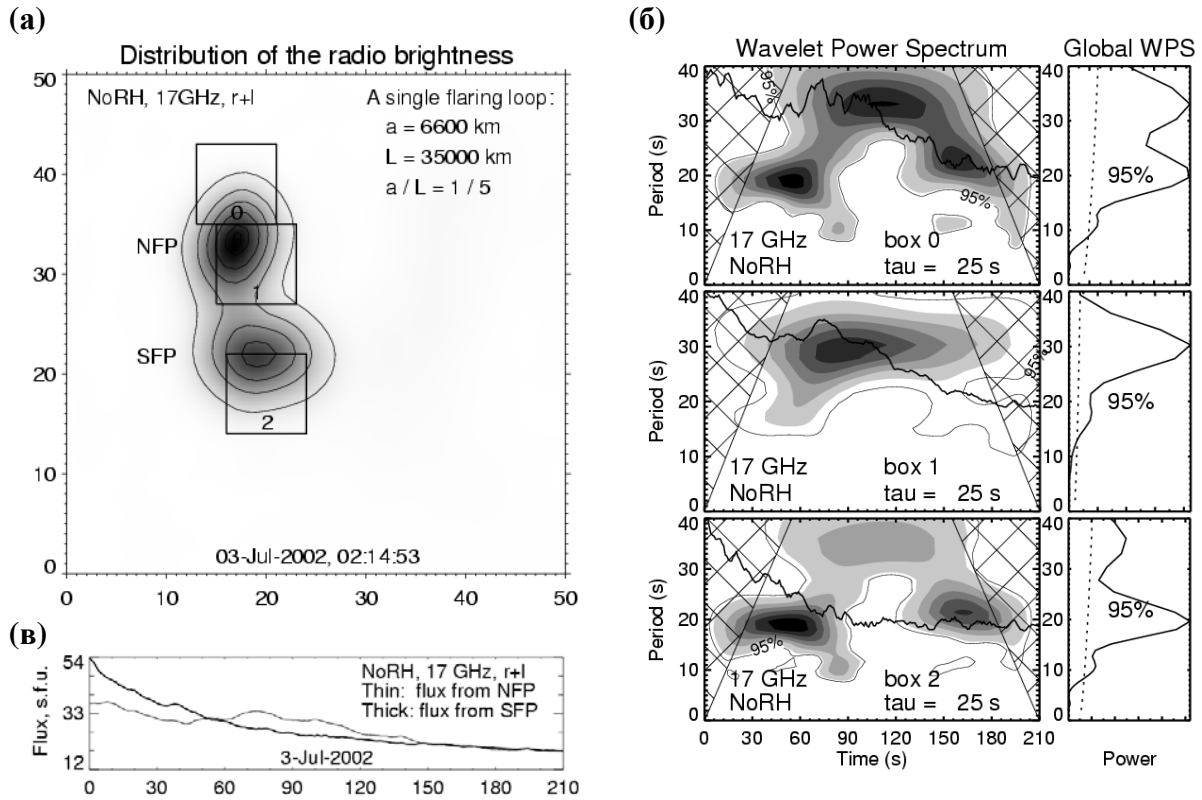


Рис. 2.

### Результаты вейвлет анализа

Для повышения отношения сигнала к шуму маленькие боксы с похожими профилями вейвлет спектров были объединены в три больших бокса размером  $20'' \times 20''$  (Рис. 2а). На левых панелях Рис. 2б показаны динамические вейвлет спектры модулированного сигнала для каждого из больших боксов и наложенные на них нормированные временные профили потока радиоизлучения. Тонкий сплошной контур показывает 95% уровень значимости. Заштрихованные области на каждом краю вейвлет спектра ограничивают доверительную область. Правые панели представляют интегральные вейвлет спектры. Штриховая линия показывает 95% уровень значимости. Вейвлет спектры (Рис. 2б) над северным источником (бокс 0) и в/под южным источником (бокс 2) имеют сходный вид. Здесь доминирует спектральная компонента с периодом  $P^{\text{II}} \approx 20\text{--}21$  s в начале и в конце временного интервала и с периодом  $P^{\text{I}} \approx 34\text{--}37$  s в его середине. Вид вейвлет спектра для вершины (или тела) петли (бокс 1) сохраняется при его перемещении от нижней границы бокса 0 к верхней границе бокса 2. Очень интересным является факт, что периоды обеих спектральных компонент здесь меньше, чем на периферии:  $P^{\text{I}} \approx 29\text{--}30$  s,  $P^{\text{II}} \approx 18\text{--}19$  s. Преобладающими являются КПП с периодом  $P^{\text{I}}$ . Компонента с периодом  $P^{\text{II}}$  существенно слабее.

Вейвлет анализ отдельных участков вспышечной области, в отличие от интегрального сигнала [1], показал отсутствие какого бы то ни было дрейфа. На Рис. 2в видно, что в начале временного интервала преобладает поток из южного источника (толстая линия), где преобладают КПП с периодом  $P^{\text{II}}$ , а в середине — из северного (тонкая линия), где доминируют КПП с периодом  $P^{\text{I}}$ . Таким образом, дрейф, наблюдаемый в спектре интегрального сигнала, обусловлен перераспределением радиояркости между источниками.

### **Обсуждение колебательных мод**

Период стоячих МГД-мод определяется длиной петли  $L$ , фазовой скоростью моды  $v_{ph}$  и номером гармоники  $n$ :

$$P = 2L / n v_{ph} . \quad (2)$$

Акустическая мода способна модулировать гиротронное излучение. Но она даёт в несколько раз более высокие значения периодов пульсаций (порядка 1–3 мин) по сравнению с наблюдаемыми (20–30 с). Поэтому не может быть ответственной за наблюдаемые пульсации.

Распределение глубины модуляции полного потока и расположение спектральных компонент свидетельствуют в пользу радиальной (“sausage”) и изгибной («кинк») мод.

Периоды радиальных колебаний, полученные из анализа дисперсионного уравнения, не соответствуют значениям, полученным из наблюдений. Интерпретация КПП на основе кинк осцилляций магнитной петли, напротив, обеспечивает более близкое к наблюдаемым соотношение периодов пульсаций. При  $B_0 = 180 \text{ Гс}$ ,  $T_0 = 5 \cdot 10^6 \text{ К}$ ,  $n_0 = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  получаем  $P_{\text{kin}}^{\text{I}} / P_{\text{kin}}^{\text{II}} \approx 32 \text{ с} / 17 \text{ с}$ .

Как было отмечено, во внутренней части вспышечной петли периоды колебаний  $P^{\text{I}}$  и  $P^{\text{II}}$  несколько меньше, чем соответствующие периоды колебаний во внешней части петли. Это может быть обусловлено одновременным существованием в петле наряду с изгибной модой других мод с близкими фазовыми скоростями, например, баллонной моды или торсионной.

Работа выполнена при поддержке Программы ОФН-15, грантов РФФИ № 09-02-00624, 11-02-91175, гранта Гос. программы «Кадры» № Р683/20.05.2010 и НШ-3645.2010.2.

### **Литература**

1. Kupriyanova et al. // Sol. Phys., **267**, 2, 329 (2010).
2. Nakariakov, V.M., Melnikov, V.F. // Space Sci. Rev. V.149, P.119, 2009.
3. Verwichte et al. // Sol. Phys., 223, 77 (2004).
4. Stepanov et al. // Astronomy Letters, 30, 480 (2004).
5. Melnikov et al. // Astron. Astrophys., 439, 727 (2005).
6. Meszarosova et al. // Astron. Astrophys., 460, 865 (2006).
7. Andries, Arregui & Goossens // Astrophys. J., 624, L57 (2005).
8. Inglis, Nakariakov // Astron. Astrophys. **493**, 259 (2009).

## **СВЯЗЬ НЕТЕПЛОВЫХ И ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В МОЩНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ**

**Лившиц М.А.<sup>1</sup>, Кашапова Л.К.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн  
им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Моск. обл.*

<sup>2</sup>*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск*

## **THE RELATION BETWEEN NON-THERMAL AND GAS-DYNAMIC PROCESSES IN POWERFUL SOLAR FLARES**

**Livshits M.A.<sup>1</sup>, Kashapova L.K.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Pushkov Institute of terrestrial magnetism, ionosphere and radio waves propagation RAS,  
Troitsk, Moscow Region*

<sup>2</sup>*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk*

*We analyse the relation between formation of fast coronal mass ejections and powerful hard X-ray bursts. It is shown that in some cases besides total energy of the process, the filling up coronal loops by the hot plasma is of importance. For studied events the case then the magnetic beta - ratio of the gas-to-magnetic pressure - close to 1 is considered as a favourable factor for expansion of the region and subsequent development of fast CME with maximal velocity exceeding of 1000 km/s.*

Процессы в космическом пространстве оказывают все большее влияние на функционирование сложной технической аппаратуры на Земле и в околоземном пространстве, а также, возможно, и на жизнь людей. В последнее время при наличии оперативных данных о солнечной активности и об условиях в межпланетном пространстве удается разрабатывать удовлетворительный прогноз космической погоды. Он основан на выявленных статистических закономерностях процессов в системе Солнце – Земля. Те программы, которые разработаны к настоящему времени, позволяют проводить эту работу без прямого участия специалиста в области солнечно-земной физики. Некоторые необычные случаи требуют, однако, прямого вмешательства прогнозиста или использования нетрадиционных методов наблюдения. Ясная мысль, реализуемая сейчас в проекте СТЕРЕО, состоит в попытках получения информации об активных областях и процессах в них, развивающихся на невидимой с Земли стороне Солнца. Существуют некоторые наблюдения Солнца с аппаратов, находящихся в различных точках гелиосферы. Ниже в этом докладе широко используется регистрация жесткого рентгеновского излучения с околомарсианской орбиты на КА МАРС – ОДИССЕЙ. Одним из примеров полезности таких данных может служить изучение на этом КА вспышки 21 октября 2003 года, которая наблюдалась до восхода на Земле большой группы пятен 10486, ответственной затем за мощный всплеск вспышечной активности [1].

В области физики Солнца одним из самых трудных вопросов является выяснение связи между корональными выбросами массы (СМЕ) и собственно вспышками. С большой литературой, имеющейся по этой проблеме, можно познакомиться по обзору N. Gopalswamy [2] и приведенным там ссылкам. Связь СМЕ со вспышками в мягком рентгеновском диапазоне изучена достаточно хорошо. Большое внимание уделяется также связи СМЕ с наземными возрастаниями солнечных космических лучей. Гораздо хуже изучен вопрос о соотношении между СМЕ и жесткими рентгеновскими вспышками. Это имеет отношение к такому параметру как «импульсивность», введенному Pearson D. [3] в 1989 г. Этот параметр равен отношению скорости счета в максимуме всплеска 25–500 кэВ, взятому по данным HXRВ SMM, к длительности фазы роста в секундах.

Два факта можно считать сейчас выясненными. Первый относится к подавляющему большинству слабых событий, длящихся в мягком рентгеновском диапазоне более 10 мин. Это вспышки баллов до С5, которые достаточно хорошо следуют сценарию Коппа-Пноймана. Как правило, максимальные скорости выброса не превышают 400–600 км/с. Здесь СМЕ, раскрывая магнитные силовые линии, предшествует самой вспышке.

С другой стороны, резкое начало некоторых больших событий и соответственно выраженный жесткий рентгеновский всплеск, являются прелюдией к СМЕ, максимальная скорость которого превышает 1000 км/с.

В этом можно убедиться, обратившись непосредственно к каталогу СМЕ, составленному по данным С2 и С3 SOHO. Исключениями являются некоторые импульсные события, иногда даже мощные, развивающиеся в изолированной петле и не сопровождающиеся выбросами.

Ниже в работе мы на нескольких примерах постарались прояснить связь между СМЕ и жесткими всплесками в ситуациях, отличающихся от описанных выше случаев слабых и мощных событий. Кроме аспектов, связанных с предсказанием космической погоды, представляется интересным выяснить те условия, которые благоприятны для развития быстрых СМЕ.

В **таблице 1** собраны некоторые сведения о рассматриваемых ниже вспышках.

**Таблица 1.**

Дата	Балл, φ, λ	Начало
6.07.2006	M 2.4, S9/W34	8:13
14.06.2005	X 1.2, N11/W90	10:16
15.04.2001	C5.1, S20/W85	22:07

Вспышка 6 июля 2006 г. произошла в активной области 10898, с площадью пятен около 400 мдп. Группа включала в себя одно доминирующее пятно и несколько примыкающих к нему маленьких пятен той же самой отрицательной полярности, окруженных вкраплениями поля положитель-



ной полярности. Рентгеновскому всплеску предшествовало развитие небольшой белой вспышки, с ярким узлом около 8:11. Профиль всплеска показан на рис. 1 по данным RHESSI, с ростом мягкого рентгеновского излучения вблизи момента его максимума (8:20). Некоторой особенностью этого события явилось то, что отклик хромосферы на нагрев ускоренными электронами затем произошел в двух основаниях петли, на некотором удалении от пятна. Скорости движущейся вниз конденсации наблюдались в одном из оснований петли [4]. Скорости движения плазмы вниз – около 60 км/с и вверх – выше 280 км/с свидетельствовали об эффективном процессе газодинамического отклика. Несмотря на то, что общая энергия импульсного события была существенно меньше полного энерговыделения, это сильно сказалось на динамике последующих событий.

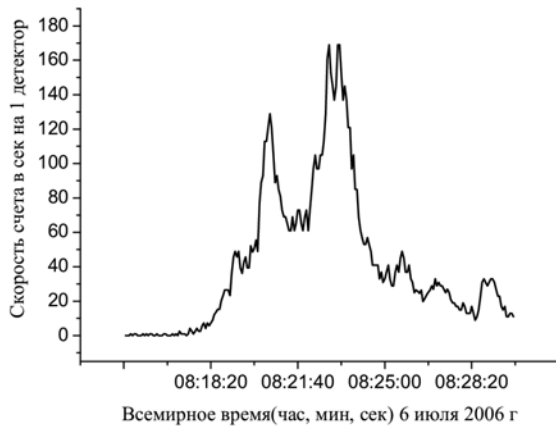


Рис. 1. Профиль всплеска в области 25–50 кэВ по данным RHESSI 6.07.2006

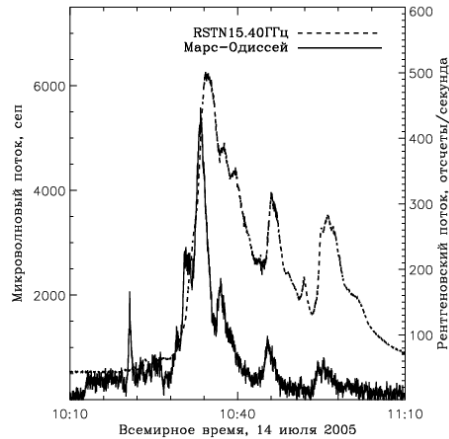


Рис. 2. Профиль всплеска 14.07.2005 в области 70–190 кэВ и микроволновой всплеск.

Данные о рентгеновском и микроволновом всплеске были проанализированы Кашаповой и др. [5]. Изменение характера рентгеновского всплеска было связано с эволюцией характеристик пучка электронов, хотя нельзя исключить и некоторого влияния расширения ловушки.

По данным по данным RHESSI температура достигает максимальных значений около 18 МК около 8:17 и затем после 8:25; мера эмиссии только начинает возрастать после первого импульса (8:17) и становится большой уже после 8:25. Большой вклад тепловой компоненты проявился также в интенсивности комплекса линий водородо- и гелиеподобных ионов железа в области около 6 кэВ. По спектру RHESSI мы получили приближенное значение потока излучения во всей бленде –  $2 \cdot 10^4$  фотон\*(см<sup>2</sup> сек стер)<sup>-1</sup>. Функция вклада была определена по базе данных Chianti для четырех He – подобных линий FeXXV и Li-подобных сателлитных линий FeXXIV в об-

ласти длин волн 1,85–1,87 А. В базе данных приведены значения этой функции при температурах 7.94МК; 10МК; 15.85МК, и в единицах фотон\*см<sup>3</sup> (сек стер)<sup>-1</sup> они равны для FeXXV: 1.25 E(-24); 5.29 E(-22); 3.29 E(-19) и для FeXXIV: 5.73 E(-24); 1.02 E(-21); 1.69 E(-19). Отсюда при температуре рентгеновского источника 16 МК получаем «линейную» меру эмиссии 1.6 10<sup>27</sup> см<sup>-5</sup>, или при длине луча зрения 10 000 км получаем среднюю плотность 1.3 10<sup>9</sup> см<sup>-3</sup>.

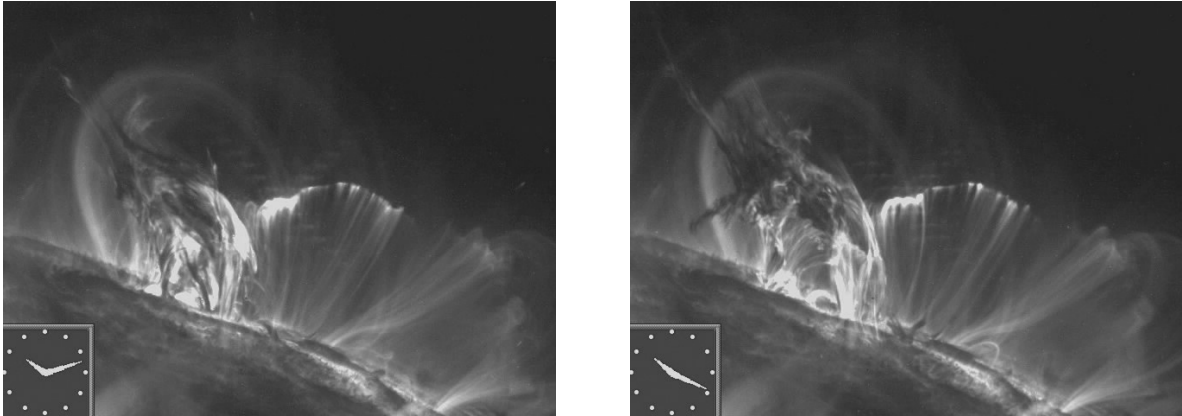
**Таблица 2.** Характеристики теплового и нетеплового источника. Спектр в диапазоне 5–100 кэВ описывается суммой двух составляющих. Нетепловое излучение аппроксимируется двумя степенными зависимостями до и после указанного значения обрыва спектра. В последнем столбце приведен показатель спектра микроволнового всплеска.

Время UT	EM 10 <sup>49</sup> см <sup>-3</sup>	T МК	γ <sub>1</sub>	Обрыв спектра кэВ	γ <sub>2</sub>	δgrad
8:20:43	0.110	12.53	3.66	30.5	6.29	1.0
8:23:04	0.121	17.75	3.64	43.7	5.88	3.5
8:25:31	0.217	18.79	4.95	36.1	9.73	3.1
8:42:55	0.289	14.85				2.8

Учет излучения в линиях здесь привел к независимому подтверждению того, что в этой вспышке уже сразу в конце импульсной фазы одна или несколько петель заполняются горячей плазмой. Магнитное бета становится равной 1 при магнитном поле 7.3 Гс. Поскольку поле такой величины оказывается приемлемым для корональных высот активной области, такие поля уже не будут сильно препятствовать расширению петель и последующему формированию быстрого СМЕ. В этом случае такой выброс возник сразу после импульсной фазы и достиг максимальной скорости около 1000 км/с.

Другой пример связан со вспышками в июле 2005 г, когда в группе 10786 13 и 14 числа произошли две вспышки, ассоциированные с быстрым СМЕ. Событие 14 июля близ лимба наблюдалось на КА Марс Одиссей в области энергий более 30 кэВ [6]. Оно состояло из трех импульсов (рис. 2), и в максимуме около 10:36 сопровождалось небольшим выбросом. Однако в самом конце третьего эпизода, когда микроволновой всплеск уже практически закончился, сформировалось мощное корональное возмущение, и его скорость СМЕ превысила 2000 км/с. Анализ показывает, что в этом случае плазма во вспышечных петлях становилась более плотной и горячей, и только в конце довольно длительной импульсной фазы сформировался мощный СМЕ. Наблюдения на RHESSI возобновились только в 11:00, и на изображении в момент начала СМЕ наблюдался источник на высоте около 30000 км. Линия около 6 кэВ в спектре присутствовала (см. рис. 4 в [6]).

Подчеркнем, что мощные системы постэруптивных петель возникали в обоих проанализированных случаях, и через 1–4 часа после импульса наблюдались громадные димминги.



**Рис. 3.** Кадр из фильма TRACE, 171 А 15.04.2001, после 22 часов.

Остановимся в заключение на одном из случаев появления слабых вспышечных событий на фазе спада мощных явлений. После мощной вспышки X14 около 14 часов 15 апреля 2001 г. в той же области после 22 часов развилось событие. На фильме TRACE в диапазоне 171 А хорошо видно, что сифонное движение из яркой полоски, оставшейся от прежней вспышки, заполняет плазмой слабую систему петель. Далее это приводит к раскрытию силовых линий, и формированию нового токового слоя. Здесь отметим лишь то, что начало нового вспышечного эпизода произошло тогда, когда плотность и возможно температура плазмы в петле достигли определенного уровня. СМЕ от этого события имело небольшую скорость.

Суммируя вышесказанное, подчеркнем, что в некотором количестве случаев формирование быстрого СМЕ, часто – типа гало, связано не просто с мощностью всего процесса. Нагрев плазмы в корональных петлях, постепенное увеличение плотности там готовит условия для того, чтобы затем даже небольшое возмущение нарушило равновесие, и привело к быстрому выбросу вещества наружу. В этом смысле испарение горячей плазмы наружу, характерное для импульсной фазы, может давать начало росту магнитной беты в вершинах петель. Есть основание полагать, что общее число жестких фотонов, например, флюенс всплеска в области более 50 кэВ, может коррелировать со скоростью СМЕ. Проведению такого изучения пока препятствует как общая зависимость характеристик СМЕ от энергетики всего процесса, так и работа по составлению однородных данных о жестком излучении вспышек. Заметим, кроме того, что высказанные соображения связывают характеристики пост-эруптивных петель и особенностей СМЕ и диммингов.

Авторы благодарят Ф.Ф. Горяева, И.Ю. Григорьеву и В.Н. Боровик за содействие при выполнении этой работы.

Исследование было поддержано грантом РФФИ 11-02-264.

#### Литература

1. *Кашанова Л. К., Лившиц М. А.* Астрон. журнал, 2008, Т. **85**, С. 1129–1142.
2. *Gopalswamy N.* Proceedings of the 20th National Solar Physics Meeting, 2010, Papradno, Slovakia, p. 108–130.
3. *Pearson D.H., Nelson R., Kojoian G., Seal J.* Astrophys. J. 1989, V. **336**, P. 1050–1058.
4. *Temmer, M., Veronig, A.M. et al.,* Astrophys. J. 2008, **673**, L95–L98.  
doi:10.1086/527414.
5. *Кашанова Л.К., Лившиц М.А., Григорьева И.Ю., Боровик В.Н.* Связь высокоэнергичных процессов во вспышках и формирования быстрых корональных выбросов, Сб. тезисов «Физика плазмы в солнечной системе», 14–18 февраля 2011, ИКИ РАН, Москва, С. 14.
6. *Лившиц М. А., Головин Д.В., Кашанова Л.К. и др.* Астрон. журнал, 2011, Т. **88**, С. 1217–1225.

## РАВНОВЕСИЕ КОРОНАЛЬНОЙ АРКАДЫ С ВИНТОВОЙ СТРУКТУРОЙ

Манкаева Г. А., Михалыев Б. Б.

Калмыцкий государственный университет, Элиста

## EQUILIBRIUM OF A CORONAL ARCADE WITH A HELICAL STRUCTURE

Mankaeva G. A., Mikhalyaev B. B.

Kalmyk State University, Elista, Russia

*A two parametric set of linear force-free magnetic fields describe a coronal arcade with a helical structure. The arcade contains electric currents and may be used as a model of active region filaments. An external potential magnetic field is created to support the arcade in a equilibrium state.*

Поле в волокне активных протуберанцев имеет структуру скрученного магнитного жгута, в котором линии поля имеют форму винтовых линий, а вектор индукции составляет острый угол с осью волокна [1–2]. В предыдущей работе мы представили двумерную модель корональной магнитной аркады с винтовыми линиями поля [3]

$$A = B_0 \left( e^{-\lambda x} \cos y - \frac{b}{3} e^{-3\gamma\lambda x} \cos 3y \right), \quad b > 0, \gamma > 1, \lambda = \sqrt{\frac{8}{9\gamma^2 - 1}}, \alpha = \sqrt{\frac{9\gamma^2 - 9}{9\gamma^2 - 1}}.$$
$$B_x = \frac{\partial A}{\partial y}, \quad B_y = -\frac{\partial A}{\partial x}, \quad B_z = \alpha A, \quad -\frac{\pi}{2} < y < \frac{\pi}{2}.$$

Аркада является бессиловой, то есть содержит электрические токи. Предполагается, что токи локализованы в рассматриваемой области, за пределами которой должно находиться потенциальное магнитное поле. Существует проблема построения внешнего поля, которое должно поддерживать аркаду в равновесии.

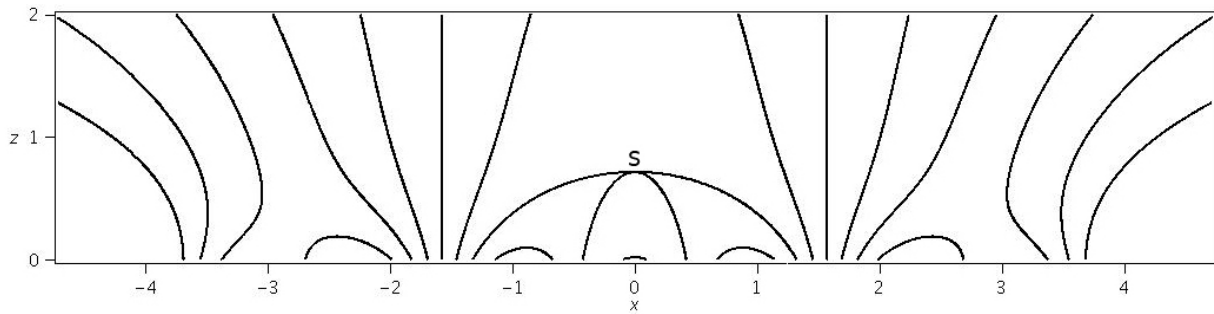
Вне области аркады  $-\pi/2 < y < \pi/2$  мы строим потенциальное внешнее поле  $B_{ex} = \partial U / \partial y$ ,  $B_{ey} = -\partial U / \partial x$ ,  $B_{ez} = 0$ , тем самым локализуя область с током. На границе областей выполняется условие

$$U(\pm \pi/2, x) = 0, \quad \partial U / \partial y(\pm \pi/2, x) = \mp B_0 (e^{-\lambda x} + b e^{-3\gamma\lambda x}).$$

Решение задачи имеет вид

$$U = \mp B_0 \left( \frac{1}{\lambda} e^{-\lambda x} \sin \lambda \left( y \mp \frac{\pi}{2} \right) + \frac{b}{3\gamma\lambda} e^{-3\gamma\lambda x} \sin 3\gamma\lambda \left( y \mp \frac{\pi}{2} \right) \right).$$

При  $\gamma = 1$  оно дает продолжение потенциальной аркады. При  $\gamma = 3$  общий вид бессиловой квадрополярной аркады вместе с внешним полем показан на рисунке. Сама аркада находится в центральной части, через точку  $S$  проходит сепаратор, разделяющий области с разными магнитными потоками.



Таким образом, получено семейство бессиловых магнитных полей, описывающих квадрополярную магнитную аркаду и позволяющих моделировать изменение свободной магнитной энергии и топологических свойств магнитной конфигурации многополярной активной области. Построено потенциальное поле, способное удерживать бессиловую аркаду в равновесии. Это означает, что имеется возможность локализации электрических токов в пределах аркады. Для типичных корональных значений параметров величина запасаемой в ней свободной магнитной энергии достаточна для производства больших вспышек и мощных корональных выбросов массы. В активных областях, где имеется множество отдельных магнитных потоков, с необходимостью должны возникать нейтральные линии магнитного поля и сепараторы, допускаемые построенной моделью. Модель допускает также наличие винтовой структуры, в которой линии магнитного поля образуют скрученный магнитный жгут, характерный для канала волокна активных областей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (ФЦП, госконтракт 2011-1.4-508-008/9).

#### Литература

1. Mackay D.H., Karpen J.T., Ballester J.L. et al. Space Sci. Rev. 151, 333 (2010).
2. Филиппов Б.П. Эруптивные процессы на Солнце. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007.
3. Манкаева Г.А., Михалев Б.Б., Соловьев А.А. Труды Всеросс. конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2010». ГАО РАН. 2010. С.249.

## **СУБ-ТГц ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК: ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРА**

**Мельников В.Ф.<sup>1</sup>, Коста Ж.Э.Р.<sup>2</sup>, Симоес П.Ж.А.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>INPE, Сан-Жозе-дос-Кампус, Бразилия

<sup>3</sup>CRAAM, Сан-Паулу, Бразилия

## **SUB-THz EMISSION OF SOLAR FLARES: SPECTRUM FORMATION**

**Melnikov V.F.<sup>1</sup>, Costa J.E.R.<sup>2</sup>, Simoes P.J.A.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Pulkovo Observatory of the RAS, Saint Petersburg, Russia

<sup>2</sup>INPE, Sao Jose dos Campos, SP Brazil

<sup>3</sup>CRAAM, Sao Paulo, Brazil

*In this paper we search for specific reasonable conditions in flaring loops which allow to produce the sub-THz emission component in solar flares. We study in detail the gyrosynchrotron mechanism in a combination with different non-stationary spatial distributions of relativistic electrons and plasma density/magnetic field distributions in magnetic loops. It is shown that Razin suppression plays a key role for the sub-THz spectral peak formation. The proposed model is able to explain the appearance of the two spectral peaks (microwave and sub-THz) simultaneously, even from a single flaring loop.*

### **Введение**

Недавно обнаруженная суб-терагерцовая (суб-ТГц) компонента излучения вспышек наблюдается в некоторых солнечных вспышках как второй пик в спектре, дополнительно к обычному микроволновому спектральному пику [1]. К настоящему времени предложено несколько механизмов этого явления. Среди них – гиросинхротронный, тормозной, черенковский, синхротронный в стохастической среде, а также механизм обратного комптоновского рассеяния (для обзора см. [2]). Однако, ни один из них не может объяснить полный набор известных свойств суб-ТГц излучения и их связей с другими излучениями, например, микроволнового, жесткого рентгеновского и т.д.

В настоящей работе проведен поиск специфических условий в солнечных вспышечных петлях, которые позволяют объяснить появление суб-терагерцового спектрального пика на основе гиросинхротронного (ГС) механизма излучения. Предложенная в итоге модель способна объяснить одновременное появление двух спектральных пиков (микроволнового и суб-терагерцового) даже в рамках модели одиночной тонкой вспышечной петли.

## Моделирование

Ранее было показано [3, 2], что ГС механизм может быть применим только в случае нереально малых размеров источника излучения - менее 1" и больших значений магнитного поля в нем - более 2000 Гс. Такие условия необходимы для создания большой оптической толщины и формирования низкочастотного завала в спектре суб-ТГц излучения. Следует отметить однако, что в этих исследованиях рассматривался слишком простой, однородный источник.

В отличие от предыдущих авторов, мы исследуем свойства гиротронного и тормозного излучения/поглощения в комбинации с различными нестационарными и неоднородными пространственными распределениями релятивистских электронов, плотности плазмы и температуры во вспышечных петлях.

Ключевым в нашей модели является образование повышенной концентрации релятивистских электронов в нижней части петли, где соотношение плотности плазмы  $n_0$  к магнитному полю  $B$  достаточно велико, чтобы частота Разина  $f_R = 20 n_0/B$  достигала значений  $f_R \sim 200$  ГГц. В этом случае формируется суб-терагерцовый спектральный пик синхротронного излучения, низкочастотная часть которого, а также частота спектрального максимума обусловлены эффектом Разина.

Модельные расчеты распределений нетепловых электронов, аналогичные проведенным в [4,5] для симметричной магнитной петли с пробочным отношением  $B_{\max}/B_{\min} = 2$ , показывают, что повышенная концентрация релятивистских электронов в нижней части петли ( $s = 0$ ) реализуется, если энергичные электроны инжектируются в петлю в ее вершине вдоль силовых линий магнитного поля в конусе углов порядка 30-40 градусов при питч-угловой зависимости функции инжекции вида:

$$S_2(t) = \exp[-(\mu - 1)^2 / \mu_0^2] + \varepsilon$$

где  $\varepsilon = 3.4 \cdot 10^{-4}$  – очень маленькая изотропная добавка,  $\mu_0 = 0.062$ .

На рис. 1 изображено распределение вдоль петли для электронов распространяющихся почти поперек магнитного поля, с питч-углом  $\alpha = 89^\circ$  (Рис. 1а), и вдоль поля, с  $\alpha = 12^\circ$  (Рис. 1б). Разными линиями показаны распределения, относящиеся к разным моментам времени (сплошная линия – в начале инжекции, пунктирная – в максимуме мощности инжекции, штриховые и штрих-пунктирные линии – на фазе спада). Видно, что наиболее эффективно излучающие электроны, т.е., электроны с большими питч-углами, имеют максимум распределения вблизи правого конца петли на всех фазах инжекции.

Для расчета распределения яркости и частотного спектра ГС излучения была рассмотрена магнитная петля в форме полутора толщиной  $10^8$  см и радиусом  $2 \cdot 10^9$  см, расположенная на лимбе и повернутая по радиусу



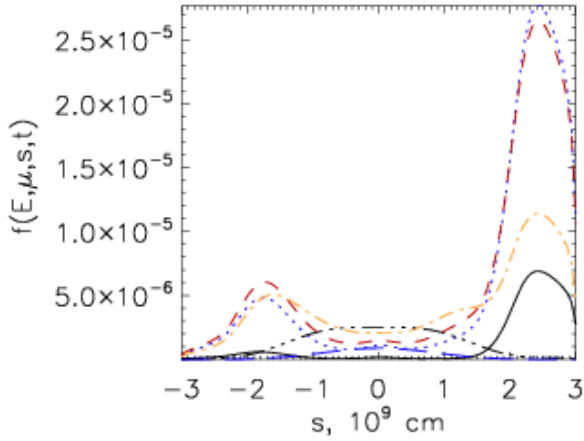


Рис. 1а.

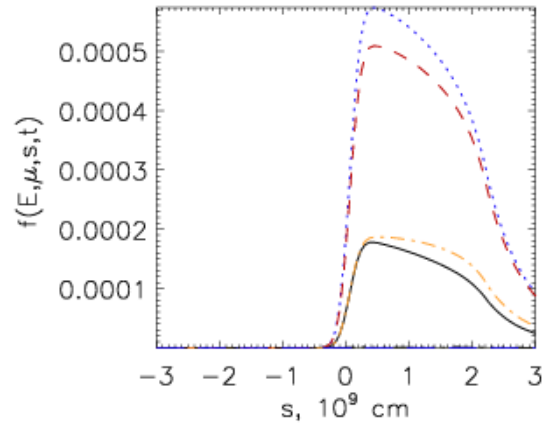


Рис. 1б.

Солнца на  $10^\circ$  от плоскости солнечного диска. Расчет производился по точным формулам для коэффициентов ГС излучения и поглощения с учетом уравнения переноса [6]. Учитывалось также тепловое тормозное поглощение и излучение в плазме вспышечной петли. Распределение температуры внутри петли соответствовало обычному распределению во время вспышки, т.е.,  $T = 10^7$  К в корональной части и уменьшение до  $T = 10^4$  К в хромосфере. Концентрация ионизованной плазмы в петле задавалась экспоненциальной зависимостью от расстояния  $s$  до вершины, с минимумом в вершине  $n_{0\min} = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  и постоянным значением  $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  в нижней части петли (ниже 5 тыс.км над фотосферой). Магнитное поле в вершине петли – 100 Гс, в основаниях – 200 Гс.

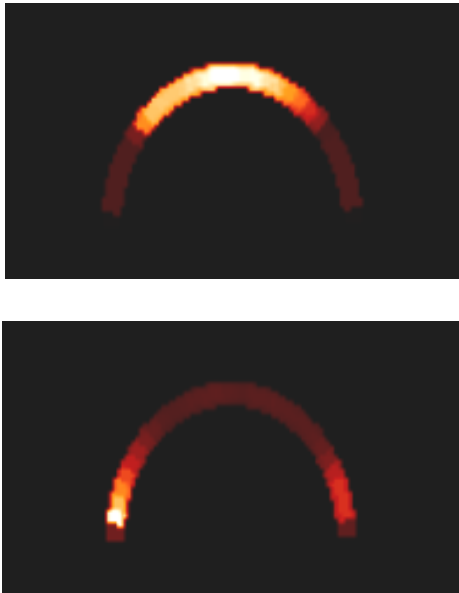


Рис. 2а. Распределение яркости вдоль магнитной петли на частоте 6 ГГц (верхняя панель) и 200 ГГц (нижняя панель).

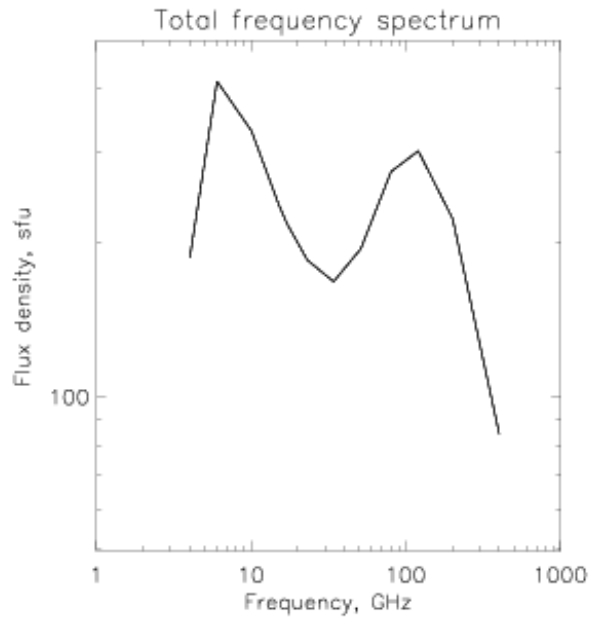


Рис. 2б. Интегральный спектр гиротронного излучения от вспышечной петли, изображенной на Рис. 2а.

На Рис. 2а и Рис. 2б для иллюстрации модели показаны результаты расчетов распределения радиояркости на частотах: 6 ГГц и 200 ГГц, а также интегральный частотный спектр излучения от всей петли. На интегральном спектре четко выделяются два пика – один в микроволновом, а другой в субтерагерцовом диапазонах. Субтерагерцовая и микроволновая спектральные компоненты излучения генерируются в различных частях вспышечной петли – вблизи оснований и в ее вершине, соответственно.

Низкочастотная часть микроволнового излучения формируется в основном за счет самопоглощения, его источник (вершина петли) является оптически толстым. В то же время источник низкочастотной части субтерагерцового излучения (область вблизи оснований петли) является оптически тонким. Последнее позволяет получить суб-терагерцовый пик излучения как суммарное излучение от протяженной аркады вспышечных петель с общим размером до десятков угловых секунд. Таким образом, снимается необходимость ограничивать размер источника суб-ТГц излучения величиной 1" и предполагать в нем большие значения магнитного поля, как это делалось в работе [3].

В заключение отметим, что вариации параметров модели (распределений плотности плазмы, температуры, магнитного поля, толщины петли и т.д.) могут приводить к существенным изменениям спектра суб-ТГц излучения вплоть до полного исчезновения ГС спектрального пика. Например, при существенном повышении плотности плазмы в петле, большую роль начинают играть эффекты теплового тормозного поглощения и излучения. ГС-компонента в суб-ТГц излучении может стать очень слабой, а тормозная, наоборот, очень мощной.

Работа выполнена при поддержке Программы ОФН-15, грантов РФФИ № 09-02-00624, 11-02-91175 и гранта Гос. программы «Кадры» № Р683/20.05.2010.

#### **Литература**

1. *Kaufmann P., et al.* // *Astrophys. J.*, 2004, v.603, p.L121.
2. *Fleishman G.D., Kontar E.* // *Astrophys. J.*, 2010, v.709, p.L127.
3. *Silva A.V.R. et al.* // *Solar Physics*, 2007, v.245, p.311.
4. *Мельников и др.* // *Изв. РАН, сер. Физическая*, 2006, Т.70, С.1472.
5. *Reznikova V.E., et al.* // *Astrophys.J.*, 2009, v.697, p.735.
6. *Simões P.J.A., Costa J.E.R.* // *Solar Phys.*, 2010, V.266, P.109.

## **ИЗМЕНЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ВЕЩЕСТВА НАД АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ ПЕРЕД ЭРУПЦИЕЙ**

**Мерзляков В.Л.**

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

## **CHANGE OF PLASMA DENSITY ABOVE THE ACTIVE REGION BEFORE ERUPTIVE EVENT**

**Merzlyakov V.L.**

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, RAS,  
Troitsk, Russia*

*The effects of plasma motion on the density distribution above the solar active region are investigated. The motion is considered to arise owing to magnetic field variation before mass eruption. The calculations of time density distribution have been made under conditions cylindrically symmetric magnetic field and ideal conductivity in solar corona. It is found that dense arc-type is formed after  $\sim 10^3$  s from uniform density distribution. The radial size of this arc-type is depended on division time partials of magnetic octupole to magnetic dipole. Formed density disturbance after eruption are seen as core inside low-density cavity of coronal mass ejection and as coronal dimming above active region.*

### **Характер движений над активной областью**

Перед эрупцией вещества в солнечной активной области отмечается постоянный рост напряженности магнитного поля. Рост напряженности приводит к перемещению плазмы вместе с силовыми линиями и при условии их “вмороженности”, что характерно для корональной плазмы, перемещение происходит со скоростью электрического дрейфа [1]:

$$\mathbf{V} = c \cdot \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2, \quad (1)$$

где  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  электрическое и магнитное поле,  $c$  – скорость света.

Наблюдения показывают, что в области выброса магнитное поле имеет различную степень отклонения от дипольного [2]. Изучить влияние такого рода отклонения на поле скоростей  $\mathbf{V}$  (1) позволяет ранее полученная формула, в которой учитывается вклад отдельных магнитных гармоник [3]. В указанной формуле предполагается осевая симметрия с зависимостью электрического поля  $\mathbf{E}$  от временной вариации  $\theta$ -компоненты магнитного поля. В этой системе координат  $\mathbf{E}$  имеет только  $\phi$ -компоненту:

$$\mathbf{E} = -c^{-1} \cdot (\partial B_{\theta} / \partial t) \cdot r \mathbf{e}_{\phi}. \quad (2)$$

Расстояние  $r$  выражения (2) отсчитывается от “середины” источника магнитного поля активной области.

В качестве основного фактора искажающего дипольный характер поля будем рассматривать третью (октупольную) магнитную гармонику. Тогда компоненты поля можно представить суммой дипольной  $M$  и октупольной  $Q$  гармоник в виде:

$$B_r = 2M \cos\theta \cdot r^{-3} + 3Q \cos\theta(5\cos^2\theta - 1) \cdot r^{-5}, \quad (3)$$

$$B_\theta = M \sin\theta \cdot r^{-3} + 1.5Q \sin(5\cos^2\theta - 1) \cdot r^{-5}$$

Анализ движений с полем скоростей  $\mathbf{V}$  (1) с учетом (2) и (3) показал, что распределение плотности плазмы над активной областью становится существенно неоднородным. В плоскости перпендикулярной оси симметрии (нейтральная линия активной области), возникает плотное образование с растущей вокруг областью разряжения. Само плотное образование выглядит как полая дуга. Размер дуги зависит от отношения временных производных  $(\partial Q/\partial t)$  и  $(\partial M/\partial t)$ . В случае, когда это отношение меньше отношения самих величин  $Q/M$  внутренняя полость замкнута сверху, а радиальная протяженность дуги равна  $[(\partial Q/\partial t)/(\partial M/\partial t)]^{1/2} R_S$ .

### Эволюция изменения плотности над активной областью

На корональных высотах перед эрупцией наблюдаются движения со скоростями 1–10 км/с. Предполагая, что основная доля таких движений вызвана рассмотренным выше механизмом, получаем относительный рост дипольного момента активной области  $\sim 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ . На рис. 1 представлена эволюция, в найденном масштабе изменений дипольного момента, распределения плотности по сечению “дуги” спустя  $10^3$  с (а),  $3 \cdot 10^3$  с (б),  $10^4$  с (в) относительно равномерного. Расчёты проводились от начального равномерно заполненного точками в пределах сечения  $0.6 R_S \times 0.5 R_S$  и выбранных величин отношений  $(\partial Q/\partial t)/(\partial M/\partial t) = 0.01 R_S^2$  и  $Q/M = 0.1 R_S^2$ .

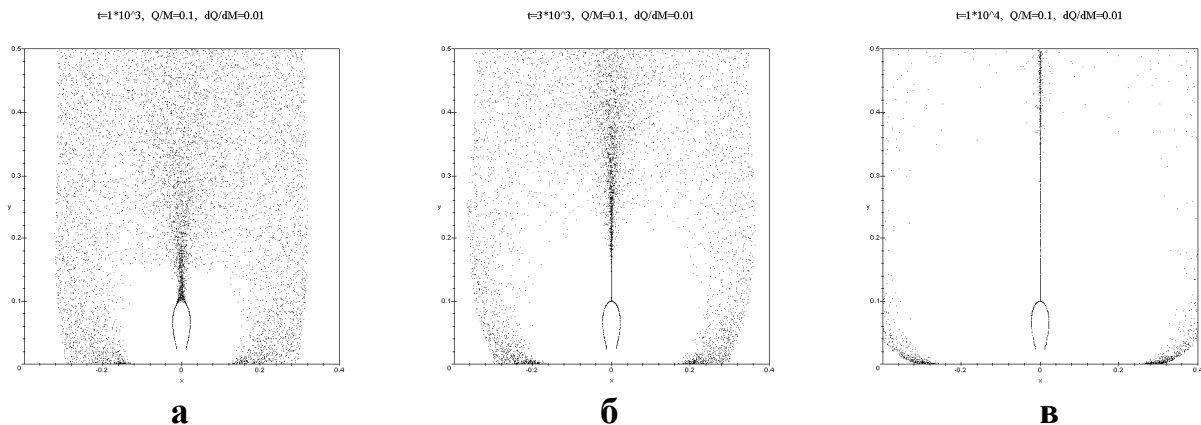
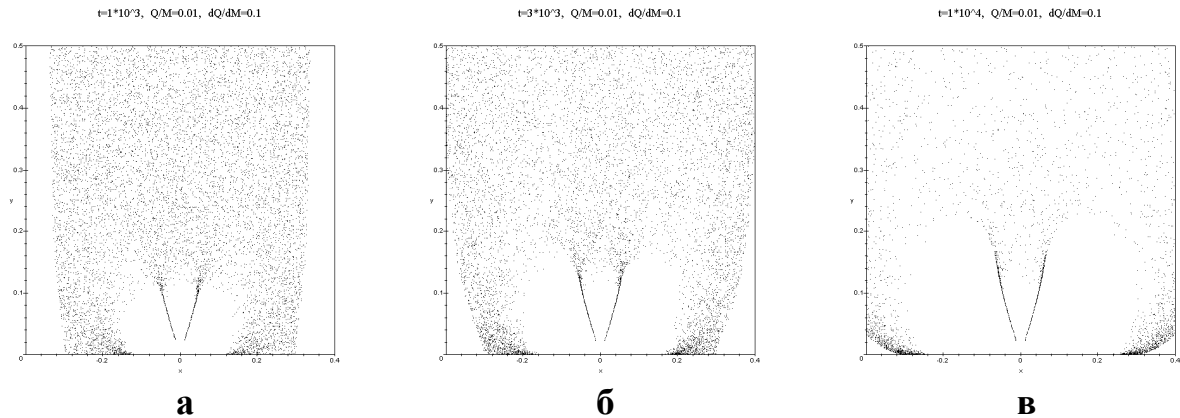


Рис. 1.

На рис. 2 даны результаты расчетов изменения плотности в сечении “дуги” при аналогичных рис. 1 условиях, но с противоположными значениями параметров  $(\partial Q/\partial t)/(\partial M/\partial t) = 0.1 R_S^2$  и  $Q/M = 0.01 R_S^2$ . Временные интервалы на рис. 2 а,б,в и рис. 1 а,б,в совпадают.



**Рис. 2.**

### **Свойства измененной плотности над активной областью**

Расчеты изменения плотности в результате движений корональной плазмы (рис. 1 и рис. 2) показали следующее:

1. Появление плотной “дуги” над нейтральной линией активной области происходит за время  $\sim 10^3$  с от первоначально однородно распределенного вещества.
2. Форма плотной дуги обладает устойчивостью во времени при условии сохранения роста напряженности магнитного поля.
3. Форма дуги в сечении существенно различается на рис.1 и рис.2, определяясь соотношением между величинами  $(\partial Q/\partial t)/(\partial M/\partial t)$  и  $Q/M$ .
4. Радиальная протяженность дуги зависит от отношения временных производных  $[(\partial Q/\partial t)/(\partial M/\partial t)]^{1/2} R_S$ .
5. Вокруг дуги возникает зона пониженной плотности, которая разрастается со временем.
6. Существенная часть вещества из зоны разряжения идет на уплотнение верхних слоёв над активной областью.

### **Видимое проявление измененной плотности**

При эрупции сформировавшаяся структура неоднородности плазмы должна в целом сохраниться. Она проявляется в особенностях коронального выброса и в активной области некоторое время спустя после выброса. Эти особенности выглядят как:

1. Внутреннее плотное ядро коронального выброса с окружающей полостью низкой плотности.
2. Типичная форма ядра имеет овальный вид (рис. 1), но при торцевой ориентации к лучу зрения будет вогнутой (рис. 2).

3. Размеры полости вокруг ядра зависят от стадии эволюции, на которую пришелся выброс вещества, и от ориентации к лучу зрения. Возможна ситуация её неполного окружения ядра (рис. 2а, б).

4. Оставшаяся после эрупции “полость” над активной областью проявляется как “coronal dimming” по обе стороны от нейтральной линии магнитного поля. Глубина зоны разряжения зависит от стадии эволюции и поэтому может наблюдаться в линиях излучения от HeII до FeXV.

5. Конфигурация магнитного поля активной области после эрупции становится более дипольной – “упрощается”, поскольку рост октупольного момента меньше дипольного  $(\partial Q/\partial t) < (\partial M/\partial t) R_S^2$ . Такое соотношение следует из наблюдаемой начальной протяженности ядра (“дуги”), которая менее  $1R_S \sim [(\partial Q/\partial t)/(\partial M/\partial t)]^{1/2} R_S$ .

#### Литература

1. Франк-Каменецкий Д.А. // “Лекции по физике плазмы”, Москва, Атомиздат, 1968, с. 18.
2. Ugarte-Urra I., Warren H.P., Winebarger A. R. // *Astrophys. J.*, 2007, v. 662, p. 1293.
3. Молоденский М.М., Мерзляков В.Л. // Письма в Астрон. журнал, 2002, т. 28, с. 314.

## **ОСОБЕННОСТЬ НЕОДНОРОДНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ**

**Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.**

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

## **PECULIARITY OF THE MAGNETIC FIELD NONHOMOGENEOUS IN SOLAR CORONA**

**Merzlyakov V.L., Starkova L.I.**

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, RAS,  
Troitsk, Russia*

*The orientation of coronal magnetic field is studied. It was determined by using the polarization direction of K-corona emission which, as authors showed earlier, is connected with magnetic field lines position relatively light of sight. The polarization directions of K-corones of the solar eclipses 1941, 1952, 2008 have been analyzed. This analysis reveals the cell-like structure of coronal magnetic field at the distance until  $2.4 R_S$  from the Sun's center. The dimensions of the cell are 36 longitude degrees and 31-38 latitude degrees. Such size is as like as large-scale patterns on H-alpha synoptic charts. The large-scale pattern is formed by sub-photospheric motions of giant cells. Hence, the influence of giant cells takes place not only on chromospheric level but also on coronal one.*

### **Введение**

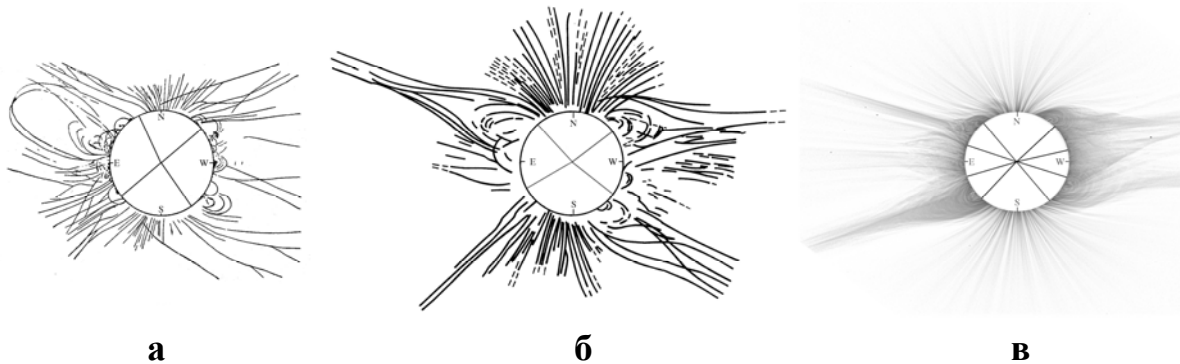
Наблюдаемое магнитное поле Солнца существенно неоднородно из-за влияния подфотосферной конвекции. Есть основание считать, что определяющий “каркас” такой неоднородности создают гигантские ячейки конвекции [1]. На уровне хромосферы этот “каркас” имеет ячеистую структуру с масштабом  $30^\circ$ – $40^\circ$ , который выделяется на синоптических  $H_\alpha$  картах [2]. Представляет интерес вопрос о сохранении аналогичной структуры неоднородности на корональных высотах.

Авторами предлагается вариант решения отмеченной проблемы, основанный на информации о положении плоскости поляризации излучения солнечной К-короны. Информация по отклонению положения этой плоскости от стандартного, как было показано [3], является индикатором направления магнитных силовых линий по лучу зрения.

### **Структура магнитной неоднородности на корональном уровне**

Наглядные результаты предлагаемый подход даёт для периодов низкой активности Солнца. Исходя из этого использовались материалы затмений 21.09.1941, 25.02.1952, 1.08.2008, изображения К-корон которых приведены на рис. 1. Данные о положении плоскости поляризации были взяты соответственно из работ [4, 5], а также использованы собственные мате-

риалы наблюдений авторов по затмению 2008 г. (Новосибирск, полигон Быстровка). На рис. 1а,б,в радиальными линиями отмечены широтные границы магнитного поля с азимутальным направлением, в пределах этих границ выявлено стабильное отклонение исследуемой плоскости от стандартного. Положение границ сохраняется в интервале исследуемых расстояний от  $1.3 R_S$  до  $2.0-2.4 R_S$ .



**Рис. 1.**

Исходя из знака отклонения плоскости поляризации, определяем направление магнитных силовых линий. Оказалось, что это направление к лучу зрения одинаково в восточной и западной областях солнечных корон 1941 г. (рис. 1а) и 1952 г. (рис. 1б). У короны 2008 г. (рис. 1в) обнаружена широтная переменность направления, но с той же ориентацией на востоке и западе.

Совпадение ориентации магнитного поля на западном и восточном краях Солнца указывает на регулярность смены азимутального направления. В наблюдаемых пределах полусферы смена направления должно быть нечетной по долготе, т.е. через  $60^\circ$ ,  $36^\circ$ ,  $26^\circ$ , и т.д. О широтном чередовании направления можно судить по материалам затмения 2008 г., где проявилась смена знака через  $\approx 31^\circ$  (рис. 1в). Близкий размер  $\approx 33^\circ$  оказался и для короны 1941 г. (рис. 1а), предполагая наличие 3 широтных зон. В случае короны 1952 г. (рис. 1б) наблюдения дают широтную протяженность  $\approx 38^\circ$ , поскольку около экватора азимутальное магнитное поле равно нулю, то зоны только две. Отсюда имеем широтный размер областей одной направленности магнитного поля  $31^\circ-38^\circ$ . В такой ситуации из долготных вариантов величин предпочтительным выглядит значение  $36^\circ$ .

Таким образом, из приведенного выше анализа следует, что корональное поле до средних широт имеет ячеистую организацию. Размеры ячеек по широте и долготе  $30^\circ-40^\circ$ , что соответствует масштабу крупномасштабной структуры на синоптических  $H_\alpha$  картах. Этот факт соответствия масштабов предполагает сохранение “каркаса” магнитной неоднородности до корональных высот.

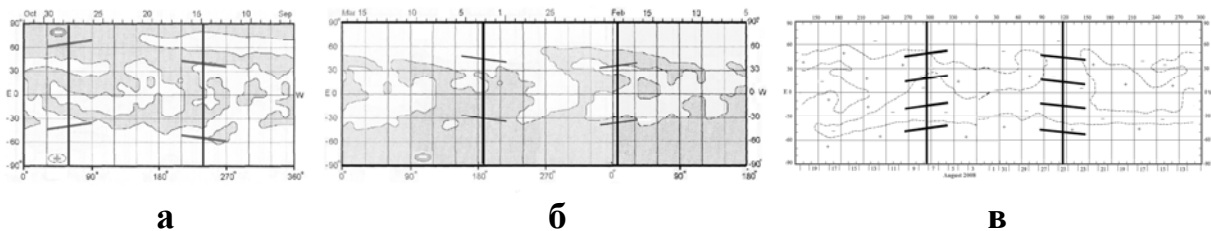


## **Сравнение корональной и хромосферной структур неоднородности**

Обнаруженный “каркас” неоднородности магнитного поля в короне означает, что конвективные гигантские ячейки оказывают влияние на распределение магнитного поля до расстояний  $2.4 R_S$ . Между тем, остается неясным насколько согласуются картины неоднородности на уровне хромосферы и короны, т. е. как деформируются линии “каркаса”.

Изучить данную проблему можно по конфигурации нейтральной линии поля, которая и проявляет “каркас” ячеистой структуры. Границы этого “каркаса” по имеющимся корональным данным возможно установить только частично, используя полученные данные о широтных границах чередования направления азимутального магнитного поля.

На рис. 2 приведены синоптические  $H_\alpha$  карта для рассматриваемых периодов солнечных затмений (рис. 1). Эти карты взяты из каталога [6, 7] и с сайта Горной астрономической станции ГАО для 2008 г. [8]. Границы соответствующих выделенных на рис. 1а,б,в широтных зон отмечены наклонными толстыми линиями как проекции луча зрения в интервале геолоддолгот  $\pm 30^\circ$  относительно солнечного лимба. Именно из указанных долготных пределов приходит основная часть регистрируемого излучения К-короны. Положения лимба Солнца на момент затмения даны вертикальными толстыми линиями.



**Рис. 2.**

Сравнение отмеченных на рис. 2 корональных границ и нейтральной линии  $H_\alpha$  карт показывает тенденцию к явной близости их положений. При этом надо учитывать различие методик получения линий раздела направлений магнитного поля и точности их определения. Последним фактором естественно объяснить  $\approx 15^\circ$  несовпадения для момента затмения 1941 г. (рис. 2а) в восточной области. Попадание корональных границ в зону одного знака восточной части синоптической  $H_\alpha$  карты для момента затмения 1952 г. (рис. 2б) следует отнести, в большей степени, к временному несовпадению сравниваемых данных. Отметим, что экваториальные границы этого затмения, где нулевая проекция азимутального поля на луч зрения, неплохо совместились с хромосферными нейтральными линиями. Также временным несовпадением момента затмения 2008 г. и регистрацией нейтральных линий  $H_\alpha$  карт можно объяснить ситуацию с корональными границами в западной области рис. 2в.

### **Выводы**

На основе данных о положении плоскости поляризации излучения К-короны было установлено, что корональное магнитное поле имеет преимущественно азимутальный характер. Структура направлений этого поля организована в ячейки, размер которых  $30^\circ\text{--}40^\circ$  соответствует крупномасштабной неоднородности на синоптических  $H_\alpha$  картах. Обнаружена близость широтных границ хромосферной крупномасштабной неоднородности и корональной. Эти факты указывают на наличие устойчивой структуры неоднородности магнитного поля, простирающуюся до  $2.4 R_S$ . Наличие такой протяженной структуры подтверждает представление о том, что именно гигантские ячейки подфотосферной конвекции формируют основной “каркас” распределения магнитного поля в атмосфере Солнца.

### **Литература**

1. *McIntosh P.S., Wilson P.R.* // *Solar Phys.*, 1985, v. 97, p. 59.
2. *Plyusnina L.A.* // *Solar Phys.*, 1998, v. 180, p. 53.
3. *Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.* // Сборник тезисов конференции “Физика плазмы в солнечной системе”, ИКИ, 2011, с. 29.
4. *Вашикидзе М.А.* // “Труды экспедиции по наблюдению полного Солнечного затмения 21 сентября 1941 г.”, Изд. АН СССР, 1949, с. 186.
5. *von Klüber H.* // *Monthly Notices Royal Astron. Society*, 1958, v. 118, p. 201.
6. *Макаров В.И., Сивараман К.Р., Тавастшерна К.С., Поляков Е.В.* //  $H_\alpha$  синоптические карты Солнца. Атлас и цифровые данные. Циклы 15–17, С.-Петербург, ГАО РАН, 2007, с. 385.
7. *Макаров В.И., Сивараман К.Р., Тавастшерна К.С., Поляков Е.В.* //  $H_\alpha$  синоптические карты Солнца. Атлас и цифровые данные. Циклы 18–19, С.-Петербург, ГАО РАН, 2007, с. 119.
8. <http://www.solarstation.ru/>

## **ВОССТАНОВЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ, УСКОРЕННЫХ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ 26 ИЮЛЯ 2002 ГОДА, ПО ДАННЫМ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

**Моторина Г.Г.<sup>1</sup>, Кудрявцев И.В.<sup>1,2</sup>, Лазутков В.П.<sup>2</sup>, Матвеев Г.А.<sup>2</sup>, Савченко М.И.<sup>2,3</sup>, Skorodumov Д.В.<sup>2,3</sup>, Чариков Ю.Е.<sup>2,3</sup>**

<sup>1</sup>*Учреждение Российской академии наук Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>2</sup>*Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>3</sup>*Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет», Санкт-Петербург, Россия*

## **THE RECONSTRUCTION OF ENERGY DISTRIBUTION OF THE ELECTRONS ACCELERATED IN SOLAR FLARE 26.07.2002 ON THE BASIS OF THE HARD X-RAY DATA**

**Motorina G.G.<sup>1</sup>, Kudryavtsev I.V.<sup>1,2</sup>, Lazutkov V.P.<sup>2</sup>, Matveev G.A.<sup>2</sup>, Savchenko M.I.<sup>2</sup>, Skorodumov D.V.<sup>2</sup>, Charikov Y.E.<sup>2,3</sup>**

<sup>1</sup>*Central Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences, 196140, Russia, St. Petersburg*

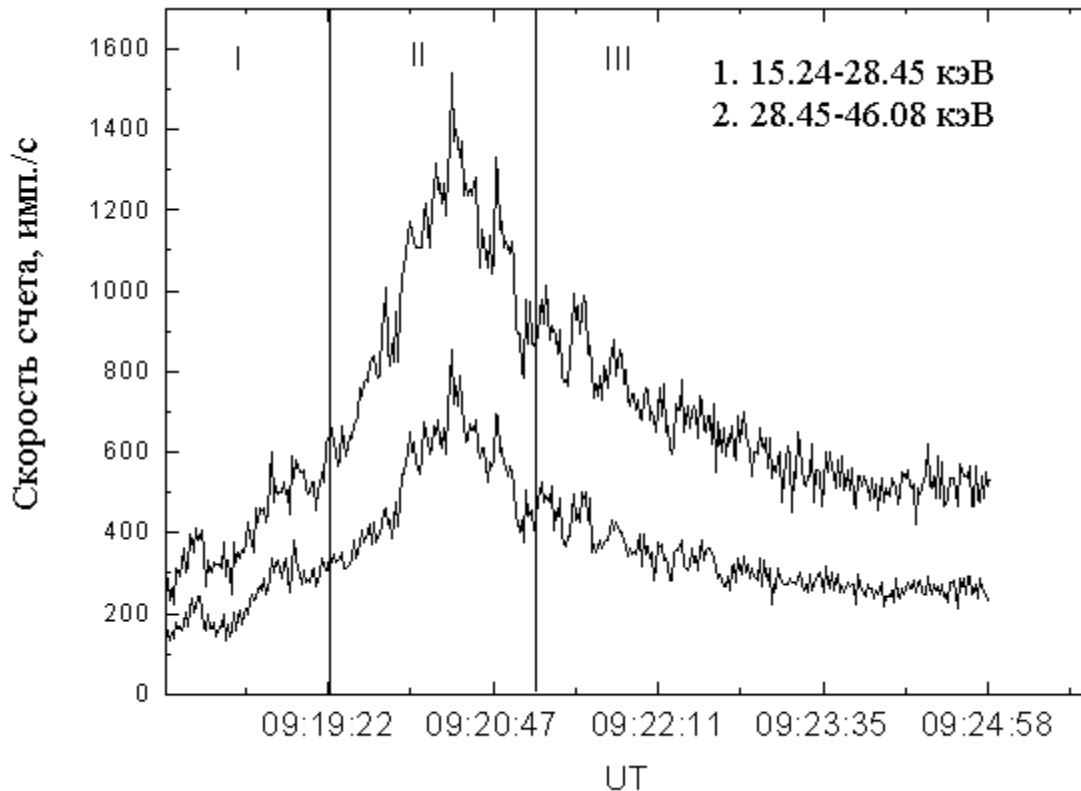
<sup>2</sup>*Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences, 194021, Russia, St. Petersburg*

<sup>3</sup>*St. Petersburg State Polytechnical University, 195251, Russia, St. Petersburg*

*The reconstruction of energy spectra of electrons accelerated during solar flare 26.07.2002 on the basis of the hard X-ray data is considered. It is shown that the energy spectra of hard x-ray of flare can be result of bremsstrahlung of three groups high-speed electrons. The form of the power spectrum of the fast electrons can show that the part of radiation is generated according to "thin target" model at least, i.e. can be generated by electrons in the top layers of solar plasma with small density.*

В последнее десятилетие получены многочисленные результаты по регистрации жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) во время вспышек на Солнце [1–4]. Высокие пространственное, временное и энергетическое разрешения современных рентгеновских спектрометров позволяют детально исследовать структуру ЖРИ, а, следовательно, и характеристики ускоренных во вспышках электронов. Рассмотрим реконструкцию энергетического распределения электронов, порождающих ЖРИ во время солнечной вспышки 26 июля 2002 года (класс SF), максимум интенсивности которого приходится на момент времени 09:20:17. Для этого мы будем использовать метод квадратурных формул [5, 6]. Временной ход и энергетический спектр ЖРИ во время вспышки, измеренные спектрометром ИРИС

во время полета спутника КОРОНАС – Ф [3, 4], показаны на рис. 1 и 2. В режиме «Всплеск» измерения жесткого рентгеновского излучения проводились в 32 энергетических каналах в диапазоне 15–156 кэВ с временным разрешением 1с. Отметим, что в различные моменты эволюции скорости счета (интервалы I, II и III (рис. 1)) энергетический спектр ЖРИ меняется различным образом [4].



**Рис. 1.**

Рассмотрим более детально спектр ЖРИ на стадии II (рост и максимум потока ЖРИ), для которой отношение полезного сигнала (излучение вспышки) к фону является максимальным. Поскольку вклад квазитеплого излучения ограничивается областью энергий до  $\approx 30$  кэВ, будем рассматривать спектры ЖРИ, нижняя граница которых составляет 40 кэВ. На рис. 2 приведен спектр ЖРИ, усредненный за промежуток времени с 9:19:47 по 9:20:18 UT для энергий более 40 кэВ. На этом спектре можно выделить три диапазона: с энергией меньше 50.5 кэВ, с энергией от 50.5 кэВ до 72.5 кэВ и с энергией больше 72.5 кэВ. При реконструкции спектра электронов будем аппроксимировать исходный спектр ЖРИ в области энергий выше 72.5 кэВ степенной зависимостью по методу наименьших квадратов из-за малого количества квантов в этой области. На рис. 3 приведен результат реконструкции энергетического спектра высокоскоростных электронов согласно методике описанной в [6].

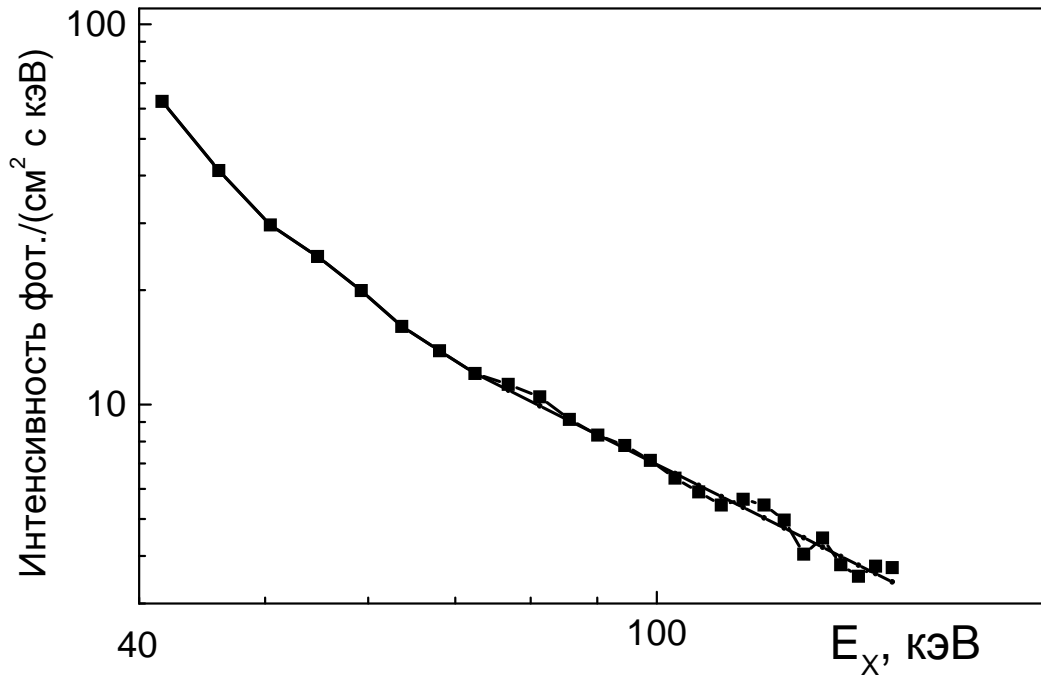


Рис. 2.

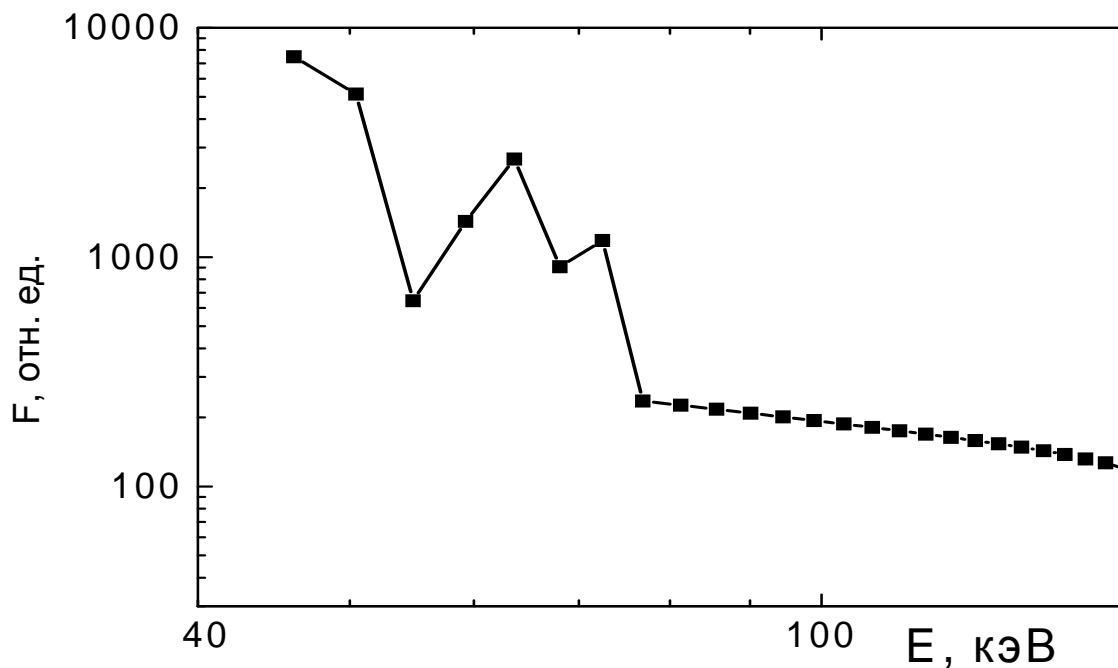


Рис. 3.

Из данного рисунка следует, что спектр излучающих электронов не может быть описан одной функциональной зависимостью, что указывает на наличие различных популяций ускоренных электронов. Энергетический спектр электронов в диапазоне энергий до 54.9 кэВ характеризуется резким спадом. В следующем диапазоне энергий от 54.9 кэВ до 76.9 кэВ спектр имеет другой характер – распределение пучкового типа с инверсным участком. На высоких энергиях (выше 76.9) распределение электронов становится степенным, что и следует ожидать, так как в данном диапа-

зоне спектр излучения является степенным. Реконструированный спектр электронов в промежутке времени с 9:20:27 по 9:20:57 UT имеет особенности, подобные описанным выше. Энергетический спектр электронов также разбивается на три участка, при этом область распределения пучкового вида расширяется от 46 до 76.9 кэВ.

### **Заключение**

Приведенные выше результаты показывают, что спектр ЖРИ данной вспышки может быть результатом тормозного излучения трех групп высокоскоростных электронов. При этом реконструированное энергетическое распределение излучающих электронов в интервале энергий 50–80 кэВ имеет «пучковый» вид. Это может указывать на то, что, по крайней мере, часть излучения в этом диапазоне генерируется согласно модели «тонкой мишени», т.е. может генерироваться электронами, уходящими в верхние слои солнечной плазмы с относительно малой плотностью и при этом их функция распределения не успевает релаксировать в результате кулоновских столкновений. Излучение с энергией более 80 кэВ, очевидно, генерируется согласно модели «толстой мишени» в плотных слоях плазмы. Для подтверждения данного вывода необходимо дальнейшее рассмотрение ряда других вспышечных событий.

Работа М.И. Савченко и Д.В. Скородумова поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации (договор 11.G34.31.0001 с СПбГУ и ведущим ученым Г.Г. Павловым). Работа Г.Г. Моториной и И.В. Кудрявцева поддержана программой президиума РАН П-20.

### **Литература**

1. *Ashwanden M.* // Space Science Reviews. 2002. V. 101, No 1-2. P. 1-227.
2. *Anna Maria Massone, A. Gordon Emslie, G.J. Hurford, Marco Prato, Eduard P. Kontar, and Michele Piana* // The Astrophysical Journal. 2009. V. 703. P. 2004–2016.
3. *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.
4. *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.
5. *Верлань А.Ф., Сизиков В.С.* Методы решения интегральных уравнений с программами для ЭВМ. Киев «Наукова думка», 1978. 292 с.
6. *Нахатова Г.Г., Кудрявцев И.В.* // Труды всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2010», ГАО РАН, СПб, 3–9 октября 2010 г., С. 287–290.

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ И СПЕКТРА МИКРОВОЛНОВЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ**

**Поляков В.Е.<sup>1,2</sup>, Моргачев А.С.<sup>1,2</sup>, Мельников В.Ф.<sup>3,2</sup>**

<sup>1</sup>*ННГУ им. Лобачевского*

<sup>2</sup>*ФГБНУ НИРФИ*

<sup>3</sup>*ГАО РАН*

**Polyakov V.<sup>1,2</sup>, Morgachev A.<sup>1,2</sup>, Melnikov V.<sup>3,2</sup>**

<sup>1</sup>*Lobachevski NNGU*

<sup>2</sup>*Radiophysical Research Institute*

<sup>3</sup>*Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo*

*We model solar flare loop microwave emission having solved the non-stationary Fokker-Plank kinetic equation. Polarization degree and frequency spectrum have been calculated on the basis of the transport equation solution for an arbitrary flare loop spatial orientation. We have analyzed observed data on the polarization degree and spectral index distributions along flaring loops for two events, 24.08.2002 and 24.08.2005. It is shown that a good similarity between observed and theoretically predicted time profiles of the polarization degree and spectral index for the first event is realized in the case of isotropic injection near the loop top, and for second event in the case of the injection in the loop top with the longitudinal anisotropy and weak additional isotropic component.*

### **Введение**

В настоящее время разработаны методы, позволяющие описать поведение параметров радиоизлучения (интенсивность, спектральный индекс, степень поляризации и т.д.) во вспышечной петле [1–3]. Изучение пространственного распределения параметров радиоизлучения можно использовать для диагностики места ускорения в петле и типа пичч-углового распределения инжектируемых в петлю электронов [2], что в свою очередь, важно для выбора между различными механизмами и моделями ускорения электронов.

Целью данной работы является исследование наблюдаемой динамики наклона частотного спектра и поляризации микроволнового излучения в различных частях вспышечной петли и получение ограничений на тип анизотропии инжектируемых электронов и место их инжекции. При этом поставлены и выполнены следующие задачи: 1) Определить физические характеристики конкретных вспышечных петель (размер и ориентация петли, плотность и температура плазмы, магнитное поле и др.). 2) Произвести анализ временных профилей интенсивности, спектрального индекса и степени поляризации в различных частях петли. 3) Выбрать исходные параметры теоретической модели на основе наблюдаемых закономерностей динамики спектрального индекса и степени поляризации. 4) Произвести

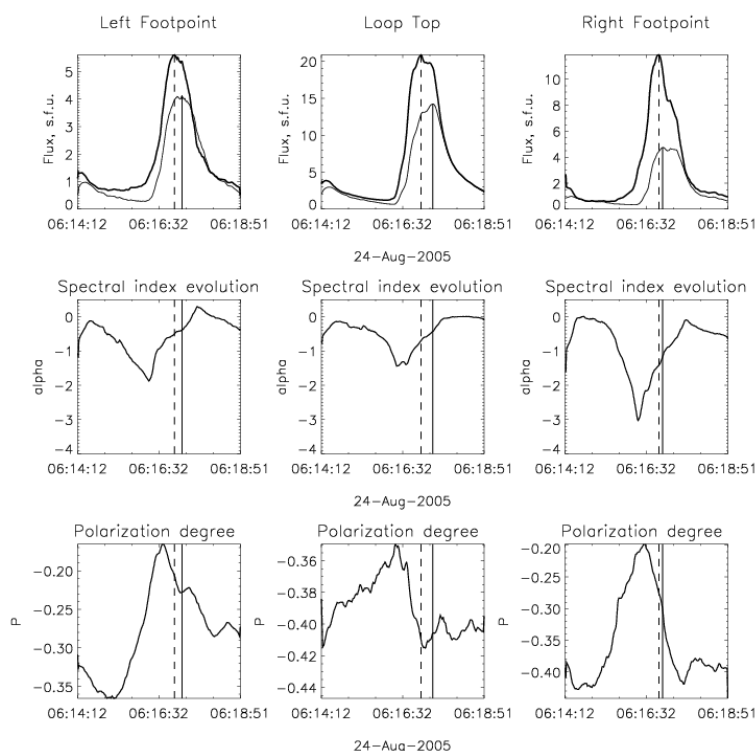
моделирование динамики параметров в различных частях магнитной петли. 5) Сравнить модельные и наблюдаемые временные профили и обсудить полученные результаты.

Было рассмотрено шесть основных моделей функций инжекции ускоренных электронов (инжекции в вершине и основании: с продольной и поперечной анизотропией и изотропная).

При проведении моделирования радиоисточник представлялся как магнитная петля в форме полуокружности, ориентированной в соответствии с расположением наблюдаемой вспышечной петли на солнечной сфере [3]. Магнитное поле в петле возрастало от вершины к основаниям. Плотность плазмы вблизи оснований резко увеличивалась. Инжекция ускоренных электронов задавалась в различных местах вспышечной петли и с различным типом инжекции. Для каждой модели расчет производился при условии квазипоперечного наблюдения всех участков вспышечной петли, квадратичного распределения магнитного поля по длине петли, гауссовой формы временного профиля функции инжекции электронов в петлю, однородного распределения плотности плазмы.

### Результаты анализа и обсуждение

Был произведен анализ наблюдаемых данных о микроволновом излучении двух событий (24 августа 2002 г. и 24 августа 2005 г. (Рис. 1)), полученных с радиогелиографа Нобеяма.



**Рис. 1.** Событие 24 августа 2005 г. Временные профили потока (*верхняя панель*), спектрального индекса (*средняя панель*) и степени поляризации (*нижняя панель*) для трех участков вспышечной петли.



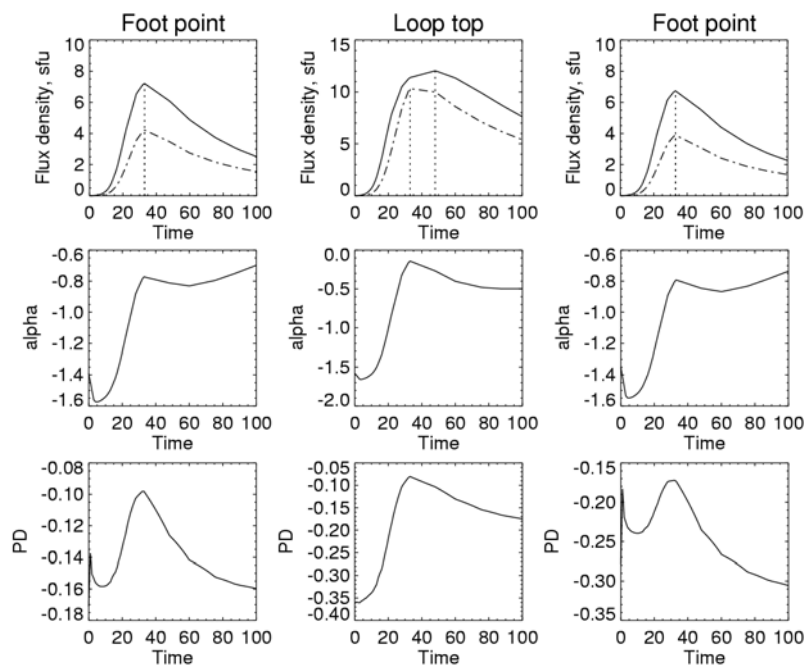
В результате обнаружены следующие закономерности:

— в основаниях петли на начальной фазе всплеска наблюдается рост спектрального индекса и его спад на поздней фазе вспышки.

— в вершине петли спектральный индекс непрерывно растет на протяжении почти всего всплеска и выходит на насыщение на самой его поздней фазе.

— во всех участках вспышечной петли степень поляризации ведет себя одинаково: уменьшается по модулю на фазе роста и увеличивается по модулю на фазе спада всплеска.

Проведено сравнение временных профилей спектрального индекса и степени поляризации, рассчитанных для описанных во Введении моделей, с соответствующими наблюдаемыми профилями. Показано, что наилучшее согласие между рассчитанной и наблюдаемой динамикой спектрального индекса и степени поляризации для события 24 августа 2005 г. получается в случае изотропной инжекции в вершине петли (Рис. 2).



**Рис. 2.** Временные профили потока (верхняя панель), спектрального индекса (средняя панель) и степени поляризации (нижняя панель) для трех участков вспышечной петли.

В этом случае происходит перераспределение радиояркости из вершины петли (на фазе роста) во всю петлю равномерно (на фазе спада).

А для события 24 августа 2002 г. наилучшее согласие получается в случае инжекции с продольной анизотропией в вершине петли в сторону одного из оснований и малой изотропной компонентой в вершине петли. В этом случае происходит перераспределение радиояркости из основания петли (на фазе роста) в вершину петли (на фазе спада).

В результате произведенного моделирования были получены следующие объяснения наблюдаемых данных:

— поведение спектрального индекса в основаниях петли объясняется эффектом самопоглощения, который возникает из-за накопления ускоренных электронов на фазе роста и высыпание их в основания петли на фазе спада.

— поведение спектрального индекса в вершине петли объясняется гибелью низкоэнергичных частиц, дающих основной вклад в излучение на более низких частотах.

— поведение степени поляризации объясняется тем, что в оптически тонком источнике (в начале и в конце всплеска) преобладает необыкновенная волна, а в оптически толстом (в максимуме всплеска) – обыкновенная.

В ходе работы удалось получить ограничения на место и тип анизотропии инжектируемых электронов для двух событий. В то же время показано, что не во всех участках вспышечной петли обнаружено полное сходство поведения рассчитанного спектрального индекса с наблюдаемыми данными. Объяснением этого может быть то, что предположения, сделанные при модельных расчетах, не полностью соответствуют реальным процессам, происходящим во время вспышки. Для более адекватного теоретического моделирования в дальнейшем необходимо учитывать: а) изменение в течение вспышки пич-углового распределения инжектируемых электронов; б) асимметрию распределения магнитного поля вдоль петли; в) точное определение положения петли на солнечном диске.

Работа выполнена при поддержке грантов Гос. программы «Кадры» № Р683/20.05.2010, № 02.740.11.0246, Программы РАН «Солнечная активность и солнечно-земные связи», грантов РФФИ № 11-02-91175, 09-02-00624-а.

#### **Литература**

1. *Fleishman G.D., and Melnikov V.F.* Gyrosynchrotron Emission from Anisotropic Electron Distribution // *Astrophys. J.*, 2003, V. 587, p. 823.
2. *Мельников В.Ф., Пятаков Н.П., Горбиков С.П.* – В кн.: Труды Всероссийской конференции «Год астрономии: Солнечная и солнечно-земная физика – 2009», Санкт-Петербург, Пулково, 5 – 11 июля, с. 293–298.
3. *Simões P.J.A., Costa J.E.R.* Gyrosynchrotron Emission from Anisotropic Pitch-Angle Distribution of Electrons in 3-D Solar Flare Sources // *Solar Phys.*, 2010, V.266, p. 109–121.

## **КОСМИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМАГНИТОГРАФ ДЛЯ МИССИИ “ИНТЕРГЕЛИОЗОНД”**

**Руденчик Е.А.<sup>1</sup>, Обридко В.Н.<sup>1</sup>, Кожеватов И.Е.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Учреждение Российской академии наук Институт земного магнетизма ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, Россия, 142090, Московская обл., г. Троицк, ruden\_ea@mail.ru*

<sup>2</sup>*Научно-исследовательский радиофизический институт, Россия, 603950, г. Нижний Новгород, ул. Большая Печерская 25, kozh-ie@mail.ru.*

## **THE SPACE SPECTROMAGNETOGRAPH FOR THE INTERGELIOPROB MISSION**

**Rudenckik E.A.<sup>1</sup>, Obridko V.N.<sup>1</sup>, Kozhevato I.E.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow Region, 142090, Russia, ruden\_ea@mail.ru*

<sup>2</sup>*Radio Physical Research Institute, Bolshaya Pecherskaya Str 25, Nizhnii Novgorod, 603950 Russia, kozh-ie@mail.ru.*

*It was shown [1] on the base of spectromagnetograph HINODE data that even in quiet regions of the Sun magnetic field is concentrated in the tubes of 50–70 km or less in size and with a field strength of about 1kG. Resolution of the HINODE Spacecraft Mission telescope is about 200 km. INTERGELIOPROB Mission Spacecraft will operate at the heliocentric distance 3.5 times smaller than 1 AU, which will provide a resolution of about 60 km. The main scientific objective of spectromagnetograph TAHOMAG as a part of spacecraft INTERGELIOPROB scientific complex is a direct observation of these magnetic tubes. Here we describe the main parameters of spectromagnetograph which are necessary for the solution of this problem. The optical scheme of spectromagnetograph is shown*

Миссия “Интергелиозонд” заключается в исследовании Солнца с помощью космического аппарата, который в перигелии приближается к Солнцу на 60 солнечных радиусов и угол которого с плоскостью эклиптики достигает 30° [2]. В состав комплекса научной аппаратуры включен солнечный спектромагнитограф ТАХОМАГ, наземным прототипом которого является спектромагнитограф ИЗМИРАН [3, 4].

Спектромагнитограф состоит из двух основных блоков: спектрополяриметра – прибора для измерения параметров Стокса солнечного излучения в окрестности магнитоактивных линий, и блока математического обеспечения, позволяющего по параметрам Стокса вычислять параметры магнитного поля, поля скоростей, температур и т.д. Параметры Стокса являются функциями трех переменных – двух пространственных переменных (координат точки излучения на поверхности Солнца) и спектральной переменной (длины волны излучения). Спектрополяриметры на своих двумерных матрицах–приемниках разворачивают параметры Стокса в плоскости пространственная переменная (координата изображения Солнца

на входной щели спектрографа) – спектральная переменная. Развертка по второй пространственной переменной заменяется разверткой по времени за счет сканирования изображения Солнца по входной щели спектрографа. Более популярные фильтровые магнитографы (MDI, SDO и PHI миссии Solar Orbiter) разворачивают параметры Стокса в плоскости пространственных переменных, а развертка по спектральной переменной заменяется разверткой по времени. Однако даже в PHI на всю спектральную линию приходится 5 измеряемых точек [5], в то время как в спектромагнитографах их на порядок больше. Если солнечная плазма обладает структурой, которую нельзя разрешить оптически, то это проявляется в тонкой структуре спектра магнитоактивных линий, которую в настоящее время можно изучать только с помощью спектрополяриметров. Кроме того, спектрополяриметры позволяют одновременно измерять тонкую структуры спектров нескольких линий, что существенно повышает информативность данных. Это и определило “экологические ниши”, которые заняли фильтровые и спектромагнитографы: фильтровые магнитографы используют для исследования глобального распределения параметров солнечной плазмы, спектромагнитографы – для изучения ее тонкой структуры.

Последний тезис был убедительно подтвержден при обработке данных спектрополяриметра HINODE. При оптическом разрешении телескопа HINODE около 200 км, была получена информация о тонкой структуре магнитного поля размером до 5 км (и даже до 10 м). Было показано, что в спокойной области Солнца магнитное поле сосредоточено главным образом в трубках, расположенных преимущественно по границам фотосферной сетки, имеющим размер меньше 50–70 км и напряженность около 1 кГс.

Угловое разрешение спектрополяриметра определяется диаметром главного зеркала телескопа (апертурой) и длиной волны магнитоактивных линий. В спектрополяриметре TAxOMAG, также как и в спектрополяриметрах HINODE и ИЗМИРАН, используются линии FeI 6301.5Å и 6302.5Å. Апертура телескопа HINODE равна 500мм, и теоретическое угловое разрешение составляет  $1.25 \cdot 10^{-6}$  радиан или 0.26 угловых секунды. Соответственно предельное линейное разрешение с орбиты Земли будет равно 190 км. На расстоянии в 3.5 раза меньшем, которое Интергелиозонд будет достигать в перигелии, при той же апертуре линейное разрешение возрастет до 54 км. При апертуре 400 мм предельное линейное разрешение будет составлять 68км. Таким образом, для того, чтобы проводить прямое наблюдение трубок магнитного поля, апертура телескопа TAxOMAG должна быть не меньше 400 мм.

Спектральное разрешение спектрополяриметра определяется шириной магнитоактивных линий, которая, в свою очередь, определяется доплеровской шириной и микротурбулентностью. Однако есть веские основания считать, что микротурбулентность определяется главным образом оп-

тически неразрешимой, но детерминированной структурой поля скоростей. Поэтому можно ожидать, что по мере увеличения разрешения влияние микротурбулентности будет падать, и в качестве ширины линий надо брать чисто доплеровскую ширину. При температуре  $4000^{\circ}\text{C}$  доплеровская ширина линий железа составляет  $23 \text{ m}\text{\AA}$ . Если учесть, что контур параметров Стокса, возникающий в поперечном поле, содержит три экстремума, то для того, чтобы обеспечить разрешение этих экстремумов по критерию Релея, спектральное разрешение должно быть не меньше  $20 \text{ m}\text{\AA}$ , частота оцифровки –  $10 \text{ m}\text{\AA}$ . Спектральная область, которую планируется использовать в ТАХОМАГ, составляет  $2.4 \text{\AA}$  (такая же как в HINODE и ИЗМИРАН), и на матрице регистрируется одновременно 6 таких областей в разных поляризациях. Для того чтобы обеспечить требуемую частоту оцифровки, число пиксель матрицы вдоль спектра должно быть больше 1500, реально – 2048.

В отличие от HINODE, где наведение на исследуемую область осуществляется с помощью космического аппарата, ТАХОМАГ должен наводиться оптическими средствами. Область Солнца, доступная для исследования, определяется угловым полем телескопа. При разумной сложности оптической схемы было достигнуто угловое поле диаметром 3500 угловых секунд, что при расстоянии в 60 радиусов Солнца соответствует линейному полю с радиусом, равным половине радиуса Солнца. Угловое поле телескопа HINODE – 164 угловых секунды, и при числе пиксель матрицы вдоль пространственной оси, равном 1024, обеспечивается частота оцифровки 0.16 угловых секунды. Для того чтобы наблюдать ту же самую пространственную область с расстояния в 3.5 раза меньшего, надо иметь число пиксель, равное 3500. Реально можно иметь 2048 или 4096 пиксель, но для изучения тонкой структуры достаточно 2048 пиксель. Таким образом, матрица спектрополяриметра должна иметь размер  $2048 \times 2048$  пиксель.

Оптическая схема спектрополяриметра приведена на рис. 1. Здесь сферические зеркала M1, M2 и асферические линзы L1-L3 образуют телескоп с угловым увеличением 1:6, управляемое плоское зеркало M3 используется для наведения, сканирования и стабилизации изображения, L4, L5 – объектив, строящий изображение Солнца на входной щели спектрографа D1 шириной 5 мкм, L6-L8 – объектив спектрографа, работающий в режиме автоколлимации, G – дифракционная решетка 900 штрихов/мм, работающая во втором порядке, D2 – выходная щель спектрографа, анализатор поляризации AP вместе с объективами L11, L12 строит шесть изображений выходной щели спектрографа в шести состояниях поляризации на выходной матрице CCD1 [3, 4]. В отличие от HINODE, анализатор поляризации не имеет ни одной движущейся части, что позволяет легко варьировать экспозицию. Планируемая емкость пикселей камеры  $10^6$  электрон, и для их заполнения вблизи перигелия требуется выдержка 5–10 сек. Однако при исследовании быстрых процессов (вспышек), экспозиция может быть

уменьшена на порядок и более, при этом временное разрешение будет заменено либо на пространственное разрешение за счет увеличения ширины щели и бининга, либо на уменьшение отношения сигнал/шум.

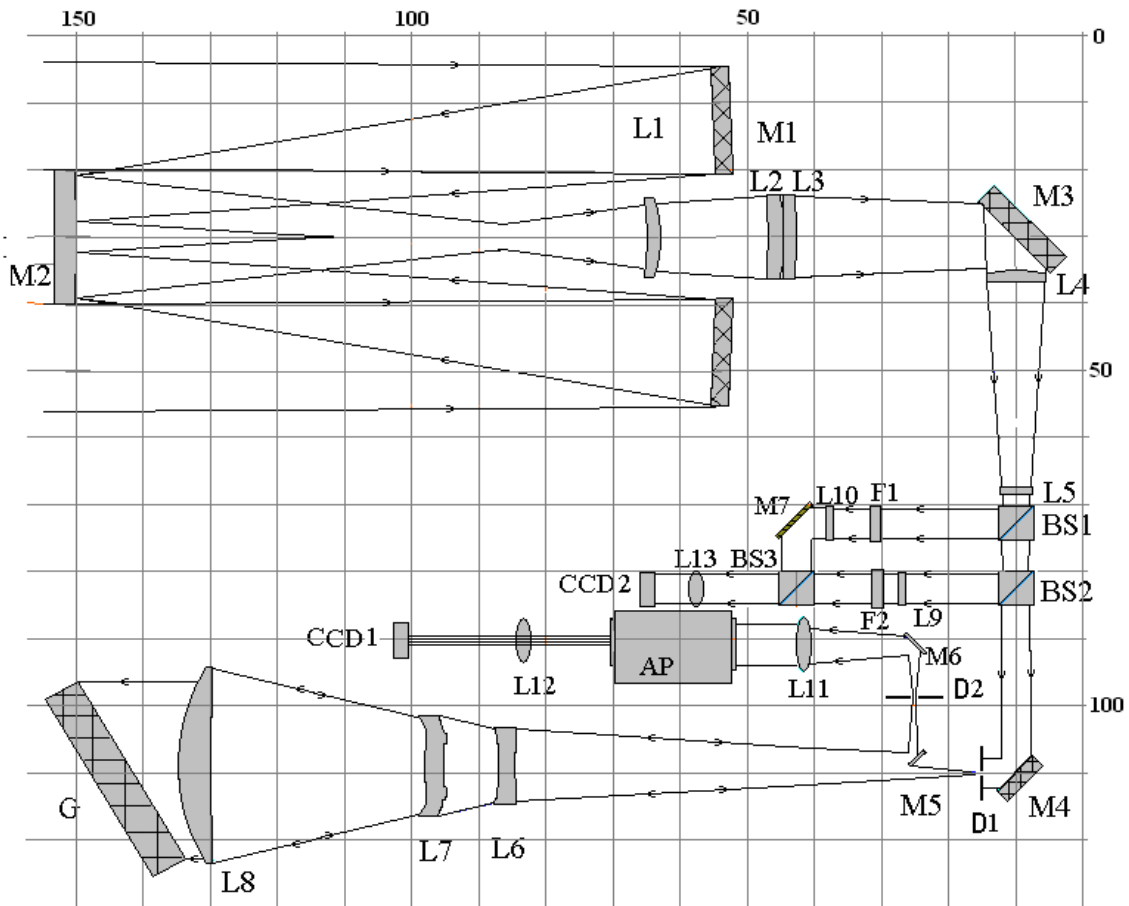


Рис. 1.

Кроме того, на матрице CCD2 может быть построено изображение Солнца либо в линии  $H_{\alpha}$ , либо в континууме в окрестности  $3000\text{\AA}$ , что позволит поднять разрешение еще в 2 раза.

#### Литература

1. *Stenflo J.O.* // Collapsed, uncollapsed, and hidden magnetic flux on the quiet Sun, *Astronomy & Astrophysics* **529 A42** (2011) 1–20.
2. *Кузнецов В.Д.* // Научные задачи проекта “Интергелиозонд”, Материалы рабочего совещания по проекту «Интергелиозонд», Таруса 11–13 мая 2011 г.
3. *Кожеватов И.Е., Иошпа Б.Н., Обридко В.Н., Руденчик Е.А., Куликова Е.Х.* // Вторая версия солнечного спектромагнитографа ИЗМИРАН. Часть 1. Конструкция прибора, ПТЭ, 2011, №4, с. 130–138.
4. *Руденчик Е.А., Кожеватов И.Е.* // Новая версия спектромагнитографа ИЗМИРАН., Труды Пулковской конференции 2010, с. 367–370.
5. [http://cdti.es/recursos/doc/Programas/Aeronautica\\_espacio\\_retornos\\_industriales/Espacio/20213\\_2512512010113353.pdf](http://cdti.es/recursos/doc/Programas/Aeronautica_espacio_retornos_industriales/Espacio/20213_2512512010113353.pdf)

## **О ПРИЧИНАХ РАСХОЖДЕНИЯ ФОТОСФЕРНЫХ ОСНОВАНИЙ МАГНИТНЫХ ТРУБОК НА ПРИМЕРЕ АО 10930**

**Сидоров В.И.<sup>1,2</sup>, Кузьминых Ю.В., Язев С.А.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск*

<sup>2</sup>*Астрономическая обсерватория ИГУ, г. Иркутск*

## **ABOUT THE REASONS OF MAGNETIC TUBES PHOTOSPHERIC BASES DIVERGENCE WITH USE OF AR NOAA 10930 EXAMPLE**

**Sidorov V.I.<sup>1,2</sup>, Kuzminykh Yu.V., Yazev S.A.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk*

<sup>2</sup>*Astronomical Observatory of Irkutsk State University, Irkutsk*

*It is traditionally considered that the divergence of emerging magnetic tubes bases which are observed as magnetic elements (tube "cuts") leaving from each other at photosphere level occur entirely because of loop-shaped form of the tube generated under photosphere.*

*In work the hypothesis that this reason can be not unique is presented. With use of AR NOAA 10930 photospheric magnetic fields evolution example (observations from December 8 till December 13th, 2006) the possible contribution of Ampere's force to photospheric bases of coronal magnetic plait (system is considered Magnetic tubes) divergence process with an electric current is consider.*

*The conclusion is drawn that contributions of processes of emersion and horizontal movement by influence of Ampere's force on magnetic tubes photospheric bases divergence effect can be comparable on size.*

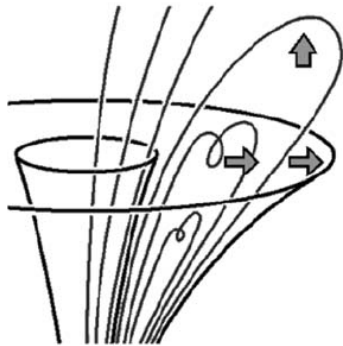
### **Введение**

Активная область (АО) 10930, наблюдавшаяся на Солнце в ноябре 2006 г. – феврале 2007 г., дала пример кэррингтоновского вращения головного пятна при ярко выраженной подвижности пятен хвостовой полярности. Последовательное всплытие новых магнитных потоков вблизи головного пятна с вращением пятен хвостовой полярности вокруг неподвижного головного пятна качественно можно объяснить на основе концепции крупномасштабной конвективной ячейки [1]. Всплытие подфотосферного вещества с «вмороженным» магнитным полем (МП) в центре ячейки сопровождается движением плазмы по фотосфере от центра ячейки к ее периферии (рис.1). Эта концепция, применительно к АО 10930, поддерживается схемой солнечного пятна, согласно [2]. Однако, физические процессы, дающие свой вклад в наблюдаемые движения солнечных пятен на фотосфере, на наш взгляд, требуют уточнения.

### **Данные**

Были использованы данные в линии 195Å космического аппарата (КА) *TRACE*, а также снимки в белом свете и магнитограммы продольного МП, полученные КА *HINOTORI*. Для исследований был выбран период с 8

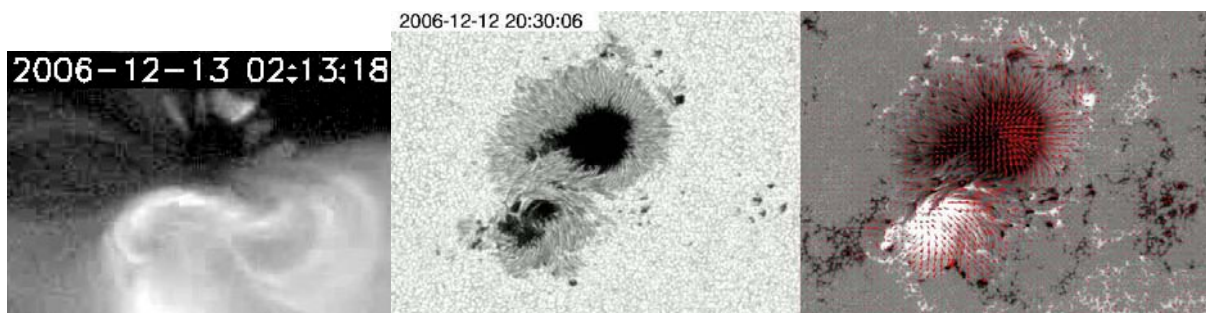
по 13 декабря 2006 г., в котором всплывающая активность была на низком и очень низком уровне [3], вплоть до мощной вспышки 13 декабря 2006 г. (X3.4/2B).



**Рис. 1.** Схема всплывающих магнитных трубок через фотосферу в АО 10930 [1].

Показаны как вертикальная, так и горизонтальная составляющая движения. Внутренняя горизонтальная окружность ограничивает тень и полутень пятна, внешняя – условные очертания удаленных оснований петель.

С 8 по 10 декабря происходило быстрое упрощение АО. Быстрое всплывание нового магнитного потока в АО 10930 11–12 декабря сопровождалось вращением и значительным смещением небольшого южного пятна [4], которое является одним из двух фотосферных оснований всплывающего жгута. Второе основание жгута было укоренено в западной части тени и полутени большого пятна (рис. 2).



**Рис. 2.** На левой панели – развитый магнитный жгут в АО 10930 перед вспышкой (данные в линии  $195\text{\AA}$  КА TRACE). В центре и справа – фотосфера в белом свете и магнитограмма продольного магнитного поля, соответственно (данные КА HINOTORI).

### Метод

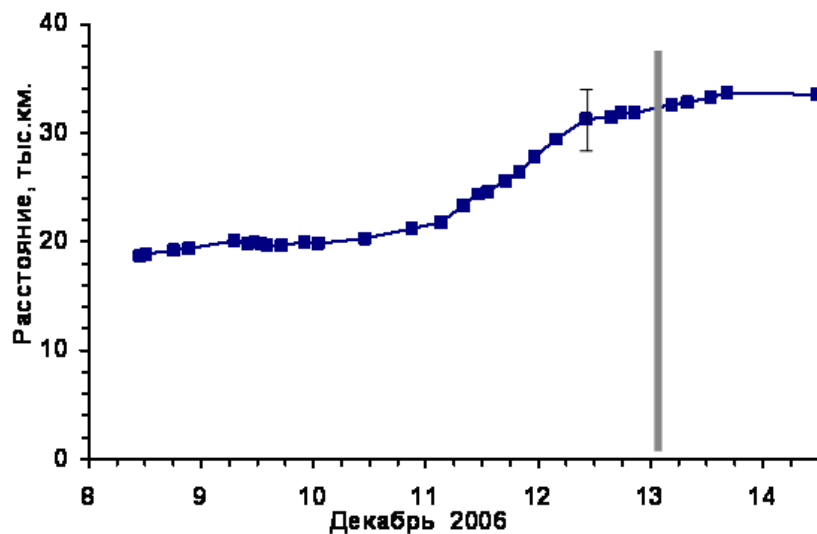
Корональные электрические токи в трубках жгута были оценены по силе вертикальных токов в его основаниях на уровне фотосферы. Кластеры вертикальных фотосферных токов в тени и полутени пятен имеют характерную плотность  $0.003 \text{ A/m}^2$  [5]. В общем случае направление тока в соседних магнитных трубках может быть как прямым, так и обратным.

Предполагалось одно направление электрического тока вдоль оси трубок жгута. В этом случае, отгалкивающая сила Ампера вызывается вертикальными токами противоположных направлений в двух основаниях магнитного жгута, разнесенных на  $18\div 35$  тыс.км. Были измерены перемещения южного пятна относительно главного пятна (в юго-восточном направлении, рис. 3), а также его вращение (против часовой стрелки).



Сила тока оценивалась по площади одного из фотосферных оснований жгута и характерной плотности тока, и составила  $\sim 3 \cdot 10^{12}$  А. По смещению оснований за время наблюдений, 17 тыс. км, сделаны оценки работы силы Ампера, а также средней мощности.

Для оценки скорости всплытия подфотосферной плазмы с «вмороженным» в него МП, применен оригинальный способ. Исходя из предположения, что степень закрученности магнитного жгута под фотосферой такая же, как и в хромосфере (1 оборот на 10 тыс. км), по наблюдаемой скорости вращения одного из оснований магнитного жгута ( $\sim 1^\circ$  за 20 мин) сделана оценка скорости всплытия магнитного жгута, «вмороженного» в подфотосферную плазму.



**Рис. 3.** График временных изменений среднего расстояния между фотосферными основаниями всплывающего магнитного жгута. Вертикальной чертой обозначено начало мощной вспышки 13 декабря 2006 г.

### Дискуссия и результаты

Вращение пятен при быстром всплытии магнитного жгута в корону сопровождается усилением электрического тока в корональных магнитных трубках жгута [6]. 13 декабря 2006 г. в АО 10930 произошла первая за интервал наблюдений вспышка, причем, мощная, балла X3.4. Причем, согласно [7], перед вспышкой электрический ток в корональных арках достигает величины  $\sim 10^{12}$  А, а после вспышки падает на 5÷90%. Значительное уменьшение электрического тока в магнитном жгуте после вспышки должно привести к уменьшению силы Ампера пропорционально квадрату величины тока, что согласуется с наблюдаемой в это время остановкой расхождения оснований магнитного жгута (рис.3).

Дисбаланс вертикальных электрических токов в областях вертикального МП каждой полярности, согласно [8], возрастал в АО 10930 во временном интервале с 9 по 12 декабря (включительно) с  $1 \div 2 \cdot 10^{12}$  А до  $5 \div 7 \cdot 10^{12}$  А. Затем, последующие двое суток наблюдалось его уменьшение

до  $3 \div 5 \cdot 10^{12}$  А. Такая динамика вертикальных токов в АО поддерживает наше предположение о нарастании корональных электрических токов в магнитном жгуте с 9 по 12 декабря включительно. Кроме того, максимальный дисбаланс вертикальных токов, согласно [8], был именно 11 и 12 декабря, когда наблюдалось быстрое удаление фотосферных оснований жгута друг от друга (рис. 3). Это обстоятельство также поддерживает выдвинутую гипотезу.

Оценки работы силы Ампера за интервал наблюдений 8–13 декабря составили  $\sim 10^{33}$  эрг, а средней мощности  $\sim 3 \cdot 10^{27}$  эрг/с. Оценка скорости всплытия подфотосферной плазмы с «вмороженным» МП в центре крупномасштабной конвективной ячейки составила  $\sim 20$  м/с. Согласно предложенной схеме, за интервал наблюдений магнитный жгут поднимался с глубины  $5 \div 10$  тыс. км.

Сделан вывод, что вклады от процесса всплытия и горизонтального движения под действием силы Ампера в эффект расхождения фотосферных оснований магнитных трубок с током могут быть сопоставимы по величине.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ № 11-02-92202-Монг\_а, госконтракта № 02.740.11.0576, а также проекта № 2.2.3.1/13693 в рамках аналитической ведомственной целевой программы Минобрнауки «Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2011 годы)».

#### Литература

1. *Savinkin M.Yu., Sidorov V.I., and Yazev S.A.* Unique Activity Complex between 2006 and 2007 // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2009. V.49, №8. (Special Issue 2), P. 1072–1075. <http://elibrary.ru/contents.asp?issueid=878787>
2. Weiss N.O. Sunspot structure and dynamics / *Solar dynamics and its effects on the heliosphere and Earth* // Dordrecht, The Netherlands. Springer. 2006. P.13–22.
3. <http://www.izmiran.ru/services/saf/archive/ru/2006/obzor20061214.txt>.
4. *Иииков В.Н.* Всплывающие магнитные потоки и вспышечные явления на Солнце // кандидатская диссер., Троицк, ИЗМИРАН, 2008 г., с. 99–101.
5. *Grigoryev V.M. and Ermakova L.V.* A study of the distribution of electric currents and current helicity in the photosphere at the growth stage of a bipolar active region // *Solar Physics*. 2002. V. 207. P. 309–321.
6. *Stenflo J.O.* A mechanism for the build-up of flare energy // *Solar Physics*. 1969. V. 8. № 1. P.115–118.
7. *Зайцев В.В., Степанов А.В.* Корональные магнитные арки // *Успехи физических наук*. 2008. Т. 178. № 11. С. 1166–1204.
8. *Ravindra B., Venkatakrishnan P., Tiwari S.K., and Bhattacharyya R.* Evolution of Currents of Opposite Signs in the Flare Productive Solar Active Region NOAA 10930 // *Solar and Stellar Astrophysics*. (Submitted on 30 Aug 2011). [http://arxiv.org/PS\\_cache/arxiv/pdf/1108/1108.5818v1.pdf](http://arxiv.org/PS_cache/arxiv/pdf/1108/1108.5818v1.pdf).

## **РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ ВСПЫШЕК НА СОЛНЦЕ**

**Склярова Е.М., Чариков Ю.Е.**

*Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия*

## **X-RAY RADIATION OF THERMAL FLARES ON THE SUN**

**Sklyarova E.M., Charikov Yu.E.**

*Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences,  
194021, Russia, St. Petersburg*

*Soft X-ray radiation of thermal flares was investigated. Time profiles of its X-ray emission registered by IRIS on the board of CORONAS-F satellite show both one – pulse and numerous pulses structure. According to our conception of thermal flares an acceleration process of electrons takes place in high-density plasma. Thermal plasma heated up to  $10^7$  K is a source of soft X-rays. Thermal conductivity equation was calculated with different functions of heating: for single source and double sources following each other. Soft X-ray time profiles calculated in this model agree with observations.*

Тепловые вспышки на Солнце не сопровождаются жестким рентгеновским и гамма излучениями. Структура мягкого рентгеновского излучения довольно многообразна. Временные профили излучения представляют собой как простые одиночные импульсы различной длительности, так и многоимпульсную структуру. Отсутствие жестких излучений свидетельствует о преимущественном механизме трансформации энергии магнитного поля в тепловую энергию плазмы. Сформулируем основные положения концепции тепловых вспышек:

1. Отсутствие импульсной структуры с характерным временем менее 1 с во временных профилях рентгеновского излучения (до 20 кэВ).
2. Высокие значения концентрации плазмы в источнике  $n_e \geq 10^{10} \text{ см}^{-3}$  (эффект испарения частиц не имеет места).
3. Единство областей энерговыделения и ускорения (нагрева), представляющих систему низких петель магнитного поля (масштаб высоты не более 5000 км).
4. Охват практически всей (или ее большей части) низкой петли областью излучения.
5. Наличие рентгеновского излучения в результате тормозного излучения тепловой плазмы с максвелловским распределением по энергиям.
6. Ограничение температуры (не более 20 кэВ) и меры эмиссии рентгеновского излучения  $EM = n^2 V$  (более  $10^{44} \text{ см}^{-3}$ ).

Рассмотрим тепловые вспышки, взятые из наблюдений «КОРОНАС-Ф» [1].

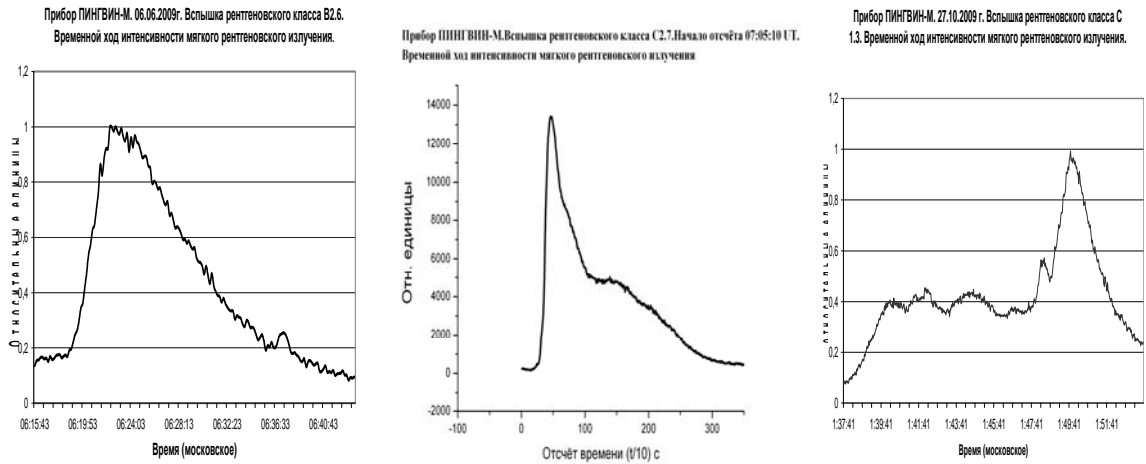


Рис. 1.

### Моделирование источника SXR

Предположим, что в момент времени  $t_0$  произошел импульсный нагрев плазмы с температурой  $T = 10^6$  К и однородной плотностью  $n_e = 10^{11}$  см<sup>-3</sup>. Область источника – цилиндрический слой с осью  $s$  вдоль силовых линий магнитного поля.

В предположении осевой симметрии уравнение теплопроводности имеет вид

$$3n_e k \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial s} \kappa_0 T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial s} - n_e^2 L(T) + Q(s, t),$$

здесь  $t$  – время,  $s$  – пространственная координата вдоль магнитного поля,  $T$  – температура,  $n_e$  – плотность электронов,  $\kappa_0$  – коэффициент электронной теплопроводности, для которого используется формула [2]

$$\kappa = 1.84 \cdot 10^{-5} \lambda^{-1} T_e^{5/2},$$

$L$  – функция лучистого охлаждения,  $Q$  – функция нагрева.

Интенсивность теплового рентгеновского излучения рассчитывалась по формуле [3]:

$$I(E) = 1.16 \cdot 10^3 \frac{EM}{E\sqrt{T}} (T/E)^\alpha \exp(-E/T),$$

$$\alpha = 0.37(30keV/T)^{0.15}.$$

При приведении уравнений к безразмерному виду за масштабы принимались:  $s_m = 10^8$  см,  $T_m = 10^6$  К,  $n_m = n_e = 10^{11}$  см<sup>3</sup>,  $t_m = 10$  сек.

Зависимость функции лучистого охлаждения от температуры была рассчитана в работе [4]. Для интервала температур ( $10^6 - 5 \cdot 10^7$ ) кривая лучистых потерь моделировалась экспоненциальной функцией

$$L = L_0 \exp(-a(T - T_b)^2),$$

параметры  $L_0$ ,  $a$ ,  $b$  подбирались таким образом, чтобы отразить характерные особенности кривой.

Начальное распределение температуры зададим гауссианом с пространственной дисперсией  $s_0$  и максимальным значением температуры  $T_{\max} = 10^7 \text{K}$ :

$$T|_{t=0} = T_{\max} \exp(-s^2 / s_0^2) + T_0,$$

где  $T_0$  – равновесное значение температуры плазмы; будем считать также, что поток тепла через границы области отсутствует:  $\partial T / \partial s = 0$  при  $s = 0$  и  $s = s_k$  – на границах области. Для расчётов вводим  $x = s/s_m$  – безразмерную координату.

Рассмотрим некоторые варианты функции нагрева.

### Одноимпульсная модель

Предположим, что за импульсом первоначального нагрева с некоторым запаздыванием следует второй импульс:

$Q(t, x) = 2 \exp(-(t - 10)^2) (\exp(-x^2 / 0.05^2))$  (Величина  $Q$  – в безразмерных единицах:  $Q_m = (3n_m k T_m) / t_m$ ) (Рис. 2а)

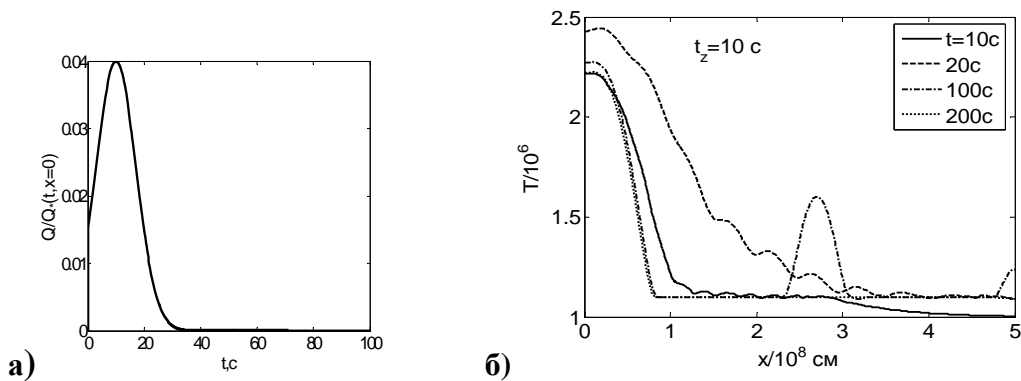


Рис. 2.

Расчёты дают распределение температуры по длине слоя для разных моментов времени (Рис. 2б) и интенсивности рентгеновского излучения (Рис. 3а) от всей области ( $x_k$ ) и (Рис. 3б) – в зависимости от координаты вдоль петли:

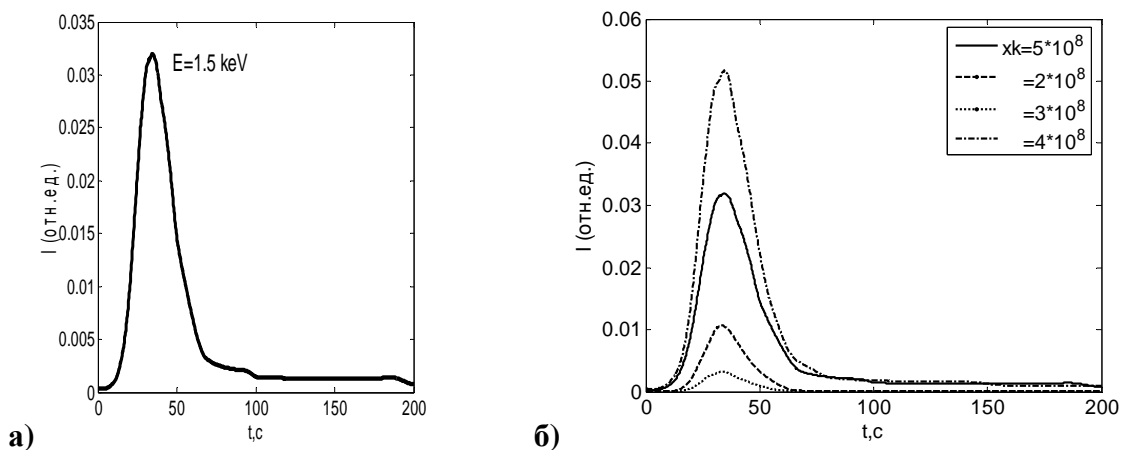


Рис. 3.

### Двухимпульсная модель

Предположим теперь, что за начальным импульсом следуют два импульса: один – через 10 с., второй – через 120 с:

$$Q(x,t) = 2(\exp(-(t - 10)^2) + 0.5\exp(-(t - 120)^2/4)) * (\exp(-x^2/0.02^2)) - \text{(Рис. 4а)}$$

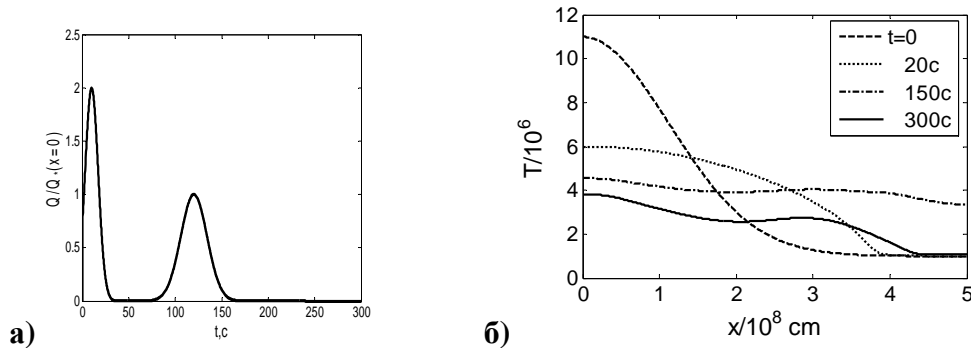


Рис. 4.

Распределение температуры по области для разных моментов времени – (Рис. 4б).

Вид кривой интенсивности отражает наличие второго импульса (Рис. 5а); зависимость интенсивности излучения от части области представлена на Рис. 5б.

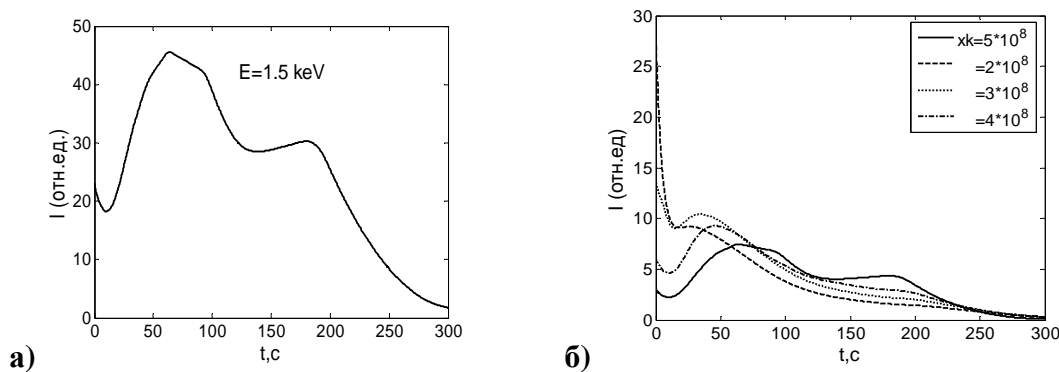


Рис. 5.

Таким образом, мы видим, что модель позволяет получить основные особенности формы временных профилей интенсивности мягкого рентгеновского излучения тепловых вспышек.

### Литература

1. А.С. Гляненько, Ю.Д.Котов, А.И. Архангельский, А.С. Буслов, В.Н. Юров, В.А. Дергачёв, Г.А. Матвеев, Е.М. Круглов, В.П. Лазутков, М.И. Савченко, Д.В. Скородумов, А.Г. Пятигорский, И.И. Шишов, Е.М. Хилькевич, Г.И. Васильев, С.Ю. Крутьков. Известия РАН, Серия физическая, 2011, т.75, № 6, с.793-795.
2. Спитцер, Л. Физика полностью ионизованного газа. Изд. ИЛ, М., 1957.
3. P.V. Dmitriev, I.V. Kudryavtsev, V.P. Lazutkov, G.A. Matveev, M.I. Savchenko, D.V. Skorodumov and Yu.E. Charikov. Solar System Research, 2006, Vol. 40, No. 2, pp. 142–152.
4. Raymond J.C., Cox D.P., Smith B.W. ApJ., Vol. 204, p. 290-292, 1976.

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ ЖГУТОВОЙ СТРУКТУРЫ ХРОМОСФЕРНОЙ ВСПЫШКИ**

**Соловьев А.А.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН*

## **THE MODELING OF HELICAL STRUCTURE OF FLARE FILAMENT IN CHROMOSPHERE**

**Solov'ev A.A.**

*Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS*

*Exact magnetohydrostatic solution has been applied to describe the magnetic and thermodynamic structure of two parallel magnetic filaments located in chromosphere, one above the other, and formed the basis of a complex phenomenon (CME and flare) at 2011 June 07.*

### **1. Введение**

Solar Dynamic Observatory (SDO) предоставила уникальную возможность получать изображения солнечных вспышек в УФ линиях с высоким пространственным и временным разрешением. Одно из таких хорошо «задокументированных» явлений – вспышка, произошедшая вблизи западного лимба 07.06.2011 около 6:11 UT и длившаяся примерно полтора часа.

Она отличалась рядом замечательных особенностей:

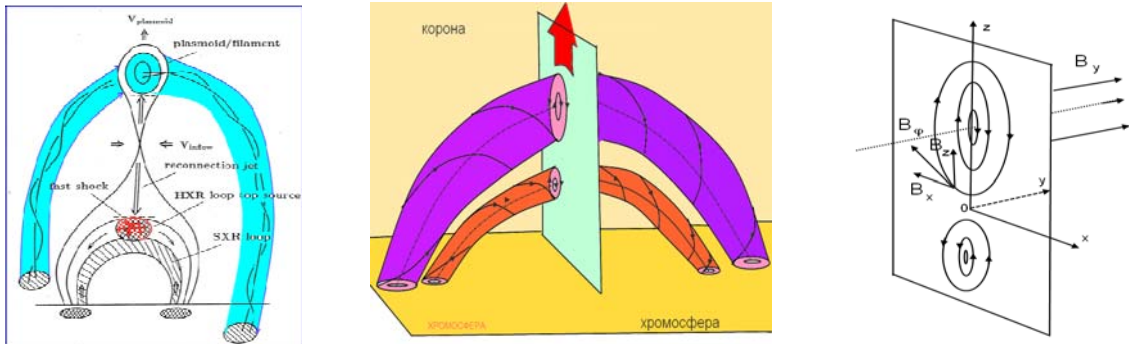
1. Огромным количеством холодного хромосферного вещества, выброшенного в корону и, частично, в межпланетное пространство. (Это, очевидно, связано с низким исходным залеганием как улетевшего магнитного волокна, так и основной вспышечной петли).

2. Отчетливо видимой жгутовой структурой обоих волокон: первого, послужившего мощным драйвером выброса, и второго, поднявшегося в нижнюю корону вслед за первым, но не улетевшего, а остановившегося и ставшего источником вспышечного энерговыделения. Видео, выложенное на сайте SDO и составленное из изображений, полученных прибором AIA в линиях 171, 193 и 211 Å, позволяет заметить вращательные движения газа возле основания «ног» поднимающейся магнитной петли.

3. Динамический выброс предшествовал вспышке, выделение энергии началось в нижнем волокне, примерно через 10 минут от начала движения верхнего волокна, когда оно, наполненное холодным и плотным хромосферным газом, уже значительно отделилось по высоте и не могло непосредственно влиять на процессы в нижнем вспышечном волокне.

В целом, из анализа изображений вспышки 07.06.11 следует, что в данном случае имел место последовательный выход в верхние слои солнечной атмосферы двух скрученных волокон-жгутов, первый из которых породил CME, а второй – вспышку (рис. 1). «Стандартная» модель вспыш-

ки [1, 2], связывает ее с вертикальным токовым слоем, который образуется под поднимающейся магнитной петлей, так что вытекающая из него горячая плазма и ускоренные в слое частицы «обжигают» нижележащие магнитные петли, что, собственно, и порождает вспышечное свечение в большом объеме (рис. 1, слева). Согласно этой модели потоки горячей плазмы должны идти из области пересоединения не только вниз, но и вверх, вслед за улетающим магнитным жгутом-драйвером. Кроме того, должны были бы наблюдаться достаточно быстрые движения плазмы поперек вертикального слоя, доставляющие магнитное поле в область пересоединения в течение всего времени вспышки (рис. 1, слева). Однако ничего этого в данном событии не наблюдается. Никаких признаков вертикального токового слоя нет. По-видимому, вспышка происходит непосредственно в плазме нижнего жгута за счет энергии протекающих в нем электрических токов.



**Рис. 1.** Слева – схема стандартной модели вспышки; в середине – магнитная структура вспышки 07.06.11, состоящая из двух магнитных жгутов; справа – геометрия системы.

## 2. Соотношение характерных времен

Вспышка длится более  $5 \times 10^3 c$ , а характерное время установления равновесия в системе (или время перехода в динамический режим убегающего, если иметь в виду верхний жгут) составляет примерно  $\tau_a \approx aV_A^{-1}$  и  $\tau_R \approx RV_A^{-1}$ , где  $a$  – радиус поперечного сечения жгута,  $R$  – радиус кривизны его магнитной оси, а  $V_A$  – альвеновская скорость. В данном случае  $a \approx 0.5 \times 10^9 cm$ ,  $R \approx 0.5 \times 10^{10} cm$ , а  $V_A$  составит примерно  $10^8 cm/c$ , если принять, что средняя плотность газа в волокне равна хромосферной на уровне переходного слоя ( $\approx 10^{-12} \tilde{a} \cdot \tilde{m}^{-3}$ ), а магнитное поле имеет напряженность  $100 \div 300$  Гс (чтобы обеспечить энергетику вспышки). Тогда  $\tau_a \approx aV_A^{-1} \approx 5 \div 10 c$ , а  $\tau_R \approx RV_A^{-1} \approx 100 c$ , что значительно меньше времени продолжительности вспышки. Это означает, в частности, что вспышечное волокно можно считать квазистатическим образованием, т.е. полагать, что система, эволюционируя во времени вследствие больших омических потерь, проходит непрерывную последовательность равновесных состояний, поскольку скорость изменения ее параметров во времени много меньше альвеновской.



### 3. Уравнения и постановка магнитогадростатической задачи

Для расчета структуры магнитного поля и плазмы в области вспышки, рассмотрим магнитогадростатическую задачу для прямых волокон, расположенных горизонтально в плоской равновесной атмосфере. К длинным волокнам применимо условие трансляционной симметрии: инвариантность относительно произвольных смещений вдоль оси волокна. Пусть в декартовых координатах  $x, y, z$  это будет ось  $y$ , а ось  $z$  направим вертикально вверх, ведя отсчет от границы переходного слоя между хромосферой и короной (Рис.1, справа). Тогда сила тяжести  $\mathbf{F}_g = -\rho g(z)\mathbf{e}_z$ , где  $\rho$  – плотность газа, и система уравнений магнитной гидростатики примет вид:

$$-\nabla P + (4\pi)^{-1} [\text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}] - \rho g(z)\mathbf{e}_z = 0, \quad \text{div} \mathbf{B} = 0, \quad P = \rho \Re T \mu^{-1}. \quad (1), (2), (3)$$

Обозначения традиционны:  $\mathbf{B}$  – магнитное поле,  $P, T$  – давление и температура газа. Уравнение (1) описывает баланс сил в равновесной системе, (2) – соленоидальность магнитного поля, а (3) – состояние идеального газа. Система (1)–(3) неполна: в ней отсутствует уравнение переноса энергии, поэтому в магнитогадростатике некоторые зависимости следует задавать дополнительно. При наличии трансляционной симметрии система (1)–(3) сводится к следующей тройке уравнений [3]:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} = -\frac{1}{2} \frac{dB_y^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{dP(A, z)}{dA}, \quad (4)$$

$$\rho(x, z)g(z) = -\frac{\partial P(A, z)}{\partial z}, \quad T(x, z) = \frac{\mu P(x, z)}{\Re \rho(x, z)}. \quad (5), (6)$$

Здесь  $A(x, z) = \int_0^x B_z dx$  – поток вертикального поля через прямоугольную горизонтальную площадку единичной ширины (в направлении оси  $y$ ) и длины  $x$  (введенный так поток  $A(x, z)$  совпадает с  $y$  – компонентом вектор-потенциала магнитного поля). Геометрическая форма магнитных силовых линий в проекции на плоскость  $x, z$  дается условием  $A(x, z) = \text{const}$ . Полоидальные компоненты поля определяются через  $A$ :

$$B_z = \frac{\partial A}{\partial x}, \quad B_x = -\frac{\partial A}{\partial z}, \quad (7)$$

а продольное поле при наличии трансляционной симметрии зависит только от  $A(x, z)$ :  $B_y(A)$ . Таким образом, магнитная структура равновесной конфигурации в решающей степени определяется функцией  $A(x, z)$ .

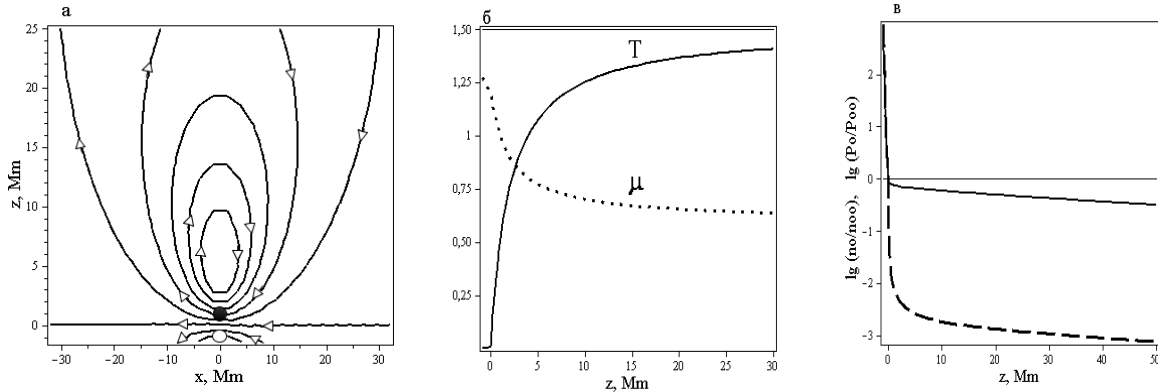
### 4. Магнитная структура волокна и модель гидростатической короны

Выберем функцию магнитного потока  $A(x, z)$  в следующей форме:

$$A(x, z) = B_0(z - z_0) \left[ 1 + k^2 x^2 + k^2 (z - z_0)^2 \right]^{-1}, \quad (8)$$

где  $B_0$  – напряженность горизонтального магнитного поля в начале координат, т.е. на оси волокна  $x = 0$  и на уровне  $z = z_0$ , от которого начинается отсчет высоты для данного магнитного распределения,  $k$  – множитель, за-

дающий обратный масштаб системы. Распределение (8), симметрично по  $x$  относительно начала координат и описывает уединенное образование: магнитное поле, быстро и монотонно уменьшаясь, обращается в нуль как при  $z \rightarrow \pm\infty$ , так и при  $x \rightarrow \pm\infty$ . На рис. 2а,б,в представлен характерный вид магнитного поля волокна в поперечном сечении и структура атмосферы.



**Рис. 2.** а – Магнитная структура волокна (8) в плоскости  $x$ - $z$ :  $A(x, z) = const$  при  $z_0 = 0$  и  $k = (5Mm)^{-1}$ . В  $y$  – поле, перпендикулярное картинной плоскости, не показано. Черным кружком отмечено место наибольшей концентрации газа, светлым – наименьшей. б – Ход температуры (МК) и молярной массы газа ( $\bar{a}/\bar{m}^3$ ) с высотой в гидростатической неізотермической атмосфере (хромосфере и короне); единица длины 10 ММ. в – Высотный ход давления и концентрации газа в той же модели атмосферы.

Подставим (8) в уравнение (4), произведем дифференцирование и представим левую часть уравнения как функцию переменных  $A$  и  $z$ :

$$-\frac{8k^2}{B_0^2(z-z_0)^2} A^3 = -\frac{1}{2} \frac{dB_y^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{dP(A, z)}{dA}. \quad (9)$$

Проинтегрируем (9) по переменной  $A$  (рассматривая  $z$  как параметр) от 0 до  $A$ , т.е., начиная от очень удаленной точки (где  $A=0$  и давление газа равно его невозмущенной гидростатической величине:  $P(0, z) = P_0(z)$ ) до некоторой точки внутри волокна с определенным значением  $A(x, z)$ :

$$P(A, z) = P_0(z) - \frac{B_y^2(A) - B_y^2(0)}{8\pi} + \frac{A^4}{8\pi} \frac{4k^2}{B_0^2(z-z_0)^2}. \quad (10)$$

Плотность найдем согласно (5), взяв отсюда частную производную по  $z$ :

$$\rho(x, z) = \rho_0(z) + \frac{B_0^2}{8\pi} \frac{8k^2(z-z_0)}{g[1+k^2x^2+k^2(z-z_0)^2]^4}. \quad (11)$$

Как видно из (10) и (11), «магнитная добавка» к давлению, обусловленная скрученностью поля (последний член справа в (10)) всюду положительна, а добавка к плотности пропорциональна  $(z-z_0)$ , т.е. положительна в верхней части конфигурации и отрицательна – в нижней (см. рис. 2а).

Функции  $P_0(z), \rho_0(z)$  в (10) и (11) описывают внешнюю среду – гидростатическую солнечную корону, модель которой построена в [4]. Здесь мы применим уточненный вариант этой модели, распространенный на ниже-

лежащие хромосферные слои. Начало координат ( $z = 0$ ) для внешней среды выбрано у нижней границы переходного слоя, на высоте около 1500 км над фотосферой, в слое с физическими параметрами [5,6]:

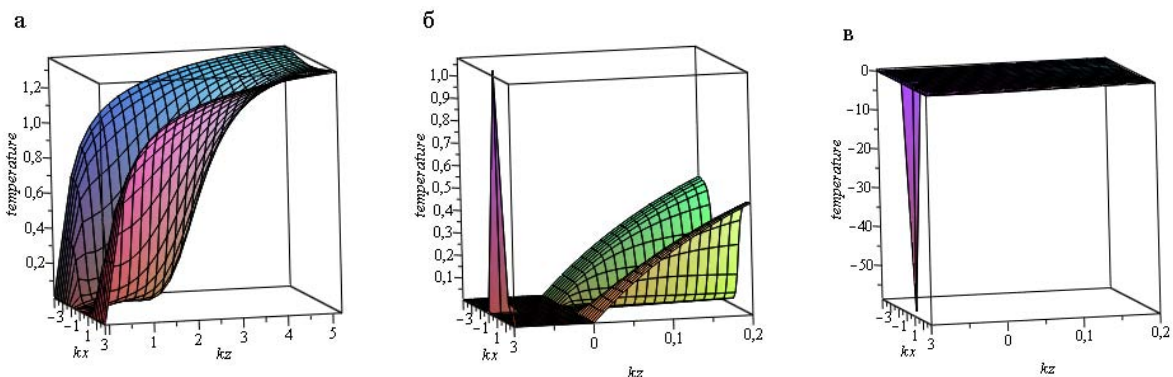
$$\rho_{00} \cong 2.17 \times 10^{-12} \tilde{a} \cdot \tilde{m}^{-3} \quad (n_{00} \cong 10^{12} \tilde{m}^{-3}), \quad T_{00} \cong 6720 \text{ K} \quad \text{и} \quad P_{00} \cong 1 \text{ дин/см}^2.$$

Ниже этого уровня давление и плотность газа в хромосфере очень быстро нарастают в глубину а температура падает до 4170 К в слое температурного минимума, где  $z = -1000 \text{ км}$ ;  $n = 1.5 \times 10^{15} \tilde{m}^{-3}$ ;  $P = 10^3 \text{ дин/см}^2$ . Выше уровня переходного слоя, при  $z > 0$ , уже к высотам в несколько десятков тысяч км температура короны, как известно из наблюдений, резко и монотонно растет до значений  $T_c \approx (1 \div 2) \times 10^6 \text{ K}$ . Мы примем  $T_c \approx 1.5 \times 10^6 \text{ K}$ . Высотный ход температуры, плотности и давления газа показан на Рис. 2,б,в.

#### 4. Численные расчеты и обсуждение

Вписать непрерывным образом равновесное распределение (8), (10), (11) в резко неоднородную внешнюю среду (хромосферу и корону) не сложно, если напряженность поля, как это бывает при моделировании спокойных протуберанцев, не превышает 10 Гс [4]. В этих случаях можно в достаточно широких пределах менять параметры системы: высоту нуля-пункта  $z_0$ , напряженность поля  $B_0$ , вертикальный и поперечный масштабы и пр. – равновесие оказывается параметрически устойчивым.

Ситуация резко усложняется, когда напряженность поля приближается к 100 Гс. Здесь равновесие становится очень «хрупким» в том смысле, что даже очень малое изменение параметров приводит к нарушению равновесия, которое выражается в том, что в некоторой точке плотность газа и, соответственно, – температура, переходят через ноль, что невозможно по физическому смыслу этих величин. Рис. 3 иллюстрирует сказанное. Здесь показано температурное распределение в волокнах, верхнем и нижнем, при конкретных значениях параметров системы.



**Рис. 3.** а – Температура  $T(x, z)$  при  $z > 0$  и при значениях параметров:

$$B_0 = 89.0 \tilde{A}\tilde{n}, \quad z_0 = -660 \text{ км}, \quad k = 1/5 \text{ Мм}, \quad B_y^2 = 8k^4 A^4 B_0^{-2};$$

б –  $T(x, z)$  при  $z < 0$  и неизменности остальных параметров;

в –  $T(x, z)$  при  $z < 0$ , но при  $B_0 = 89.22 \tilde{A}\tilde{n}$  для тех же значений других параметров.

Из рис. 3б видно, что при равновесии системы с заданными параметрами в нижнем волокне образуется очень узкая область разрежения, где температура, определяемая отношением давления к плотности, имеет корональные значения. Далее, в этом месте даже при чрезвычайно малом изменении магнитного поля ( $B_0 = 89.00 \text{ Гс} \Rightarrow 89.22 \text{ Гс}$ ) плотность и  $T$  переходят через нуль и принимают отрицательные значения (Рис. 3в). Тот же эффект возникает при малом изменении нуля-пункта системы. (Отметим, что в приведенном примере  $B_0$  относительно невелико – 89 Гс; можно построить исходное состояние равновесия и при большем значении  $B_0$ , опустив нуль-пункт  $z_0$  еще ниже на несколько сотен км, но это не меняет существа дела.)

Смысл нашего подхода: даже при гладком распределении магнитного поля типа (8) в равновесной плазме возникает настолько неоднородное распределение плотности, что в некоторой области концентрация частиц уменьшается до исчезающе малых величин, при том, что плотность электрических токов здесь отлична от нуля и сохраняется по условиям равновесия:  $\mathbf{j} = c(4\pi)^{-1} \text{rot}\mathbf{B} = n_e e \mathbf{V}_{\delta i \delta} \approx \text{const}$ . В такой ситуации токовая скорость электронов в данной области резко нарастает, достигая тепловой скорости ионов. Это ведет к мгновенному возбуждению плазменных неустойчивостей, появлению «аномального» сопротивления etc..., т.е. – к вспышке.

Остается еще один вопрос: почему верхний магнитный жгут улетел, а нижний, поднимавшийся следом, – остановился и «выгорел»?

При том продольном поле  $B_y^2 = 8k^4 A^4 B_0^{-2}$ , которое здесь можно было ввести, не нарушая равновесия, в жгутах доминирует азимутальное поле  $B_\phi^2 \equiv B_x^2 + B_z^2 > B_y^2$ , которое и является «драйвером» коронального выброса, порождая силу, действующую по радиусу кривизны петли  $R$  и растягивающее ее в длину [7] (при сохранении равновесия по малому радиусу  $a$ ). Верхний жгут, нагруженный плотной и холодной массой, именно действием этой силы и был выброшен наружу. Второй жгут не успел за ним последовать, поскольку в нем при выходе в корону произошел в месте наибольшего разрежения «пробой» плазмы, и энергия азимутального поля  $B_\phi^2$  начала расходоваться на производство вспышки, т.е. быстро конвертироваться в тепловую энергию и энергию ускоренных частиц. По этой причине движение второго жгута резко замедлилось и даже остановилось.

Работа поддержана программами ОФН-15, П-19 и грантом НШ-3645.2010.2.

### Литература

1. Priest E.R. Solar magnetohydrodynamics. D. Reidel. (1982).
2. Shibata K. Theories of Eruptive Flares. Proc. IAU Symp. **226**. P.241–249 (2005).
3. Low B.C. Solar Phys. **75**, 119 (1982).
4. Соловьев А.А. Астрон. Журнал. **87**, №1.93-102 (2010).
5. Gingerich O., Noyes R.W., Kalkofen W. Solar Phys. **18**. 347–365 (1971)
6. Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser P. Astrophys.J. Suppl. Ser. **45**. 635 (1981)
7. Соловьев А.А. Астрон. Журнал. **88**. №11. 1111–1123 (2011)

## **СУБ-ТЕРАГЕРЦОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК: ПЛАЗМЕННЫЙ МЕХАНИЗМ ИЗЛУЧЕНИЯ ХРОМОСФЕРЫ?**

**Степанов А.В.<sup>1</sup>, Зайцев В.В.<sup>2</sup>, Мельников В.Ф.<sup>1</sup>,  
Ватагин П.В.<sup>1</sup>, Чариков Ю.Е.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>3</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

## **SUB-TERAHERTZ EMISSION OF SOLAR FLARES: PLASMA RADIATION FROM THE CHROMOSPHERE?**

**Stepanov A.V.<sup>1</sup>, Zaitsev V.V.<sup>2</sup>, Melnikov V.F.<sup>1</sup>,  
Vatagin P.V.<sup>1</sup>, Charikov Yu.E.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St.Petersburg

<sup>2</sup>Institute of Applied Physics of RAS, Nizhny Novgorod

<sup>3</sup>Ioffe Physical-Technical Institute of RAS, St.Petersburg

*Plasma radiation mechanism for sub-THz emission of solar flares is proposed. Plasma radiation requires electric current in coronal loop,  $\sim 10^{11}$  A, high electron number density in the chromospheric part of a flare loop,  $\sim 10^{15}$  cm<sup>-3</sup>, and high density of  $>100$  keV electrons,  $\sim 10^9$  cm<sup>-3</sup>. It is shown that driver for both effective electron acceleration and plasma heating up to  $10^6$ – $10^7$  K can be the ballooning instability in a flare loop footpoints which generates an inductive electric field. Therewith the “clearing” conditions are more favorable for sub-terahertz radiation at the fundamental tone than at the second harmonic.*

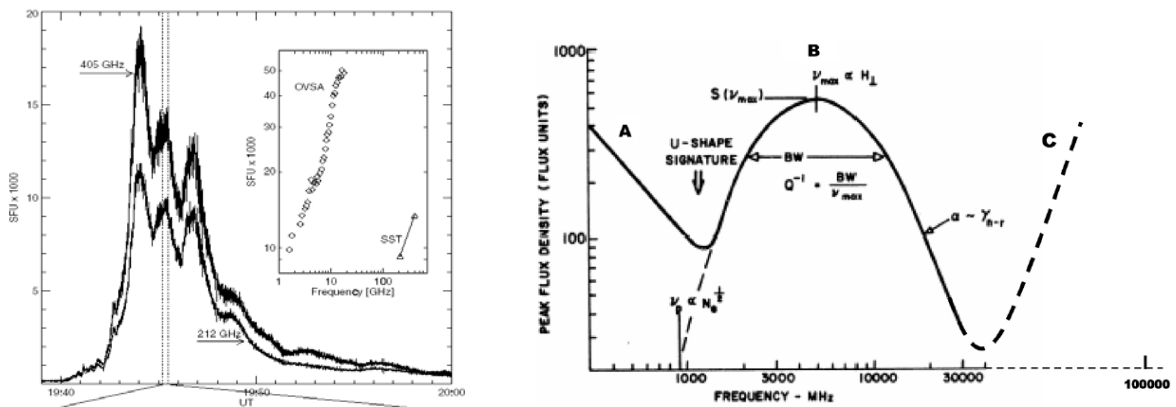
### **Введение**

Одним из современных вызовов в физике Солнца явились наблюдения Кауфмана и др. [1, 2] на SST – солнечном субмиллиметровом телескопе - интенсивного излучения солнечных вспышек в частотных диапазонах 212 и 405 ГГц (Рис. 1). Ранее была известна U-образная форма радиоспектра вспышек, простирающаяся до 30 ГГц. Новые наблюдения выявили W-образный спектр: поток излучения увеличивается на частоте  $> 30$  ГГц и простирается далее в терагерцовую область.

Из условия выхода радиоизлучения можно оценить плотность электронов плазмы в источнике излучения  $\omega > \omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n / m}$ . Для частот  $\nu_p = \omega_p / 2\pi = 200$  и 400 ГГц плотность электронов в источнике должна быть  $5 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и  $2 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup> соответственно. Такие значения плотности электронов трудно ожидать в короне Солнца. При определённых условиях им могут соответствовать более глубокие слои солнечной атмосферы, а именно, хромосфера. Попытки описания суб-терагерцового излучения были предприняты на основе синхротронного механизма излучения высокоэнергичных ( $\geq 10$  МэВ) электронов в сильном ( $\geq 1000$  Гс) магнитном поле [2]. Флейшман и Контарь [3] показали принципиальную возможность черен-

ковского механизма излучения электронов, ускоренных в хромосфере. В отличие от короны, в частично ионизованной хромосфере атомы и молекулы дают позитивный вклад в диэлектрическую проницаемость среды  $\varepsilon(\omega)$ , которая может быть больше единицы, т.е. скорость частиц  $V > c/\sqrt{\varepsilon(\omega)}$  и черенковское излучение возможно.

В первом случае, однако, необходимы слишком компактный источник ( $\sim 0.5''$ ) и очень высокая концентрация нетепловых электронов ( $n(>50 \text{ кэВ}) > 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ), а во втором требуется более детальный расчёт  $\varepsilon(\omega)$  и интенсивности излучения. Альтернативной интерпретацией, по мнению Кауфмана и др. [2], может быть плазменный механизм радиоизлучения. Известно, что плазменный механизм, обусловленный генерацией плазменных волн ускоренными электронами с последующей конверсией плазменных волн в электромагнитные, весьма эффективен в условиях солнечной и звёздных корон [4–6]. Целью настоящей работы является анализ возможности плазменного механизма суб-терагерцового излучения солнечных вспышек.



**Рис. 1.** Слева: Временной профиль вспышка 4 ноября 2003 г. На вкладке – данные OVSA и SST. Справа: Схематическое представление радиоспектра вспышек от метровых до субмиллиметровых длин волн. За W-образный спектр ответственны три различных механизма излучения: А, В и С [2].

### Предварительные соображения

Достаточно сильному магнитному полю, например,  $B = 2000 \text{ Гс}$  соответствует гирочастота электронов  $\nu_c = 5.6 \text{ ГГц}$ , т.е. для  $\nu_p = 200 \text{ ГГц}$  отношение  $\nu_p/\nu_c \approx 36 \gg 1$ . Поэтому применимо приближением изотропной плазмы.

Для анализа возможности «просветления» хромосферы относительно плазменного механизма излучения необходимо определить порог неустойчивости плазменных волн и пороги по оптической толщине электромагнитного излучения на основном тоне  $\nu_p$  и гармонике  $2\nu_p$ . Они должны

превышать оптические толщины процессов free-free поглощения внутри и вне источника излучения.

Степень ионизации в спокойной хромосфере низкая, т.е. плотность электронов  $n \leq 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  поэтому для  $n \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$  необходимо нагреть хромосферу до температуры  $\geq 10^6 \text{ К}$ , что возможно при вспышке. Механизм нагрева хромосферы также является предметом исследования в данной работе.

Яркостная температура электромагнитного излучения из слоя нагретой хромосферы представим в виде

$$T_b = \frac{a}{\mu} [1 - \exp(-\tau_n - \tau_c)] \exp(-\tau_{ext}) + T_{ext} [1 - \exp(-\tau_{ext})]. \quad (1)$$

Здесь  $a$  – излучательная способность,  $\mu$  – коэффициент поглощения (для тепловой плазмы  $a/\mu = T$ ),  $\tau = \int \mu dl$  – оптическая толщина,  $\tau_n$ ,  $\tau_c$  и  $\tau_{ext}$  – оптические толщины относительно процессов нелинейного рассеяния и тормозного поглощения в источнике и в вышележащем слое плазмы с температурой  $T_{ext} < T$ .

Выясним, какова яркостная температура излучения импульсной фазы солнечной вспышки 2 ноября 2003 г. (Рис. 1). Плотность потока излучения от источника на Солнце равна  $F_{sfu} = 7 \times 10^{-11} T_b v^2 (ГГц) L_8^2$ , где  $L_8 = 10^{-8} L \text{ см}$  – размер излучающей области. Подставляя  $L_8 = 30$  и  $F = 10^4 \text{ sfu}$  в формулу<sup>1</sup> для  $F$ , находим соответствующие яркостные температуры:  $T_b(400 \text{ ГГц}) \approx 10^8 \text{ К}$ ,  $T_b(200 \text{ ГГц}) \approx 4 \times 10^8 \text{ К}$ . При таких значениях яркостной температуры излучения, выходящего из источника в хромосфере и испытывающего сильное поглощение в вышележащем слое плазмы, вероятнее всего, преобладает основной тон. Более того, должен реализоваться мазер-эффект ( $\mu < 0$ ) при достаточно высокой плотности энергии плазменных волн. Тем не менее, нужно рассмотреть оба случая: излучение на основном тоне и на гармонике.

### Условия выхода плазменного излучения из хромосферы

Если за генерацию ленгмюровских волн ответственны пучки ускоренных ( $\geq 100 \text{ кэВ}$ ) электронов, то порог неустойчивости по плотности энергичных частиц определяется из неравенства

$$\frac{n_1}{n} \omega_p > v_{ei}, \quad v_{ei} \approx \frac{60n}{T^{3/2}}, \quad (2)$$

<sup>1</sup> Размер чрезвычайно маленький ( $3 \cdot 10^7 \text{ см} = 0.5''$ ), а поток излучения  $F = 10^4 \text{ sfu}$  – слишком большой! На чем основан такой выбор? Такой большой поток, скорее всего, идет из области не менее  $10$  угл. сек. По крайней мере, соответствующие источники микроволнового и жесткого рентгеновского излучения были большими. Таким образом, яркостную температуру можно было бы понизить на два порядка.

При  $n = 2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 10^7 \text{ К}$  величина  $v_{ei} \approx 4 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ , то есть для  $\omega_p = 2.5 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$  порог по плотности достаточно высок:  $n_1/n \approx 1.6 \times 10^{-6}$  и  $n_1 \approx 3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Ускоритель электронов должен располагаться в хромосфере. При этом наиболее эффективное ускорение в квазистационарных электрических полях возникает при вторжении «языка» частично ионизованной плазмы в токонесущую вспышечную арку [7]. Следующий порог – затухание электромагнитного излучения на  $\omega_p$  и  $2\omega_p$  из-за тормозного поглощения в источнике,  $\tau_n > \tau_c$ , где оптические толщины соответствующих процессов равны [5]

$$\tau_{n1} = 5 \times 10^{-4} \frac{\omega_p}{c} \frac{V_{ph}}{V_T} L_n w, \quad \tau_{n2} = 4.6 \frac{\omega_p}{V_{ph}} \frac{w}{\xi} L, \quad L = 3L_n \left( \frac{V_T}{\omega_p} \right)^2 (k_{\max}^2 - k_{\min}^2), \quad \tau_c = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{v_{ei} L_n}{V_g} \quad (3)$$

Здесь  $w = W / nk_B T$  – уровень плазменной турбулентности,  $V_{ph} \approx c/2$  – средняя фазовая скорость плазменных волн,  $L_n$  – масштаб неоднородности плотности плазмы,  $\xi = (\Delta k)^3 (c/\omega_p)^3$  характеризует ширину спектра плазменных волн,  $V_g$  – групповая скорость электромагнитных волн. При  $n = 5 \times 10^{14}$  и  $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 10^7 \text{ К}$  оптические толщины  $\tau_c$  равны соответственно  $\tau_{c1} \approx 4 \times 10^3$  и  $\tau_{c2} \approx 2.5 \times 10^2$ . Полагая  $k_{\min} = \omega_p/c$ ,  $k_{\max} = 5\omega_p/c$ , т.е.  $\xi \approx 5 \times 10^2$ ,  $L_n = 3 \times 10^7 \text{ см}$ , находим  $L \approx 10^{-1} L_n \approx 3 \times 10^6 \text{ см}$ . Тогда для основного тона и гармоники получаем  $\tau_{n1} \approx 1.5 \times 10^7 w$ ,  $\tau_{n2} \approx 2 \times 10^6 w$ . Отсюда определяем уровень плазменной турбулентности, при которой в источнике выполняется условие  $\tau_n > \tau_c$ :  $w_1 > 3 \times 10^{-4}$ ,  $w_2 > 10^{-4}$ . В таком случае яркостные температуры излучения на основном тоне и гармонике выражаются формулами

$$\frac{T_{b1}}{T} = 3 \frac{m_i}{m_e} [\exp(\tau_{n1}) - 1] \approx 6 \times 10^3 \exp(1.5 \times 10^7 w), \quad \frac{T_{b2}}{T} = (2\pi)^3 \left( \frac{c}{\omega_p} \right)^3 n \frac{w}{\xi} \approx 3 \times 10^9 w \quad (4)$$

Казалось бы, как следует из (4), яркостная температура в источнике достигнет наблюдаемой ( $\geq 10^8 \text{ К}$ ) даже при  $w \approx 10^{-9}$ . Однако на пути излучения существует слой плазмы (верхняя хромосфера и переходная область) с  $T_{ext} \approx 3 \times 10^4 - 10^5 \text{ К}$  и с плотностью электронов  $n_{ext} \approx 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Из оценок следует, что оптические толщины такого слоя для *free-free* процесса при  $L_{ext} = 10^8 \text{ см}$  в случае основного тона и гармоники равны соответственно  $\tau_{ext1} \approx 2 \times 10^4$  и  $\tau_{ext2} \approx 1.3 \times 10^3$ . Из сравнения  $\tau_{ext}$  и соотношений (1) и (4) видно, что даже при  $w = 10^{-1}$  излучение на гармонике полностью поглотится (достаточно  $\tau_{ext2} \approx 20$ ), а излучение основного тона выйдет уже при  $w = 10^{-3}$ .

### Нагрев плазмы и ускорение в хромосфере

Таким образом, «просветление» хромосферы в суб-терагерцовом диапазоне относительно плазменного механизма радиоизлучения требует



большой концентрации ионизованной компоненты плазмы в области хромосферы  $n \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и достаточно плотных пучков электронов  $n_1 \approx 3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$  энергиями  $> 100 \text{ кэВ}$ . Это возможно при нагреве хромосферы в процессе вспышки до температуры  $T = 10^6 - 10^7 \text{ К}$  и эффективном ускорительном механизме. Оба процесса могут обеспечиваться баллонной неустойчивостью, приводящей к проникновению языков частично ионизованной плазмы в токнесущую вспышечную арку в её хромосферной части [7]. При развитии баллонной неустойчивости в основании корональной магнитной петли возникает индукционное электрическое поле, которое ускоряет частицы. Ускоренные частицы могут, с одной стороны, служить источником нагрева, а с другой стороны – приводить к возбуждению плазменной турбулентности. Индукционное электрическое поле, возникающее при развитии баллонной неустойчивости, направлено вдоль оси ловушки и имеет величину

$$E_z = -\frac{|\Delta V_r| I_0}{c^2 r L} \approx (1 \div 5) \times 10^{-2} \frac{\text{в}}{\text{см}}, \quad (5)$$

достаточную для ускорения электронов и ионов до энергий  $\varepsilon_s \approx E_z l \approx 500 \div 2500 \text{ кэВ}$ , если скорость языка плазмы, вторгающегося в петлю при развитии баллонной неустойчивости,  $\Delta V \approx (1 \div 5) \times 10^5 \text{ см/сек}$ . Эта скорость порядка тепловой скорости ионов «внешней» хромосферной плазмы, окружающей основания корональной магнитной петли. В формуле (5)  $l \approx 5 \times 10^7 \text{ см}$  – протяженность по высоте «языка» плазмы,  $r \approx 10^7 \text{ см}$  – радиус оснований магнитной петли,  $L \approx 5 \times 10^9 \text{ см}$  – характерная длина вспышечной петли,  $I_0 \approx 10^{11} \text{ А}$  – электрический ток в магнитной петле во время достаточно крупной вспышки. Частицы с энергией порядка 300–500 кэВ имеют длину пробега в области предполагаемого источника терагерцового излучения около 500 км, поэтому они все релаксируют в хромосфере и их энергия идет на нагрев плазмы и на генерацию плазменной турбулентности. Скорость нагрева хромосферной плазмы быстрыми частицами

$$q_s \approx \varepsilon_s 0.35 n v_{ei} \left( \frac{E_D}{E_z} \right)^{3/8} \exp \left( -\sqrt{\frac{2E_D}{E_z} - \frac{E_D}{4E_z}} \right) \quad E_D = \frac{6 \times 10^{-8} n \text{ в}}{T \text{ см}} \quad (6)$$

оказывается достаточной для компенсации радиационных потерь  $q_r \approx 3 \times 10^{-27} n^2 T^{1/2}$  ( $T \geq 5 \times 10^6 \text{ К}$ ) и нагрева плазмы до  $10^7 \text{ К}$  при отношении поля Драйзера к ускоряющему полю  $E_D / E_z \approx 40$ . Легко видеть, что такое условие может быть выполнено в источнике, если, например,  $E_z \approx 7,5 \times 10^{-2} \text{ в см}^{-1}$ , что близко к оценке (5). Концентрация ускоренных частиц может быть определена из уравнения (6):

$$n_s = \frac{q_s l_1}{\varepsilon_s c} \approx 2 \times 10^{-20} n^2 \approx 2 \times 10^{10} \tilde{n} \tilde{i}^{-3} \quad (7)$$

Она почти на порядок превышает порог, обусловленный столкновительным затуханием плазменных волн. Отметим, что если в источнике излучения – хромосферной части вспышечной петли, величина электрического тока  $I_0 \approx 10^{11} \text{ A} = 3 \times 10^{20} \text{ CGS}$ , то условие равновесия  $I_0 = cr\sqrt{\pi p}$  требует максимального давления в петле  $p \approx 10^6 \text{ эрг/см}^3$ , которое совпадает со значением  $nk_B T$ . При этом «поперечное» магнитное поле  $B_\phi = 2I_0/cr \approx 2000 \text{ Гс}$  препятствует диффузии горячей плазмы в ходе импульсной фазы вспышки.

Таким образом, если в корональной магнитной петле реализуются условия для возникновения баллонной неустойчивости и существования достаточно больших электрических токов, включается эффективный механизм ускорения частиц в хромосфере, обусловленный генерацией индукционного электрического поля. Ускоренные частицы остаются локализованными в пределах хромосферы, формируя здесь область с плотной горячей плазмой и ленгмюровской турбулентностью, которая является источником суб-терагерцового излучения.

Работа поддержана грантами РФФИ № 11-02-00103, 10-02-00265 и 10-02-00624, а также Программой Президиума РАН «Происхождение звезд и галактик», Программой ОФН РАН «Плазменные процессы в Солнечной системе» и грантом ведущих научных школ НШ-3645.2010.2.

#### Литература

1. Kaufmann P., Raulin J.P., de Castro C.G.G. et al. 2004, ApJ, **603**, L121.
2. Kaufmann P., de Castro C.G.G., Costa J.E.R. et al. 2009, ApJ, **697**, 420.
3. Fleishman G.D., Kontar E.P. 2010, ApJ, **709**, L127.
4. Железняков В.В. 1997. Излучение в астрофизической плазме, М.: Янус-К
5. Zaitsev V.V., Stepanov A.V. 1983, Solar Phys., **88**, 297.
6. Stepanov A.V., Kliem B., Krüger A. et al. 1999, ApJ, **524**, 961.
7. Zaitsev V.V., Urpo S., Stepanov A.V. 2000, A&A, **357**, 1105.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПО ДАННЫМ SOHO/MDI В ОБЛАСТИ ВСПЫШЕК, СВЯЗАННЫХ С КОРОНАЛЬНЫМИ ВЫБРОСАМИ МАССЫ ТИПА ГАЛО**

**Файнштейн В.Г., Попова Т.Е., Кашапова Л.К.**

*Институт солнечно-земной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, Россия, а/я-291  
e-mail: vfain@iszf.irk.ru*

## **EXAMINING THE MAGNETIC FIELD DYNAMICS FROM SOHO/MDI DATA IN THE REGION OF GENERATION OF HALO CORONAL MASS EJECTIONS AND THEIR ASSOCIATED FLARES**

**Fainshtein V.G., Popova T.E., Kashapova L.K.**

*Institute of solar-terrestrial physics SB RAS, 664033, Irkutsk, Russia, P.O 291*

*Calibrated SOHO/MDI data with the time resolution of 96 minutes and 1 minute were used to investigate variations of photospheric magnetic field in the area of solar flares related to halo coronal mass ejections registered during 1997-2007.*

### **1. Введение**

Чтобы выяснить физические механизмы генерации корональных выбросов массы типа гало (ГКВМ) [1], важно получить ответ на вопрос: что происходит с магнитным полем в области возникновения таких корональных выбросов до их появления и после. Это связано с тем, что, согласно преобладающей сегодня точке зрения, корональные выбросы массы возникают в результате нарушения магнитного равновесия в структурах короны, а энергия выбросов черпается из энергии магнитного поля [2]. Т.к. точно определить место возникновения ГКВМ часто затруднительно, то на первом этапе изучение вариаций магнитного поля в связи с возникновением ГКВМ можно свести к изучению вариаций фотосферного поля в области солнечных вспышек, связанных с ГКВМ.

Исследованию изменений фотосферного магнитного поля в области вспышек посвящено много работ (см. [3–5] и цитируемую в этих работах литературу). Тем не менее, ряд важных аспектов изменения магнитного поля в области вспышек остаются невыясненными. Целью настоящей работы является исследование свойств фотосферного магнитного поля по данным SOHO/MDI в области и в ближайшей окрестности солнечных вспышек, связанных с ГКВМ, до начала этих вспышек и после.

### **2. Данные и методы исследования**

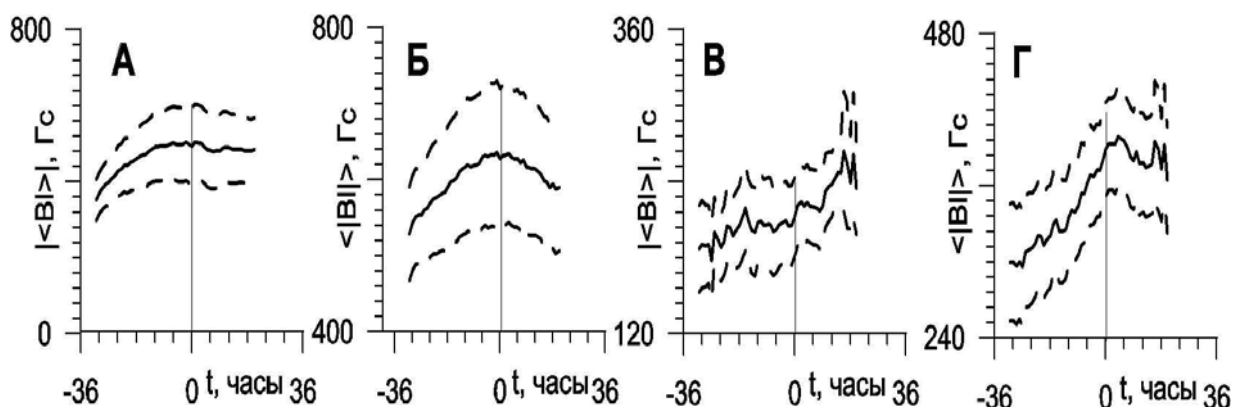
Для исследования свойств магнитного поля в области связанных с ГКВМ вспышек по данным каталога [http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/halo/halo.html](http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/halo/halo.html) были отобраны три группы ГКВМ: самые быстрые со скоростью  $V > 1500$

км/с, с промежуточной скоростью  $1500 > V > 1000$  (только связанные с вспышками рентгеновского класса X) и самые медленные ( $V < 650$  км/с). При этом анализировались ГКВМ, связанные с вспышками, центры которых располагались по долготе в диапазоне  $15^\circ\text{E} - 45^\circ\text{W}$ . Таких в этих группах оказалось 20, 16 и 20 событий (из группы медленных ГКВМ случайным образом была отобрана лишь ее часть).

Магнитные поля определялись по данным инструмента SOHO/MDI. Использовались калиброванные магнитограммы полного диска с уровнем 1.8 со временем между соседними магнитограммами 96 минут и 1 минута (<ftp://soi-ftp.stanford.edu/>). Угловое разрешение на этих магнитограммах составляет 4". Параметры магнитного поля усреднялись в пределах «квадрата» на поверхности Солнца размером  $3.14^\circ \times 3.14^\circ$ . Для анализа использовались следующие параметры измеряемого поля:  $\langle B_l \rangle$  («разбаланс» поля),  $|B_l|$ . Здесь скобки  $\langle \rangle$  означают усреднение величины внутри скобок по площади «квадрата»,  $B_l$  – измеряемая по лучу зрения компонента магнитного поля. При этом усреднение производилось для полей с  $|B_l| > 100$  Гс, 500 Гс и 800 Гс. При анализе быстрых изменений магнитного поля в области вспышки по данным MDI с минутным разрешением, поведение характеристик магнитного поля сравнивалось с изменением со временем интенсивности  $I_X(t)$  мягкого рентгеновского излучения в диапазоне длин волн (1–8)Å по данным космического аппарата GOES (<http://goes.ngdc.noaa.gov/data/>).

### 3. Результаты

На Рис. 1(А–Г) показаны изменения  $|B_l|$  и  $\langle B_l \rangle$  со временем по данным с 96-минутным разрешением до начала вспышки ( $t = 0$  на графиках) и после ее начала, полученные методом наложения эпох.

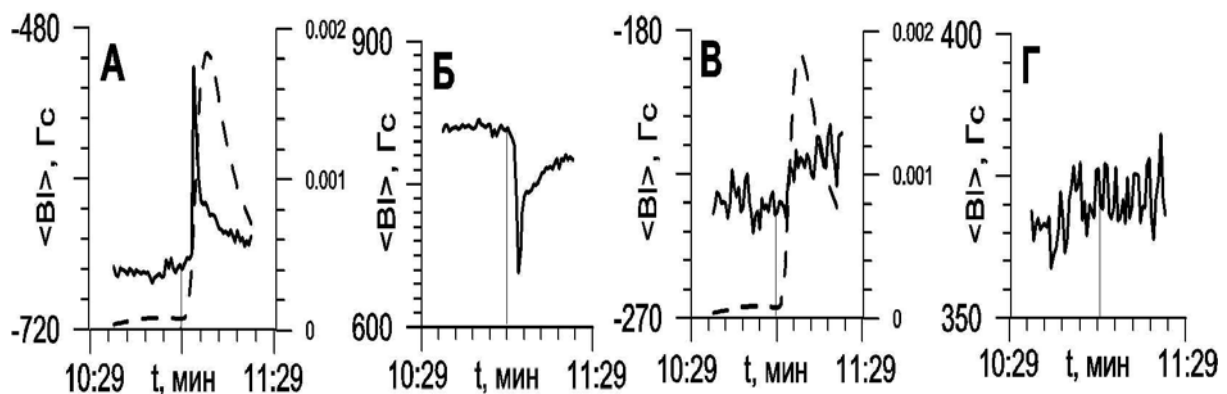


**Рис. 1.** Изменения  $|B_l|$  и  $\langle B_l \rangle$  со временем в области вспышки по данным с 96-минутным разрешением до начала вспышки ( $t = 0$  на графиках) и после ее начала, полученные методом наложения эпох. А, Б –  $V > 1500$  км/с; В, Г –  $V < 650$  км/с. Пунктир – среднеквадратичный разброс.

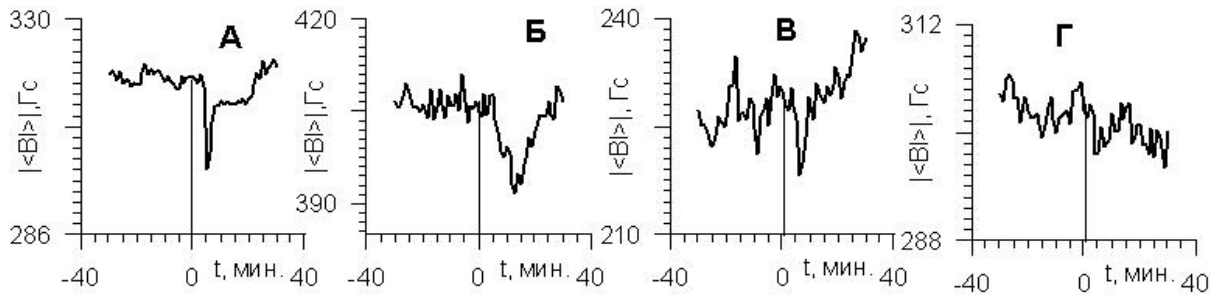
Видно, что для двух групп анализируемых ГКВМ, в среднем, обе характеристики магнитного поля растут со временем до момента вспышки в

течение более 32-х часов, затем в течение длительного времени уменьшаются (кроме «разбаланса» для событий с медленными ГКВМ). Заметим, что результат, аналогичный Рис. (А, Б) был получен для трех вспышек в работе [2], но там использовались измерения магнитного поля, проводившиеся раз в сутки. В некоторых конкретных событиях изменение анализируемых компонент поля отличается от изменений, приведенных на Рис. 1. Анализ значений  $\langle B_l \rangle$  и  $\langle |B_l| \rangle$  в момент вспышки и изменения этих параметров со временем до вспышки позволил сделать следующий вывод: **необходимым условием возникновения солнечной вспышки, связанной с ГКВМ, является превышение в области вспышки «разбалансом» магнитного поля и средним модулем поля граничных значений, зависящих от скорости ГКВМ. В тех случаях, когда  $\langle B_l \rangle$  и  $\langle |B_l| \rangle$  в области вспышки меньше граничных значений, эти параметры растут до начала вспышки, в противном случае они до начала вспышки могут не меняться или уменьшаться со временем.**

Вариации магнитного поля в области вспышки по данным MDI с временным разрешением 1 минута были исследованы только для 9 событий с самыми быстрыми ГКВМ, для которых были данные. На Рис. 2(А–Г) приведены примеры быстрых изменений  $\langle B_l \rangle$  и  $\langle |B_l| \rangle$  после начала вспышки для события 28.10.2003. Первый тип вариаций параметров поля наблюдался в «квадрате», центр которого совпадал с центром вспышки, второй тип был зарегистрирован в «квадрате», центр которого смещен на  $3^\circ$  к северу. Ранее такого рода быстрые вариации параметров поля в области вспышек уже наблюдались ([4–5]). В то же время мы зарегистрировали более широкий спектр быстрых изменений поля после начала вспышки (Рис. 3). Сравнение быстрых изменений параметров поля с временным ходом  $I_x(t)$  свидетельствует о близости длительности изменений магнитного поля и времени нарастания интенсивности мягкого рентгеновского излучения до максимального значения.



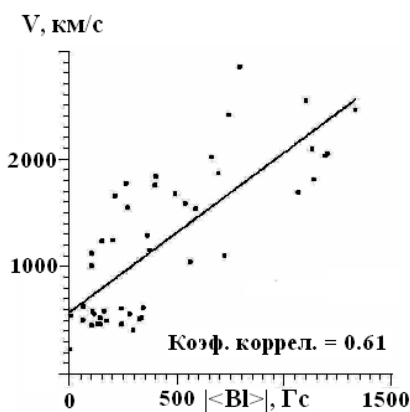
**Рис. 2.** Примеры быстрых изменений  $\langle B_l \rangle$  и  $\langle |B_l| \rangle$  после начала вспышки (показано тонкой вертикальной линией) для события 28.10.2003: импульсное (А, Б) и ступенчатое (В, Г). В первом случае координаты центра «квадрата» усреднения S16E08, во втором случае – S13E08. Пунктиром показано изменение со временем интенсивности мягкого рентгеновского излучения по данным GOES.



**Рис. 3.** Изменения со временем «разбаланса» поля, полученные методом наложения эпох ( $t = 0$  – начало вспышки) для области центра вспышки (А) и областей, смещенных в различные стороны на  $\sim 3^\circ$  (Б–Г).

Наш анализ показал, что при смещении от центра вспышки более, чем на  $4.5^\circ$  практически не наблюдается заметных изменений параметров магнитного поля после начала вспышки.

Приведем некоторые обобщающие выводы нашего исследования быстрых вариаций магнитного поля в области вспышек, связанных с ГКВМ. 1). Начало мощных вспышек, связанных с самыми быстрыми ГКВМ, сопровождается быстрыми (с масштабом от нескольких минут) импульсными или ступенчатыми изменениями  $\langle B| \rangle$  и  $\langle |B| \rangle$  в области вспышки и в ее ближайшей окрестности. 2). Временной ход разбаланса и модуля поля в одном и том же месте может иметь как один и тот же, так и различный вид. 3). В деталях временной ход разбаланса поля может различаться для поля с  $|B| > 100$  и  $500$  Гс. 4). Часть активной области с наиболее сильными изменениями  $\langle B| \rangle$  и  $\langle |B| \rangle$  сконцентрирована в окрестности центра вспышки размером примерно  $4.5^\circ$ .



Мы также получили первые результаты, связывающие свойства поля в области вспышек и параметры ГКВМ (Рис. 4).

**Рис. 4.** Связь между скоростью ГКВМ  $V$  и модулем «разбаланса» поля в области связанной с ГКВМ вспышки в момент ее начала.

#### Литература

1. Howard R.A., Michels D.J., Sheeley N.R. Jr., Koomen M.J. // *Astrophys. J.* 1982. V. 263, P. L101-L104.
2. Mikic Z., Lee M.A. // *Space Science Reviews.* 2006. V. 123, Iss 1–3, P. 57-80.
3. Зверева А.М., Северный А.Б. // *Изв. Крымской Астроф. Обс.* 1970. Т. XLI-XLII, С.97.
4. Kosovichev A.G., Zharkova V.V. // *Ap.J.* 2001. V. 550, P.105.
5. Sudol J.J., Harvey J.W. // *Ap.J.* 2005. V. 635, P. 647.

**ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ  
ИНТЕНСИВНОСТИ И СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ  
ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВДОЛЬ ПЕТЛИ  
МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК**

**Чариков Ю.Е.<sup>1,3</sup>, Кудрявцев И.В.<sup>1</sup>, Мельников В.Ф.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>2</sup>*Учреждение Российской академии наук Главная (Пулковская) астрономическая  
обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>3</sup>*Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образо-  
вания «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»,  
Санкт-Петербург, Россия*

**SPACE VARIATIONS AND POLARIZATION DEGREE OF HARD X-  
RAYS ALONG A MAGNETIC LOOP IN SOLAR FLARES**

**Charikov Yu.E.<sup>1,3</sup>, Kudryavtsev I.V.<sup>1</sup>, Melnikov V.F.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences,  
194021, Russia, St. Petersburg*

<sup>2</sup>*Central Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences,  
196140, Russia, St. Petersburg*

<sup>3</sup>*St. Petersburg State Polytechnical University, 195251, Russia, St. Petersburg*

*A modeling of temporal and spatial distribution of hard X-ray/gamma-ray emission has been conducted. We considered two possibilities with the injection of relativistic (30 keV–1 MeV) electrons located in the loop top. One of them is with an electron beam highly directed along a magnetic loop, and another one with isotropic pitch-angle distribution. We have solved the time-dependent Fokker-Planck equation for relativistic electrons in a converging magnetic field. The bright hard X-ray source in the loop top is formed in the case of the isotropic injection. Positive polarization degree reach up to 25%.*

Жесткое рентгеновское излучение (ЖРИ) является источником информации об энергетическом и угловом распределении ускоренных в солнечных вспышках электронах. В последние десятилетия появились данные о локализации ЖРИ, свидетельствующие о наличии источников не только в основании магнитной петли (петель), но и в ее вершине, то есть высоко в короне [1]. Так, например, для вспышки 13 июля 2005 года рентгеновские изображения в диапазоне 18–22 кэВ, полученные на RHESSI [1] показывают наличие 3-х источников излучения: два из которых находятся симметрично относительно вершины петли в ее подножиях, а третий в самой вершине, в короне. Следует отметить, что подобная картина наблюдалась и на более высоких энергиях.

Для интерпретации подобного рода источников следует рассмотреть, во-первых, кинетику ускоренных электронов во времени и вдоль магнит-

ной петли при учете энергетического, углового, пространственного и временного распределений.

Релятивистское уравнение Фоккера-Планка запишем в виде [2]

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -c\beta\mu \frac{\partial f}{\partial s} + c\beta \frac{d \ln B}{ds} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[ \frac{1-\mu^2}{2} f \right] + \frac{c}{\lambda_0} \frac{\partial}{\partial E} \left( \frac{f}{\beta} \right) + \frac{c}{\lambda_0 \beta^3 \gamma^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[ \left( 1-\mu^2 \right) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] + S(E, \mu, s, t)$$

Магнитное поле моделировалось параболическим законом [3]

$$\frac{B(s)}{B_0} = 1 + (s - s_1)^2 / s_2^2, \quad B_0 = 200 \text{ Гс}, \quad s_1 = 2.67 * 10^8 \text{ см}^{-3},$$

$$s_2 = 1.46 * 10^9 \text{ см}^{-3}$$

Начальные и граничные условия задавались в виде:

$$f(E, \mu > 0, s_{min}, t) = 0, \quad f(E, \mu < 0, s_{max}, t) = 0.$$

$$S(E, \mu, s, t) = S_1(E)S_2(\mu)S_3(s)S_4(t)$$

$$S_1(E) = K(E/E_0)^{-\delta}; \quad S_2(\mu) = \exp[-(\mu - \mu_1)^2 / \mu_0^2], \quad \mu_1 = 1, \quad \mu_0 = 0.81$$

$S_2(\mu) = 1$  в изотропном случае.

$$S_3(s) = \exp[-(s - s_1)^2 / s_0^2]; \quad S_4(t) = \exp[-(t - t_1)^2 / t_0^2]$$

Время инжекции электронов  $t_1 = 2.6$  с. Рассматривалось два вида инжекции – изотропная и анизотропная в конусе с  $\mu_0 = 0.81$  вдоль оси магнитного поля петли. Результаты численного интегрирования представлены на следующих рисунках. Рассмотрим случай изотропной инжекции ускоренных электронов в вершине петли.

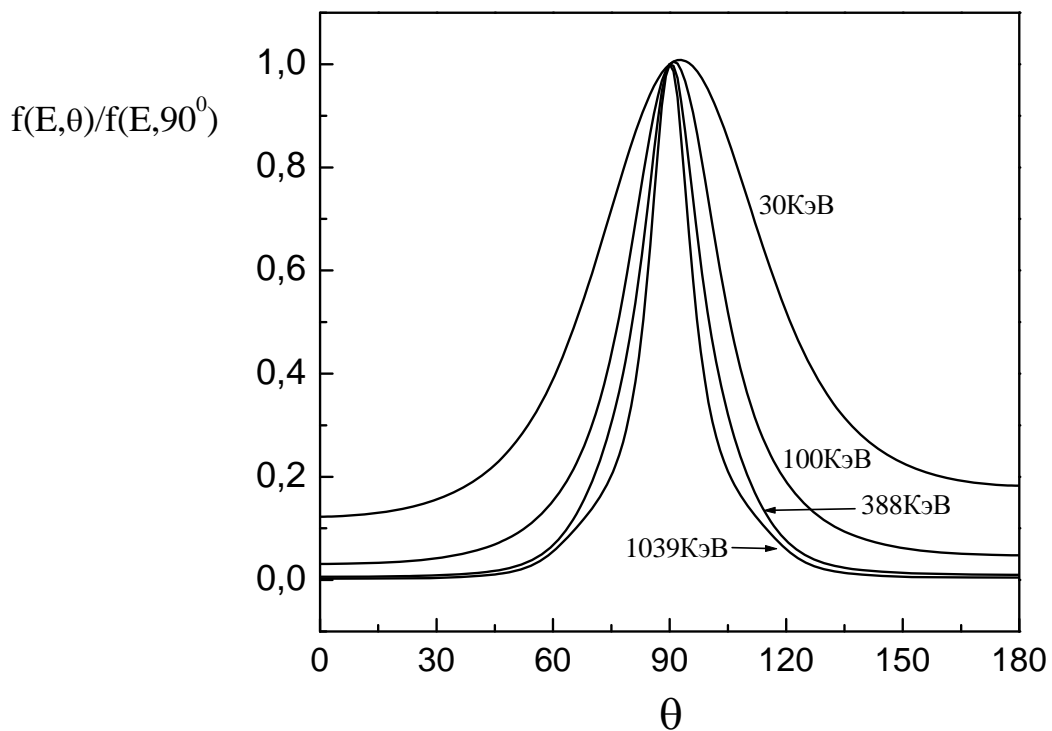
Из рисунка 1 следует, что первоначально изотропное распределение электронов превращается в анизотропное с максимумом на  $90^\circ$  в широком диапазоне энергий – от 30 кэВ до нескольких МэВ. Поперечная анизотропия электронов должна определять величину и знак степени поляризации ЖРИ.

Как следует из рис. 2 степень анизотропии со временем уменьшается в первую очередь для малых энергий электронов, что будет уменьшать степень поляризации ЖРИ.

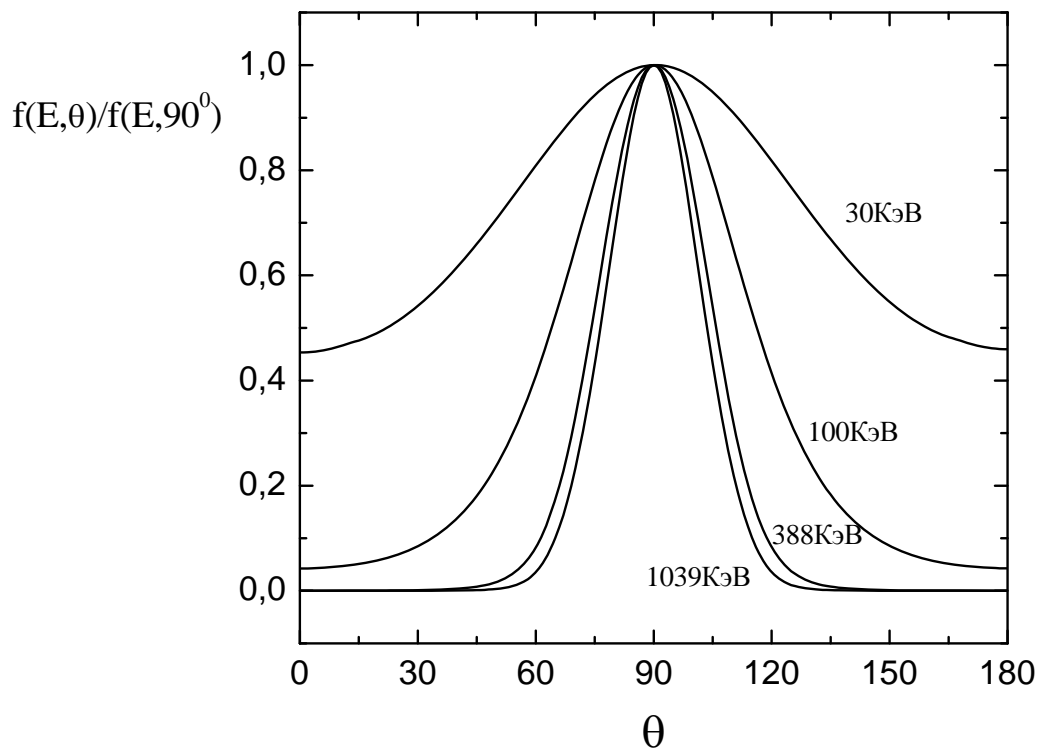
Теперь рассмотрим распределение электронов для этого же случая инжекции в подножиях петли. Сравнение кривых, представленных на Рис. 2 и 4, показывает, что в подножиях степень анизотропии электронов намного меньше, чем в вершине. Особенно это уменьшение заметно на



меньших энергиях. Кроме того, поперечный характер анизотропии меняется на продольный. Все это должно проявляться в поляризации ЖРИ.



**Рис. 1.** Нормированная функция распределения ускоренных электронов на расстоянии  $3,37 \cdot 10^7$  см от вершины петли для момента времени  $t = 3$  с после начала инъекции и для различных значений энергии в зависимости от питч – угла



**Рис. 2.** То же, что и на Рис. 1, но для момента времени  $t = 9$  с.

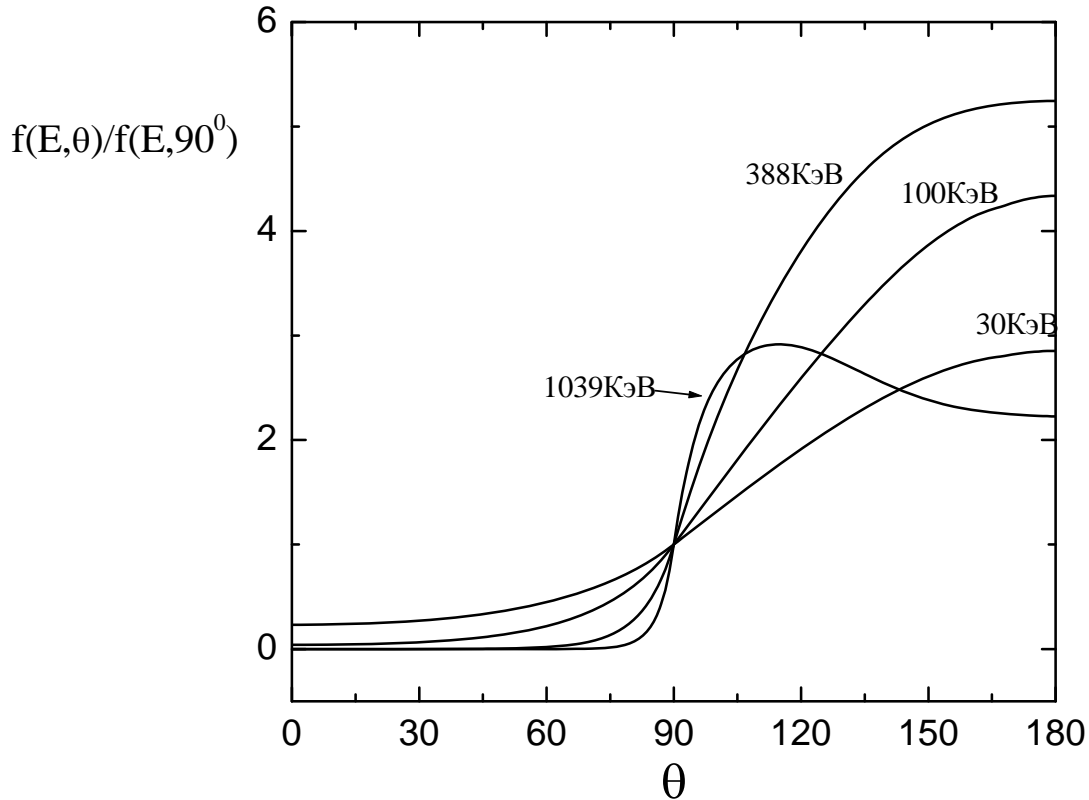


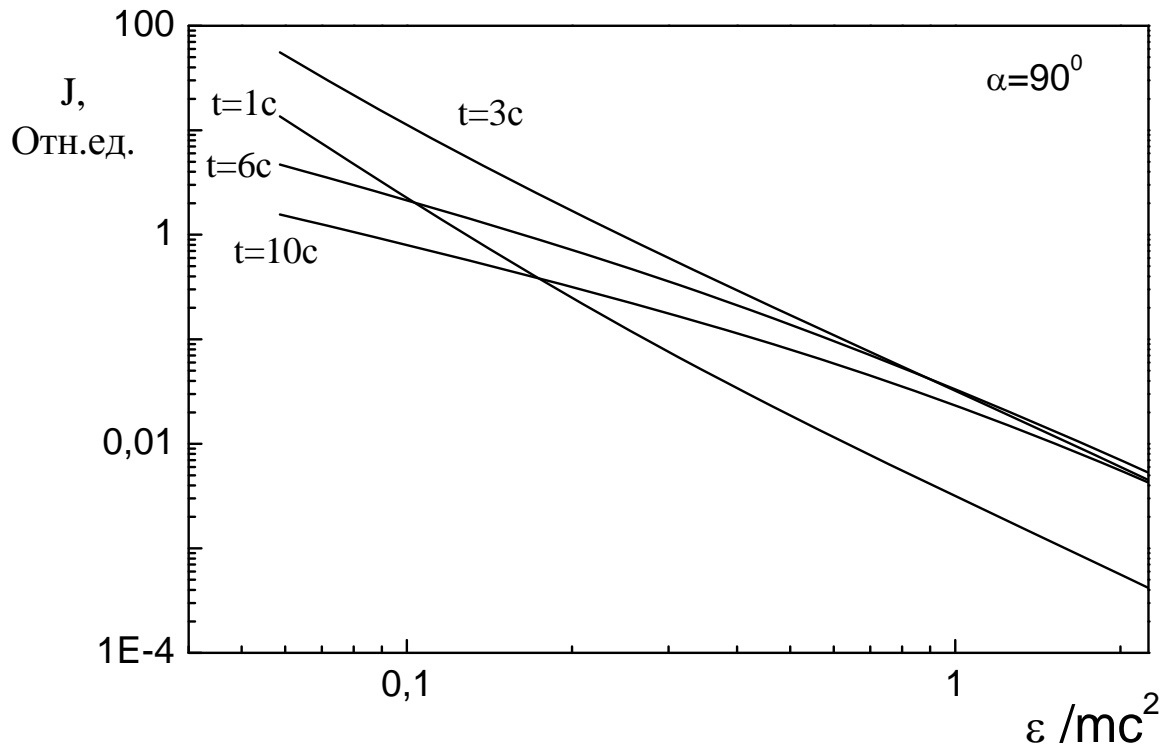
Рис. 3. То же, что и на Рис. 1, но для подножий петли.

Рассмотрим результаты расчета интенсивности и степени поляризации ЖРИ для соответствующих распределений ускоренных электронов.

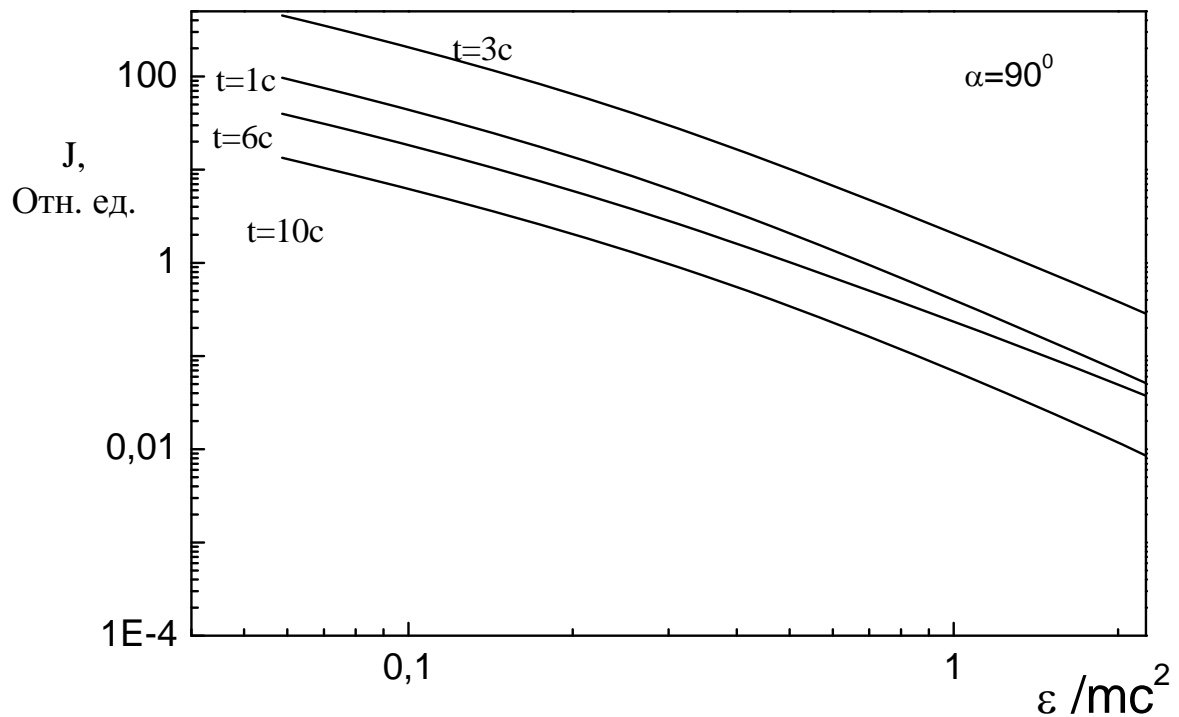
$$\frac{dI(\varepsilon, \alpha, z, t_-)}{dz} = \frac{S(z) \times n(z)}{4\pi R^2} \int_{\varepsilon}^{\infty} v(E) dE \int_{-1}^1 f(E, z, \mu, t) d\mu \int_0^{2\pi} \sigma(\varepsilon, E, \mu, \varphi) d\varphi$$

где  $S(z)$  – площадь поперечного сечения источника (петли), в общем случае зависит от координаты вдоль оси магнитной петли (уменьшается с ростом  $z$ ),  $n(z)$  – концентрация ионов плазмы, зависит от координаты  $z$  и определяется модельным образом.  $R = 1.5 \cdot 10^{13}$  см – астрономическая единица.

Полное (просуммированное по поляризации) сечение тормозного излучения  $\sigma$  получено в работе [4] в борновском приближении. Как следует из Рис. 4 интенсивность ЖРИ достигает в максимуме 70 относительных единиц, энергетический спектр становится жестче со временем. По сравнению с источником в вершине петли ЖРИ из подножий более интенсивное (Рис. 5), поток примерно в два раза выше, жесткость энергетического спектра со временем меняется со временем медленнее. Таким образом, для случая изотропной инжекции в вершине петли могут наблюдаться 3 источника сравнимых по потоку – один в вершине и два в подножиях. Рассмотрим результаты расчета степени поляризации ЖРИ.



**Рис. 4.** Энергетический спектр ЖРИ из вершины петли для случая изотропной инжекции электронов для различных моментов времени. Угол наблюдения  $\alpha = 90^\circ$ .



**Рис. 5.** Энергетический спектр ЖРИ из подножий петли для случая изотропной инжекции электронов для различных моментов времени. Угол наблюдения  $\alpha = 90^\circ$ .

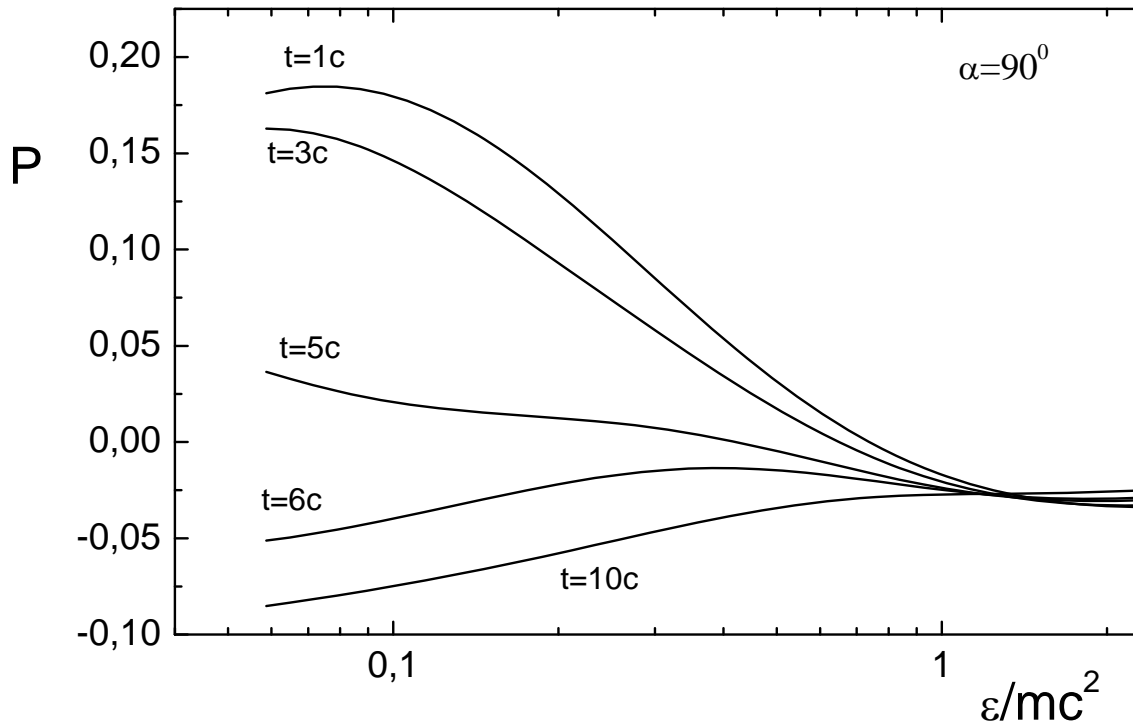


Рис. 6. Степень поляризации ЖРИ из вершины для разных моментов времени как функция энергии. Угол наблюдения  $\alpha = 90^\circ$ .

Степень поляризации ЖРИ в начальные моменты времени после инжекции достигает 18% и имеет положительный знак (Рис. 6), что свидетельствует о поперечном характере анизотропии в распределении ускоренных электронов. Со временем величина степени поляризации ЖРИ уменьшается, знак поляризации меняется на противоположный. Через 10 с величина степени поляризации становится равной  $-8\%$ . Степень поляризации ЖРИ из подножий не превышает 1% и потому обсуждению не подлежит.

Рассмотрение случая анизотропной инжекции вдоль оси магнитной петли будет изложено в следующей статье.

#### Литература

1. *Krucker S., Battaglia M., Cargill P.J., et al.* Astronomy and Astrophys. Rev., Vol. 16, 155–208, 2008.
2. *Hamilton R.J., Lu E.t., Petrosian V.*, Astrophys.J., Vol. 354, 726–734, 1990.
3. *Мельников В.Ф., Горбиков С.П., Резникова В.Э., Шибасаки К.*, *Астрономический журнал*, т.70, N10, 1472–1474, 2006.
4. *Gluckstern R.L., Hull M.H.*, Phys. Rev., Vol. 90, 1030, 1953.

## **НОВАЯ СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ НА РАДИОТЕЛЕСКОПАХ RT-2 И RT-3 НА ГАС ГАО РАН**

**Шрамко А.Д**

*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия*

## **NEW SYSTEM OF REGISTRATION ON RADIO TELESCOPES RT-2 AND RT-3 ON KISLOVODSK STATION**

**Shramko A. D.**

*Mountain Astronomical Station of the Central Astronomical Observatory at Pulkovo  
of the Russian Academy of Sciences, Kislovodsk, Russia*

*Upgrade of system of registration on radio telescopes of Kislovodsk Mountain Station RT-2  
( $\lambda = 3.2$  cm) and RT-3 ( $\lambda = 4.9$  cm) by means of the developed hardware-software complex.*

Регулярные наблюдения радиоизлучения Солнца дают важную информацию об уровне солнечной активности и быстропротекающих процессах в солнечной атмосфере. Радиотелескопы, регистрирующие полный поток радиоизлучения Солнца могут использоваться как для мониторинга вспышечных процессов, так и для исследовательских задач по изучению динамики солнечных вспышек и квазипериодических процессов в солнечной атмосфере. Современная компьютерная техника позволяет произвести модернизацию используемых радиотелескопов для обеспечения улучшения их характеристик, функциональности и удобства использования.

Целью текущей модернизации системы регистрации является разработка аппаратно-программного комплекса для реализации следующих задач: 1) Создание многоканального компьютерного синхронного детектора реального времени с независимым детектированием сигнала модуляции; 2) Уменьшить постоянную времени радиоданных с 500 мс до 100 мс; 3) Реализовать систему программных аттенюаторов низкочастотного сигнала обеспечивающих регистрацию радиосигнала при увеличении в 30 дБ некомпенсированного сигнала Солнца во время больших всплесков; 4) Обеспечить простоту при изменении числа регистрируемых каналов и их аппаратных характеристик; 5) Применить цифровую фильтрацию входных сигналов для уменьшения аппаратной части; 6) Реализовать удобный и информативный графический интерфейс для вывода радиоданных и для их обработки (калибровка, всплески) непосредственно во время наблюдения; 7) Создание удобных средств диагностики работы радиотелескопов; 8) Реализация возможности регистрации подобной «старой» системы использующей внешний синхронный детектор (одноканальный ввод); 9) Вывод в реальном времени через Интернет графиков изменения радиоизлучения Солнца каждые 10 минут.

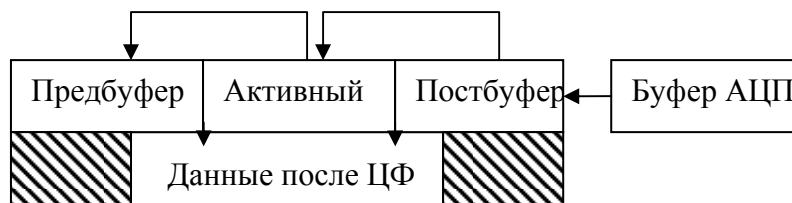
Для реализации этих задач была написана многозадачная программа, на языке программирования VisualC из пакета Microsoft Visual Studio 2008. В качестве карты АЦП-ЦАП использовалась PCI-плата L-791 (ООО "Л КАРД") с АЦП частотой преобразования 400 кГц, имеющей 32 независимых канала ввода и разрядностью 14 бит. Это дало возможность реализовать многоканальный компьютерный синхронный детектор реального времени и уменьшить постоянную времени до 100 мс при практически той же чувствительности. Внутренний аттенюатор карточки ( $V_{max} = \pm 10V$ ,  $\pm 0.078V$ ) дал возможность получить динамический диапазон радиосигнала не менее 30 дБ.



**Рис. 1.** Схема аппаратно-программного комплекса регистрации радиоизлучения Солнца.

На рис. 1 представлена структурная схема данного аппаратно-программного комплекса. С радиотелескопов, при использовании модуляционного радиометра-поляриметра, приходит детектированный разностный низкочастотный сигнал между сигналом с облучателя и компенсирующим сигналом. Этот сигнал соответствует частоте модуляции с небольшой фазовой задержкой. В программе предусмотрен её учет. Этот сигнал поступает на активный ФВЧ на ОУ, для удаления постоянной составляющей из сигнала (частота среза 2 Гц) и увеличения выходного сопротивления для повышения помехоустойчивости. Далее сигнал поступает на один из каналов АЦП платы. Параллельно на другой канал АЦП поступает сигнал модуляции. Возможен также режим «старой» системы регистрации использующей внешний синхронный детектор (одноканальный ввод).

Для получения данных с АЦП применяется циклический буфер, который для карты L-791 в компьютере всегда имеет один и тоже размер - 128К 32-х разрядных отсчетов. Этот буфер равномерно распределяется между используемыми каналами АЦП, учитывая при этом, что в режиме компьютерного синхронного детектора необходимо задействовать два канала. В оцифрованном сигнале модуляции определяются моменты переключения и средняя частота меандра, измеряемая за время считывания буфера (1сек). Эту частоту мы вырезаем с помощью полосового или гребенчатого цифрового фильтра. Параметры фильтрации задаются для каждого канала.



**Рис. 2.** Использование трех буферов АЦП для цифровой фильтрации данных.

Т.к. при использовании цифровых фильтров в начале и в конце массива имеет место потеря данных равная половине числа членов фильтра в программе применяется дополнительный буфер по длине равный трем буферам АЦП (пред + активный + пост), которые постепенно вытесняют друг друга так, что старые данные заменяются новыми (рис. 2). Обработываются данные после фильтрации активного буфера.

С учетом моментов переключения меандра модуляции, фазовой задержки в сигнале определяются уровни, соответствующие сигналу с облучателя и компенсирующему сигналу. Вычисляется разница между этими уровнями. Это и есть искомое значение, которое усредняется за 100 мс и записывается. Реализована система программных аттенюаторов разностного сигнала для регистрации больших всплесков на Солнце. Если сигнал достигает 90%, от диапазона АЦП, происходит переключение на менее чувствительный диапазон.

Удобный и информативный графический интерфейс программы тоже немаловажен. Есть возможность изменения параметров сбора радиоданных непосредственно из интерфейса программы с помощью специального диалога. Есть диалог, который реализует двулучевой осциллограф реального времени для контроля и диагностики работы радиотелескопов. Проведение обработки каждодневной калибровки радиоданных без прерывания регистрации из интерфейса программы для перевода данных в физические величины.

Интерфейс программы представляет собой графическую оболочку под операционную систему Windows XP (рис.3) на основе однодокументного MDI. Основными элементами основного окна являются диаграммы временных графиков. Одна из которых является графиком временного изменения радиосигнала за весь день наблюдения с возможностью масштабирования. Другая является осциллографической диаграммой реального времени для контроля работы. В режиме компьютерного синхронного детектора в этой диаграмме выводятся данные входного сигнала, сигнала модуляции и результатов цифровой фильтрации. Также в программе появилась возможность вывода через Интернет на web-сайте станции в реальном времени графика радиосигнала Солнца каждые 10 минут. Это осуществляется с помощью функций протокола FTP реализованных в программе.

На рис. 4 приведены графики всплесков при одновременной работе старой и новой системы регистрации. Хорошо видно улучшение временного разрешения при работе с новой системой регистрации.



Рис. 3. Блок-схема программы.

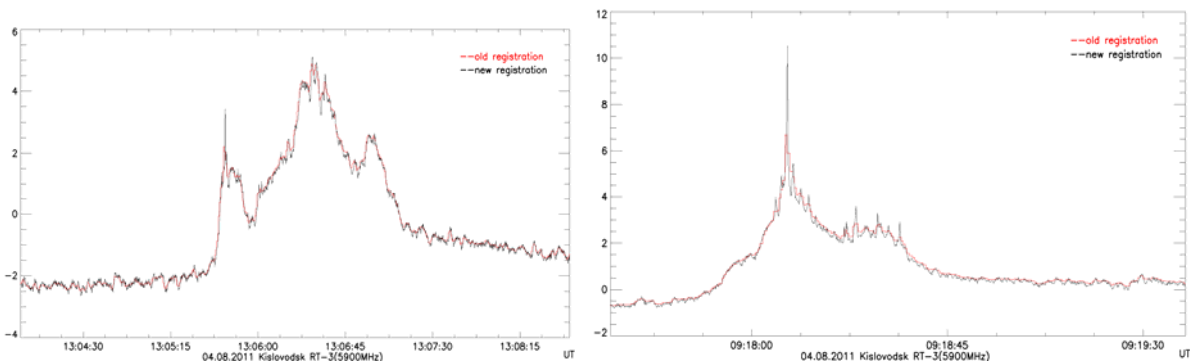


Рис.4. Радиовсплески при одновременной работе старой и новой системы регистрации.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ и НШ-3645.2010.2.

### Литература

1. Шрамко А.Д. Методика наблюдений и обработки солнечных всплесков на радиотелескопе горной астрономической станции ГАО на волне 5.1 см. // Изв. ГАО. 2004.
2. Есепкина Н.А., Корольков Д.В., Парийский Ю.Н. Радиотелескопы и радиометры. М.: Наука. 1973



## **СОЛНЕЧНЫЕ ЛОКАЛЬНЫЕ ИСТОЧНИКИ В РАДИОДИАПАЗОНЕ ПО ЧАСТНОМУ ЗАТМЕНИЮ 04.01.2011 НА ГАС ГАО РАН**

**Шрамко А.Д., Гусева С.А.**

*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия*

## **SOLAR LOCAL SOURCES IN THE RADIO EMISSION ON PARTIAL ECLIPSE ON JANUARY 4, 2011 ON KISLOVODSK STATION**

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

*Mountain Astronomical Station of the Central Astronomical Observatory at Pulkovo  
of the Russian Academy of Sciences, Kislovodsk, Russia*

*The analysis of the observant data of a partial solar eclipse from 1/4/2011 on the data from radio telescopes RT-2 ( $\lambda = 3.2$  cm) and RT-3 ( $\lambda = 4.9$  cm).*

Солнечное затмение – уникальное событие, каждый раз дающее новые наблюдательные данные. Затмение 04.01.2011 г. произошло в день, когда на диске Солнца наблюдались несколько мощных локальных источников (ЛИ): группа пятен, униполярное пятно, факельные площадки, а также протяженное волокно и корональные дыры (КД).

Цель данной работы это исследование влияния различных ЛИ на интегральный поток радиоизлучения Солнца.

### **Наблюдательный материал**

4 января 2011 г. наблюдение частного солнечного затмения проводилось на двух радиотелескопах Кисловодской ГАС РТ-2 ( $\lambda = 3.2$  см) и РТ-3 ( $\lambda = 4.9$  см), в канале интенсивности, квазиулиевым методом. В месте наблюдения ( $l = 42^{\circ}40'E$ ,  $f = 43^{\circ}44'N$ ) максимальная фаза затмения составила 0.69. Для отождествления ЛИ на диске Солнца в день наблюдения затмения использовались данные орбитальной обсерватории SDO (спектрогелиограф AIA). Контроль быстропротекающих процессов, пульсаций и колебаний высокой мощности во время затмения осуществлялся по данным спутников GOES-15.

### **Методы и результаты обработки**

Для определения радиоизлучения от различных участков на диске Солнца была написана программа на языке IDL6.1, которая моделирует процесс затмения, по методике, описанной в [1]. Графики компьютерного моделирования данного солнечного затмения представлены на рис. 1

На радиозатменных кривых покрытия (рис. 2, вверху) видны неоднородности, которые мы отождествили, используя оптические данные спутника SDO, с различными ЛИ: две группы пятен (ГП), униполярное пятно

(УП), факельные площадки (ФП), волокна (В), среднеширотные и полярные КД.

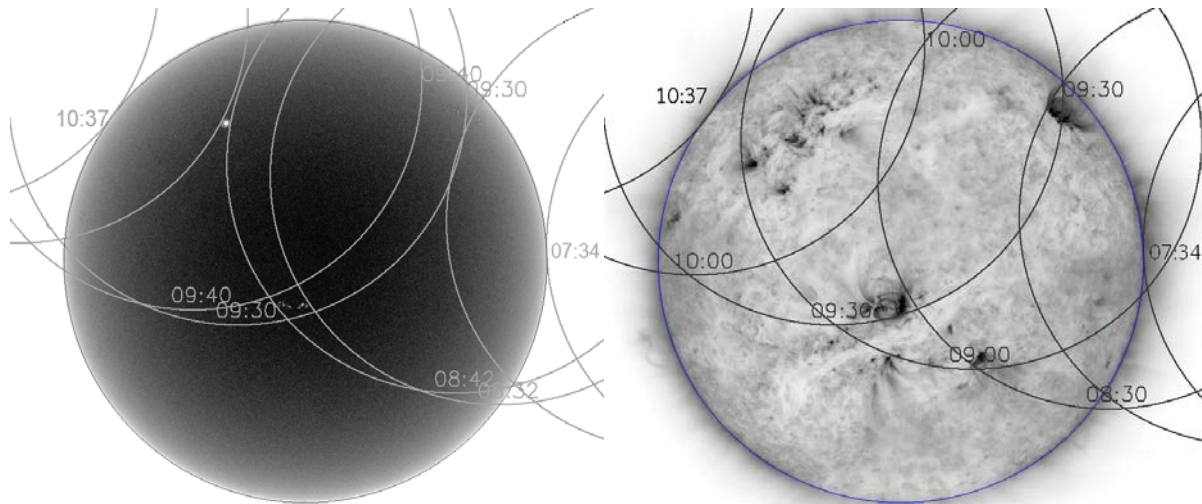


Рис. 1. Наложение фаз затмения на негативы SDO HMI и AIA171Å.

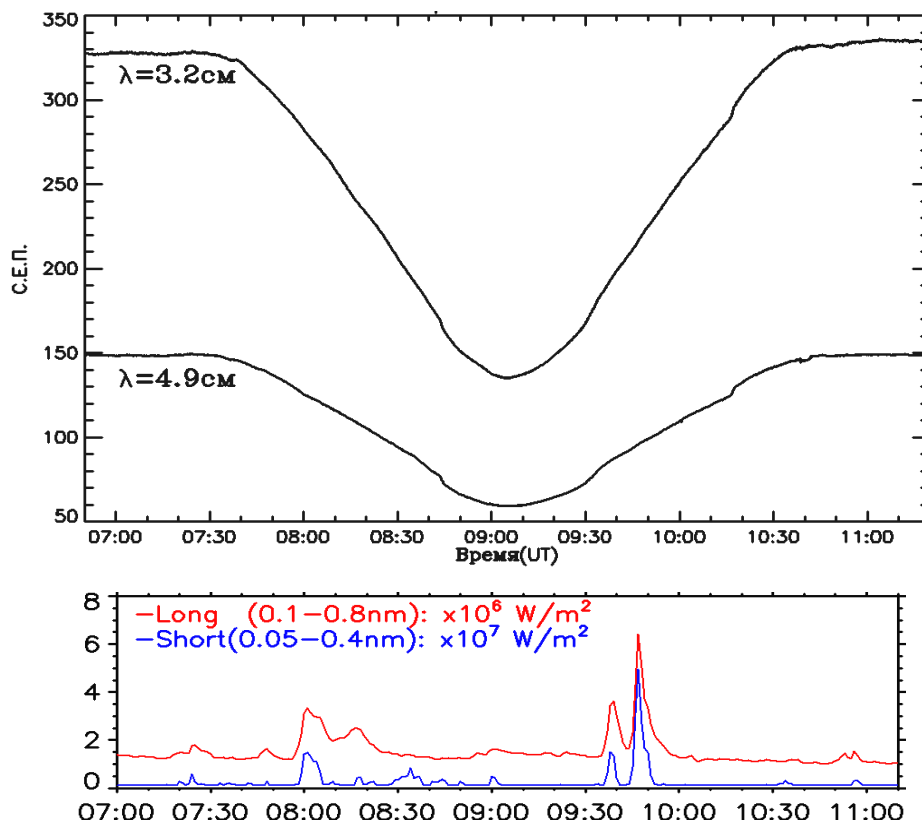
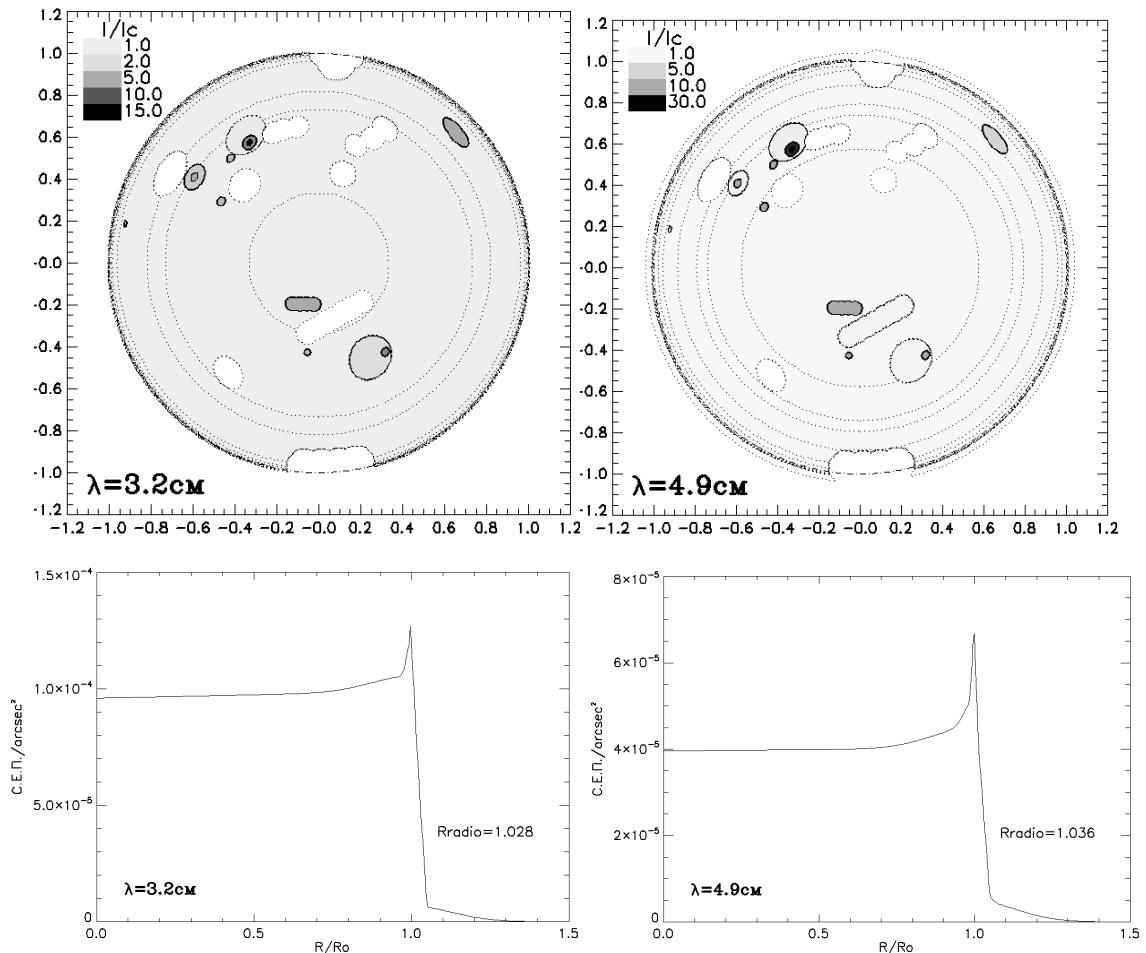
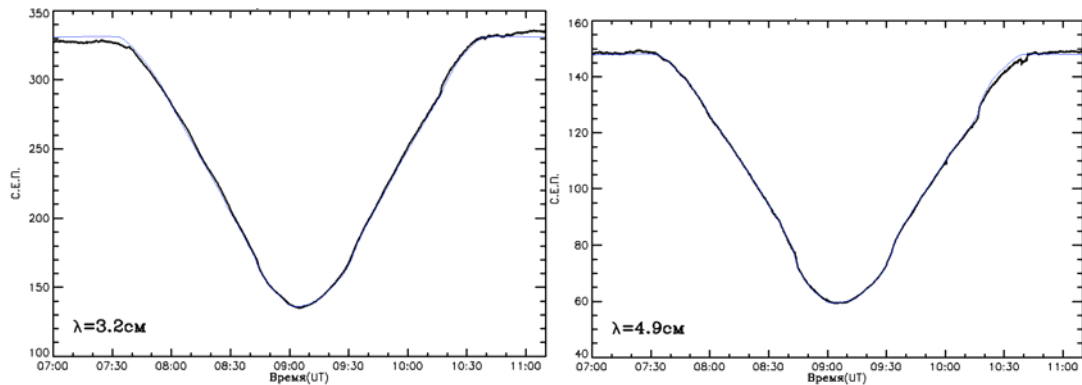


Рис. 2. Наблюдённые радиозатменные кривые и данные GOES-15.

Используя расчеты, сделанные в [2, 3] можно определить теоретическое изменение интенсивности радиоизлучения от центра к лимбу, которое зависит от температуры верхнего слоя хромосферы и короны (рис. 3, внизу). Эти расчеты и найденные источники были использованы при построении модели радиокарт Солнца для 3.2 см и 4.9 см (рис. 3, вверху).



**Рис. 3.** Радиокарты и изменения радиояркости Солнца от центра к лимбу для 3.2 и 4.9 см.



**Рис. 4.** Наблюдаемые и теоретические затменные кривые Солнца для 3.2 и 4.9 см.

Используя эти карты и подбирая радиоинтенсивность найденных источников, мы добивались максимального соответствия наблюдаемой и теоретической затменных кривых Солнца (рис.4). Необходимо было учитывать погодные условия наблюдения, которые были не идеальными, а также во время затмения по данным GOES-15 произошли два всплеска класса C3 и C6 (рис. 2, внизу). Учитывая вышеизложенные факты, мы добились хорошее согласование между наблюдаемыми и теоретическими

кривыми (рис. 4). Поток радиационного излучения ЛИ (рис. 5) в относительных (относительно радиационного излучения центра диска Солнца) и абсолютных единицах приведен в табл. 1.

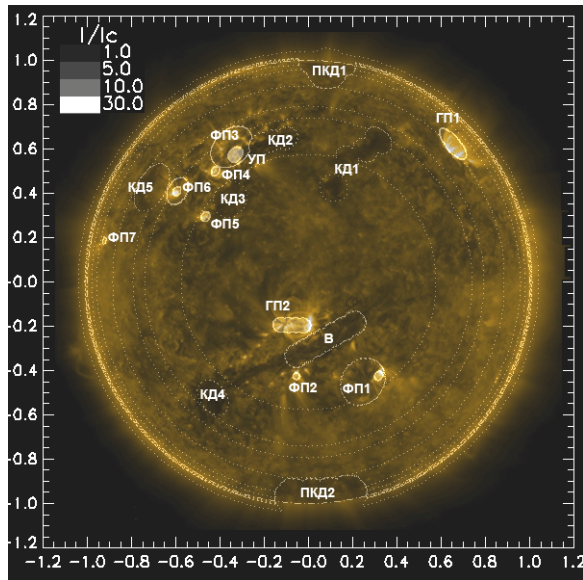


Рис. 5. Наложение изображения SDO AIA171Å на радиокарту.

Таблица 1.

Источники:	$\lambda = 3.2$ см		$\lambda = 4.9$ см	
	<i>F<sub>отн.</sub></i> , <i>F/F<sub>ц</sub></i>	<i>F<sub>абс.</sub></i> , <i>с.е.п.</i> , <i>arcsec<sup>2</sup></i>	<i>F<sub>отн.</sub></i> , <i>F/F<sub>ц</sub></i>	<i>F<sub>абс.</sub></i> , <i>с.е.п.</i> , <i>arcsec<sup>2</sup></i>
ГП1	5.1	$(490 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	10.1	$(400 \pm 1) \cdot 10^{-6}$
ГП2	6.2	$(595 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	14.2	$(562 \pm 1) \cdot 10^{-6}$
УП	10.1	$(970 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	29.5	$(117 \pm 1) \cdot 10^{-5}$
В	0.4	$(38 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	1.3	$(52 \pm 1) \cdot 10^{-6}$
ФП1	2.7	$(259 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	3.4	$(135 \pm 1) \cdot 10^{-6}$
ФП2	4.1	$(394 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	9.2	$(364 \pm 1) \cdot 10^{-6}$
ФП3	1.5	$(144 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	2.5	$(99 \pm 1) \cdot 10^{-6}$
ФП4	4.1	$(394 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	9.0	$(356 \pm 1) \cdot 10^{-6}$
ФП5	4.1	$(394 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	9.0	$(356 \pm 1) \cdot 10^{-6}$
ФП6	4.4	$(422 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	5.1	$(202 \pm 1) \cdot 10^{-6}$
ФП7	3.1	$(298 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	6.1	$(242 \pm 1) \cdot 10^{-6}$
КД1	0.8	$(77 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	0.3	$(12 \pm 1) \cdot 10^{-6}$
КД2	0.7	$(67 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	0.3	$(12 \pm 1) \cdot 10^{-6}$
КД3	0.8	$(77 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	0.4	$(16 \pm 1) \cdot 10^{-6}$
КД4	0.8	$(77 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	0.4	$(16 \pm 1) \cdot 10^{-6}$
КД5	0.8	$(77 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	0.3	$(12 \pm 1) \cdot 10^{-6}$
ПКД1	0.3	$(29 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	0.2	$(8 \pm 1) \cdot 10^{-6}$
ПКД2	0.3	$(29 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	0.2	$(8 \pm 1) \cdot 10^{-6}$

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ и НШ-3645.2010.2.

### Литература

1. Шрамко А.Д., Сенюк В.А., Тлатов А.Г. Наблюдение солнечного затмения 29.03.2006 в радиодиапазоне на волнах 3.2 и 4.9 см (ГАС ГАО РАН) // Труды конф., 2007, СПб, ГАО РАН, с. 369–374.
2. Шрамко А.Д., Гусева С.А. Сравнительный анализ данных солнечного затмения 29 марта 2006 года в сантиметровом радиодиапазоне с наблюдениями эмиссионных линий // Труды конф., 2007, СПб, ГАО РАН, с.365–368.
3. Шрамко А.Д., Гусева С.А. Исследование радиационного излучения корональных дыр в минимуме активности Солнца по частному затмению 01.08.2008 на ГАС ГАО РАН // Труды конф., 2011, СПб, ГАО РАН, с.459–462.

## **Секция 3**

# **ГЕЛИОСЕЙСМОЛОГИЯ**



## **ОСОБЕННОСТЬ В СПЕКТРЕ КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ NOAA 10139**

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

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

<sup>2</sup>Радиоастрономическая обсерватория Нобейма, Япония

## **FEATURE IN THE SPECTRUM OF SHORT-TERM OSCILLATIONS OF THE MICROWAVE EMISSION OF NOAA 10139**

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

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

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

*We present investigation of oscillations' parameters of microwave emission in connection with their flare activity for NOAA 10139. We used radio maps of the Sun obtained with the Nobeyama Radioheliograph at frequency of 17 GHz. The spatial resolution of the radio data was about 10–20 arcsec. We made synthesis of full Sun images with the cadence 10 seconds and with the time averaging of 10 sec too. We find differences in the oscillations between pre-flare and post-flare phases. In particular, we demonstrate a case of powerful three-minute oscillations that start just before the burst. This event is similar to the case of the precursor investigated by Sych, R. et al. (Astron. Astrophys. 505, 791, 2009).*

Короткопериодические колебания излучения различных структур солнечной атмосферы отражают волновые процессы, происходящие в активных областях, и исследование таких явлений может служить мощным инструментом диагностики корональной плазмы [1].

Данная работа продолжает серию работ, начатых авторами по изучению связи короткопериодических (с периодами до 10–15 минут) колебаний со вспышечной активностью [2–4]. В работе [5] приведены наблюдательные данные, свидетельствующие о том, что короткопериодические колебания микроволнового излучения – это проявление волн, распространяющихся от фотосферы в корону вдоль магнитной силовой трубки пятна. На разных уровнях солнечной атмосферы (оптические и радионаблюдения) наблюдались похожие цуги колебаний, между которыми существовал сдвиг по времени около 40–50 сек.

Идея поиска связи между спектрами колебаний и вспышками не нова. Связь параметров КПК микроволнового излучения и вспышечной активности была обнаружена почти 40 лет назад по наблюдениям на малых антеннах [6–8]. Однако возможности инструментов того времени были ограничены и не позволяли провести детальные исследования для отдельных активных областей. Новые возможности исследования КПК в микроволновом диапазоне [9, 10] открылись благодаря созданию радиогелиографа Нобейма (NoRH) [11]. На радиогелиографе ведутся непрерывные наблюдения

с 1992 года по 7–8 часов ежедневно с временным разрешением 1 секунда в штатном режиме на частотах 17 и 34 ГГц с регистрацией интенсивности и круговой поляризации (параметры Стокса  $I$  и  $V$ ). Угловое разрешение составляет 10–20 угловых секунд на частоте 17 ГГц, что позволяет уверенно выделять пятенные источники радиоизлучения.

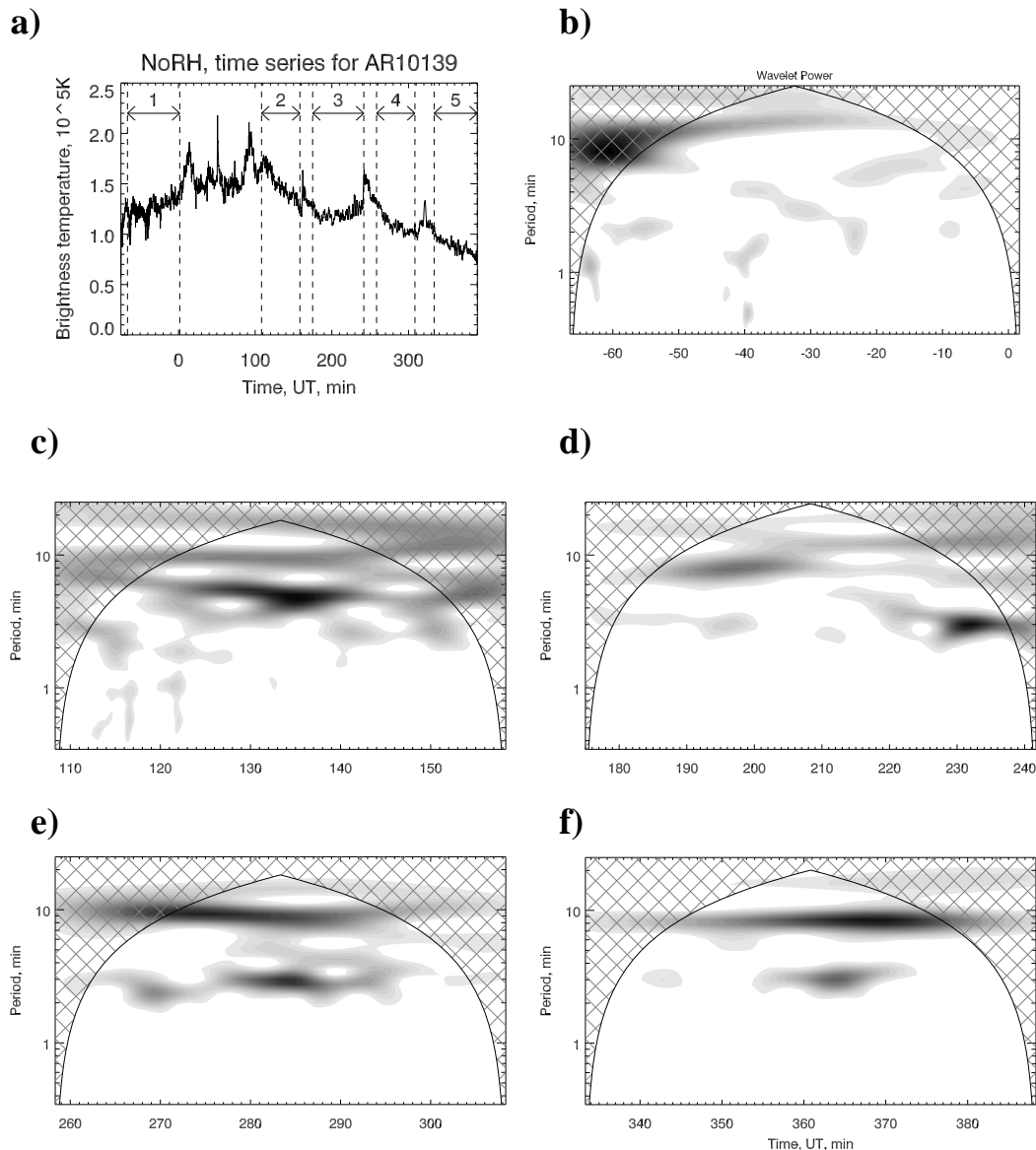
Для обработки данных использовалась разработанная авторами методика, включающая следующие основные этапы: синтезирование полных изображений Солнца в интенсивности и круговой поляризации (параметры Стокса  $I$  и  $V$ ) с шагом по времени 10 сек и временем усреднения также 10 сек, интерактивное выделение фрагмента изображения с исследуемым источником на одном из изображений, вычисление положения фрагмента на всех остальных изображениях с учётом вращения Солнца, выделение фрагментов на всех изображениях, вычисление максимальной яркостной температуры на каждом фрагменте и построение временного профиля, вейвлет-анализ полученных временных профилей [12]. При построении временных профилей контролировались координаты точки максимальной яркостной температуры, чтобы быть уверенными в том, что все точки временного профиля относятся к одной физической области.

Поскольку яркие пятенные источники, как правило, имеют циклотронную природу, интенсивность (параметр Стокса  $I$ ) и круговая поляризация (параметр Стокса  $V$ ) дают похожие результаты. Для окончательного анализа мы использовали данные только интенсивности. Рассматриваемый источник имеет размеры, сравнимые с синтезированной диаграммой направленности, и не разрешается. В такой ситуации временные профили максимальных яркостных температур и потоков дают практически одинаковые результаты, и мы ограничились использованием пиковых яркостных температур.

На рис. 1а приведён временной профиль максимальной яркостной температуры радиоисточника АО NOAA 10139. Тренд вызван суточным изменением синтезированной диаграммы направленности радиогелиографа. В течение дня произошло несколько небольших всплесков. Для анализа были выбраны 5 интервалов между всплесками, показанные на рисунке вертикальными штриховыми линиями. Характер колебаний в различных интервалах различен (рис 1b-1f). В течение первого интервала наблюдаются только не очень мощные колебания с периодом около 10 минут или немного больше и отсутствуют трёх- и пятиминутные колебания. Во втором фрагменте временной серии мы видим 25-минутный цуг пятиминутных колебаний. Также проявляются 10-минутные колебания на всем протяжении интервала. Третий фрагмент показывает длительный цуг 8–10-минутных колебаний и начало трёхминутных колебаний в конце интервала. На четвёртом фрагменте видны трёхминутные колебания и длинный цуг мощных десятиминутных колебаний. Аналогичная картина проявляет-



ся и на пятом фрагменте: короткий цуг умеренных трёхминутных колебаний и длинный цуг 8–10 минутных.



**Рис. 1.** а) Временной профиль максимальной яркостной температуры микроволнового излучения NOAA 10139 на волне 1.76 см. Вертикальными прерывистыми линиями показаны анализируемые интервалы между всплесками. б), с), д), е), ф) Вейвлет-спектры фрагментов 1, 2, 3, 4, 5 временного профиля.

Наиболее интересная особенность проявляется в спектре колебаний для третьего фрагмента. Мощные трёхминутные колебания начинаются за 15–20 минут перед всплеском. Вероятно, это предвестник, аналогичный исследованному в работе [13]. Тот факт, что подобное явление обнаружено разными авторами и для событий разной мощности, позволяет предположить, что оно не является единичным, и следует провести специальное исследование по выявлению подобных случаев. Одна из возможных интерпретаций заключается в том, что МГД волны, распространяющиеся вдоль силовой трубки магнитного поля пятна снизу вверх, могут вызывать вспы-

печные процессы. В работе [13] предполагается возможность использования таких предвестников для прогностических целей. Конечно, при этом есть некоторые трудности. Во-первых, выявление такого предвестника требует довольно сложной обработки наблюдательного материала. Во-вторых, эффект проявляется всего лишь за несколько минут до вспышки или всплеска. Т.е. необходимы дополнительные исследования.

### **Основные выводы**

Подтверждается существование связи между спектром короткопериодических колебаний и вспышечной активностью. Обнаружен случай усиления мощности трёхминутных колебаний за 15–20 до всплеска. Возможная интерпретация эффекта – связь между МГД волнами, распространяющимися вдоль магнитного поля пятна и вспышечными процессами. Радиогелиограф Нобеяма является подходящим инструментом для подобных исследований.

Работа частично поддержана Научной программой VI.15 ОФН РАН.

### **Литература**

1. *Nakariakov, V.M., Erdelyi, R.*: 2009, *Space Science Reviews*, **149**, 1.
2. *Г.Б. Гельфрейх, В.Е. Абрамов-Максимов, К. Шибасаки.* Труды XI Пулковской международной конференции по физике Солнца "Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизических проявлений", ГАО РАН, Пулково, Санкт-Петербург, 2–7 июля 2007 года, с.101.
3. *Абрамов-Максимов В.Е., Гельфрейх Г.Б., Сыч Р.А., Шибасаки К.* Труды Всероссийской ежегодной конференции "Солнечная и солнечно-земная физика – 2010" (XIV Пулковской конференции по физике Солнца), ГАО РАН, Пулково, Санкт-Петербург, 3–9 октября 2010 года, ред. А.В.Степанов и Ю.А. Наговицын, с. 15.
4. *Abramov-Maximov, V.E., Gelfreikh, G.B., Shibasaki, K.* *Solar Physics*, 2011, 'Online First': <http://www.springerlink.com/openurl.asp?genre=article&id=doi:10.1007/s11207-011-9822-6>.
5. *Abramov-Maximov, V.E., Gelfreikh, G.B., Kobanov, N.I., Shibasaki, K., Chupin, S.A.* *Solar Physics*, 2011, Volume 270, Issue 1, p. 175.
6. *Кобрин М.М., Коришунов А.И., Снегирев С.Д., Тимофеев Б.В.*: 1973, *Солнечные данные*, №10, 79.
7. *Коришунов А.И., Прокофьева Н.А.*: 1976, *Солнечные данные*, №2, 52.
8. *Алешин В.И., Кобрин М.М., Коришунов А.И.*: 1973, *Изв. ВУЗов, Радиофизика*, **16**, 747.
9. *Gelfreikh, G.B., Grechnev, V.V., Kosugi, T., Shibasaki, K.*: 1999, *Sol.Phys.*, **185**, 177.
10. *Gelfreikh, G.B., Nagovitsyn, Yu.A., Nagovitsyna, E.Yu.*: 2006, *PASJ*, **58**, 29.
11. *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.
12. *Torrence, C., Compo G.P.*: 1998, *Bull. Am. Meteo. Soc.* 79, 61.
13. *Sych, R., Nakariakov, V.M., Karlicky, M., Anfinogentov, S.*: 2009, *A&A*, **505**, 791.

## **ГИБРИДНЫЙ МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ РАДИОИЗОБРАЖЕНИЙ СОЛНЦА НА ССРТ**

**Анфиногентов С.А., Кочанов А.А., Просовецкий Д.В.**

*Учреждение Российской академии наук Институт солнечно-земной физики  
СО РАН, Иркутск, kochanov@iszf.irk.ru*

## **A HYBRID METHOD FOR DECONVOLUTION OF SOLAR RADIO IMAGES OBTAINED BY SSRT**

**Anfinogentov S.A., Kochanov A.A., Prosovetsky D.V.**

*The Institute of Solar-Terrestrial Physics of SB RAS, Irkutsk*

*We present a method for hybrid reconstruction of solar radio-images obtained by Siberian Solar Radio Telescope (SSRT). The method allows one to reconstruct the distribution of radio brightness in active regions, simultaneously keeping low-contrast image details, and is based on adaptive filtering procedures and the latest modification of nonlinear deconvolution algorithm – MS CLEAN. The latter adapted to work with SSRT data. The developed algorithms can be used for SSRT pipeline data processing, as well as for restoration of solar images from a new multi-frequency radio heliograph prototype 4–8 GHz currently in operation since 2010.*

Задача восстановления истинного распределения радиояркости наблюдаемых объектов не нова и возникает на этапе первичной обработки наблюдательных данных на всех радиоинтерферометрах. Изображение наблюдаемого объекта может быть представлено интегральным уравнением Фредгольма I-го рода [1,2]:

$$\int_{-R-R}^{+R+R} \int_{-R-R}^{+R+R} h(x-x_1, y-y_1) \cdot f(x_1, y_1) dx_1 dy_1 = g(x, y) + n(x, y), \quad (1)$$

где  $g(x, y)$  есть наблюдаемое распределение радиояркости;  $f(x_1, y_1)$  – истинное распределение радиояркости;  $h(x, y)$  – передаточная функция инструмента (или диаграмма направленности (ДН) телескопа);  $n(x, y)$  – стационарный аддитивный гауссов шум. К сожалению, задача решения данного уравнения является некорректно поставленной, поскольку спектр пространственных частот наблюдаемого изображения  $g(x, y)$  всегда ограничен передаточной функцией инструмента. Задача восстановления осложняется еще и тем, что функция ядра  $h(x, y)$  в уравнении (1) может значительно отличаться от расчетной. Поэтому, на практике приходится решать уравнения типа (1) с неточно определенной функцией ядра и осуществлять экстраполяцию спектра пространственных частот изображения  $g(x, y)$  за область определения передаточной функции  $h(x, y)$ .

Одной из наиболее успешных процедур в радиоастрономии является алгоритм чистки – CLEAN, разработанный Хёгбомом [3] (см. также [4]) для точечных радиоисточников. Несмотря на очевидные преимущества, классический метод CLEAN и его поздние модификации (см., например, [5, 6]) обладают явными недостатками – искажения в виде «дробленной» структуры, проявляющейся при восстановлении протяженных областей. Кроме этого, CLEAN не способен адекватно решать задачу восстановления в случае неточного знания функции ядра уравнения (1).

Поэтому, возникает потребность в комбинированных подходах, основанных на одновременном или последовательном применении нескольких методов, позволяющих получить более качественное решение по сравнению другими процедурами обработки. Предпосылками настоящей работы послужили новые результаты, полученные в работах [7, 8, 9].

Для устранения описанных недостатков методов реконструкции радиоизображений предлагается гибридный метод реконструкции изображений Солнца, объединяющий новый нелинейный алгоритм деконволюции – MS-CLEAN [7], и метод адаптивной фильтрации радиокарт. Это позволяет восстанавливать распределение радиояркости в активных областях при одновременном сохранении слабоконтрастных деталей изображения и протяженных структур.

Мы реализовали данный метод для обработки данных Сибирского солнечного радиотелескопа (ССРТ, [10]). Восстановление изображения на ССРТ можно разделить на три этапа:

*1. Предварительная обработка первичных данных,* включающая (а) калибровку первичных данных (выравнивание усиления и нулевого уровня частотных каналов и т.д.); (б) формирование изображений Солнца путем преобразования координат из системы время-частота в систему часовой угол-склонение (в) подавление высокочастотных шумов за пределами полосы пропускания инструмента (П-образный фильтр низких частот с плавными краями).

*2. Восстановление радиоизображения методом MS-CLEAN.*

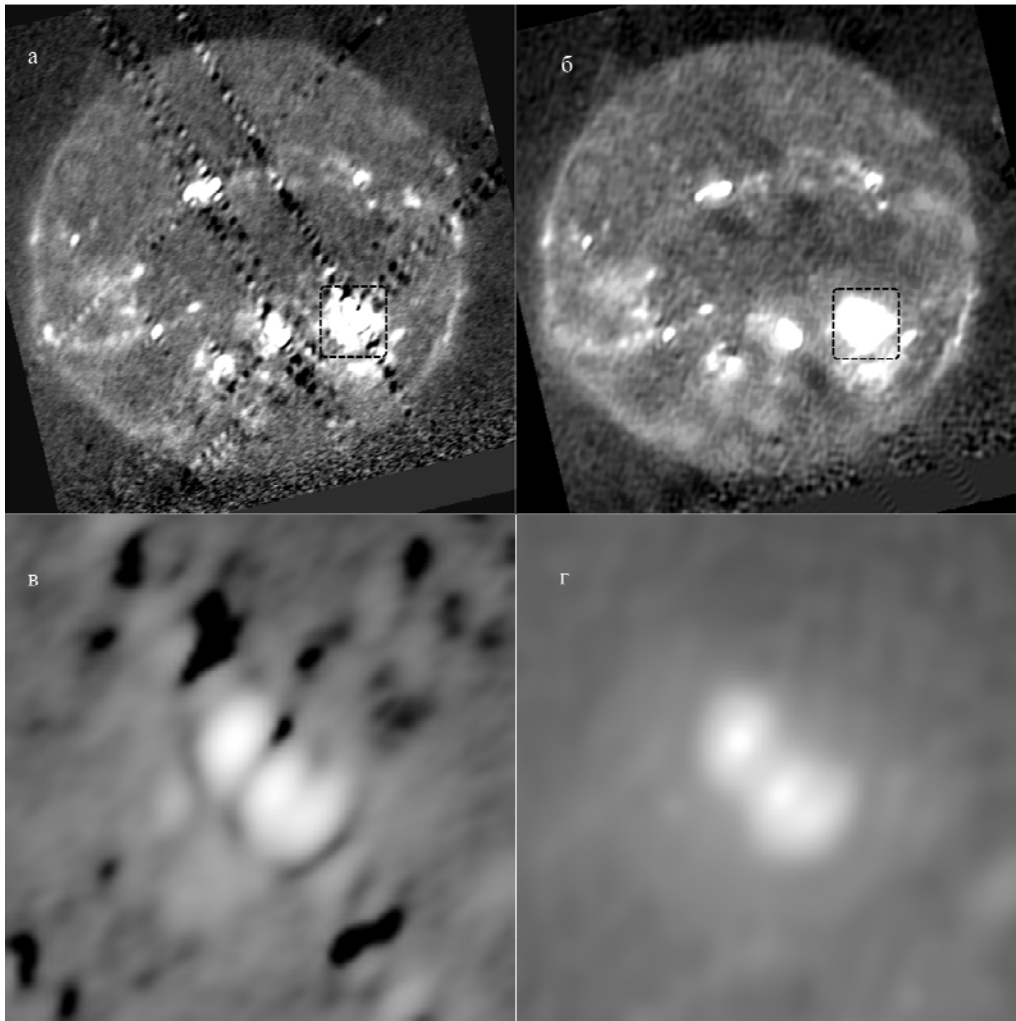
В используемом методе была применена адаптированная для данных ССРТ современная многомасштабная модификация алгоритма CLEAN –

MS-CLEAN, лишенная недостатков классического алгоритма и, как результат, позволяющая одновременно восстанавливать компактные и протяженные источники радиоизлучения на Солнце. Результатом работы алгоритма является «чистая» карта и остаток от исходного изображения. Подробное описание алгоритма с примерами можно найти в работе [7, 8].

*3. Выборочная фильтрация остаточных шумов и ошибок алгоритма MS-CLEAN.*

Целью этого этапа обработки является восстановление участков радиоизображения, искаженного боковыми лепестками ДН высших порядков на «остаточной» карте, основанное на информации о крупномасштабном распре-

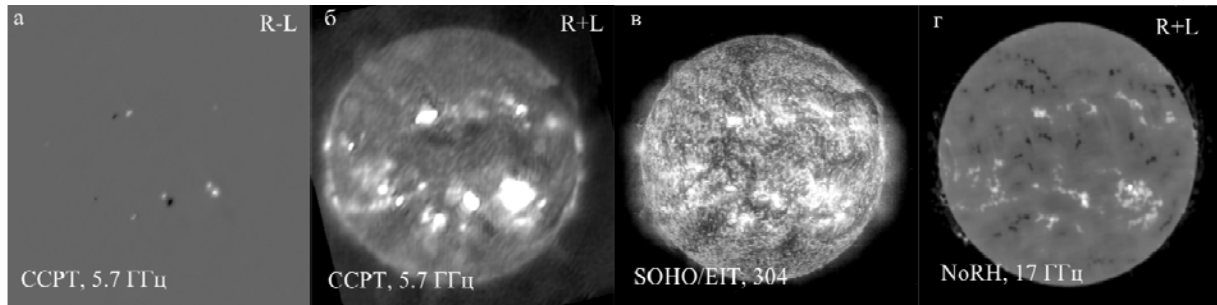
делении радиояркости по изображению. Перед началом фильтрации определяются участки изображения, искаженные боковыми лепестками ДН.



**Рис. 1.** Радиоизображение Солнца, полученное ССРТ 6 июня 2002 г. на частоте 5.7 ГГц: исходное (**а** и **в**) и восстановленное гибридным методом (**б** и **г**). *Вверху:* радиокарта полного диска Солнца; *внизу:* увеличенное изображение пятенного источника радиоизлучения на участке солнечного диска, отмеченного на верхних панелях (**а** и **б**).

На основе анализа опорного изображения в итеративном режиме производится фильтрация «остаточной» карты. В каждой итерации находится точка, в которой обрабатываемое изображение максимально отличается от опорного. Яркость найденной точки и её окрестности изменяется в зависимости от соотношения яркостных температур текущего и опорного изображений. Такая процедура позволяет значительно подавить искажения, вызванные боковыми лепестками ДН. Получившееся изображение, следуя идеологии метода «чистки» CLEAN, можно считать «чистым» остатком. Готовое радиоизображение получается путем сложения «чистого» остатка и «чистой» карты, полученной алгоритмом MS-CLEAN. На рисунках 1 и 2

представлены результаты работы изложенного метода и алгоритмов, разработанных на его основе.



**Рис. 2.** Изображения Солнца в поляризованном излучении (а), интенсивности (б) на частоте 5.7 ГГц, в линии 304 Å по данным EIT спутника SOHO (в) и на частоте 17 ГГц (панель г, радигелиограф в Нобееме).

### Заключение

Преимущества метода:

1. Точное восстановление распределения радиояркости в солнечных активных областях без существенных потерь информации для слабоконтрастных источников

2. Возможность обработки больших массивов данных ССРТ (получение большого количества радиокарт с максимальным временным разрешением).

3. Восстановление радиокарт ССРТ в реальном времени без использования сверхмощных вычислительных систем.

4. Возможность использования метода для 2-D данных других радиointерферометров.

Недостаток:

Остатки боковых лепестков ДН на диске Солнца с амплитудой порядка двух амплитуд шума частотного канала вблизи уровня спокойного Солнца на радиокартах.

### Литература

1. Есепкина Н.А., Корольков Д.В., Парийский Ю.Н. Радиотелескопы и интерферометры. – М.: Наука. 1973. 415 с.
2. Гончарский А.В., Леонов А.С., Ягола А.Г. // В кн.: Некоторые вопросы автомат. обработки и интерпретации физ. экспериментов. М.: МГУ. Вып. 1. 1973. С. 170–191.
3. Hogbom J.A. // Astron. Astrophys. Suppl., 1974, V. 15, P. 417–426.
4. Cornwell T.J. // Astron. Astrophys. 2009 V.500, P. 65–66.
5. Clark B.G. // Astron. Astrophys. 1980. V. 89. P. 377–383.
6. Cornwell T.J. // Astron. Astrophys. 1983. V. 121, N 2. P. 281–288.
7. Cornwell T.J. // IEEE Journal of Selected Topics in Sig. Proc., 2008, V.2, P. 793.
8. Rich J.V. et al. // Astronomical Journal. 2008. V.136, P. 2897–2920.
9. Puetter R, Gosnell T., Yahil A. // Annu. Rev. Astron. Astrophys., 2005, V. 43, P. 139–194.
10. Grechnev V.V. et al. // Solar Physics, 2003, V.216, P. 239–272.

## СИНХРОННОСТЬ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В СОЛНЕЧНЫХ ПЯТНАХ

Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.

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

## SYNCHRONISM OF LONG-PERIOD OSCILLATIONS IN SUNSPOTS

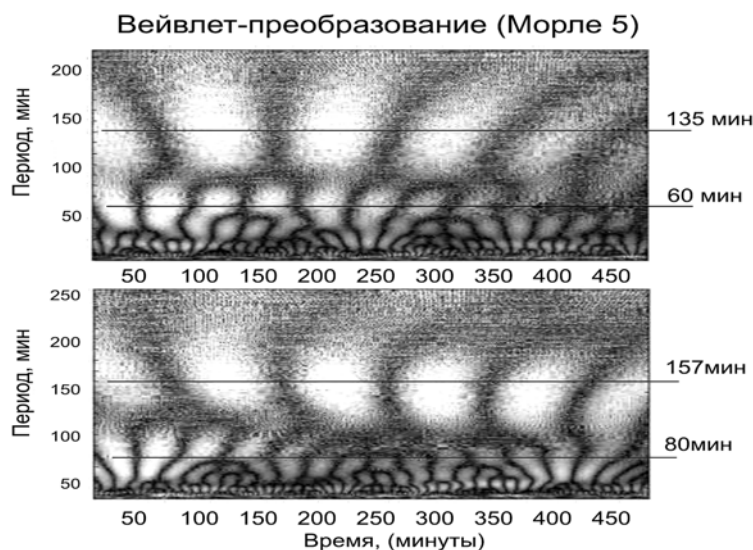
Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A.

Central (Pulkovo) Astronomical observatory

*The treatment of ground-based data (dopplergrams) shows that the sunspots in bipolar groups oscillate synchronously with period about 2–3 hour. The synchronization of long-period oscillations is observed also in magnetic elements surrounding a sunspot. Due to high space resolution of SDO/MHI data, it turned to be possible to reveal the synchronism of the oscillations inside the sunspot umbra. It is shown that the umbra oscillates as a whole magnetic structure. The synchronism of long-period oscillations in sunspot is broken near “umbra-penumbra” boundary. These oscillations are completely disappeared in the quiet photosphere free of magnetic elements. The sunspots in bipolar groups oscillate synchronously, but no correlation is observed for the oscillations of sunspots from different groups. At great distance the sunspots oscillate independently. The cosmic data are contaminated by false harmonics (artifacts) The analysis of artifacts shows that the MDI (SOHO) magnetograms received with 1 minute cadence are the most suitable data, at present, to study low-frequency oscillations of sunspots.*

### 1. Введение

В последние годы авторский коллектив занимается изучением низкочастотных колебаний солнечных пятен с периодами от получаса до полутора суток, при которых пятно колеблется как единое целое [1–3].



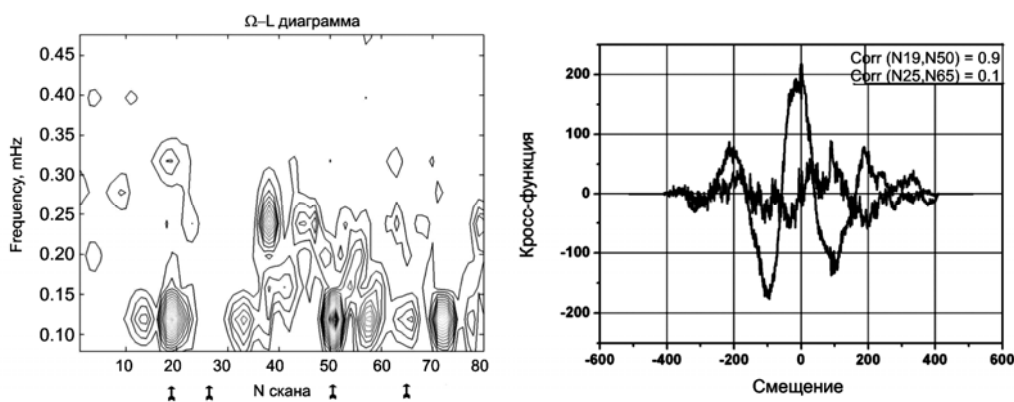
**Рис. 1.** Синхронность долгопериодических колебаний лучевых скоростей в пятнах биполярной группы NOAA10960.

## 2. Наземные наблюдения (пулковский телескоп АЦУ-5)

На рис. 1. приведены совмещенные во времени вейвлеты для лидирующего и хвостового пятна группы NOAA10960. 8-ми часовая серия цифровых спектрограмм для измерения доплеровских смещений получена 5.06.2007 г. на пулковском солнечном телескопе АЦУ-5. Видно, что низкочастотные колебания излучающей плазмы в обоих пятнах происходят синхронно.

## 3. Наблюдения с космического аппарата MDI(SOHO)

Исследовалась серия доплерограмм MDI(SOHO), полученных 5.11.1998 г. для пятна группы NOAA 08375 с координатами N18W07. Напряженность магнитного поля в этом пятне составляла  $\sim 3000$  Гс.



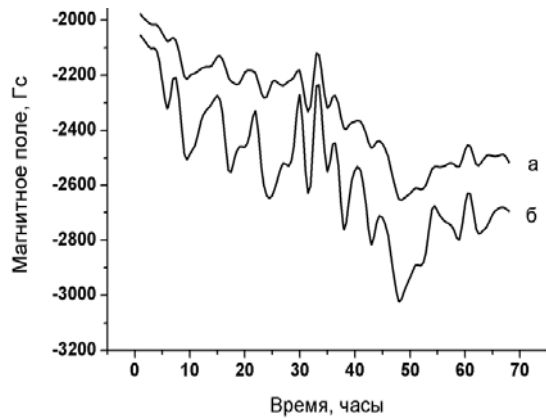
**Рис. 2.** Корреляция низкочастотной моды в зонах возбуждения и между ними. Слева – спектральная карта ( $\Omega$ -L диаграмма) доплер-смещений спектральных линий для 7-часовой серии наблюдений MDI(SOHO).

На рис. 2 представлена корреляция низкочастотных колебаний в зонах возбуждения околопятенной области и между ними. В зонах возбуждения магнитное поле, имеющее фрагментированный характер, усилено, и низкочастотные колебания здесь синхронизированы с коэффициентом корреляции 0.9, в то время как для колебаний в точках вне зон возбуждения он равен  $\sim 0.1$ . Та же картина имеет место в тени пятна. Это говорит о том, что магнитное поле пятна и околопятенные магнитные структуры колеблются как единое целостное образование, что подтверждает выводы наземных наблюдений.

При исследовании долгопериодических колебаний в биполярных группах пятен уже не по доплеровским смещениям, а по магнитограммам MDI(SOHO), нами обнаружено, что колебания возбуждаются синхронно в головном и в хвостовом пятне группы. Очевидно, связь пятен в группе через связывающую их корональную магнитную силовую трубку потока является достаточно сильной, чтобы обеспечить синхронизацию колебаний больших масс пятен на уровне фотосферы и конвективной зоны.



Интересно исследовать синхронность колебаний в отдельных точках ядра пятна. Низкое пространственное разрешение магнитограмм MDI(SOHO) позволяет проделать это только для достаточно крупных пятен. На рис. 3 приведены временные ряды магнитного поля в ядре пятна.

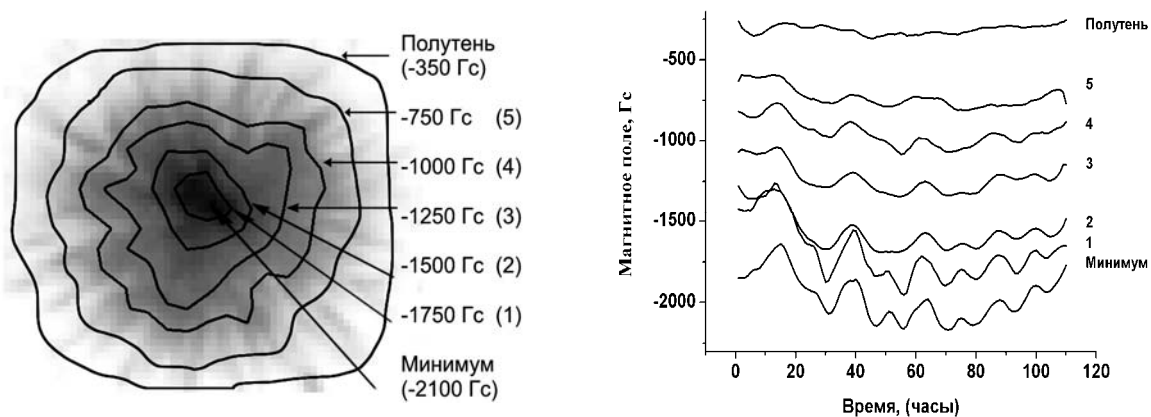


Видно, что долгопериодические колебания в пятне происходят синхронно, создается впечатление, что ядро пятна колеблется как единое целое.

**Рис. 3.** 23–27.04.2001. Видна синхронность колебаний магнитного поля по всему пятну; а) среднее по 5 точкам пятна, выбранных на разных расстояниях от центра, б) изменение магнитного поля в центре пятна.

#### 4. Наблюдения с космического аппарата HMI(SDO)

На рис.4 приведены результаты обработки 109 часовой серии магнитограмм пятна АО №11101 с 28 августа по 1 сентября 2010 г. Использована серия из 8907 магнитограмм полученных с интервалом 45 секунд и затем редуцированных к 544 магнитограммам с интервалом 12 мин. На фрагменте магнитограммы с изображением пятна отмечены цифрами контуры - изогaussы, на которых исследовалось изменение магнитного поля за время



**Рис. 4.** Слева – магнитограмма пятна с изображением изогauss.

Справа – изменение среднего магнитного поля по изогauss за время наблюдения.

наблюдения. Панель справа – изменение среднего магнитного поля по изогauss за время наблюдения (брались 10 точек, равномерно распределенных по изогauss). Как видно из рис. 4, синхронизация колебаний по фазе наблюдается почти до границы с полутенью. Если между крайними рядами 1 и 5 фазовая синхронизация еще сохраняется, то амплитудная резко ослаблена. Это означает, что периферия пятна колеблется с тем же периодом, что и вся его центральная часть (тень), но с меньшим размахом. Вбли-

зи границы полутени (изогаусса 5) колебательный процесс «размывается», его амплитуда резко падает. В полутени колебаний уже практически нет.

### **5. Об артефактах**

Данные космических аппаратов MDI(SOHO) и HMI(SDO) могут искажаться различными артефактами. Мы показали, что для исследования низкочастотных колебаний солнечных пятен хорошо подходят серии магнитограмм MDI(SOHO) с 1-минутной каденцией, если в них отсутствуют пропуски и дефектные кадры. Серии магнитограмм MDI(SOHO) с 96-минутной каденцией содержат слабый 12 и 24 ч артефакт, возникающий при сеансе телеметрии. Однако амплитуда ложных гармоник мала, они подавлена более мощными гармониками собственных колебаний пятна.

Магнитограммы HMI(SDO) с 45 сек. каденцией отягощены 12 и 24 ч доплеровскими артефактами, из-за того, что обсерватория SDO, размещенная на геосинхронной наклонной орбите ( $28.5^\circ$ ), за 24 часа описывает небольшую «восьмерку» на высоте 36000 км, вдоль меридиана  $102^\circ$  W. Наши исследования показали, что ложные гармоники заметно проявляются в пятнах с напряженностью поля больше 1800 Гс. Однако, во многих случаях, когда 12 или 24 ч моды проявлены, они показывают заметный дрейф по частоте, нестабильность амплитуды. Такое поведение характерно не для артефакта, а для собственных колебательных мод пятна. В пятнах из разных активных областей синхронность долгопериодических колебаний полностью отсутствует (это показано нами для пятен, наблюдавшихся с 4 по 7 июня 2011).

### **6. Выводы**

По наземным данным в биполярных группах долгопериодические колебания возбуждаются синхронно. Синхронизация наблюдается и в окружающих пятно магнитных элементах. По данным MDI(SOHO) и HMI(SDO) колебания магнитного поля в отдельных точках тени пятен также синхронны, т.е. тень пятна колеблется как единое целое. Пятна, связанные в биполярные группы, испытывают синхронные долгопериодические колебания, но пятна, значительно разделенные в пространстве, колеблются независимо.

Авторы признательны д-ру Р.Н. Scherrer и коллективам проектов SOHO и SDO за возможность использовать данные наблюдений.

Работа поддержана академическими Программами ОФН-15 и П-19, а также НШ 3645.2010.2.

### **Литература**

1. Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А. Астрон. Ж (2007) **84**. 450.
2. Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A. Solar Phys. (2010) **267**. 279.
3. Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А. Космич. Исслед. (2011) **49**. №6.

## **СПЕКТРАЛЬНЫЙ СОСТАВ ФОНОВОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА МАГНИТОГРАММАХ HMI(SDO)**

**Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.**

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

## **SPECTRAL STRUCTURE OF BACKGROUND MAGNETIC FIELD WITH HMI(SDO) MAGNETOGRAMS**

**Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A. A.**

*Central (Pulkovo) Astronomical observatory*

*The regular spectral components with the periods of 12 and 24 hours are revealed in background magnetic field (noise) using HMI (SDO) data. The components with the similar periods of 12 and 24 hours appear sometimes in power spectra of sunspots, when the field strength in sunspot is more than 2000 G. However, these components cannot be regarded as a result of strengthening of regular component of noise, because the oscillations of sunspots taken from different active regions are not correlated: the distant sunspots oscillate independently.*

### **1. Введение**

Длительные серии наблюдений магнитного поля HMI(SDO) содержат ложные гармоники – артефакты [1]. При изучении долгопериодических колебаний магнитного поля в солнечных пятнах необходимо исследовать их свойства и возможное влияние на полезный сигнал.

### **2. «Точечный» шум**

Типичная запись шума в произвольной точке магнитограмм HMI(SDO) вдали от активной области (АО) представлена на рис. 1. Рассмотрим параметры процесса. При нулевом среднем, стандартное отклонение (SD) составляет порядка 6 Гс, что при анонсированной точности прибора в 12–15 Гс является неплохой величиной. Однако обращает на себя внимание присутствующая регулярная долгопериодическая составляющая в записи шума. Она еще отчетливее проявляется, если исходную запись шума сгладить окном в 2 часа. Амплитуда регулярной части порядка 5 Гс. Спектральный состав ее представлен на рис. 2. Как мы видим, регулярная часть исходного процесса (шума) представлена двумя периодами, один из которых ( $T_1 = 24$  часа) сохраняет свои свойства на всем интервале наблюдения (85 часов), а другой ( $T_2 = 12$  часов) присутствует только во второй ее части.

Обсерватория SDO размещена на геосинхронной наклонной орбите ( $28.5^\circ$ ) и за 24 часа описывает на своей орбите небольшую «восьмерку», что теоретически может приводить к появлению двух паразитных регуляр-

ных составляющих в магнитном поле с периодами 12 и 24 часа из-за доплер-эффекта.

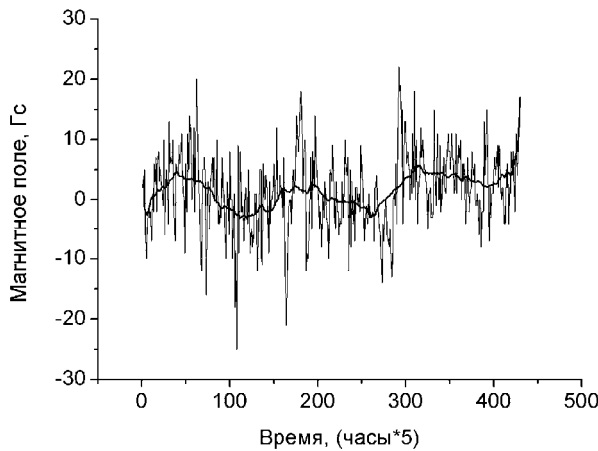


Рис. 1. Типичная запись шума вдали от АО.

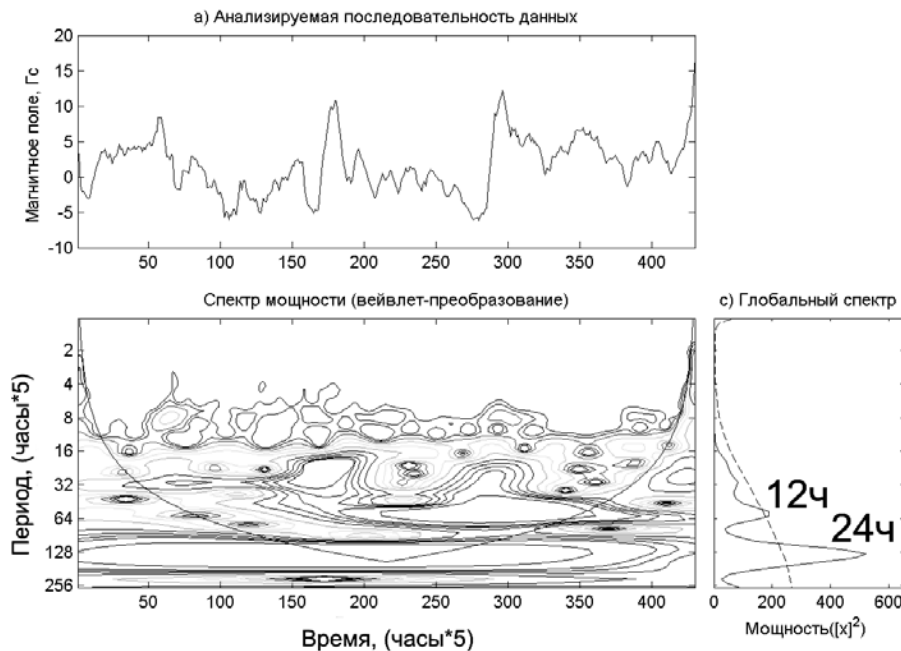


Рис. 2. Спектральный состав «точечного» шума.

### 3. Шум в площадке

Отметим одну интересную особенность пространственного проявления шума: при усреднении абсолютных значений потока магнитного поля по выбранной площадке, периодическая компонента  $T_2 = 12$  ч становится малой, а в некоторых случаях исчезает. При этом компонента  $T_1 = 24$  ч сохраняет свои свойства на всем интервале наблюдения. Мы выбирали разные площадки  $50 \times 50$  пс,  $100 \times 100$  пс и другие, причем в одних случаях площадки двигались по законам движения материальной точки по поверхности Солнца, а в других – жестко фиксировались в районе центрального меридиана. Результат такого пространственного усреднения (в данном случае использовалась площадка  $50 \times 50$  пс) представлен на рис. 3. Как выясни-

лось, размеры выбранных площадок не влияют существенно на результирующий спектр шума.

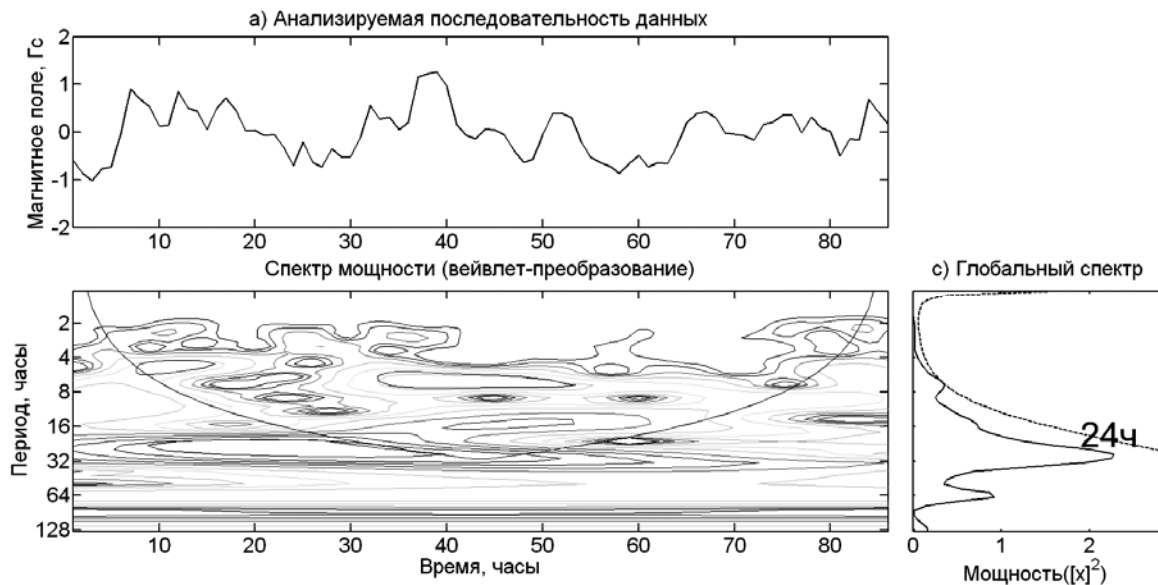


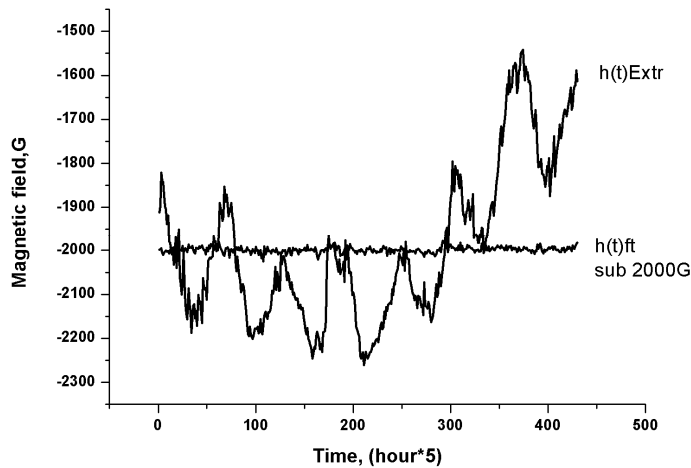
Рис. 3. Запись магнитного поля и ее вейвлет-преобразование для площадки 50×50 пс.

#### 4. Шум и полезный сигнал

На рис. 4. представлена запись максимальных значений магнитного поля в пятне АО №11101 с напряженностью  $H$  около  $-2100$  Гс с 28 августа по 1 сентября 2010 г. В сигнале присутствуют две регулярные компоненты  $T_1 = 24$  ч и  $T_2 = 12$  ч, отмеченные выше в записях шума. Может ли регулярная составляющая, присутствующая в записях шума магнитного поля с  $SD \sim 6$  Гс «раскачиваться» до амплитуды полезного сигнала? В солнечном пятне с напряженностью около  $2100$  Гс, для осцилляционной части сигнала  $SD$  составляет порядка  $92$  Гс, т.е. в  $14$  раз больше шумовой составляющей.

Исследованный материал показывает, что пространственное усреднение шума магнитного поля, проведенное по произвольно выбранным площадкам на магнитограммах SDO, не меняет фазовых соотношений компоненты  $24$  ч, т.е. это не локальное явление. Этому артефакту подвержена вся магнитограмма. Казалось бы, возможно предположить, что моды  $T_1$  и  $T_2$ , иногда проявляющиеся в спектрах долгопериодических колебаний пятен, могут быть не чем иным, как шумовыми компонентами, нелинейно усиленными какими-то механизмами до уровня полезного сигнала. Однако у нас имеются многочисленные примеры того, что в пространственно разделенных пятнах из активных областей, одновременно наблюдаемых на диске Солнца, колебания магнитного поля, происходящие на различных частотах, в том числе и с периодами  $T_1$  и  $T_2$ , совершенно не коррелируют между собой, т.е. далекие пятна колеблются независимо! Это явно противоречит гипотезе о глобальном влиянии шумовой составляющей, «раскачан-

ной» каким-то образом до амплитуды полезного сигнала. Более того, при исследовании колебаний магнитного поля в небольших пятнах с напряженностью 1500–1800 Гс периодов  $T_1$  и  $T_2$  вообще не наблюдается! Компоненты с такими периодами появляются только в пятнах с полями 2000 Гс и более. Это указывает на то, что если и возможно усиление регулярной составляющей в составе шума до амплитуды полезного сигнала, то это должно происходить существенно нелинейным образом.



**Рис. 4.** Результаты обработки 109 часовой серии магнитограмм пятна АО №11101 с 28 августа по 1 сентября 2010 г.

## 5. Выводы

Шум (фоновое магнитное поле) на магнитограммах HMI(SDO) содержит две регулярные компоненты:  $T_1 = 24$  часа и  $T_2 = 12$  часов.

Пространственное усреднение по произвольной площадке приводит к сильному ослаблению компоненты  $T_2$ , не меняя свойств компоненты  $T_1$ .

Компоненты с периодами  $T_1$  и  $T_2$  появляются в спектрах мощности колебаний магнитных полей пятен с полями 2000 Гс и более. Колебания магнитного поля с различными периодами (в том числе и с  $T_1, T_2$ ), наблюдающиеся в пятнах из разных активных областей, одновременно находящихся на диске Солнца, не коррелируют между собой. Пространственно разделенные пятна колеблются независимо. Это исключает гипотезу о влиянии шумовой составляющей, усиленной до амплитуды полезного сигнала.

Авторы признательны д-ру Р.Н. Scherrer и коллективам проектов SOHO и SDO за возможность использовать данные наблюдений.

Работа поддержана академическими Программами ОФН-15 и П-19, а также НШ 3645.2010.2.

## Литература

1. R. Wachter et al., Solar Phys., DOI 10.1007/s11207-011-9709-6 (2011).

## **ВАРИАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ КОНФИГУРАЦИИ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ПО ДАННЫМ КА SOHO**

**Наговицын Ю.А., Рыбак А.Л., Наговицына Е.Ю.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория, Санкт-Петербург*

## **MAGNETIC FIELD VARIATIONS AND SPATIAL CONFIGURATIONS OF LONG-TERM SUNSPOT OSCILLATIONS USING SOHO SPACECRAFT DATA**

**Nagovitsyn Yu.A., Rybak A.L., Nagovitsyna E.Yu.**

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

*The phenomenon of long-term oscillations (LTO) of sunspots with periods from tens to hundreds minutes [1] using the SOHO MDI observations is investigated. It is shown that LTO of sunspot magnetic field are connected with their both “absolute” and “relative” [1] horizontal modes of oscillations.*

### **1. Введение**

Исследование динамических свойств основных носителей активности на Солнце – солнечных пятен – традиционная задача гелиофизики. Яркое явление динамики пятен – их дифференциальное вращение в зависимости от широты – изучалось в целом ряде работ. В некоторых работах обращалось внимание на временные изменения скорости вращения пятен. Несколько десятилетий назад были весьма популярны исследования пятенных т.н. “собственных движений” в связи со вспышечными процессами в активных областях.

Параллельно последние полвека в ряде работ сообщалось о долгопериодических колебательных процессах в активных областях: осцилляциях микроволнового излучения, повторяющихся движениях в поле скорости пятен и пор, протуберанцев – см. обзор [1].

В отличие от поступательных регулярных движений пятен, долгопериодическим колебательным движениям «не везло»: оппоненты их исследователей часто обращали внимание на то, что колебания в земной атмосфере имеют близкие по величине периоды, что длины реализаций не достаточно продолжительны для надежного изучения явления.

Многолетние данные космического аппарата SOHO MDI, появившиеся в открытом доступе, дают в настоящее время надежду на продвижение в решении вопроса о реальности долгопериодических колебаний (ДК) солнечных пятен и их полномасштабное исследование.

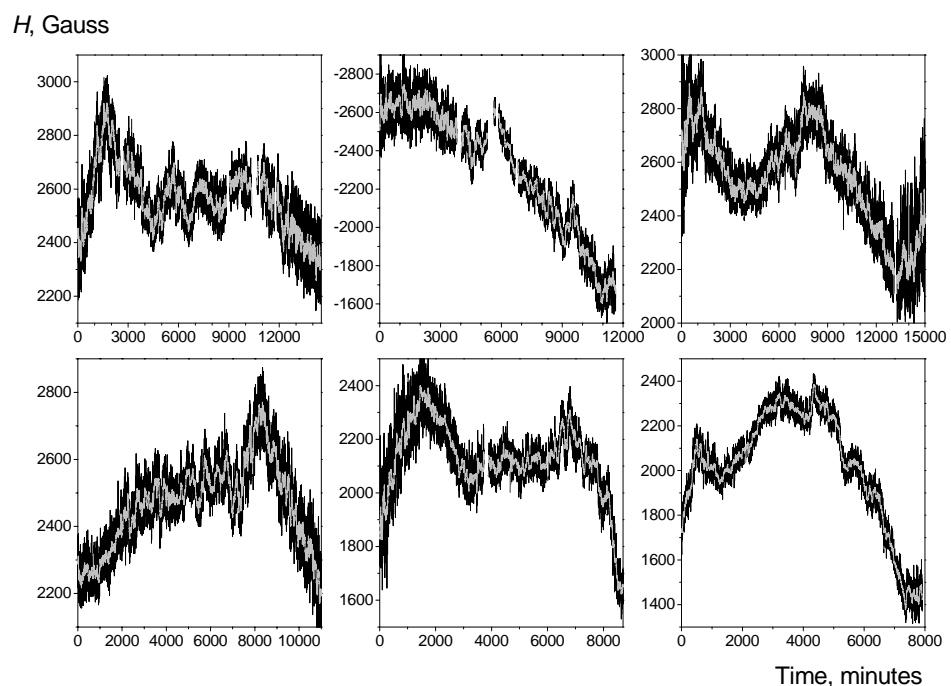
Основная задача нашей работы – обсуждение явления ДК пятен и связей между их различными конфигурациями по материалам SOHO MDI.

## 2. Долгопериодические колебания по данным SOHO MDI

Первые исследования ДК по данным SOHO MDI нашей группы и группы А.А. Соловьева были представлены в предыдущих сборниках «Солнечная и солнечно-земная физика», начиная с 2008 г., а также в ряде публикаций в других изданиях. Было показано, что ДК пятна состоят из набора периодов: 50–60, 80–100, 200–250, 400–500 минут и еще более длинных. Первые три области выявлялись еще при наземных наблюдениях [1], остальные были ранее недоступны ввиду ограниченности продолжительности земного светового дня.

На данном этапе наибольшее внимание мы уделяем созданию представительной базы данных для изучения явления. Основные желаемые параметры: наилучшее временное разрешение рядов (1 минута), максимально возможные длины реализаций (несколько дней), получение значений не только напряженности магнитного поля (МП) пятен, но и их гелиографических координат. На рис. 1 приведены примеры полученных рядов временного изменения центральной напряженности (скорректированной за косинус гелиографического угла) МП ряда пятен продолжительностью от 5.5 до 10.5 дней.

**Рис. 1.** Изменения центральной напряженности МП ряда пятен для реализаций длиной от 5.5 до 10.5 суток.



Всего к настоящему моменту обработано около 100 пятен.

На Рис. 1 видно, что, кроме изменений центральной напряженности квазипериодического характера на временах десятков-сотен минут, имеются длительные вариации большой амплитуды, на фоне которых менее амплитудные ДК «тонут».

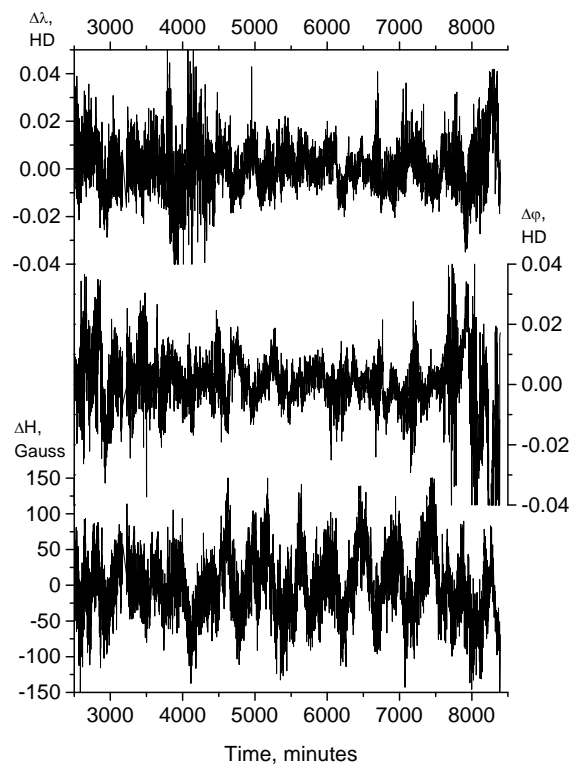
Для того чтобы визуализировать ДК, сгладим реализацию фильтром с большим окном и вычтем полученный профиль из реализации.

Яркий пример результатов такой процедуры для одного из пятен приведен на рис. 2.



На нижнем графике Рис. 2 мы видим ясно выраженные, хотя и квази-периодические ДК с периодами ~500 минут и амплитудами до ~130 Гс. То, что это – именно колебания, а не какие-то случайные флуктуации, вряд ли может вызвать сомнение. Не могут остаться незамеченными и колебания близкого характера у широт и долгот пятен.

**Рис. 2.** Изменения центральной напряженности МП (снизу), гелиографической широты (посередине) и гелиографической долготы (сверху) для избранного пятна с вычтенным трендом. Значения  $\Delta\varphi$  и  $\Delta\lambda$  приведены в гелиографических градусах HD.



Поэтому напомним о типах ДК солнечных пятен, которые были описаны ранее на основе результатов наземных наблюдений.

### 3. Типы долгопериодических колебаний пятен

Согласно обзору в [1], наблюдаются следующие типы (геометрические конфигурации) ДК пятен:

- 1) крутильные ( $\theta$ -мода);
- 2) радиальные ( $r$ -мода);
- 3) широтные ( $\varphi$ -мода);
- 4) долготные ( $\lambda$ -мода).

Первый тип проявляет себя как возвратные вращательные движения пятна как целого или отдельных деталей его структуры (Гопасюк [2] и др.). Второй тип колебаний проявляется в квазипериодических изменениях площади пятна или радиального расстояния его фрагментов (Демченко и др. [3]; Наговицына, Наговицын [4]). Третий и четвертый тип проявляется как квазипериодические изменения абсолютных гелиографических координат пятна как целого: его широты и долготы соответственно (Наговицына [5] и др.). Первые два типа колебаний, развивающихся в относительной, полярной системе координат, связанной с пятном, мы называем *относительными*, а вторые два, развивающиеся в абсолютной координатной сетке, – *абсолютными*.

Наблюдаемые колебания напряженности МП пятен *a priori* могут быть связаны с любыми (или даже со всеми) указанными типами колебаний – в зависимости от физики ДК, которую мы пока не знаем (по меткому

выражению в [6] интерпретация интересующего нас явления находится пока еще в «эмбриональном» состоянии). Теория Соловьева ([7] и др.) связывает колебания МП с (вертикально-) радиальными модами и только с ними. Предложенный в [8] «рамочный» подход к интерпретации ДК позволяет описывать, как будто бы, как относительные, так и абсолютные моды колебаний.

Вне зависимости от принятой точки зрения важно знать, как связаны между собой наблюдаемые ДК напряженности МП пятен и ДК в горизонтальном поле скорости – абсолютные и относительные.

#### **4. Связь изменений напряженности магнитного поля с геометрическими модами колебаний пятен: подход**

Конкретизируем задачу, которую должны решить, как следующую.

Мы хотим оценить величину вклада в ДК напряженности МП пятна различных ( $\varphi, \lambda, \theta, r$  – см. п.3) мод горизонтальных колебаний. Мы знаем, что ДК как явление состоит из целого набора периодов (см. п.2), и этот вклад может быть различным для различных частот. Различные типы колебаний существуют одновременно, и поэтому при оценке величины вклада необходимо учитывать возможность взаимных фазовых сдвигов. Модель связи будем искать в виде:

$$H(\omega, t) = \sum_i a_i X_i(\omega, t) + a_i \dot{X}_i(\omega, t), \quad (1)$$

где  $\omega$  – избранная частота,  $H(\omega, t)$  – ДК напряженности МП пятна на данной частоте,  $X_i(\omega, t)$  – ДК горизонтальных мод для той же частоты,  $i = \varphi, \lambda, \theta, r$ . Оценку величины вклада будем производить как долю дисперсии модельной  $H^*(\omega, t)$ , полученной из мультирегрессии (1), к наблюдаемой  $H(\omega, t)$ :

$$k^2(\omega) = \sigma^2 H^*(\omega, t) / \sigma^2 H(\omega, t). \quad (2)$$

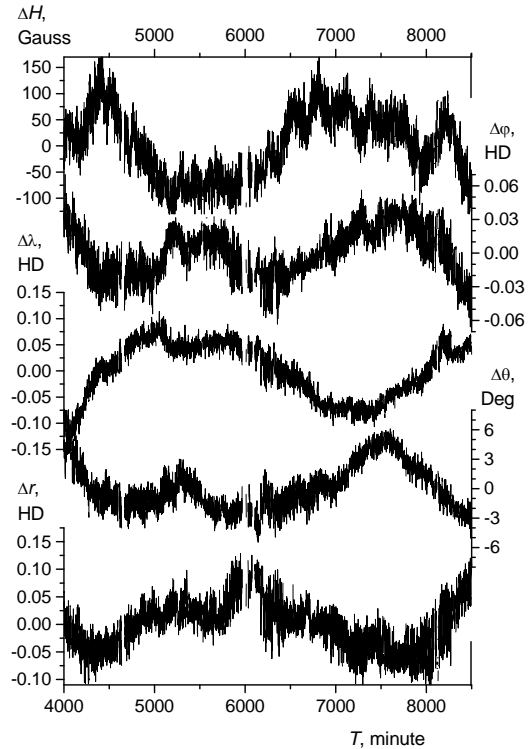
(В скобках заметим, что  $k^2(\omega)$  равен квадрату коэффициента корреляции для соответствующей множественной регрессии). Для того чтобы определить, какие типы колебаний горизонтальной скорости какой вклад вносят в ДК МП на данной частоте, целесообразно вычислить, кроме полного набора в (1), регрессионные модели отдельно для абсолютных колебаний, полагая  $i = \varphi, \lambda$ , и относительных:  $i = \theta, r$  – это может помочь в интерпретации ДК как явления.

Для разделения (1) по частотным полосам выполним вейвлет-преобразование всех мод колебаний, выделим необходимую и, занулив все остальные компоненты, произведем обратное вейвлет-преобразование – т.е. произведем процедуру вейвлет-фильтрации. Будем применять МНАТ-вейвлет, поскольку он обладает удовлетворительной локализацией во временной области.

### 5. Связь изменений напряженности магнитного поля с геометрическими модами колебаний пятен: наблюдательный материал

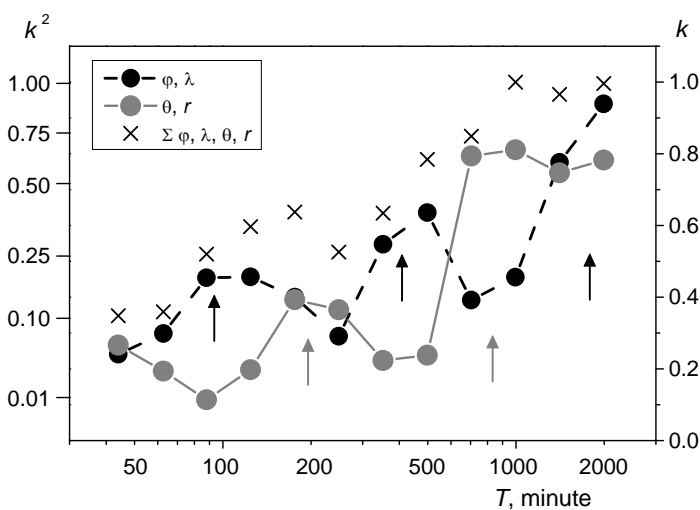
В качестве «подопытного» пятна мы взяли головное пятно активной области AR9783, имеющее два выраженных ядра, по которым и вычислялись необходимые параметры. Как и в более ранних работах [1], радиус вычислялся как расстояние между ядрами, а полярный угол – как наклон отрезка, их соединяющего, к солнечной параллели. Напряженность МП, широта и долгота находились как соответствующие средние значения для ядер. Поскольку избранное пятно наблюдалось достаточно долго (более трех суток) и, соответственно, кроме ДК, имело и регулярные изменения, из всех пяти реализаций был вычтен «динамический» – квадратичный – тренд. Рис. 3 иллюстрирует полученную картину.

**Рис. 3.** Вариации (сверху вниз) напряженности МП, широты, долготы, полярного угла и радиуса головного пятна активной области AR9783.



### 6. Связь изменений напряженности магнитного поля с геометрическими модами колебаний пятен: результаты

На Рис. 4 показаны полученные результаты: вклад в ДК напряженности МП абсолютных, относительных и суммарный – всех горизонтальных колебаний – для разных периодов  $T$ .



сти МП абсолютных, относительных и суммарный – всех горизонтальных колебаний – для разных периодов  $T$ .

**Рис. 4.** Вклад в дисперсию колебаний напряженности МП пятна различных горизонтальных мод: абсолютных (черные кружки), относительных (светлые) и суммарный (крестики)

Картина получается достаточно яркой, хотя, конечно, и требует дальнейшего подтверждения (или дополнения) по другим пятнам.

## 7. Обсуждение

В первую очередь отметим, что использование данных SOHO MDI предоставляет уникальную возможность для изучения явления долгопериодических колебаний, свидетельства о существовании которого были получены ранее наземными средствами [1]. Основным результатом этой статьи, иллюстрируемый Рис. 4, – долгопериодические колебания напряженности МП пятна действительно связаны с модами горизонтальных колебаний, причем величина вклада относительных и абсолютных колебаний чередуется по мере увеличения вдвое периода ДК из набора периодов (см. п.2), отмеченных стрелочками. Колебания напряженности связаны не только, а для периодов  $T < \sim 600$  минут – не столько, с радиальными колебаниями (как предполагается в [7]), а и с абсолютными колебаниями в гелиографической сетке. Если предположить, что набор периодов ДК возникает как гармоники некоторого длинного колебания, то по мере возрастания номера гармоники, как это следует из Рис. 4, происходит перераспределение энергии ДК между модами горизонтальных колебаний. Это – неожиданный результат, но, как представляется, он может помочь в будущей интерпретации явления.

Работа выполнена при поддержке программы П-20 ПРАН, РФФИ, грант № 10-02-00371 и НШ 3645.2010.2.

## Литература

1. *Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю.* // Труды 10-й Пулковской конференции по физике Солнца, СПб, с. 73–104, 2006.
2. *Гопасюк С.И.* // Изв. КрАО, т. 73, с. 7, 1985.
3. *Demchenko V.I. et al.* // Астрон. цирк., 1360, 1985.
4. *Наговицына Е.Ю., Наговицын Ю.А.* // Письма в Астрон. журн., т. 28, № 2, с. 140–149, 2002.
5. *Наговицына Е.Ю.* Исследование квазипериодических движений пятен и особенностей горизонтального поля скорости на Солнце координатными методами повышенной точности // Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. Ленинград, 1990, 14 с.
6. *Chorley, N. et al.* // *Astron. Astrophys.* V. 513, p. 27–34, 2010.
7. *Соловьев А.А., Киричек Е.А.* // Астрофиз. бюлл., т.63, с. 180–192, 2008.
8. *Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю.* // Труды 13-й Пулковской конференции по физике Солнца, СПб, с. 319–324, 2009.

## **МЕТОДИКА КАЛИБРОВКИ ХРОМОСФЕРНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ СОЛНЕЧНОГО ПАТРУЛЬНОГО ТЕЛЕСКОПА**

**Середжинов Р.Т.**

*Горная астрономическая станция ГАО РАН,  
г. Кисловодск*

## **A METHOD OF CALIBRATION OF SOLAR PATROL TELESCOPE CHROMOSPHERE IMAGES**

**Seredzhinov R.T.**

*The Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Central Astronomical Observatory of  
the Russian Academy of Sciences at Pulkovo*

*The paper describes a method of stream-calibration of chromosphere images. The main goal of method is calculate and subtraction scattering light from Solar image without recourse of polynomials. The base of method is using of ratio reference values from spectral atlas for line centre and its wings.*

### **Введение**

Получение изображений диска Солнца при помощи наземных спектрогелиографов требует обязательной их коррекции для устранения рассеянного света атмосферы Земли и рассеянного света внутри инструмента. Профиль изображения диска, снятый без рассеянного света, называется стандартным профилем потемнения к краю. В настоящее время, когда составлены эталонные атласы солнечного спектра и имеются двухмерные CCD-матрицы для регистрации участков спектра, приведение регистрируемого профиля диска к стандартному профилю возможно без использования вычисленных полиномов. Для проведения подобной фотометрической калибровки достаточно знать отношения интенсивности опорного крыла линии к интенсивности регистрируемой линии для регистрируемого и эталонного спектра. Поскольку при помощи спектрогелиографа изначально получается набор изображений, то калибровку удобно проводить для каждого из них с последующим складыванием их в единое изображение диска.

Задача получения истинных профилей сильных фраунгоферовых линий, а также участков спектра в солнечном континууме была в какой-то степени решена исследователями во второй половине XX века [1–4]. Знание истинных значений интенсивности в ядре и крыльях линии для центра солнечного диска дает возможность в первом приближении получить калиброванные изображения всего диска в выбранной линии.

Имея в распоряжении истинные значения интенсивности, процедуру калибровки можно выразить следующей формулой, поскольку в солнечном спектре отношения интенсивностей величина постоянная:

$$\frac{I_{et\_w}}{I_{et\_c}} = \frac{I_{mes\_w} - I_{fon}}{I_{mes\_c} - I_{fon}} \quad (1)$$

где  $I_{et\_w}$  – истинное значение интенсивности в крыле линии;  $I_{et\_c}$  – истинное значение интенсивности в ядре линии;  $I_{mes\_w}$  – измеренное значение интенсивности в крыле линии;  $I_{mes\_c}$  – измеренное значение интенсивности в ядре линии;  $I_{fon}$  – значение фона. После преобразований относительно  $I_{fon}$  имеем:

$$I_{fon} := \frac{-I_{et\_w} \cdot I_{mes\_c} + I_{et\_c} \cdot I_{mes\_w}}{-I_{et\_w} + I_{et\_c}} \quad (2)$$

По формуле (2) значения фона вычисляются для каждой точки двухмерного изображения спокойного диска Солнца и после чего эти значения вычитаются из исходного изображения. На рис. 1 показано распределение значений фона для ядра линии К CaII. На рис. 2 показано исходное изображение, полученное при помощи патрульного телескопа ГАС ГАО. На рис. 3 показано изображение после вычитания из него значений фона.

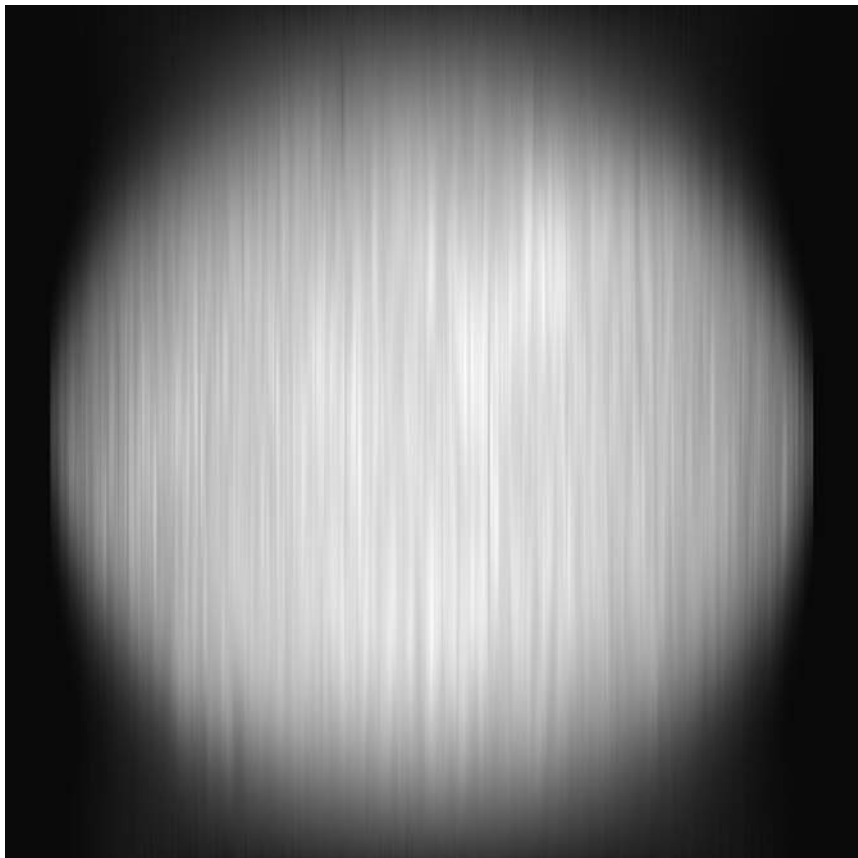


Рис. 1. Распределение рассеянного света по диску Солнца для ядра линии К CaII.

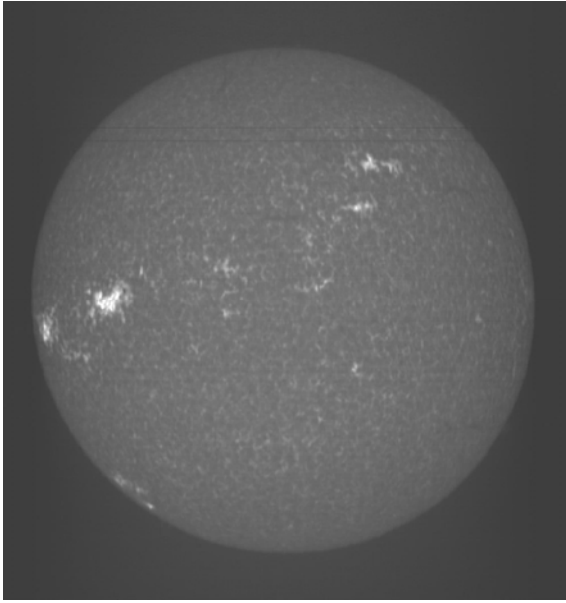


Рис. 2. Исходное изображение в ядре линии K Ca II.

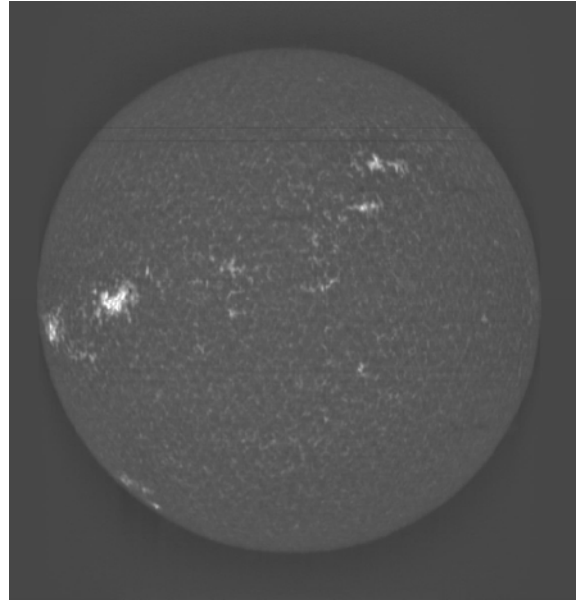


Рис. 3. Изображение после вычитания из него значений фона.

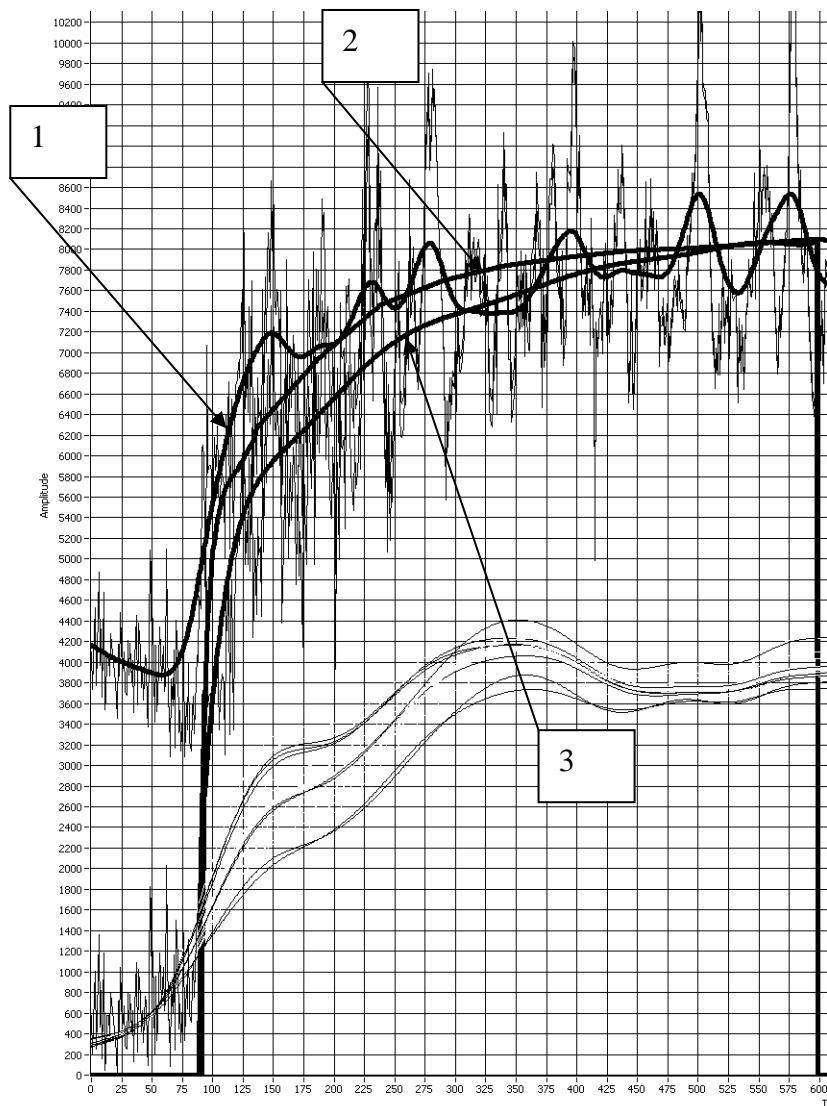


Рис. 4. Сравнение результатов.

Сравнение результатов с полученными ранее стандартными функциями потемнения для ядра линии показано на рис. 4. На рис. 4 показан разрез диска Солнца. Линия 1 отображает изменение интенсивности по диску. Линия 2 показывает стандартную функцию потемнения к краю диска, полученную для ядра линии К CaII. Линия 3 показывает стандартную функцию потемнения к краю диска, полученную для крыла линии на расстоянии несколько ангстрем от ядра. Хорошо видно, что на краю диска (значения  $X$  равные 90–300) и далее к центру, полученный профиль совпадает со стандартным профилем потемнения.

### **Заключение**

Предложенная в работе методика дает возможность проводить калибровку без дополнительного вычисления полиномов, представляющих функцию потемнения к краю диска. Недостатком предложенной методики, а так же и готовых полиномов, является привязка к значениям интенсивности в крыле и ядре линии взятым из атласа, которые не являются постоянными величинами и меняются со временем в зависимости от фазы активности Солнца.

Работа поддержана НШ-3645.2010.2.

### **Литература**

1. *O.R. White*, A Photoelectric Observation of the Mean Solar H-alpha-line Profile, 1963.
2. *O.R. White, Z. Suemoto*, A Measurement of the Solar H and K Profiles, Solar Physics, 1968.
3. *A. Wittmann*, Emission Heights and Centre-to-Limb Variation of Some Chromospheric Lines, 1976.
4. *A.K. Pierce, C.D. Slaughter*, Solar Limb Darkening, 1977.



## **СИСТЕМА УДЕРЖАНИЯ НА АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ**

**Середжинов Р.Т., Дормидонтов Д.В.**

*Горная астрономическая станция ГАО РАН,*

*г. Кисловодск*

## **AN ACTIVE REGION HOLDING SYSTEM**

**Seredzhinov R.T., Dormidontov D.V.**

*The Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Central Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences at Pulkovo*

*The paper describes an active region holding system. The system allows to find and to fix all active regions on Sun disk. The system can be used in spectroheliographs for high-speed registration of active region dynamic in line centre and its wings. The system introduced into solar optical patrol telescope (SPOT) stated at Kislovodsk mountain astronomical station.*

### **Введение**

Регистрация изображений диска Солнца при помощи современных спектрогелиографов позволяет выделить более узкий спектральный диапазон, чем при использовании интерференционно-поляризационных фильтров. Однако спектрогелиографы не позволяют отслеживать быстропротекающие процессы в активных областях. Основное время при таком способе регистрации фотосферы и хромосферы затрачивается на сканирование всего диска и последующую сборку изображения. Лучшее временное разрешение, достижимое при оптимальном соотношении цена/качество, для полного диска составляет 2 мин. Если задаться целью сканирования только отдельных областей диска Солнца, то временное разрешение на одну область составит около 30 сек.

В работе предложена система удержания на активной области, которая была внедрена в солнечный патрульный оптический телескоп кисловодской горной астрономической станции ГАО (ГАС ГАО). Система позволяет производить поиск активных областей, автоматический переход на найденную активную область с последующим удержанием на ней. Достигнутое временное разрешение 1 мин.

Удержание на активной области становится возможным после определения её места положения на диске при помощи полного сканирования диска Солнца. В солнечном патрульном телескопе ГАС ГАО имеются следующие датчики [1–3]:

- датчик положения главного зеркала;
- фотосенсор для часового видения.

Также имеется возможность присвоения порядкового номера каждому снятому кадру от 1 до  $N$ . Алгоритм поиска активной области с последующим переходом на неё и постоянным удержанием определяется из рассмотрения рис. 1 с изображением временных диаграмм сигналов.

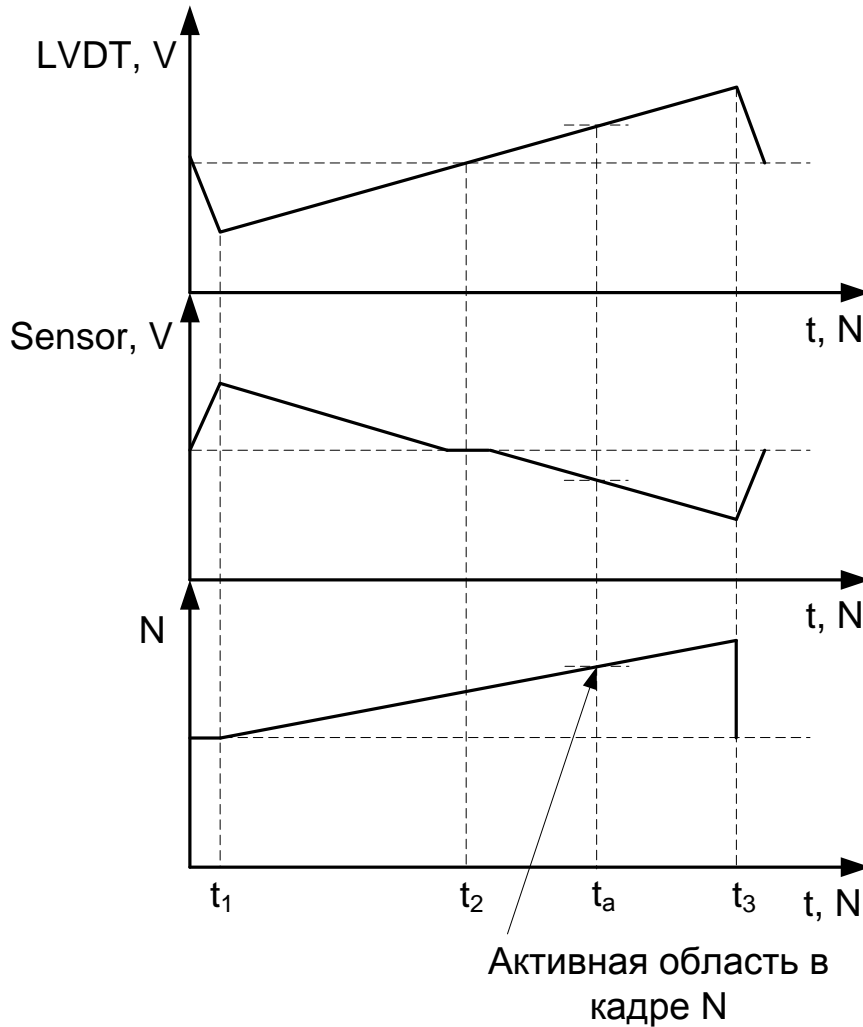


Рис. 1. Временные диаграммы для определения алгоритма поиска и перехода на активную область

Моменты  $t_1$  и  $t_3$  определяют время начала и окончания сканирования диска Солнца. В момент времени  $t_2$  диск Солнца проходит по центру фотосенсора, при котором отклонение главного зеркала, регистрируемое датчиком положения типа LVDT равно нулю. Все моменты времени от  $t_1$  до  $t_3$  проквантованы отсчетами, взятыми в моменты регистрации кадров спектра. Пусть детектор активной области, в качестве которого выступает обычный пиковый детектор, зафиксировал в  $N$ -ом кадре в момент  $t_a$  активную область. Номер кадра определяет номер элемента массива, содержащего значения напряжений с фотосенсора и с датчика LVDT.

Система автоматической наводки и гидирования телескопа [2] содержит ПИД-регулятор, который в качестве входного сигнала принимает сиг-

нал от фотосенсора и выдает управляющее воздействие на контроллер шагового двигателя часового привода с целью удержания центра диска Солнца на входной щели спектрографа. Опорное значение напряжения с фотосенсора, при котором центр диска располагается на щели, подбирается в процессе настройки телескопа. Таким образом, приведение активной области на щель с последующим удержанием на ней возможно при помощи изменения значения опорного напряжения, определенного из значений напряжений с фотосенсора в момент времени  $t_a$ .

При детектировании активных областей возможна ситуация, когда детектор выделит на диске несколько максимумов на различной долготе. В этом случае необходимо вводить систему приоритетов для последующего перехода. В качестве основного можно предложить детектирование максимумов в ядре линии и в красном, и синем крыле. В этом случае высока вероятность обнаружения очага зарождения вспышки и появляется возможность фильтрации спокойных флоккулов. В качестве второго варианта можно предложить поиск минимумов в крыльях линии. Эти минимумы будут свидетельствовать о наличии пятен на поверхности фотосферы.

Учитывая нестабильность системы часового ведения, активная область будет дрейфовать относительно щели. Поэтому регистрация изменений интенсивности в области должна сводиться к сканированию этой области. Границы сканирования области определяются по уровню спокойного Солнца.

В заключение необходимо дать несколько рекомендаций по реализации данной системы:

1. Использовать датчики с линейной функцией преобразования.
2. В качестве фотосенсора использовать ССD-линейки.

Работа поддержана НШ-3645.2010.2.

#### **Литература**

1. *Середжинов Р.Т.* Система управления солнечного оперативного телескопа кислородской горной астрономической станции / Р.Т. Середжинов, А.Г. Тлатов, А.Д. Шрамко, Д.В. Дормидонтов // Солнечная и солнечно-земная физика – 2009: материалы Междунар. науч. конф.: СПб: ГАО РАН, 2009.
2. *Середжинов Р.Т.* Система автоматической наводки и гидирования патрульного телескопа. / Р.Т. Середжинов, Д.В. Дормидонтов // Солнечная и солнечно-земная физика – 2010: материалы Междунар. науч. конф.: СПб: ГАО РАН, 2010.
3. *Середжинов Р.Т.* Солнечный патрульный оптический телескоп / Р.Т. Середжинов, А.Х. Алиев, Д.В. Дормидонтов // III-молодежная конференция. Пулковое, 2010: «Известия ГАО РАН. Специальный выпуск, 2011»: СПб: ГАО РАН, 2011.



## **Секция 4**

# **СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР И КОСМИЧЕСКАЯ ПОГОДА**



## **ВЫСОКОСКОРОСТНЫЕ ПОТОКИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА И ВАРИАЦИИ Dst-ИНДЕКСА В 19–23 СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛАХ**

**Бикташ Л.З.**

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В.Пушкова РАН, г. Троицк Московской обл., 142190, Russia;  
e-mail: lsizova@izmiran.ru*

## **THE SOLAR WIND HIGH-SPEED STREAMS AND Dst INDEX VARIATIONS IN 19-23 SOLAR CYCLES**

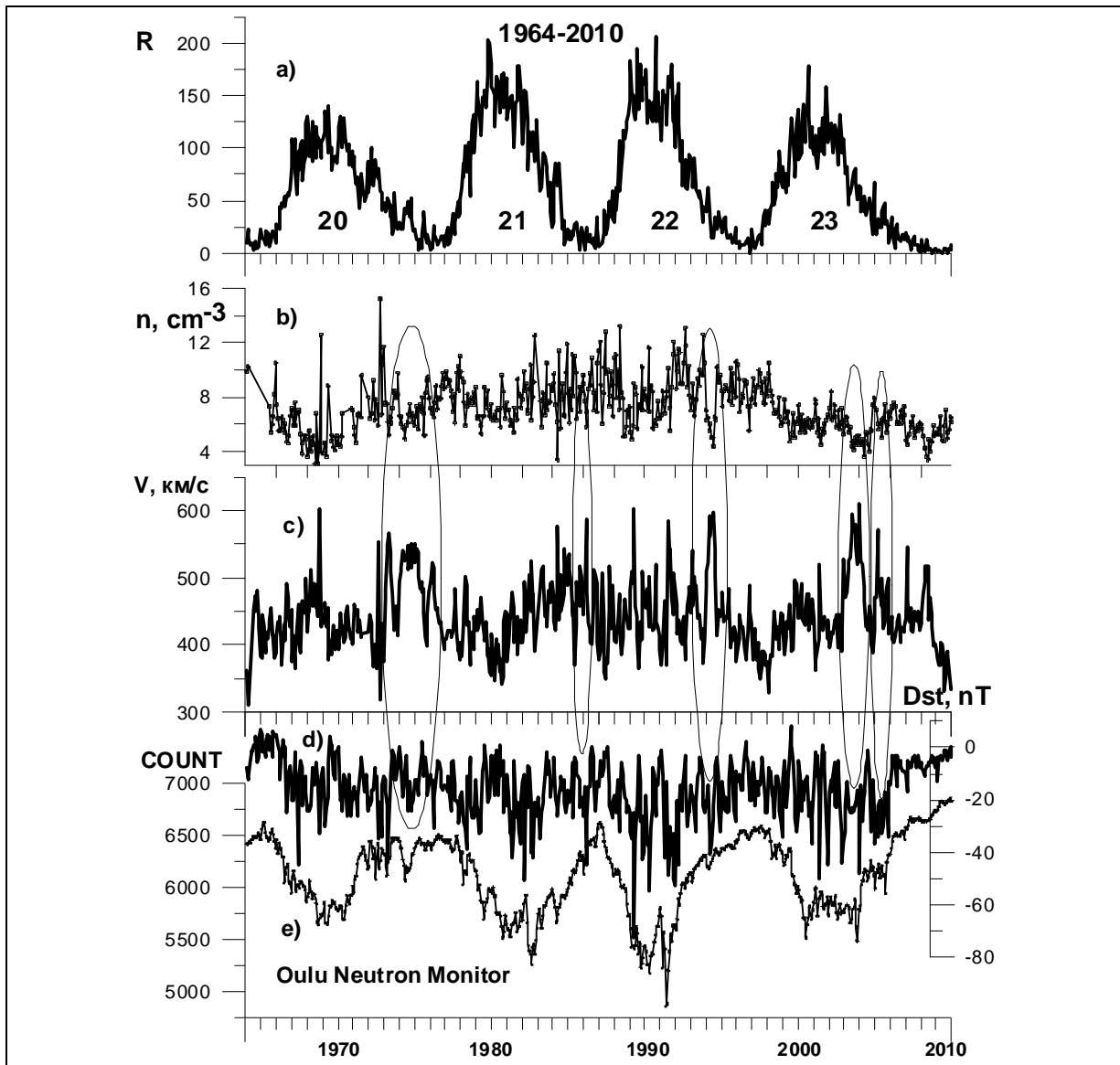
**Biktash L.Z.**

*N.V. Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of Russian Acad. of Sciences, Troitsk of Moscow region, 142190, Russia;  
e-mail: lsizova@izmiran.ru*

*We have studied variations of equatorial Dst index in 19-23 solar cycles to display favorable conditions in interplanetary space which can have an influence on climate change. 27-day average variations of Dst index and the solar wind parameters have been compared with sunspot numbers for 19-23 solar cycles. Superposed epoch results show Dst variations were the most intensive in 19 and 22 solar cycles. During these unique solar epochs the solar-wind high-speed streams occurred frequently and were the primary contributor to the recurrent storms. It signifies that corotating interaction regions respond to low density high-speed solar wind streams and the resultant geomagnetic storms in Dst had been associated with large, long-lived low latitude solar coronal holes during descending phases of solar activity. The maximum in 27-day average Dst variations was observed in 19th solar cycle in spite of the fact that this solar cycle was the most strong in 19-23 solar cycles. In general, Dst - variations as cosmic ray variations were going after the solar activity in these solar cycles. Climate change in connection with evolution of Dst variations are discussed.*

### **Высокоскоростные потоки солнечного ветра и вариации Dst-индекса**

Источником долгоживущих высокоскоростных потоков (ВСП) солнечного ветра с низкой плотностью являются корональные дыры (КД) [1]. Реккурентные магнитные бури являются следствием столкновения ВСП с магнитосферой Земли и повторяются в течение многих оборотов Солнца. Кинг [2], описывая базу данных OMNI, обнаружил, что максимум длинно-периодных вариаций скорости солнечного ветра наблюдается в фазы спада солнечной активности. Этот результат был повторен во многих статистических исследованиях солнечного ветра. В связи с тем, что магнитные бури влияют на многие процессы в земной магнитосфере и атмосфере, включая и возможное их влияние на изменения климата, в данной работе мы рассмотрим 27-дневные средние скорости солнечного ветра и связанные с ними вариации Dst-индекса и космических лучей (КЛ) в 19–23 солнечных циклах.

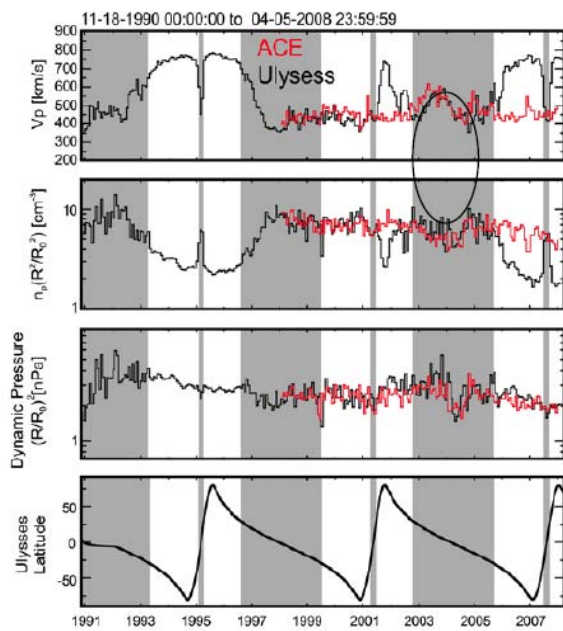


**Рис. 1.** 27-дневные средние в 19–23 солнечных циклах: **a)** R – число солнечных пятен, **b)** – плотность солнечного ветра в  $\text{cm}^{-3}$ , **c)** – скорость солнечного ветра в км/сек, **d)** – Dst-индекс в нТ. Овалами отмечены наиболее долгоживущие ВСП с пониженной плотностью (от 1 до 2 лет) и соответствующие им Dst – вариации, **e)** – вариации интенсивности КЛ в Оулу – <http://cosmicrays oulu.fi/>

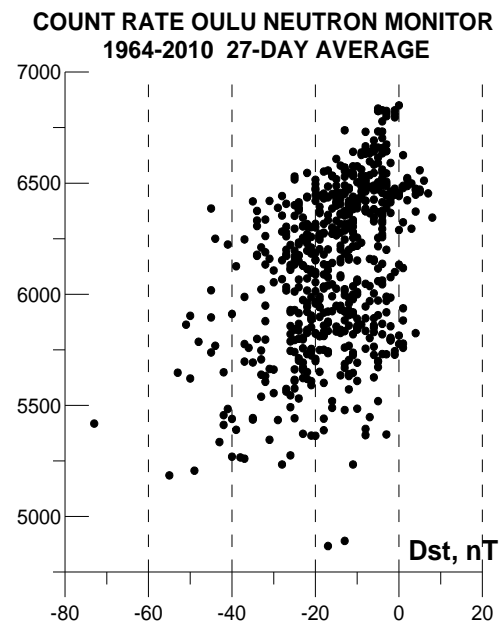
На рис. 1 представлены 27-дневные средние плотности и скорости солнечного ветра в 19–23 солнечных циклах (1964–2010 гг.), Dst-индекс в 19–23 солнечных циклах (OMNI 2) и вариации скорости счета КЛ в Оулу. Овалами отмечены наиболее долгоживущие ВСП (от 1 до 1,5 лет) с пониженной плотностью и соответствующие им понижения в Dst – вариации. Максимальные скорости солнечного ветра наблюдаются в минимумах и фазах спада солнечной активности. Как видно из Dst – вариаций, эти ВСП геэфективны, и умеренные рекуррентные магнитные бури наблюдаются, благодаря этим потокам, даже в минимумах цикла солнечной активности. Особенно долгоживущие ВСП (продолжительностью около 2-х лет) наблюдались в 20 и 23 циклах солнечной активности. Эти ВСП наблюдались



и на спутнике Ulysses [3]. По измерениям спутника Ulysses и спутника ACE и усредненные по солнечным оборотам: скорость, плотность и динамическое давление солнечного ветра, представлены на рис. 2 на котором интервалы, когда Ulysses находился  $\pm 30^\circ$  в пределах эклиптики, затемнены. В этих областях скорость, плотность и динамическое давление солнечного ветра практически совпадают, а динамическое давление солнечного ветра продолжает количественно совпадать, даже когда Ulysses находился на высоких широтах. Корональная дыра 2003–2005 гг., отмеченная овалом на рис. 1 и рис. 2, наблюдалась как на спутнике Ulysses, так и на ACE.



**Рис. 2.** Скорость, плотность и динамическое давление солнечного ветра, усредненные по данным спутников Ulysses и ACE за 25.4 дня [3].



**Рис. 3.** 27-дневные средние скорости счета КЛ нейтронного монитора на станции Оулу в зависимости от Dst-индекса 1964–2010 гг.

Таким образом, как видно из рис. 1 и рис. 2, геоэффективность ВСП проявляется в Dst со среднегодовыми значениями около  $-40$  в минимумах цикла солнечной активности. Особенно долгоживущие ВСП (1–2 года) наблюдались в 20 и 23 циклах солнечной активности. Максимальные среднегодовые значения Dst-индекса до  $+5$  nT наблюдались в минимуме 19 цикла СА, несмотря на то, что в этом цикле наблюдалось наибольшее число солнечных пятен из представленных циклов СА. В последнем, наиболее спокойном 23 минимуме цикла СА, среднегодовой Dst-индекса составлял  $-5$  nT.

### Долговременные вариации космических лучей и Dst вариации

С тех пор как Форбуш обнаружил понижение скорости счета космических лучей во время магнитных бурь, вариации КЛ многократно сопоставлялись с поведением различных индексов СА, параметрами солнечного

ветра и геомагнитными индексами. Связь Форбуш понижений КЛ во время геомагнитных бурь от различных источников в межпланетной среде, включая ВСП, представлена в работе Кэйна [4]. Пудовкиным и Распоповым [5] предложен механизм воздействия солнечной и геомагнитной активности на изменение прозрачности атмосферы под воздействием КЛ, который объясняет непрерывные изменения метеопараметров и климата. Предложенный механизм активно обсуждается в многочисленных работах последних лет. В нашей работе рассмотрены 27-дневные вариации космических лучей и Dst-индекса в 19–23 циклах СА, представленные на рис. 1 (панели d и e). Из сопоставления вариаций скорости солнечного ветра, Dst-индекса и скорости счета КЛ на нейтронном мониторе Оулу, четко прослеживается связь между ВСП, геомагнитными бурями и вариациями КЛ на фазах спада СА во всех рассмотренных циклах. Понижения Dst-индекса сопровождаются соответствующими спадами скорости счета КЛ. На рис. 3 представлена зависимость скорости счета КЛ нейтронного монитора на станции Оулу от Dst-индекса 1964–2010 гг. Несмотря на невысокий коэффициент корреляции, который, по-видимому, обусловлен большим разбросом скорости счета КЛ во время сильных геомагнитных бурь, из рисунка можно видеть, что чем интенсивнее магнитные бури, тем меньше скорость счета КЛ. Поскольку в большинстве работ долговременные вариации КЛ сопоставляются с числом солнечных пятен, которые не учитывают присутствие КД и других солнечных источников ВСП, важно выявить эти эффекты. Как показывают наши результаты, Dst-индекс отражает присутствие ВСП на спадах цикла СА и использование долговременных Dst-вариаций может быть полезно для исследования таких сложных процессов как солнечная активность и климат.

### **Заключение**

Из представленной работы следует, что долгоживущие высокоскоростные потоки солнечного ветра от корональных дыр отражаются в вариациях Dst-индекса и проявляются в изменениях интенсивности космических лучей.

### **Литература**

1. *Tsurutani B.T. et al.* Corotating solar wind streams and recurrent geomagnetic activity: A review. *J. Geophys. Res.* **111**, A07S01, doi:10.1029/2005JA011273, 2006.
2. *King, J.H.* Long-term solar wind variations and associated data sources, *J. Geomag. Geoelectr.*, 43 Suppl., 865–880, 1991.
3. *McComas D.J. et al.* Weaker solar wind from the polar coronal holes and the whole Sun. *Geophys. Res. Lett.*, V. 35, L18103, doi:10.1029/2008GL034896, 2008
4. *Cane, H.V.* Coronal mass ejections and Forbush decreases. *Space Sci. Rev.*, 93, 55–77, 2000.
5. *Pudovkin, M.I., Raspopov, O.M.* The mechanism of action of solar activity on the state of the lower atmosphere and meteorological parameters (a review). *Geomagn. and Aeronomy.* 32, 593–608, 1992.

## **ВОЗМОЖНО ЛИ УДАРНОЕ ВОЗМУЩЕНИЕ ПЛАНЕТАРНОЙ МАГНИТОСФЕРЫ ИЗ-ЗА ВЛИЯНИЯ СТАЦИОНАРНОГО ТАНГЕНЦИАЛЬНОГО РАЗРЫВА СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА?**

**Гриб С.А.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН*

## **IS THE SHOCK PERTURBATION OF THE PLANETARY MAGNETOSPHERE POSSIBLE DUE TO THE EFFECT OF THE SOLAR WIND STATIONARY TANGENTIAL DISCONTINUITY?**

**Grib S.A.**

*Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo*

*The interaction of the solar wind tangential discontinuities (TD) increasing and decreasing the density of the charged particles with the bow shock-magnetosphere of the Earth system in the frame of the MHD approximation is studied. The transfer of the bow shock from the fast to slow mode for the sufficient velocity shear across TD is indicated. The appearance of positive sudden geomagnetic impulses for TD with the increase of the solar wind density and a gradual decrease of the geomagnetic field for TD with the decrease of the density is briefly discussed.*

### **Введение**

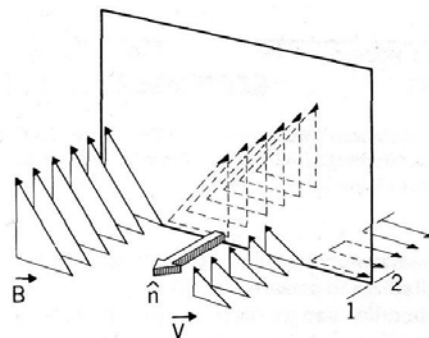
Во многих научных работах по гелиофизике и солнечно-земной физике обращается внимание на воздействие солнечных ударных волн на систему магнитосфера – головная (или носовая) ударная волна, расположенную с подсолнечной стороны перед сверхмагнитозвуковым потоком солнечного ветра. При этом уже давно было принято в геофизике связывать часто происходящее в поведении геомагнитного поля внезапное начало геомагнитной бури (SSC) с приходом вспышечной ударной волны в околоземное космическое пространство. Поведение этой волны сжатия в плазме солнечного ветра хорошо описывалось известными в магнитной гидродинамике (МГД) условиями динамической совместности, выражающими законы сохранения, представленные в интегральном виде. Одним из первых Л.Ф. Бурлага [1–3] обратил внимание на стационарный сильный разрыв (обычно именуемый разрывом направления [2]), встречающийся в потоке солнечного ветра чаще, чем нестационарная ударная волна, который движется вместе с потоком и относится к так называемой структуре с постоянным давлением  $p_{bs}$  [3]. Этот разрыв при выполнении определённых условий является МГД тангенциальным разрывом (ТР или TD) и может вызвать сильное возмущение магнитосферы Земли и, соответственно, внезапный геомагнитный импульс [4–6]. В одной из геофизических работ [7] впервые было численно рассмотрено в одномерном приближении взаимодействие тангенциального разрыва с головной ударной волной перед маг-

нитосферой Земли, показано возникновение быстрой МГД волны, преломленной внутрь магнитослоя, и указано на важную роль изменения плотности заряженных частиц при переходе через ТР. В работе [8] исследовалось взаимодействие солнечной быстрой ударной МГД волны с границей коронального стримера, представляемой в виде ТР. При этом в отличие от предыдущей работы [7] применялся МГД метод ударных поляр [9, 10].

Представляется целесообразным этим же способом применить этот метод и к решению задачи о столкновении ТР с фронтом головной ударной волны и с магнитосферой Земли, при котором ТР может быть изолированным или представлять границу магнитного облака [11].

### **Постановка задачи, анализ и обсуждение**

На систему *головная ударная волна – магнитосфера Земли* со стороны солнечного ветра падает переносимый потоком ветра стационарный МГД тангенциальный разрыв ТР. Требуется определить нелинейное возмущение системы и изменение в состоянии ТР. Плотность плазмы на ТР может расти или падать, нормальные же компоненты магнитного поля и скорости потока по отношению к ТР равны 0. Основным условием существования ТР является непрерывность полного давления при переходе через разрыв. Процесс рассматривается локально с переходом в систему координат, связанную с точкой пересечения МГД разрывов. Задача стационарна, автомодельна и плоскополяризована. Начальные параметры плазмы: число Маха потока солнечного ветра  $M = 8$ , величина плазменного давления  $\beta = 1$ , скачки плотности величины магнитного поля и скорости плазмы определяются интенсивностью тангенциального разрыва. Угол между вектором межпланетного магнитного поля и скоростью солнечного ветра полагается равным  $45^\circ$ , наклон тангенциального разрыва по отношению к потоку плазмы совпадает с указанной величиной.



**Рис. 1.** Тангенциальный разрыв.

Столкновение тангенциального разрыва солнечного ветра (рис. 1) [3] с фронтом головной ударной волны (рис. 2) может строго рассматриваться как частный случай решения задачи Римана-Кочина о распаде произволь-

ного разрыва при указанных выше условиях по МГД методу, изложенному для корональной плазмы [8].

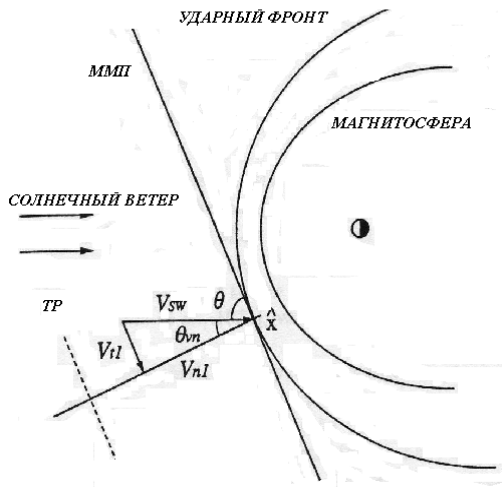


Рис. 2. Столкновение тангенциального разрыва солнечного ветра с системой головная ударная волна – магнитосфера Земли.

Основной принцип, который используется при решении задачи о распаде произвольного разрыва, заключается в том, что сумма скачков физической величины при переходе через волну (ударную, простую или особый разрыв) должна равняться скачку этой величины на начальном разрыве:

$$\Delta_0 a = \sum_i (\Delta_f a_i, \Delta_s a_i, \delta_f a_i, \delta_s a_i, \delta_A a_i, \Delta_s a_i), \quad (1)$$

где  $\Delta_0$  – начальный разрыв величины  $a$ , под которой можно понимать соответственно энтропию  $S$ , плотность  $\rho$ , компоненты скорости  $V_x, V_y, V_z$ , и компоненты магнитного поля  $B_y, B_z$ . Индексы “ $f$ ”, “ $s$ ” относятся соответственно к быстрой и медленной волнам, а “ $A$ ” к альфвеновскому разрыву.

Для фронта ударной волны считаем выполненными магнитогидродинамические уравнения Рэнкина-Гюгонно. Тогда параметры потока за набегающей волной солнечного ветра и за головной ударной волной могут быть найдены по методу и формулам, приведённым в [12]. Для быстрых  $S_+$  и медленных ударных волн  $S_-$  имеем:

$$S_+: \Delta U = U_2 - U_1 = \pm f_+, \Delta V = V_2 - V_1 = \pm \varphi_+ \text{sign } h,$$

$$S_-: \Delta U = U_2 - U_1 = \pm f_-, \Delta V = V_2 - V_1 = \pm \varphi_- \text{sign } h, \quad (2)$$

$$\text{где } f_{\pm} = \frac{h_2 - h_1}{\sqrt{1 + h_2 z}} z V_{a1}, \varphi_{\pm} = \left| \frac{h_2 - h_1}{\sqrt{1 + h_2 z}} V_{a1} \right|, h_i = \frac{B_{yi}}{B_x}, z = \frac{P_2 - P_1}{h_2 - h_1} + \frac{1}{2}(h_2 + h_1),$$

$U, V$  – компоненты вектора скорости. Верхний знак в формулах соответствует волне, идущей вверх, нижний – вниз по потоку. Для быстрой ( $R_+$ ) или медленной ( $R_-$ ) волны разрежения будем иметь другие соотношения:

$$\begin{aligned}
 R_+ : U_2 - U_1 &= \mp \psi_+, V_2 - V_1 = \pm \chi + \text{sign } h, \\
 R_- : U_2 - U_1 &= \mp \psi_-, V_2 - V_1 = \mp \chi + \text{sign } h, \\
 \psi_{\pm} &= \frac{V_{a1}}{\gamma \rho_1^{\frac{1}{2}}} \int_{P_2}^{P_1} \left( \frac{P}{\rho_1} \right)^{-\frac{\gamma+1}{2\gamma}} q_{\pm}^{\frac{1}{2}} dP, \quad \chi_{\pm} = \frac{V_{a1}}{\gamma \rho_1^{\frac{1}{2}}} \int_{P_2}^{P_1} \left( \frac{P}{\rho_1} \right)^{-\frac{\gamma+1}{2\gamma}} \left( \frac{1 - q_{\pm}}{1 - P q_{\pm}} \right)^{\frac{1}{2}} dP,
 \end{aligned} \tag{3}$$

где  $\gamma$  – показатель политропы,  $R_+$  – быстрая волна разрежения,  $R_-$  – медленная,  $q_{\pm}$  – решение дифференциального уравнения:

$$\frac{dP}{dq} + \frac{\theta P}{1 - q} \frac{\theta}{q^2(1 - q)} = 0, \quad \theta = \frac{\gamma}{z - \gamma}. \tag{4}$$

Применяем систему МГД дифференциальных уравнений с использованием пяти интегральных инвариантов [8] в характеристическом виде для пяти неизвестных: плотности  $\rho$ , переменных годографа скорости  $V$  и  $\delta$ , индукции магнитного поля  $B=H$ , газокINETического давления  $P$ :

$$I_{1,2} = \delta \pm \int_{v^*}^v \frac{\sqrt{(V^2 - a^2)(\alpha(V^2 - a^2) + a^2)}}{a^2 \sqrt{1 - \alpha}} \frac{dV}{V} = \text{const} - \text{вдоль характеристик,}$$

направленных под углами  $\pm \mu$  к линии тока;

$$I_3 = \frac{H}{\rho V} = \text{const} = C_1 - \text{всюду в области течения;}$$

$$I_4 = \frac{P}{\rho^\gamma} = \text{const} = C - \text{вдоль линий тока;}$$

$$I_5 = C_2 - \text{интеграл Бернулли вдоль линии тока.}$$

Интегральные инварианты дают возможность описывать непрерывное течение вне разрывов, ударные же волны и волны разрежения описываем МГД соотношениями (2)–(4) вместе с условиями существования ТР [3]. Решая задачу о распаде произвольного разрыва при взаимодействии ТР (с ростом плотности на нём) с головным фронтом, получаем величину эффективного числа Маха для быстрой МГД ударной волны, возникающей в магнитослое, большую ( $M_e = 3.5$  для ТР со скачком плотности в солнечном ветре, равным 3), и для ТР с уменьшением плотности – плавное понижение величин параметров плазмы в магнитослое на быстрой волне разрежения. Затем в первом случае быстрая ударная волна отразится от магнитопаузы как быстрая волна разрежения и преломится внутрь магнитосферы в виде слабой быстрой ударной волны сжатия. Во втором случае в магнитосферу проникнет МГД быстрая волна разрежения.

### Сопоставление данных по событию

Имеется много данных, говорящих о наличии связи между приходом ТР с увеличением плотности при переходе через него и внезапным возму-

пением геомагнитного поля SSC или  $SI^+$  [4]. Этот импульс непосредственно связан с ударным сжатием магнитосферы.

Рассмотрим событие, связанное с приходом ТР с уменьшением плотности на нём в околоземное космическое пространство. По данным космического аппарата ACE 7 апреля 2000 года наблюдалось падение величины плотности частиц и увеличение величины ММП (рис. 3), характеризующее приход ТР [6].

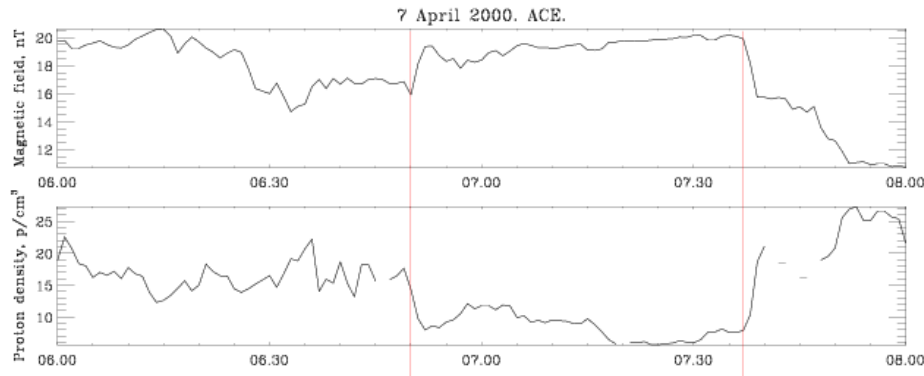


Рис. 3. Параметры плазмы и магнитного поля солнечного ветра по событию 7.04.2000 г. при переходе через ТР по данным аппарата ACE

Вслед за приходом ТР через 2–3 минуты на многих низкоширотных обсерваториях наблюдалось одновременное падение величины геомагнитного поля (рис.4), по-видимому, связанное с влиянием ТР и возникновением МГД быстрой волны разрежения.

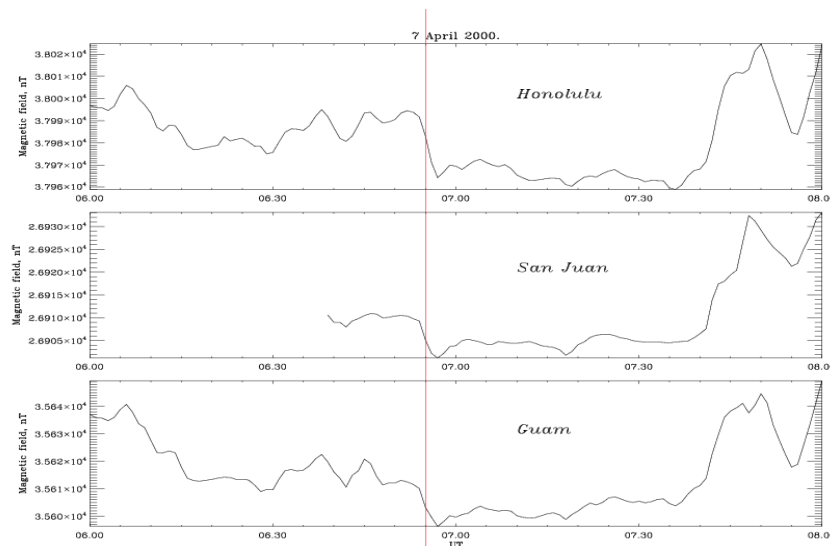


Рис. 4. Вариация геомагнитного поля на обсерваториях в Гонолулу, Сан Хуан, Гуам. Событие 7.04.2000г.

### Основные результаты

В рамках МГД приближения получены следующие результаты:

1. Взаимодействие стационарного тангенциального разрыва (ТР) с системой головная ударная волна – магнитосфера Земли приводит к воз-

никновению преломлённой в магнитослой волны: быстрой ударной волны для ТР с ростом плотности при переходе через него и быстрой волны разрежения для ТР с уменьшением плотности на нём.

2. Разрыв скорости на ТР оказывает существенное влияние на фланги головной ударной волны. Головная ударная волна смещается по направлению к магнитопаузе при набегании на неё ТР с ростом плотности, и по направлению к Солнцу для ТР с уменьшением плотности. Для разнонаправленных по разрыву скоростей на ТР головная ударная волна может преобразоваться в медленную ударную волну.

3. Преломлённая в магнитослой быстрая волна разрежения для ТР с уменьшением плотности плавно уменьшает давление потока на магнитосферу и создаёт слабую быструю волну разрежения внутри магнитосферы.

4. Преломлённая внутрь магнитосферы волна является причиной внезапного геомагнитного импульса или внезапного начала геомагнитной бури при ТР с ростом плотности и постепенного уменьшения величины геомагнитного поля при уменьшении плотности на ТР.

Автор выражает благодарность В.Б. Белаховскому за предоставленные геомагнитные и космические данные.

Работа выполнена при поддержке грантом РФФИ 11-01-00235 и в рамках программы ОФН-15.

#### Литература

1. *Burlaga L.F.* // Solar Physics, 1968, 4, p.67
2. *Burlaga L.F. and Ness N.F.* // 1969, 9, pp.467–477.
3. *L.F. Burlaga.* Interplanetary Magnetohydrodynamics, NY, Oxford Univ. Press, 1995.
4. *Taylor H.E.* // Solar Physics, 1969, 6, issue2, pp. 320–334.
5. *Wing S. Sibeck D.G., Wiltberger D., Singer H.* // Journ. Geophys. Res., 2002, 107, A8, DOI: 10.1029/2001 JA009156.
6. *Maynard N.C., Burke W.J., Ober D.M. et al.* // Journ. Geophys. Res., 2007, 112, A12, DOI: 10.1029/2007, JAO12293.
7. *Wu B.H., Mandt M.E., Lee L.C., Chao J.K.* // Journ. Geophys. Res., 1993, 98, A12, pp.21,297–21,311.
8. *Grib S.A., Koutchmy S., Sazonova V.N.* // Solar Physics, 1996, 168, pp.151–166.
9. *Bazer J. and Ericson W.B.* // Proc. of the Symp. on Electromagnetics and Fluid Dynamics of Gaseous Plasma. NY, Polytech.Press, 1961, p.387.
10. *Пушкарь Е.А.* // Механика жидк. и газа, 1979, №3, с.111–121.
11. *Еркаев Н.В.* Труды конф. «Физика плазмы в солнечной системе», 17–20.02, 2009. ИКИ, М., 2009, с.39.
12. *Куликовский А.Г., Любимов Г.А.* Магнитная гидродинамика, М., Логос, 2005.



## **СИММЕТРИЯ ФЛУКТУАЦИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И СКОРОСТИ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ**

**Ерофеев Д.В.**

*Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН*

## **SYMMETRY OF MAGNETIC FIELD AND VELOCITY FLUCTUATIONS IN THE SOLAR WIND**

**Erofeev D.V.**

*Ussuriysk Astrophysical Observatory of FEB RAS*

*Anisotropy of hourly fluctuations in the solar wind is investigated by using OMNI-2 data set. During periods of high solar activity, both magnetic and velocity fluctuations are symmetrical with respect to the local magnetic field direction. During activity minima, however, the symmetry of the solar wind fluctuations is affected by orientation of the solar magnetic dipole. In addition, sign of correlation between velocity and magnetic field variations shows a symmetry with respect to direction of Parker spiral. So, direction of the local-scale magnetic field and global-scale structure of heliosphere both manifest themselves in anisotropy and symmetry of solar wind turbulence.*

Хорошо известно, что солнечный ветер (СВ) содержит турбулентные флуктуации, которые из-за присутствия магнитного поля обладают существенной анизотропией. Если локальное магнитное поле  $\mathbf{B}$  является осью симметрии турбулентности, то благодаря «эффекту замороженной конвекции» наблюдаемые характеристики флуктуаций будут зависеть только от угла между вектором  $\mathbf{B}$  и направлением течения СВ [1, 3]. Однако на анизотропию турбулентности может влиять и крупномасштабная структура гелиосферы. Так, в [2] была найдена зависимость знака корреляции компонент  $B_x$  и  $B_z$  магнитного поля от ориентации глобального солнечного диполя. Таким образом, анизотропия флуктуаций может зависеть от ориентации магнитного поля относительно одного или нескольких выделенных направлений. Поэтому достаточно общей задачей является определение параметров анизотропии в функции направления магнитного поля, причем с учетом возможного изменения их в ходе солнечного цикла.

### **Исходные данные**

Параметры СВ за 1965–2010 гг. взяты из базы данных OMNI-2 [4], временное разрешение ряда 1 ч, векторные величины заданы в координатной системе RTN. Предварительная обработка данных заключалась в исключении интервалов явно нестационарного поведения СВ (окрестности секторных границ, фронты высокоскоростных потоков и т.п.). Обозначим исходные ряды измерений векторов магнитного поля и скорости  $\mathbf{B}(t_i)$  и  $\mathbf{V}(t_i)$ . Флуктуации выделялись как приращения этих векторов за один ин-

тервал временной дискретизации  $\Delta t$ :  $\delta\mathbf{V}(t_k) = \mathbf{V}(t_{i+1}) - \mathbf{V}(t_i)$ ,  $\delta\mathbf{V}(t_k) = \mathbf{V}(t_{i+1}) - \mathbf{V}(t_i)$ ,  $t_k = t_i + \Delta t/2$ . Направление магнитного поля задавалось двумя углами – азимутальным  $\varphi$  (отсчитывается в плоскости RT от направления R) и широтным  $\theta$  (отсчитывается на север от плоскости RT). Зависимости параметров плазмы от направления вектора магнитного поля ( $\varphi$ ,  $\theta$ ) можно рассматривать как функции, заданные на «координатной сфере» единичного радиуса с центром в точке наблюдения.

### Метод обработки данных

Координатная сфера была разбита на  $12 \times 12 = 144$  ячейки одинаковой площади; каждое измерение параметров СВ отнесено к одной из ячеек, в соответствии с направлением  $\mathbf{V}$  в момент измерения. Каждая из сформированных таким способом 144 выборок данных обрабатывалась независимо, в результате получены интересующие нас параметры как функции направления магнитного поля, заданные в 144 точках координатной сферы. Интересующими нас параметрами являлись направления максимальной дисперсии флуктуаций магнитного поля и скорости,  $\delta\mathbf{b}$  и  $\delta\mathbf{v}$ , которые определены хорошо известным способом как собственные векторы соответствующих ковариационных матриц. Рассчитанные векторы  $\delta\mathbf{b}$  оказались практически лежащими в касательных к координатной сфере плоскостях (очевидно, это следствие известного свойства «почти несжимаемости» флуктуаций СВ). Поэтому результаты расчетов можно графически представить в виде 2-мерных полей направлений, наложенных на плоскую проекцию координатной сферы.

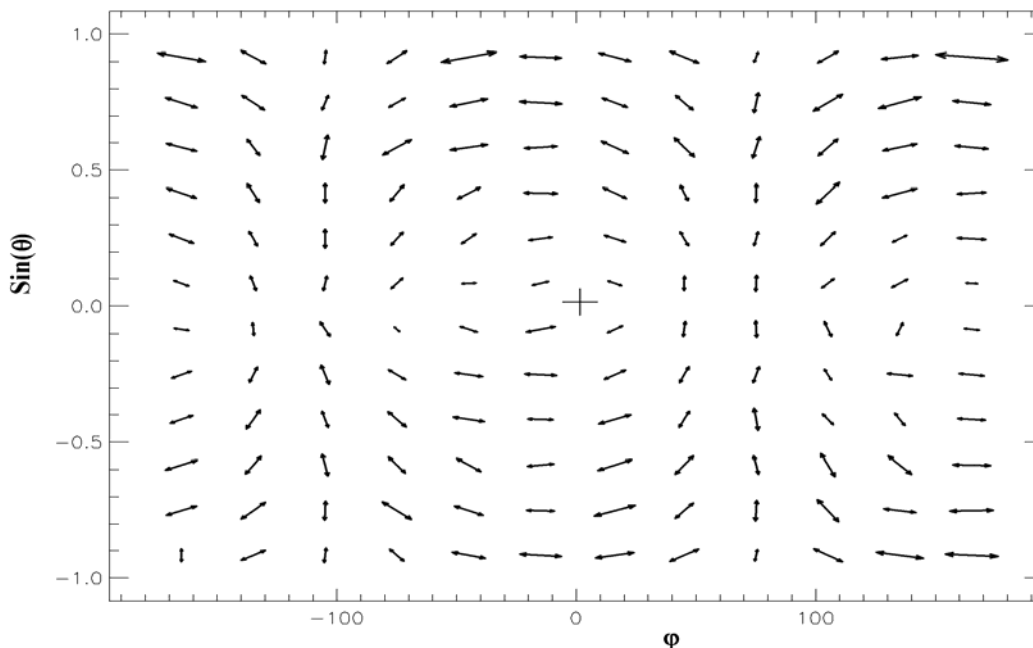


Рис. 1. Поле направлений  $\delta\mathbf{b}$  для высокой солнечной активности.

## Результаты

На рис. 1 представлено поле направлений максимума дисперсии  $\delta\mathbf{b}$ , для периодов высокой солнечной активности. Видно, что оно обладает хорошо выраженной осевой симметрией с осью  $\mathbf{L}$ , направление которой близко к направлению течения СВ (последнее показано крестиком на рис. 1). Как отмечалось выше, такое направление оси указывает на локальный характер симметрии. Отметим, что поле направлений  $\delta\mathbf{b}$  хорошо описывается простым условием ортогональности флуктуаций к локальному магнитному полю и оси симметрии:  $\delta\mathbf{b} \propto \mathbf{b} \times \mathbf{L}$ ,  $\mathbf{b} = \mathbf{V}/|\mathbf{V}|$ .

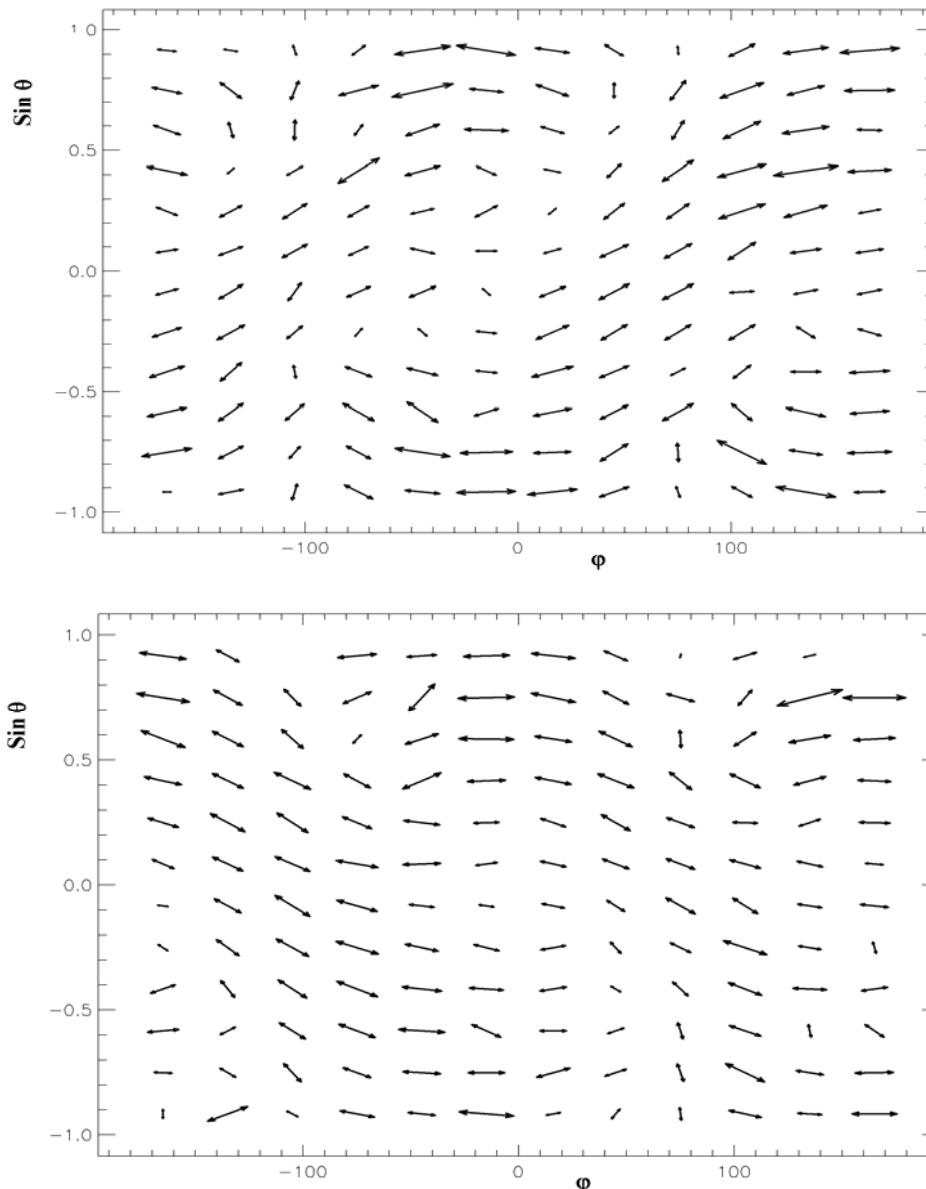


Рис. 2. Направления  $\delta\mathbf{b}$  для минимумов нечетных (вверху) и четных (внизу) циклов солнечной активности

В минимумах активности, однако, поля направлений  $\delta\mathbf{b}$  не обнаруживают осевой симметрии, хотя и обладают значительной когерентностью

(рис. 2). При этом поля направлений  $\delta\mathbf{b}$  для минимумов четных и нечетных циклов являются зеркально-отраженными относительно «экватора» (линии  $\theta = 0$ ). Таким образом, налицо 22-летний цикл, что указывает на зависимость анизотропии флуктуаций от ориентации дипольного магнитного поля Солнца, а это нелокальный эффект. В [2] была высказана идея, что 22-летний цикл в СВ может быть связан с периодическим отклонением некой оси (предполагалось, что это направление распространения альвеновских волн) к северу или к югу от экватора, причем отклонение имеет разный знак в секторах гелиосферы с противоположным направлением регулярного магнитного поля. Несложный расчет показывает, что поля направлений  $\delta\mathbf{b}$  для минимумов циклов можно действительно довольно точно описать как комбинации из двух осесимметричных составляющих, у которых  $\delta\mathbf{b} \propto \mathbf{b} \times \mathbf{L}$ , но оси симметрии  $\mathbf{L}$  наклонены на  $\pm 40^\circ$  к плоскости экватора, и знак наклона зависит от ориентации солнечного магнитного диполя.

Обработка данных о скорости СВ показала, что поле направлений  $\delta\mathbf{v}$  в целом совпадает с  $\delta\mathbf{b}$  на всех фазах 22-летнего цикла, т.е. имеет те же свойства симметрии. Интересная дополнительная деталь обнаружилась при анализе кросс-ковариационной матрицы флуктуаций магнитного поля и скорости. Эта матрица позволяет не только найти поле направлений максимума дисперсии флуктуаций, но и определить взаимную ориентацию (параллельность или антипараллельность) вариаций магнитного поля и скорости по знаку собственного значения  $\lambda$  матрицы. Оказалось, что  $\lambda$ , определенное как функция направления магнитного поля, имеет форму диполя с осью, ориентированной в направлении регулярного магнитного поля (спирали Паркера), а не в радиальном направлении. Это указывает на еще один вид нелокальной симметрии флуктуаций в СВ, связанный с выделенным направлением гелиосферы (спиралью Паркера). Интересно, что эта симметрия проявляется только во *взаимной* ориентации флуктуаций скорости и магнитного поля, тогда как поля направлений  $\delta\mathbf{b}$  и  $\delta\mathbf{v}$  сами по себе имеют симметрию иного вида.

#### Литература

1. Dasso S., Milano L.J., Matthaeus W.H. *Astrophys. J.* V. 635. P. L181–L184. 2005.
2. Lyatsky W., Tan A., Lyatskaya S. *Geophys. Res. Lett.* V. 30. L2258. 2003.
3. Matthaeus W.H., Goldstein M.L., Roberts D.A. *J. Geophys. Res.* V. 95 P. 20, 673–20, 683. 1990.
4. [ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/spacecraft\\_data/omni/](ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/spacecraft_data/omni/)

## **ОБ УСКОРЕНИИ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ**

**Исаева Е.А., Цап Ю.Т.**

*НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория», Крым, Научный, 98409*

## **ON THE SOLAR ENERGETIC PARTICLE ACCELERATION**

**Isaeva E.A., Tsap Yu.T.**

*SRI «Crimean Astrophysical Observatory», Crimea, Nauchnyi, 98409*

*The statistical analysis for 107 proton events observed in 1989–2005 with the Radio Solar Telescope Network and the WIND satellite was carried out. Relations between the proton flux intensities of solar energetic particles (SEPs) with parameters of continual bursts within the range 25–15400 MHz as well as with frequency drift velocities of the type-II radio bursts at meter (25–299 МГц) and decameter-hectometer (20 кГц–14 МГц) wavelengths are considered. Indications in favor of the two-step acceleration model of SEPs were obtained. Coronal shock waves accelerate protons more effectively than interplanetary ones and their contribution to the acceleration process increases with an increase of proton energy.*

### **1. Исходные данные и их обработка**

При проведении исследований использовались наблюдательные данные, доступные через Интернет. Независимая выборка включала 107 протонных событий за период с 1989 по 2005 г. Из них 87 сопровождалась радиовсплесками II типа в метровом (m II) или декаметровом-гектометровом (DH II) диапазонах длин волн.

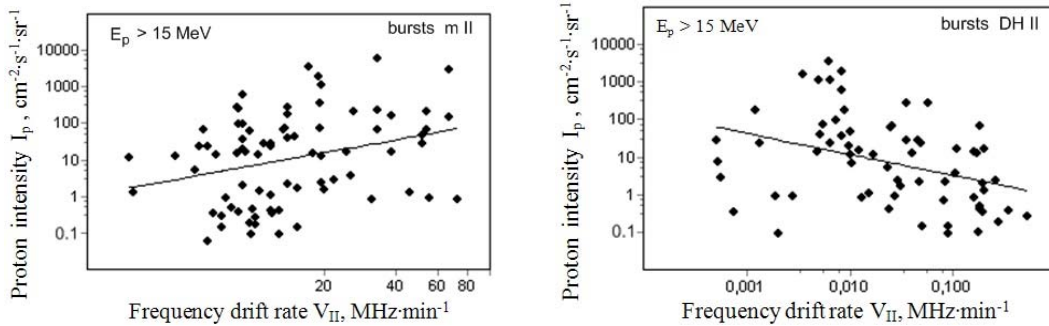
Скорость частотного дрейфа  $V_{II} = \Delta f / \Delta t$  в m II- и DH II-диапазонах длин волн принималась равной отношению наблюдаемого частотного диапазона  $\Delta f$  к длительности всплеска  $\Delta t$ .

Интегральные спектральные интенсивности потока протонов солнечных космических лучей (СКЛ)  $I_p$  с энергиями  $E_p > 1-100$  МэВ регистрировались на спутниках серии GOES. Значения  $I_p$  принимались равными максимальной величине в рассматриваемом спектральном интервале. Для получения реальных интенсивностей учитывалось гелиодолготное ослабление.

### **2. Интенсивность потока протонов и скорость частотного дрейфа m II- и DH II-всплесков**

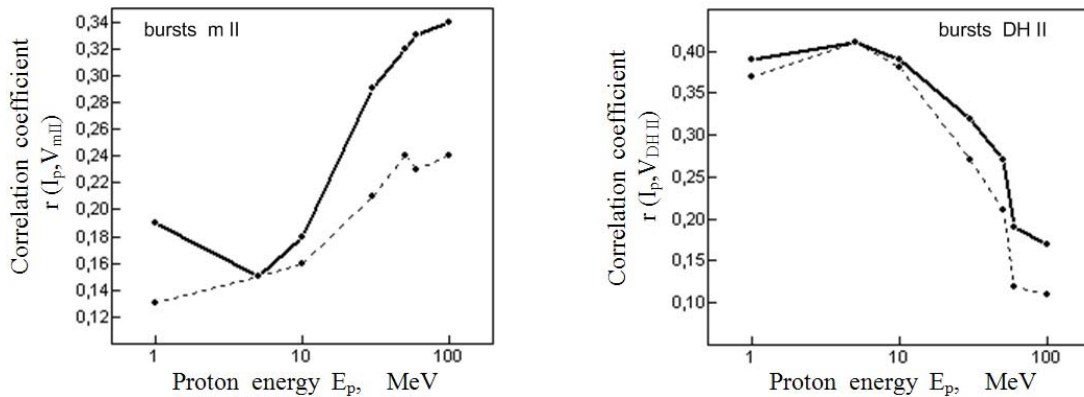
Как следует из рис. 1, на котором показана зависимость между интенсивностью потока протонов с энергией  $E_p > 15$  МэВ и скоростью частотного дрейфа, знак  $\text{tg} \alpha$ , где  $\alpha$  – угол наклона регрессионной прямой, зависит от рассматриваемого диапазона длин волн. Если для m II-всплесков  $\text{tg} \alpha > 0$ , то для DH II-всплесков  $\text{tg} \alpha < 0$ . Это означает, что с увеличением скорости

дрейфа  $m$  II-всплесков в среднем поток протонов увеличивается, тогда как для ДН II-всплесков, наоборот, уменьшается.



**Рис. 1.** Зависимость между интенсивностью потока протонов  $I_p$  и скоростью частотного дрейфа  $V_{II}$  для  $m$  II- и ДН II-всплесков.

На основе представлений о дрейфовом и диффузионном механизмах ускорения нетрудно показать, что темп набора энергии заряженными частицами на фронтах ударных волн  $dE_p/dt \propto u^\gamma$ , где  $u$  – скорость распространения волны и показатель степени  $\gamma = 1-2$ . Откуда следует, поскольку плазменная частота  $f_e \propto \sqrt{n}$ , где  $n$  – концентрация электронов, то  $V_{II} \propto u \propto (dE_p/dt)^{1/\gamma}$ . Поэтому рис. 1 свидетельствует, с одной стороны, об ускорении СКЛ на фронтах ударных волн в диапазоне высот  $R = (1.5-3)R_{sun}$ , а с другой, о значительном снижении эффективности ускорительного процесса в межпланетном пространстве.



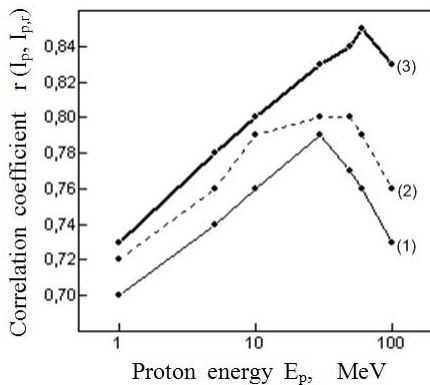
**Рис. 2.** Зависимость коэффициента корреляции  $r(I_p, V_{II})$  между потоком протонов разных энергий и скоростью дрейфа  $E_p$  без учета (пунктирная линия) и с учетом (сплошная линия) гелиодолготного ослабления потока протонов.

На рис. 2 показана зависимость коэффициента корреляции  $r(I_p, V_{II})$  от  $E_p$  без учета и с учетом гелиодолготного ослабления по Очелкову [1]. Как видно, соответствующие кривые для  $m$  II- и ДН II-всплесков ведут себя различным образом. В метровом диапазоне корреляция увеличивается с ростом энергии протонов, а в гектометровом, наоборот, уменьшается. Но в

том и в другом случае значения коэффициента корреляции оказываются довольно низкими и не превышают 0.40.

### 3. Модель двухступенчатого ускорения протонов СКЛ

Слабая корреляция между интенсивностью потоков протонов и скоростью дрейфа  $m$  II- и DH II-всплесков II типа предполагает, что ускорение протонов ударными волнами не является определяющим. Для того, чтобы убедиться в правомерности этой гипотезы, мы исследовали связь потока протонов со следующими параметрами радиовсплесков в диапазоне 25-15400 МГц: максимальным значением потока излучения  $F$ , эффективной длительностью всплесков  $T$ , спектральным максимумом  $f$  и скоростью частотного дрейфа метровых всплесков  $V_{mII}$ . Принимались во внимание только такие протонные события, которые сопровождалось одновременно непрерывными микроволновыми всплесками ( $\mu$ ), дециметровыми всплесками IV типа ( $d$ ) и метровыми  $m$  II-всплесками. В результате, было отобрано 39 событий за период с 2001 по 2006 г.



**Рис. 3.** Зависимость коэффициента корреляции между наблюдаемыми ( $I_p$ ) и расчетными ( $I_{pr}$ ) значениями интенсивности от энергии протонов  $E_p$ . Функция  $I_{pr}$  строилась с учетом следующих параметров радиовсплесков: 1)  $F_\mu, T_\mu, f_\mu$  – тонкая сплошная линия; 2)  $F_\mu, T_\mu, f_\mu, F_d, T_d, f_d$  – пунктирная линия; 3)  $F_\mu, T_\mu, f_\mu, F_d, T_d, f_d, V_{mII}$  – толстая сплошная линия.

На рис. 3 представлены зависимости значений коэффициента корреляции  $r(I_p, I_{pr})$  от энергии протонов  $E_p$ . Расчетные значения их интенсивности  $I_{pr}$  определялись по следующим формулам:

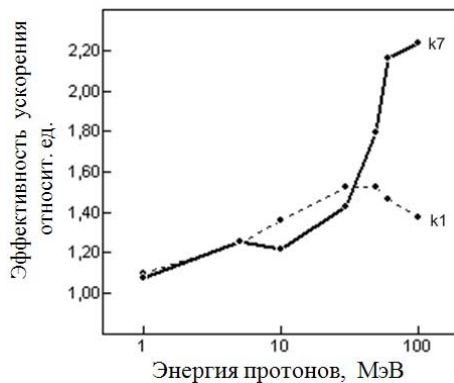
$$\lg I_{p,r} = k1 \cdot \lg F_\mu + k2 \cdot \lg T_\mu + k3 \cdot \lg f_\mu + const, \quad (1)$$

$$\lg I_{p,r} = k1 \cdot \lg F_\mu + k2 \cdot \lg T_\mu + k3 \cdot \lg f_\mu + k4 \cdot \lg F_d + k5 \cdot \lg T_d + k6 \cdot \lg f_d + const, \quad (2)$$

$$\lg I_{p,r} = k1 \cdot \lg F_\mu + k2 \cdot \lg T_\mu + k3 \cdot \lg f_\mu + k4 \cdot \lg F_d + k5 \cdot \lg T_d + k6 \cdot \lg f_d + k7 \cdot \lg V_{mII} + const, \quad (3)$$

где  $k1, k2, k3, \dots$  – коэффициенты линейной регрессии, значения которых находились методом наименьших квадратов. Уравнение (1) предполагает, что ускорение протонов происходит во вспышечной области. Хотя, как следует из рис. 3 коэффициент корреляции в этом случае достигает 0.78, такой подход едва ли можно считать удовлетворительным, поскольку он не учитывает параметры, характеризующие инжекцию частиц в окружающую корону. Между тем, как известно, радиовсплески IV типа служат индикаторами эруптивных процессов на Солнце и, соответственно, характе-

ризуют выход ускоренных частиц из области вспышечного энерговыделения. Это учтено в уравнении (2), которое включает параметры декаметровых всплесков, что приводит, согласно рис. 3, к увеличению значений  $r(I_p, I_{pr})$  по сравнению с предыдущим случаем. Если ускорение СКЛ происходит не только в области вспышечного энерговыделения, но и на фронтах ударных волн, то, принимая во внимание параметр  $V_{mII}$ , значения  $r(I_p, V_{II})$  еще более возрастут, достигнув почти 0.85. Откуда следует вывод в пользу



**Рис. 4.** Зависимости коэффициентов линейной регрессии  $k1$  и  $k7$ , характеризующих ускорение в источнике вспышки и на ударных волнах, от энергии протонов  $E_p$ .

модели двухступенчатого ускорения заряженных частиц. Вместе с тем сравнительно небольшое увеличение коэффициента корреляции по сравнению с первым случаем, описываемом формулой (1), свидетельствует об определяющем вкладе в ускорение СКЛ источника вспышки. Причем, как видно из рис.4, с увеличением энергии протонов эффективность ускорения протонов в источнике вспышки даже несколько уменьшается, тогда для ударных волн, наоборот, возрастает.

### Выводы

1. Ускорение СКЛ в области вспышечного энерговыделения является определяющим.
2. Корональные ударные волны эффективнее межпланетных ускоряют СКЛ.
3. Ускорение СКЛ происходит поэтапно – вспышка + ударные волны.

### Литература

1. Очелков Ю.П. Гелиодолготная зависимость интенсивности солнечных протонных событий // Геомагнетизм и аэрномия. 1986. Т.26, № 6. С. 1007–1009.



## **ИЗУЧЕНИЕ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НОВЫМИ МЕТОДАМИ**

**Лотова Н.А., Обридко В.Н.**

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН,  
г. Троицк Московской обл.*

## **STUDY OF THE SOLAR WIND WITH NEW METHODS**

**Lotova N.A., V.N. Obridko**

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,  
142 190 Troitsk, Russia, nlotova@izmiran.ru*

*In a study of the last two solar activity cycles 22 and 23 we used new techniques developed in recent years. This is a new, unusual modification which increases a number of translucent sources near the Sun at small angular distances, and the method of correlation analysis of experimental data, which relates the types of solar wind streams from their sources in the solar corona. The experimental data allowed us to investigate more in detail heliolatitude jet structure of the solar wind, to examine a set of types of solar wind streams and their sources in the solar corona*

В последние годы в изучении солнечного ветра возникли новые возможности, которые позволяют изучать циклы солнечной активности по солнечному ветру, поскольку солнечный ветер является продолжением магнитных полей солнечной короны в межпланетное пространство. В изучении солнечного ветра была разработана новая модификация метода просвечивания, которая основана на одновременном и независимом использовании двух ранее известных модификаций метода [1–2].

В прежних исследованиях [3–4] такой подход не использовался. Метод просвечивания в новом подходе работает на радиальных расстояниях от Солнца  $R \approx (2.5–70)R_s$ , включающих область формирования сверхзвукового солнечного ветра. Межпланетная плазма изучается здесь одновременно в режимах сильного и слабого рассеяния радиоволн [1–2]. В первом случае наблюдения проводятся на радиотелескопе ДКР-1000 РАО РАН, г. Пущино, длина волны  $\lambda \sim 3$  м, где в качестве просвечивающих источников используются квазары и в режиме сильного рассеяния радиоволн изучается радиальная зависимость угла рассеяния  $2\Theta(R)$ . Во втором случае используется радиотелескоп РТ-22, длина волны  $\lambda = 1.35$  см, а в качестве просвечивающих — мазерные источники линии водяного пара. В этих экспериментах в режиме слабого рассеяния изучается радиальная зависимость индекса мерцаний  $m(R)$ . Независимое одновременное или в близкие сроки использование двух модификаций метода просвечивания позволило значительно расширить статистику источников, сближающихся с Солнцем на малых угловых расстояниях и на этой основе перейти к масштабным радиоастрономическим экспериментам по зондированию околосолнечной межпланетной

плазмы. Данные экспериментов позволяют локализовать в межпланетном пространстве положение границ переходной, трансзвуковой области солнечного ветра: внутренней границы, звуковой точки солнечного  $R_{in}$ , и внешней границы  $R_{out}$  и по этим данным построить радиокарты гелиоширотной структуры солнечного ветра.

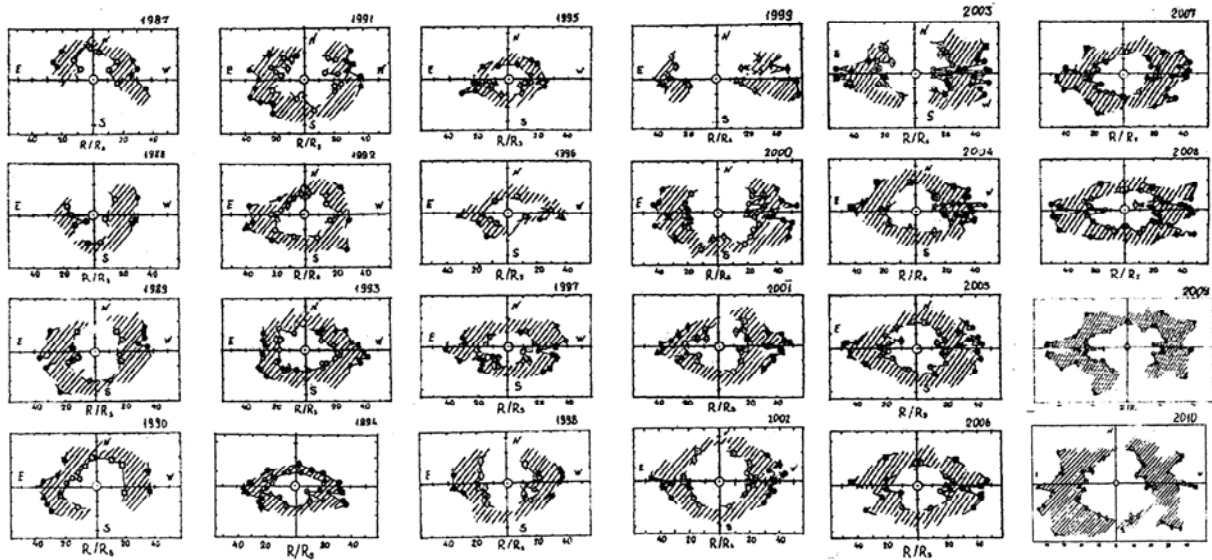


Рис. 1. Радиокарты солнечного ветра — гелиоширотная структура трансзвуковой области солнечного ветра, 1987–2010 гг.

Радиокарты визуализируют струйную структуру солнечного ветра и на этой основе позволяют изучить солнечный цикл и его эпохи.

В другом подходе изучаются процессы перестройки магнитных полей в солнечной короне,  $R \sim 2.5R_s$ , формирующие неоднородную, струйную структуру течения солнечного ветра. Метод основан на изучении корреляционной зависимости положения звуковой точки солнечного ветра  $R_{in}(\varphi)$ ,  $\varphi$  – гелиоширота, от напряженности магнитного поля в солнечной короне, в точке, сопряженной с положением звуковой точки  $R_{in}$ :  $R_{in} = F(|B_R|)$ ,  $R = 2.5R_s$ . Корреляционная диаграмма зависимости  $R_{in} = F(|B_R|)$  распадается на дискретные ветви – типы потоков солнечного ветра, которые отличаются на различных годовых этапах солнечного цикла. В дополнение к данным, приведенным в [3–4], нами были проведены теоретические расчеты магнитных полей в солнечной короне [5–6], которые позволили выделить в 23 солнечном цикле по ежегодным данным спектров типов потоков солнечного ветра потоки 11 типов, табл.1.

На основе новых методов эксперимента и анализа экспериментальных данных по структуре потоков солнечного ветра были изучены два последних цикла солнечной активности: 22 и 23. Установлено, что тип потока солнечного ветра определяется структурой магнитного поля в источнике, в солнечной короне,  $R = 2.5R_s$ . Показано, что продолжительность цикла сол-

Таблица 1.

№	Тип потока	Напряженность магнитного поля $ B_R $	Структура магнитного поля	Структура белой короны	Обозначения
1	Быстрый поток	Сильное магнитное поле	Открытые силовые линии	Крупные КД и полярные КД	◇
2	Быстрый поток	Среднее и слабое магнитное поле	Открытые силовые линии	Экваториальные КД	◆
3	Быстрый поток	Слабое магнитное поле	Открытые структуры в слабом поле	Боковой лепесток стримера	△
4	Очень быстрый поток	Очень слабое магнитное поле	Открытые силовые линии	Вблизи нулевой линии, вероятно, разрыв токового слоя	□
5	Медленный поток	Среднее или слабое магнитное поле	Замкнутые силовые линии, петли или смешанная структура силовых линий	Стримеры	●
6	Медленный поток	Слабое магнитное поле	Смешанная структура	Слабое диффузное свечение в окрестности стримера	○
7	Медленный поток	Слабое и среднее магнитное поле	Вероятно экваториальные КД	Зона между стримером и темной областью	▼
8	Медленный поток	Слабое магнитное поле: восходящая ветвь на корреляционной гистограмме	Смесь петельных структур различных масштабов	Зона между стримером и КД	▲
9	Медленный поток	Среднее магнитное поле	Вытянутые магнитные петли	Корональная петля, соединяющая окрестность экваториальной корональной дыры и стримера	■
10	Медленный поток	Среднее и сильное магнитное поле: нисходящая ветвь на корреляционной диаграмме	Смесь петель и открытых линий магнитного поля	Зона между стримером и КД	▽
11	Медленные потоки	Слабое поле в узком диапазоне $ B_R $	Открытые силовые линии	Мелкие экваториальные корональные дыры (ЭКД)	◆

нечной активности и положение границы фаз цикла на временной шкале определяется по структуре трансзвуковой области солнечного ветра и совпадает с оценками по общей интенсивности глобального магнитного поля солнечной короны  $I_{BR}(t)$ , но отличается от аналогичных оценок по числам Вольфа  $R_z$ .

### Литература

1. *Lotova N.A., Vladimirskii K.V., Obridko V.N.* Diagnostics of Solar Wind Streams and Their Sources in the Solar Corona // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2010, V.50, N6, pp. 711–719.
2. *Lotova N.A., Vladimirskii K.V., Obridko V.N.* Solar Activity Cycle in Solar Wind Sources and Flows // *Solar Phys.*, 2011, V.269, pp. 129–140.
3. *Kodjima M., Asai K., Hakamada K., Ohmi Tomoaki, Tokumaru M., Yokobe A.* Solar Wind Measured by Interplanetary Scintillation Method: in *Solar Wind Nine*, Proc. Of the Ninth International Solar Wind Conference. Ed. *Habbal S.R., Esser R., Hollweg J.V., Isenberg P.A.*, ATP Conference Prog. 471, Woodbury, New York, 1998, pp. 29–34.
4. *Schwenn R.*, Solar Wind Sources and Their Variations Over the Solar Cycle. *Space Science Reviews*, V.124, N1-4, pp. 51–76.
5. *Obridko V.N., Yermakov F.A.* Solar Cycle in Iklomagnetic Indices. *Astron. Tsirk.*, 1989, N1539, pp. 24–26.
6. *Obridko V.N., Schelting B.D.* Cycle variation of the global magnetic field indeces. *Solar Phys.*, 1992, V.173, N1, pp. 167–177.

## **ВЛИЯНИЕ АКТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ НА ПЛОТНОСТЬ АЛЬФА-ЧАСТИЦ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ**

**Минасянц Г.С., Минасянц Т.М., Вильковиский Э.Я.**  
*Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан*

## **INFLUENCE OF ACTIVE PROCESSES ON DENSITY THE ALPHA-PARTICLES IN A SOLAR WIND**

**Minasyants G.S., Minasyants T.M., Vilkoviskiy E.Y.**  
*Fesenkov Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan*

*Properties of the alpha particle fluxes in the near-Earth plasma of a solar wind were investigated, using the WIND spacecraft data. Increase in the alpha particle density is determined by influences of flares, by coronal mass ejections and structural inhomogeneous of the solar wind. The cases, when the density of  $\alpha$ -particle was higher than of protons were marked. It occurs as a result of the high-energy particles influence. The mechanism of non-uniform enrichment by helium nucleuses of separate sectors of a solar wind was suggested.*

Одной из задач представленной работы было установить источники, способствующие повышению плотности  $\alpha$ -частиц в плазме солнечного ветра (СВ). Были использованы данные измерений в течение 1996–2009 гг. на спутнике WIND плотности протонов ( $N_p$ ) и  $\alpha$ -частиц ( $N_\alpha$ ), с разрешением по времени 24 сек.

Удалось установить, что источниками увеличения плотности  $\alpha$ -частиц в СВ являются:

- 1) вспышечные процессы, приводящие к усилению потоков  $\alpha$ -частиц;
- 2) развитие корональных выбросов массы (КВМ);
- 3) влияние структурных неоднородностей солнечного ветра (СНСВ).

Примечательным оказался вид усиления  $N_\alpha$  для вспышечных потоков высокоэнергичных частиц (рис. 1). Он представляет собой набор тонкоструктурных колебаний значений с амплитудой  $N_\alpha = (0.03-10) \text{ см}^{-3}$ . Внешне это напоминает гребенку с частыми зубьями. Следовательно, СВ в этих случаях представляет собой тонкоструктурные объемы плазмы с чередующимися значениями  $N_\alpha$ .

Общий вид распределения  $N_\alpha$  в теле КВМ существенным образом отличается от распределения вспышечного типа (рис. 2). Характерной особенностью его, является тесная корреляция изменений  $N_p$  и  $N_\alpha$ . В теле выбросов присутствуют несколько заметных подъемов  $N_\alpha$ , которые имеют вид непродолжительных скачков значений. Здесь проявляется неоднородность самой плазменной структуры КВМ.

Распределение  $N_\alpha$ , в СНСВ имеет вид, включающий сочетание вспышечного типа и КВМ (рис. 3). Имеются случаи большего подобия с тем или иным типом. Заметно понижение степени корреляции  $N_\alpha$  и  $N_p$  в СНСВ,

по сравнению с КВМ. Необходимо учитывать, что усиления  $N_\alpha$  в СНСВ относятся, в основном, к периоду низкой солнечной активности.

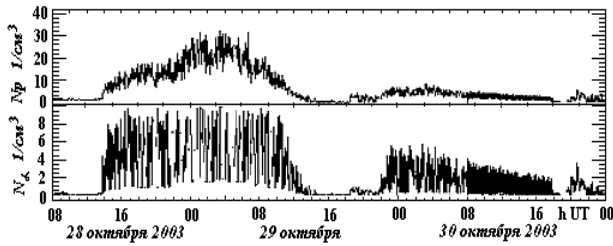


Рис. 1. Сопоставление плотности протонов и  $\alpha$ -частиц для вспышек 28–30.X. 2003 г.

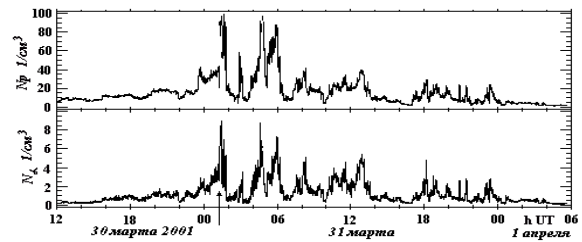


Рис. 2. Ход изменения  $N_p$  и  $N_\alpha$  в КВМ 31 марта–1 апреля 2001 г.  $\uparrow$  – Shock.

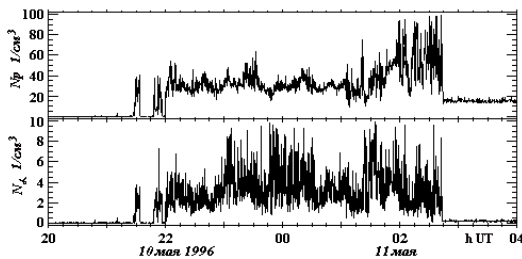


Рис. 3. Ход  $N_p$  и  $N_\alpha$  в СНСВ.

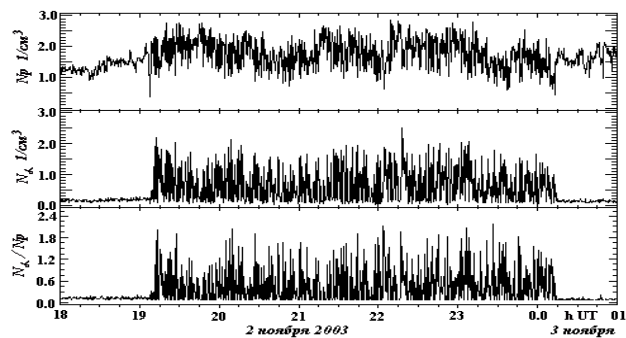


Рис. 4. Распределение  $N_p$  и  $N_\alpha$ ,  $N_\alpha/N_p$  для вспышки.

По значениям  $N_\alpha$  и  $N_p$  были рассчитаны величины относительного содержания  $\alpha$ -частиц. Высокие значения относительного содержания  $N_\alpha/N_p$  типичны для вспышечного типа усиления  $\alpha$ -частиц (см. рис. 4, вспышка 2–3.XI.2003). В области этого вспышечного потока  $N_\alpha/N_p$  средн. =  $0.4759 \pm 0.0352$ , значение выведено по 750 точкам. Обнаружены случаи, когда в тонкой структуре вспышечных потоков наблюдалось такое повышение  $N_\alpha$ , что в отдельных местах оно превосходило протонное.

Вариации  $N_\alpha/N_p$  во вспышечных потоках содержат скачки с характерным периодом  $P \sim (250–400)$  сек. Возможным объяснением этого может быть механизм ускорения многозарядных ионов в плазме с электрическим током, предложенный А.В. Гуревичем (1961, ЖЭТФ, 40, 1835). Согласно этому механизму, малая примесь многозарядного иона (дважды ионизованного гелия в данном случае) к водородной плазме в электрическом поле ускоряется в направлении движения потока электронов при некотором критическом значении электрического поля. Эпизоды ускорения ядер гелия, разделённые промежутками "разрыва токового слоя", могут создавать условия для периодического увеличения отношения обилий ядер гелия и протонов в плазме солнечного ветра при сильных солнечных вспышках.

## **ОБЛАСТИ НА СОЛНЦЕ, ОТВЕТСТВЕННЫЕ ЗА БЫСТРЫЕ ПОТОКИ ПЕРМАНЕНТНОГО СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА**

**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*

## **REGIONS ON THE SUN RESPONSIBLE FOR THE HIGH VELOCITY FLOWS OF THE PERMANENT SOLAR WIND**

**Nikolskaya K.I.**

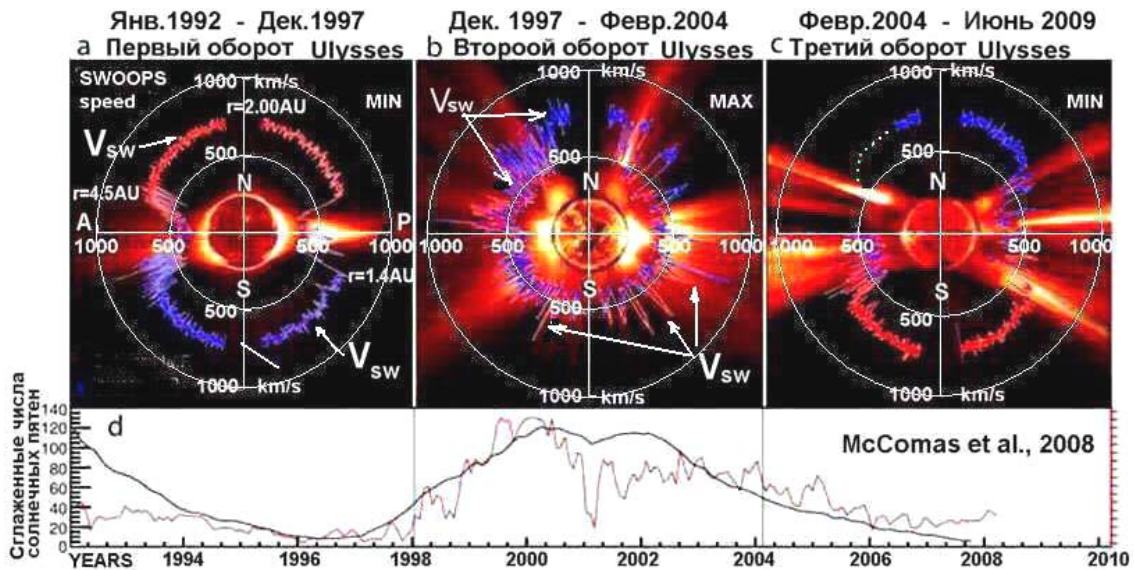
*N. V. Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and radio wave propagation of  
Russian Acad. Of Sciences, Troitsk of Moscow region, 142190, Russia;  
e-mail : knikol@izmiran.ru*

*As Ulysses' solar wind speed measurements evidence two varieties of high velocity out flows exist in the heliosphere. They are the fluxes with speed of 700–800 km/s situating in the high latitude heliosphere of the low activity period and the streams of the high activity epoch with 500–800 km/s velocity, connected with coronal holes. A coupling of both types of the solar wind with 700–800 km/s is analyzed to understanding the role of the solar magnetic fields in the solar wind speed formation.*

### **Введение**

Высокоскоростные потоки перманентного солнечного ветра (СВ) всегда были загадкой для исследователей Солнца и гелиосферы. В 1977 г. области выхода быстрых потоков ( $V > 500$  км/с) солнечного ветра были отождествлены с темными промежутками между яркими структурами рентгеновской короны на диске активного Солнца [1], названными корональными дырами (КД), и классифицированы как проявления солнечной активности. До начала 90-х годов прошлого века КД считались единственными источниками стационарного высокоскоростного СВ.

В данной работе вопрос об источниках высокоскоростных потоков СВ рассматривается на основе измерений скоростей экстраэклиптического СВ в рамках проекта Ulysses /SWOOPS и скоростей низкоширотных потоков - с помощью протонного монитора (PM) – на SOHO. Кроме того, по мере надобности привлекались XUV – фильтрограммы диска Солнца EIT/SOHO и Yohkoh, и маг-нитограммы MDI/Kitt Peak и SOHO из интернет- архива. В течение 17-летней миссии на гелиоцентрической квази-полярной орбите Ulysses совершил почти 3 полных оборота вокруг Солнца - два в минимуме и один в максимуме активности, три раза пролетел над каждым гелиографическим полюсом и три раза пересек плоскость гелиоэкватора в перигелии орбиты. Обобщенные данные изменения скоростей потоков СВ в зависимости от гелиошироты, гелиоцентрических расстояний и солнечной активности за этот период представлены на Рис. 1.



**Рис. 1.** Скорости СВ в зависимости от гелиошироты  $V(\varphi)$  по наблюдениям Ulysses/SWOOPS (январь 1992 – июнь 2009 гг.) обобщены в виде трех диаграмм в полярных координатах – для трех оборотов Ulysses вокруг Солнца: («а» и «с») в минимумах активности 22 и 23 циклов и («b») – в максимуме 23 цикла. Графики скорости наложены на изображения диска Солнца в свете  $\lambda 195\text{A FeXII}$  (SOHO/EIT) и корональных струй (SOHO/LASCO-2). Горизонтальная ось – солнечный экватор. N и S – полюса Солнца, A и P – афелий и перигелий орбиты. Числа на осях графиков 500 и 1000 км/с задают шкалы скоростей СВ. Движение Ulysses – против часовой стрелки. Панель «d» – солнечная активность в сглаженных числах солнечных пятен.

На Рис. 1 четко прослеживается связь скоростей СВ  $V_{\text{СВ}}(\varphi)$  с фазами цикла активности. В обоих минимумах (панели «а» и «с») в гелиосфере вне пояса струй были обнаружены только высокоскоростные потоки СВ со скоростями  $750 \pm 50$  км/с, тогда как внутри пояса струй доминировал медленный СВ. В период высокой активности Солнца (панель «b») на всех гелиоширотах струи быстрого СВ со скоростями 500–800 км/с чередуются с медленными потоками (300–500 км/с) в отношении  $\sim 1:1$ . Таким образом, существуют как бы две разновидности высокоскоростного СВ, связанные с фазами циклов солнечной активности: высокоширотные потоки эпохи минимума со стабильными скоростями 700–800 км, связанные с фоновыми МП, и пространственно ограниченные высокоскоростные потоки активного Солнца с  $V = 500\text{--}800$  км/с, приходящие из корональных дыр. Далее рассматриваются отдельно особенности фоновых МП и КД как источников быстрого СВ.

### Фоновые магнитные поля Солнца

Фоновые магнитные поля (ФМП) – это характерные для фотосферы спокойного Солнца поля смешанных полярностей, между поясом струй и полярными КД без каких-либо признаков активности. Согласно современным наблюдениям МП спокойного Солнца с высоким пространственным разрешением, образование ФМП связано с всплытием из-под поверх-



ности фотосферы эфемерных АО (ЭАО) с магнитными потоками  $(2.6\text{--}407)\times 10^{18}$  Мх [2] и их последующим участием в супергрануляционной циркуляции. Результатом таких процессов являются ансамбли магнитных арок от хромосферных до корональных масштабов с магнитными потоками  $\sim 10^{18}\text{--}10^{20}$  Мх. Моделирование процесса образования в формате 3D структур фоновых магнитных полей [3] показало, что ФМП – это ансамбли арочных (замкнутых) структур, охватывающие несколько супергранул, с высотой арок  $h \leq 0.2R_{\text{Sun}}$  над поверхностью фотосферы и значительным дефицитом высоких (корональных) петель. Ансамбли корональные арок ФМП распределяются по поверхности Солнца достаточно равномерно, но с большой скважностью, что позволяет быстрым потокам плазмы пройти через ФМП практически без потери скорости. В то же время магнитные арки корональных масштабов способны при контакте с потоками захватить плазму и создать фоновую корону, которую мы видим на фильтрограммах EUV – EIT/SOHO.

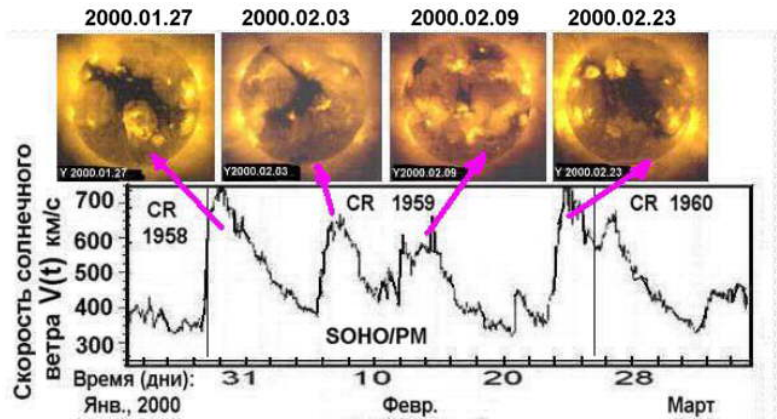
### **Корональные дыры – «источники» высокоскоростных потоков СВ со скоростями 700–800 км/с в эпохи активного Солнца**

В отличие от стабильных скоростей фонового СВ скорости высокоскоростных потоков из корональных дыр варьируют в пределах 500–800 км/с, что, несомненно, обусловлено природой КД. Магнитные поля КД формируются из магнитных полей активных областей их окружающих [1]. Открытые магнитные корфигурации возникают на стыке периферийных частей магнитных полей одного знака одной или нескольких близких АО обращенных друг к другу одноименными полярностями [4]. Как правило потоки СВ со скоростями 700–800 км/с из КД кратковременны,  $\sim 1\text{--}2$  суток, хотя наблюдаются потоки большей продолжительности. С точки зрения понимания природы быстрого СВ интересен вопрос: какими особенностями обладают КД – источники потоков СВ со скоростями 700–800 км/с? Рассмотрим сначала низкоширотные КД на основе данных протонного монитора на SOHO.

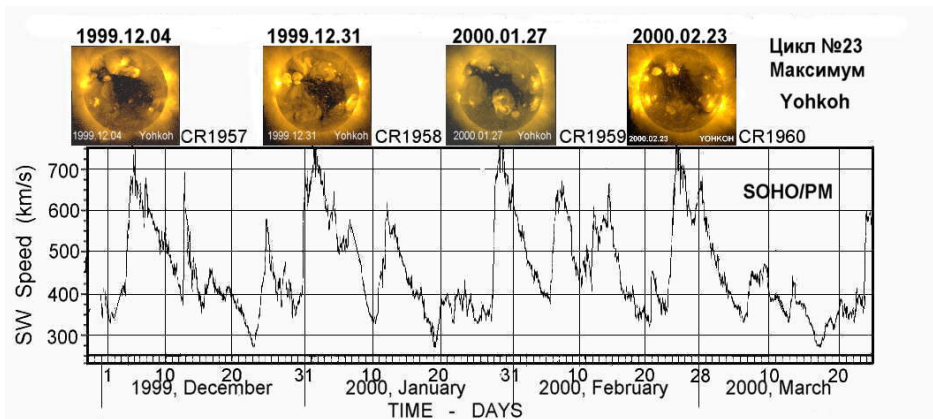
На Рис. 2 4 КД-ры в пределах кэррингтоновского оборота Солнца №1959 являются источниками быстрого СВ. Из них две, соответствующие пикам скорости СВ  $\sim 800$  км/с, локализующиеся вблизи границ оборота, представляют одну и ту же рекуррентную корональную дыру. КД на двух других изображениях – эфемерные и ассоциируются со скоростями потоков  $< 700$  км/с. Эта типичная для максимума активности рекуррентная низкоширотная КД прослеживается в 13 кэррингтоновских оборотах Солнца. Ее прохождение по диску Солнца во всех случаях сопровождалось приходом на орбиту Земли высокоскоростных потоков со скоростью 700–800 км/с. 4 из них представлены на Рис. 3.

Напрашивается вывод: в эпохи высокой активности Солнца источниками быстрых потоков СВ со скоростями 700–800 км/с являются рекур-

рентные КД. Далее сопоставляем квази-27-дневные вариации скоростей потоков СВ, связанные с вращением Солнца, с одноименными вариациями индекса активности F10.7 см, описывающего распределение АО Солнца по гелиографическим долготам – Рис.4.



**Рис. 2.** Нижняя панель – мониторинг скорости низкоширотного СВ в максимуме активности за 1.5 кэррингтоновского оборота (SOHO/PM). Границы CR1959 отмечены вертикальными линиями. Сверху – фильтрограммы Yohkoh с КД, соответствующими отмеченным пикам скорости СВ.

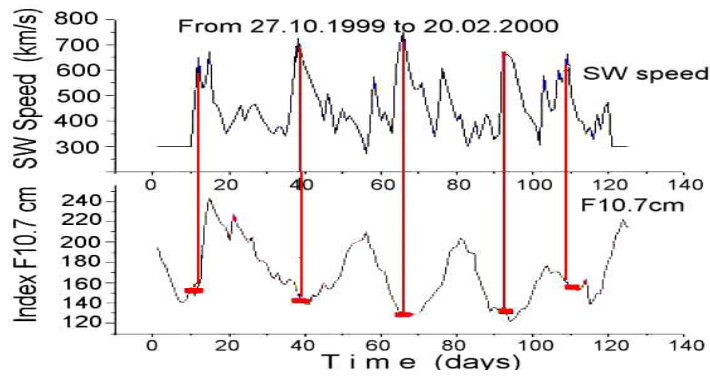


**Рис. 3.** Внизу – мониторинг скоростей СВ SOHO/PM из той же серии, но за 4CR: 1957–1960, включающий предыдущий фрагмент – два пика скорости 800 км/с справа; сверху – изображения КД, ответственных за пики скорости под ними в FeXV SOHO/EIT.

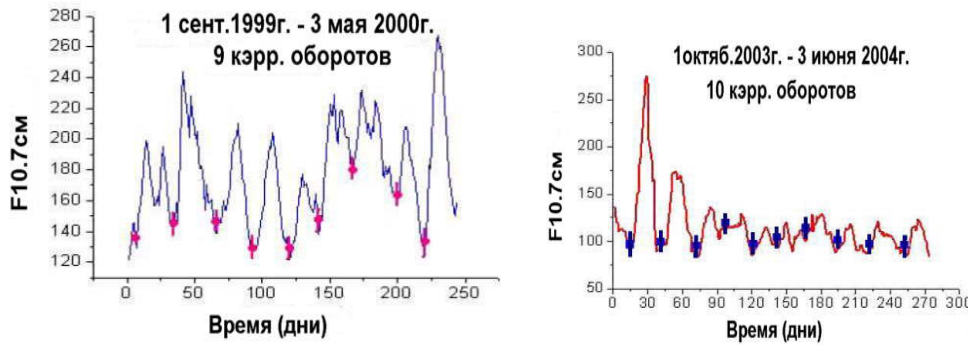
Оказалось, что скорости СВ  $V_{СВ}(t)$  (сверху) и индекс активности Солнца  $F10.7\text{ см}(t)$  (внизу), варьируют в противофазе: пики скоростей потоков соответствуют минимальным значениям индекса  $F10.7\text{ см}$  и наоборот. Этот эффект прослеживается на больших временных интервалах в максимальной и постмаксимальной фазах активности (Рис. 5а, 5b), подтверждая вывод о том, что источники быстрых потоков СВ эпох высокой активности со скоростями 700–800 км/с локализуются в рекуррентных корональных дырах.

На Рис. 1. (панель «b») отчетливо видно, что в эпоху высокой активности Солнца быстрый СВ на всех гелиоширотах существует в виде изо-

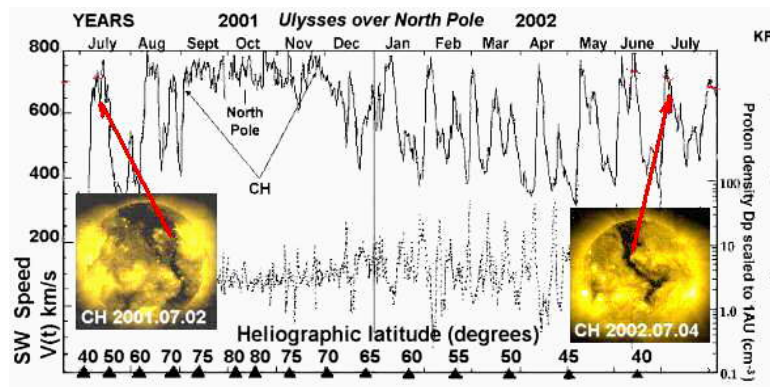
лированных высокоскоростных потоков, пики скорости которых отождествляются с корональными дырами. На Рис. 6 приведен Фрагмент мониторинга Ulysses/SWOOPS скорости и плотности высокоширотного СВ.



**Рис. 4.** Графики вариаций скоростей СВ  $V_{CB}(t)$  по данным SOHO/PM (сверху) и индекса активности Солнца F10.7 cm(t) (внизу) совмещены с учетом транспортного времени для потоков.

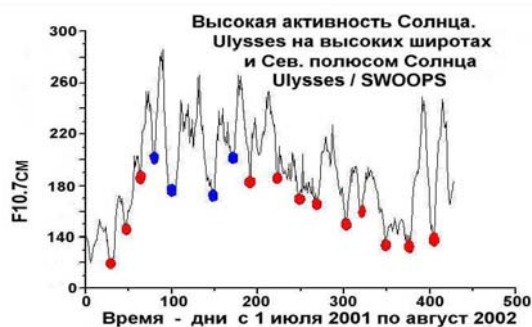


**Рис. 5.** На графиках вариаций индекса солнечной активности F10.7 см крестиками отмечены даты пиковых значений скоростей эллиптического СВ 700–800 км/с по PM/SOHO в максимуме и на ветви спада 23 цикла, идеально совпадающие с минимумами потока.



**Рис. 6.** Скорости (шкала слева) и плотности (шкала справа) высокоширотного СВ во время восхождения Ulysses к северному полюсу Солнца со стороны перигелия, прохождения над полярной зоной на гелиоширотах 70°–80°–70°N и спуска до ~ 35°N со стороны афелия в максимальной и пост-максимальной фазах 23-го цикла активности. *Наверху* – шкала времени, *внизу* – шкала гелиоширот. Фильтограммы FeXY SOHO/EIT.

Вариации скоростей СВ большой амплитуды (400–750 км/с) на Рис. 6 связаны с пролетом Ulysses над низкоширотным «хвостом» рекуррентной корональной дыры активного Солнца, образовавшейся между стримерами над северным гелиографическим полюсом, наблюдавшейся более года на фоне очень яркой короны.



**Рис. 7.** Пики скоростей СВ 700–800 км/с (красные овалы) всегда попадают на мин. F10.7 см.

Поскольку индекс F10.7cm описывает распределение по гелиодолготе магнитных полей АО, с неизбежностью следует вывод о том, что в периоды высокой активности источники высокоскоростных потоков СВ со скоростями 700–800 км/с локализуются в частях рекуррентных КД, где магнитная ситуация близка к фоновой, т.е. влияние магнитных полей АО либо отсутствует, либо крайне слабо.

### Заключение

- 1). Высокоскоростные потоки СВ со скоростями 700–800 км/с, заполняющие высокоширотную гелиосферу спокойного Солнца, ассоциируются с областями, свободными от замкнутых магнитных полей АО и стримеров.
- 2). Вариации скоростей СВ из КД 500–800 км/с, связаны, несомненно, с многообразием магнитных конфигураций АО, формирующих открытые МП КД.
- 3). Наблюдаемая скорость перманентного СВ зависит от условий выхода потоков в гелиосферу, которые полностью определяются локальными магнитными полями активных областей и пояса стримеров ниже поверхности источника. Скорости СВ устанавливаются в результате торможения потоков в замкнутых МП Солнца.

Работа поддержана грантом РФФИ № 11-02-00259.

### Литература

1. Zirker J. В моногр “Coronal Holes and High Speed Wind Streams”, J. Zirker, ed. 1–26. 1977.
2. Hagenaar H.J. ApJ. **555**, 448–461, 2001.
3. McComas D.J. et al., GRL. V.35. No.10. P.1029. 2008
4. Close R.M., C.E. Parnell, D.H. Mackay, E.R. Priest. Solar Phys., **212**, 251–275, 2003
5. Никольская К.И. В трудах Всероссийской Конф. «Солнце и Солнечно-земная физика – 2008», С.-Петербург. 265–268. 2008.
6. Могилевский М.А., Никольская К.И. Геомагнетизм и Аэрономия. Т.50, №2, 156–166. 2010.

**ГЕОМАГНИТНЫЕ ПОРОГИ ОБРЕЗАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ  
ЛУЧЕЙ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ЭМПИРИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ  
В ПЕРИОД СИЛЬНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ В НОЯБРЕ 2003 г.:  
СРАВНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ**

**Тясто М.И.<sup>1</sup>, Данилова О.А.<sup>1</sup>, Сдобнов В.Е.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>2</sup>*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

**COSMIC RAY CUTOFF RIGIDITIES IN MAGNETIC FIELD OF  
EMPIRICAL MODELS DURING STRONG DISTURBANCES ON  
NOVEMBER 2003: A COMPARISON OF MAGNETOSPHERIC  
MODELS**

**Tyasto M.I.<sup>1</sup>, Danilova<sup>1</sup> O.A., Sdobnov<sup>2</sup> V.E.**

<sup>1</sup>*Sankt-Petersburg Filial of IZMIRAN, Sank-Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Institute of Solar-Terrestrial Physics SO RAN, Irkutsk, Russia*

*One of the important factors in space weather are the cosmic ray (CR) fluxes which penetrate into the magnetosphere and atmosphere of the Earth from interplanetary space. The geomagnetic field allows or forbids cosmic ray particle arriving at a given point in the magnetosphere depending on charged particle energy and thus geomagnetic cutoff rigidities regulate CR fluxes distribution in the magnetosphere. Accuracy in determining geomagnetic cutoff rigidities is closely related with a magnetospheric model used in calculations. Using the method of charged particle trajectory tracing in a magnetosphere magnetic field, we have calculated geomagnetic cutoff rigidities during the strong magnetic storm in November 2003. We used in our studies magnetic fields of two empirical models Ts01 and Ts04 which describe a strongly disturbed magnetosphere.*

*The model Ts01 describes mainly the middle magnetosphere under certain conditions in a solar wind and an interplanetary magnetic field. The main attention is given to the description of large-scale evolution of magnetospheric currents during a storm in the model Ts04. Theoretical geomagnetic cutoff rigidities obtained have compared to the experimental thresholds calculated by the spectrographic global survey method based on the neutron monitor world net data of November 2003 z.*

## **1. Введение**

Существенным фактором, определяющим космическую погоду являются космические лучи, которые проходят через магнитосферу и испытывают воздействие ее магнитных полей, вследствие чего наблюдаются изменения в жесткостях геомагнитного обрезания космических лучей (геомагнитных порогах) во время возмущений в солнечном ветре и магнитосфере. Это приводит к перераспределению потоков заряженных частиц в магнитосфере. Обычно геомагнитные пороги определяют теоретически методом прослеживания траекторий заряженных частиц в магнитном поле магнитосферы, описываемом какой-либо выбранной моделью [1]. Точ-

ность определения теоретических геомагнитных порогов определяется точностью представления магнитосферного магнитного поля моделью [2]. Таким образом, магнитосферные вариации космических лучей дают возможность анализировать структуру магнитосферного поля, что можно использовать в качестве независимого источника информации для дополнительной проверки магнитосферных моделей [3]. В последнее десятилетие кроме чисто теоретических моделей магнитосферного магнитного поля появились эмпирические модели, построенные по данным измерений на спутниках. Привлекательность этих моделей состоит в том, что с одной стороны они базируются на экспериментальных данных, с другой – на современных представлениях об основных внешних источниках магнитного поля магнитосферы. В данной работе для определения теоретических геомагнитных порогов были использованы две эмпирические модели TS01 и TS04 [4–8], построенные по одной и той же базе спутниковых измерений магнитного поля.

Целью данной работы является сравнение теоретических геомагнитных порогов, рассчитанных в магнитных полях моделей Ts01 и TS04 в период бури 18–21 ноября 2003 г., с экспериментальными геомагнитными пороговыми значениями, полученными методом спектрографической глобальной съемки по данным регистрации космических лучей на мировой сети нейтронных мониторов для того же периода времени.

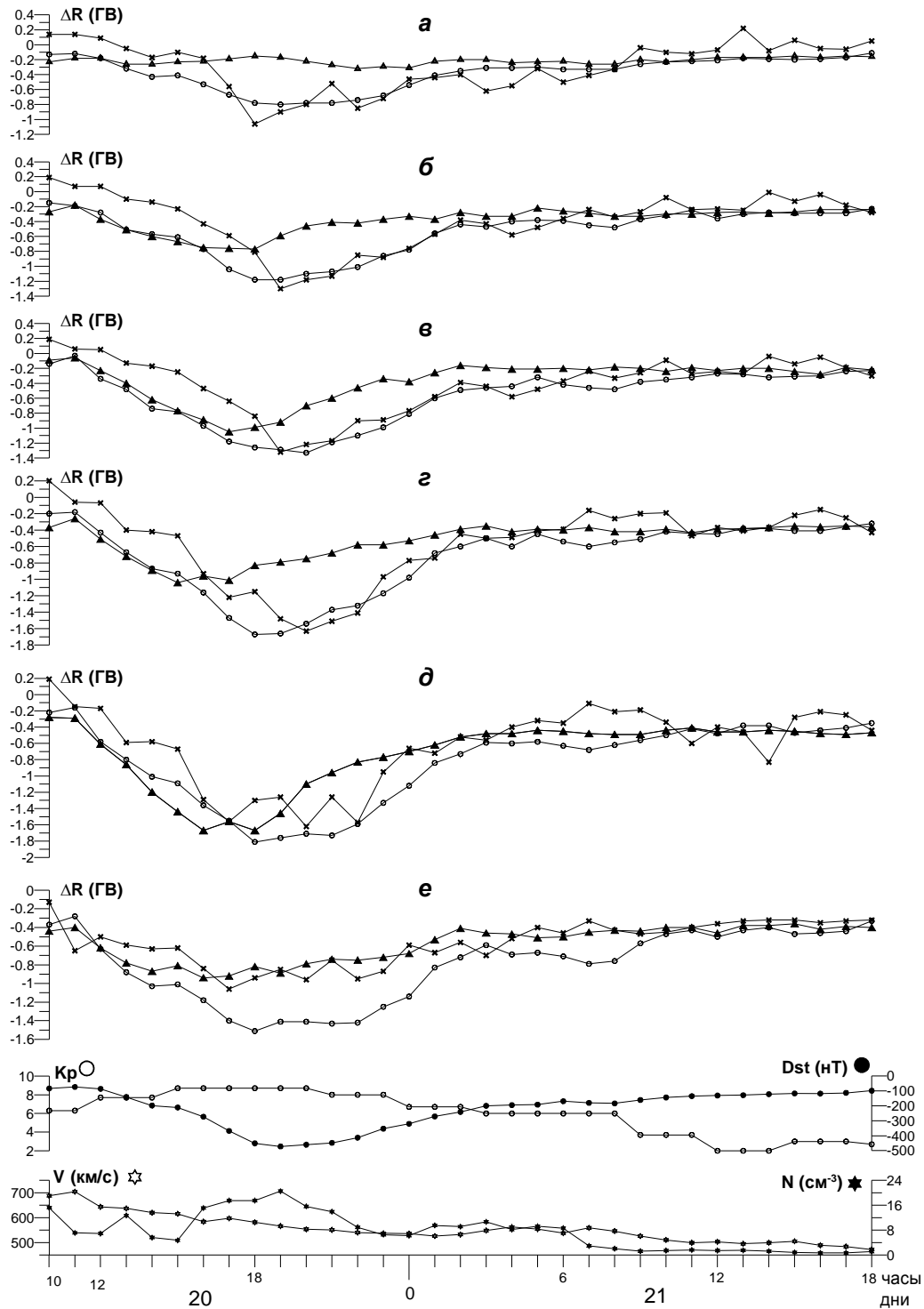
## **2. Методы**

Геомагнитные пороги космических лучей в возмущенный период 18–21 ноября 2003 г. определялись двумя независимыми методами. Теоретические пороги были получены интегрированием траекторий заряженных частиц в магнитном поле моделей TS01 и Ts04 [4–8]. Экспериментальные геомагнитные пороги рассчитывались методом спектрографической глобальной съемки по данным мировой сети станций космических лучей [9].

## **3. Результаты и обсуждение**

На рис. 1 приведены изменения теоретических геомагнитных порогов  $\Delta R_{\text{эф}}^{\text{Ts01}}$  и  $\Delta R_{\text{эф}}^{\text{Ts04}}$ , рассчитанных для моделей TS01 и Ts04, а также экспериментальные пороги  $\Delta R_{\text{стс}}$ . Изменения порогов получены относительно спокойного уровня 12 октября 2003 г. для каждого часа бури. Спокойные геомагнитные пороги приведенных на рис. станций охватывают основную область пороговых жесткостей, подверженных влиянию магнитного поля. В нижней части рис. приведены геомагнитные индексы  $K_p$  и  $Dst$  и параметры солнечного ветра плотность  $N$  и скорость  $V$ . Магнитосферные модели Ts01 и Ts04 построены по данным измерений магнитного поля на спутниках в период 37 геомагнитных возмущений с  $Dst \leq -65$  нТ. Разница в моделях состоит в разной аппроксимации одних и тех же экспериментальных данных. В модели Ts01 авторы уделили внимание пространствен-

ной структуре магнитного поля магнитосферы с целью описания средней магнитосферы для определенных условий в солнечном ветре и межпланетном поле. В модели Ts04 авторы сосредоточились на представлении крупномасштабной эволюции токов магнитосферы в периоды бурь, оставив в стороне более короткоживущие явления, в том числе суббури.



**Рис.** Жесткости обрезания космических лучей в период бури в ноябре 2003 г.  
 ( $\Delta R_{эф} Ts01$  – кружки,  $\Delta R_{эф} Ts04$  – треугольники,  $\Delta R_{срс}$  – крестики,  
 а – Токио, б – Алма-Ата, в – Рим, з – Иркутск, д – Москва, е – Хобарт)

Из рис. видно, что наблюдается существенная разница (до ~0,6 ГВ) между значениями  $\Delta R_{эф}Ts01$  и  $\Delta R_{эф}Ts04$ , особенно заметная в период Dst-вариации. Встает вопрос какая из моделей описывает магнитное поле магнитосферы более реалистично. В таблице показаны коэффициенты корреляции изменений  $\Delta R_{эф}Ts01$  и  $\Delta R_{эф}Ts04$  между собой (K01-04) и их корреляции с экспериментальными порогами  $\Delta R_{сгс}$  (K01-K<sub>сгс.</sub>) и (K04-K<sub>сгс.</sub>).

**Таблица.**

	Токио	Алматы	Рим	Иркутск	Москва	Хобарт
K01-04	0,80	0,88	0,93	0,91	0,93	0,96
K01-K <sub>сгс</sub>	0,81	0,92	0,92	0,95	0,93	0,88
K04-K <sub>сгс</sub>	0,56	0,73	0,79	0,84	0,89	0,87

Из таблицы видно, что корреляция между моделями довольно высока, что вполне объяснимо. Корреляция  $\Delta R_{сгс}$  с  $\Delta R_{эф}Ts01$  систематически заметно выше, чем с  $\Delta R_{эф}Ts04$  для всех станций, на основании чего можно сделать вывод, что модель Ts01, описывающая среднюю магнитосферу для определенных возмущенных условий в солнечном ветре, более реалистична.

#### **4. Заключение**

Сравнение изменений геомагнитных порогов, рассчитанных в магнитных полях двух магнитосферных моделей Ts01 и Ts04, отличающихся разной аппроксимацией одних и тех же экспериментальных данных измерений магнитного поля, показало, что модель Ts01, описывающая среднюю возмущенную магнитосферу ближе к реальности, чем модель Ts04, которая описывает временную эволюцию крупномасштабных токовых систем в период магнитной бури в ноябре 2003 г.

#### **Литература**

1. *Dorman L.I., R.G. Gushchina, D.F. Smart, and M.A. Shea*, Effective Cut-Off Rigidities of Cosmic Rays. Nauka, Moscow, 1972 (in Russian and in English).
2. *Smart, D.F., Shea, M.A., Fluckiger, E.* Space Sci. Reviews, 93, 271–298, 2000.
3. *Тясто М.И. и др.* Геомаг. и аэрон. Т.44, № 3, с.270, 2004.
4. *Tsyganenko N.A.* J. Geophys. Res., 107, No. A8, 1179, doi:10.1029/2001JA000219 (2002a).
5. *Tsyganenko N.A.* J. Geophys. Res., 107, No. A8, 1176, doi:10.1029/2001JA000220 (2002b).
6. *Tsyganenko N.A., H.J. Singer, and J.C. Kasper.* J. Geophys. Res., 108, No. A5, 1209, doi:10.1029/2002JA009808 (2003).
7. <http://geo.phys.spbu.ru/~tsyganenko/modeling.html>
8. *Tsyganenko N.A., M.I. Sitnov* J. Geophys. Res., 110, A03208, doi:10.1029/2004JA010798, 2005.
9. *Dvornikov V.M and V.E. Sdobnov.* Intern. J. Geomagn. and Aeron., 3, No. 1, P.1, (2002).



**Секция 5**

**КОСМИЧЕСКИЙ КЛИМАТ**

**И**

**КЛИМАТ ЗЕМЛИ**



## **О КОМИССИИ ПО ФИЗИЧЕСКИМ ПРОБЛЕМАМ СОВРЕМЕННОГО ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА**

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

<sup>1</sup>*ВНЦ “Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова”*

<sup>2</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория, Санкт-Петербург, Россия*

## **ON THE COMMISSION FOR PHYSICAL PROBLEMS OF CONTEMPORARY CLIMATE CHANGE**

**Avakyan S.V., Nagovitsyn Yu.A.**

<sup>1</sup>*All-Russian SC “S.I. Vavilov State Optical Institute”, St.-Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St.-Petersburg, Russia*

*In this paper we inform on a work of the Commission for Physical Problems of Contemporary Climate Change, established at the St.-Petersburg Scientific Center of RAS.*

По инициативе ВНЦ ГОИ в конце 2010 года создана Комиссия по физическим проблемам современного изменения климата при Научном совете «Экология и природные ресурсы» Санкт-Петербургского научного центра РАН. В состав инициативной группы вошли также представители руководства ГАО РАН, ФТИ РАН, СПб филиала ИЗМИРАН и специалисты СПбГУ. Сейчас в состав Комиссии входят около 30 ученых, в том числе из организаций Росгидромета (РГГМУ, ГГО им. А.И. Воейкова, ААНИИ и ГГИ), Российской Академии наук (ГАО, ЗИН, ИНОЗ, ИНЭНКО, НИЦЭБ, СПбФ ИЗМИРАН, СПбЭМИ и ФТИ), Минобрнауки (ВНЦ ГОИ, ГПА, СПбГУ, СПбГТУ «ЛЭТИ»), ВКА им. А.Ф. Можайского и Международного фонда «Нансен-центр».

Её создание связано с большим научным и общественным интересом к проблеме глобальных климатических изменений и существенным заделом в области солнечно-климатических исследований, имеющимся в ряде институтов города. Работа Комиссии за истекший период показала высокий научный уровень проводимых в Санкт-Петербурге работ и необходимость их развития. Расширение таких работ именно в Санкт-Петербурге признано необходимым и в Совете Безопасности при Президенте Российской Федерации на заседании 17 марта 2010 года, при этом предложено создать в Санкт-Петербурге межведомственный Центр климатических исследований.

Целью создания Комиссии является улучшение координации и расширение работ по учету космофизических и иных природных факторов в глобальных климатических и погодных проявлениях, включая потепление приземного воздуха в последние десятилетия. Основная задача на начальном этапе – включение указанных исследований в российские и междуна-

родные программы изучения погодно-климатических изменений и, главным образом, – в Национальную программу РФ по климату.

В цели работы Комиссии входит:

- развитие междисциплинарного подхода к климатическим исследованиям, учет триггерных, резонансных механизмов и нелинейного характера воздействий космофизических и иных природных факторов;
- определение приоритетных направлений и результатов, полученных в Санкт-Петербургских научных учреждениях в последние годы;
- предложения в планы работ институтов новых исследований в области солнечно-климатических связей;
- предложения по учету космофизических и иных природных факторов в Национальную программу по климату, в отечественные и международные программы.

Задачами работы Комиссии являются:

- рассмотрение результатов профильных научных исследований, выполняемых в Санкт-Петербурге;
- разработка скоординированных предложений по планам исследовательских работ;
- разработка, обсуждение и представление плана работ в Национальную программу по климату, в отечественные и международные программы;
- подготовка и представление результатов исследований по космофизическим проявлениям погодно-климатических изменений в отечественные и международные организации, участие в обсуждении решений по межправительственным и международным соглашениям в области климата;
- проведение регулярных обсуждений на заседаниях-семинарах результатов по различным направлениям исследований причин и проявлений климатических изменений;
- содействие публикации результатов исследований в национальных, международных изданиях и сборниках трудов Комиссии;
- представление материалов работы Комиссии, в том числе докладов на заседаниях-семинарах, на «странице Комиссии» сайта Научного совета “Экология и природные ресурсы” Санкт-Петербургского научного центра РАН <http://www.spbrc.nw.ru/?p=210>.

Комиссия в своей работе исходит из того, что существует необходимость в ближайшее время осуществить ревизию Международной рамочной конвенции по проблемам изменения климата и, проведя ревизию, отказаться от ряда – по мнению многих исследователей – необоснованных, нереальных и опасных для социально-экономического развития рекомендаций, содержащихся в Киотском протоколе и его продолжениях [1]. Основой для оценок возможных изменений климата в предлагаемых работах являются предложения по более полному учету естественных (включая геологофизические) факторов влияния на климат, а также принятие во вни-

мание иных, чем антропогенные парниковые газы, источников вклада техносферы в климатические изменения.

В результате работы Комиссии в 2011 году были заслушаны и обсуждены доклады:

"О создании единой математической модели верхней атмосферы, климата и глобальной электрической цепи". (А.А. Намгаладзе, Мурманский ГТУ);

"Солнечная активность – космическая погода – космический климат – климат Земли". (Ю.А. Наговицын, ГАО РАН);

"Современное потепление в контексте палеоданных о глобальной температуре Земли за последние 1000 лет". (М.Г. Огурцов, ФТИ им. А.Ф. Иоффе);

"Пространственно-временные вариации долгопериодных эффектов солнечной активности и галактических космических лучей в циркуляции нижней атмосферы". (С.В. Веретененко, М.Г. Огурцов, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН);

"Солнечно-земные связи, погода и современное изменение климата". (С.В. Авакян, ВЦ "ГОИ им. С.И. Вавилова");

"Естественные причины изменения климата". (Л.Н. Карлин, М.А. Гусаква, РГГМУ);

"Сравнение энергетики антропогенных и природных источников современного глобального потепления" (С.В. Авакян, ВЦ "ГОИ им. С.И. Вавилова");

"Климатология аэрозолей и облачности". (Л.С. Ивлев, СПбГУ).

По итогам этих заседаний разработан и представлен Сводный пакет из четырех проектов-предложений в Национальную программу по климату:

1. Влияние солнечных вспышек и геомагнитных бурь на погодноклиматические изменения с учетом воздействия микроволнового излучения ионосферы Земли на зарождение облачности (ВЦ ГОИ, СПбГУ);

2. Комплексные междисциплинарные исследования по физическим проблемам современного изменения климата (ФТИ РАН, ГАО РАН, СПбФ ИЗМИРАН, ИНЭНКО РАН, ААНИИ);

3. Исследование естественных причин изменения климата Земли (РГГМУ, СПбГУ);

4. Исследование полей облачности, влажности, осадков, их взаимосвязей с другими метеорологическими и геофизическими полями, роли в формировании погоды и климата планеты, в том числе в формировании антропогенных источников изменения климата (ГПА).

К настоящему времени наши предложения продолжают рассматриваться в Росгидромете. В то же время, недавно в Правительстве РФ заявлено о намерении отказаться в продлении статуса Российской Федерации как подписанта Киотского Протокола со времени окончания в 2012 году срока его действия в нынешнем виде. Складывается парадоксальная ситуация. Практически до последнего времени официальные органы были привер-

женцами навязываемого МГЭИК взгляда о подавляющем вкладе антропогенных газов ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{NH}_4$ ,  $\text{N}_2\text{O}$  и др.) в парниковый эффект. С этим механизмом связывалось наблюдаемое в последние десятилетия глобальное потепление приземного воздуха, хотя сколько-нибудь строгая научная основа в таких воззрениях отсутствует. В частности, в [1] показывается, что в подобных сценариях нет учета определяющего вклада в парниковый эффект паров воды (прежде всего, антропогенного происхождения), а также аэрозольной компоненты. Основной вывод, который следует из рассмотрения обзоров МГЭИК, косвенно обосновывающих необходимость всего процесса, связанного с реализацией Протокола Киото, заключается в том, что они не могут быть основой для принятия решений ввиду исключительной сложности понимания закономерностей современной динамики климатической системы и, тем более, – оценок возможных изменений климата в будущем, а также сохраняющегося до сих пор отсутствия достоверных оценок вклада как антропогенных, так и природных факторов в формирование современного климата. Парадоксальность ситуации характеризуется также тем, что гигантская избыточность трудно систематизируемых спутниковых данных сочетается с деградацией регистрационных возможностей традиционной сети наземных метеорологических постов, число которых падает и которые находятся в настоящее время под всё усиливающимся урбанистическим давлением.

Все это ставит нашу страну сегодня в невыгодную ситуацию. Перейдя на декларацию фактически противоположных воззрениям Киотского Протокола позиций без достаточно доказательной научной базы, Россия политически проиграет, т.к. абсолютное большинство стран, особенно третьего мира, остаются в убеждении (хотя и при отсутствии научного обоснования), что все современные климатические беды на Земле связаны с антропогенной нагрузкой промышленности, транспорта и углеводородной энергетики развитых государств. Поэтому инициативная разработка Комиссией пакета предложений по исследованиям, направленным фактически на обоснование необходимости построения сценариев и прогностических моделей современного и будущего изменения климата, учитывающих в том числе и вековые изменения активности Солнца и космической погоды, – заслуживает внимательного отношения. Ведь рассмотрение, в рамках наиболее полных физико-математических моделей изменения климата, показывает, что «международные эксперты переоценивают чувствительность климатической системы к антропогенному воздействию» [2].

#### **Литература**

1. *К.С. Демирчян, К.Я. Кондратьев, К.К. Демирчян.* Глобальное потепление и «политика его предотвращения, Биосфера. Междисциплинарный научный и прикладной журнал. Т.2. №4. С.488–50. 2010.
2. *И.И. Мохов.* Выступление при обсуждении научного сообщения. Вестник РАН. Т.80, №8. С. 690. 2010.

## **ДВУХВЕКОВОЕ СНИЖЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ ПОСТОЯННОЙ ПРИВОДИТ К НЕСБАЛАНСИРОВАННОМУ ТЕПЛОМУ БЮДЖЕТУ ЗЕМЛИ И МАЛОМУ ЛЕДНИКОВОМУ ПЕРИОДУ**

**Абдусаматов Х.И.**

*ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия, abduss@gao.spb.ru*

## **BICENTENNIAL DECREASE OF THE TOTAL SOLAR IRRADIANCE LEADS TO UNBALANCED THERMAL BUDGET OF THE EARTH AND THE LITTLE ICE AGE**

**Abdussamatov H.I.**

*Pulkovo observatory of RAS, St. Petersburg, Russia, abduss@gao.spb.ru*

*Temporal changes in the power of the longwave radiation of the system Earth-atmosphere emitted to space always lag behind changes in the power of absorbed solar radiation due to slow change of its enthalpy. Long-term changes in the energy of solar radiation received by the Earth during a time interval determined by thermal inertia remain uncompensated by the energy emission to space. That is why the debit and credit parts of the average annual energy budget of the terrestrial globe with its air and water envelope are practically always in an unbalanced state which is a basic state of climatic system. Average annual balance of the thermal budget of the system Earth-atmosphere during long time period will reliably determine the course and value of both an energy excess accumulated by the Earth or the energy deficit in the thermal budget which, with account for data of the TSI forecast, can define and predict well in advance the direction and amplitude of the forthcoming climate changes with high accuracy. From early 90s we observe decrease in both the TSI and the portion of its energy absorbed by the Earth. Since the Sun is now approaching the phase of decrease of bicentennial luminosity, the Earth as a planet will henceforward have negative balance in the energy budget which will result in the temperature drop in approximately 2014. Due to increase of albedo and decrease of the greenhouse gases atmospheric concentration the absorbed portion of solar energy and the influence of the greenhouse effect will additionally decline. The influence of the consecutive chain of feedback effects which can lead to additional drop of temperature will surpass the influence of the TSI decrease.*

Физическая природа глубоких изменений климата в течение последних 7500 лет была непосредственно связана с соответствующими двухвековыми изменениями солнечной постоянной [1–3]. Однако прямое влияние относительно малой двухвековой вариации солнечной постоянной [4] недостаточно, чтобы объяснить соответствующие циклические изменения температуры на Земле – от глобальных потеплений до Малых ледниковых периодов. Требуется своего рода дополнительный усилитель прямого влияния вариации солнечной постоянной на наблюдаемые глобальные изменения климата. Таким усилителем прямого воздействия изменения солнечной постоянной на вариацию климата является его вторичные дополнительные влияния в виде последующих эффектов, обусловленные обратной связью: естественные изменения глобального альbedo Земли – альbedo

Бонда и концентрации парниковых газов (прежде всего водяного пара, а также углекислого газа, метана и др.) в атмосфере. Альbedo Бонда является особо важным физическим параметром в энергетическом бюджете Земли как планеты. Его долговременное значимое изменение может стать потенциально мощным двигателем вариации климата. Вариации характеристик поверхности Земли и её атмосферы, обусловленные двухвековой вариацией солнечной постоянной, порождают последовательную цепочку дальнейшего дополнительного изменения температуры, вызванного многократными повторениями такого причинно-следственного цикла вторичных эффектов обратной связи, даже если солнечная постоянная впоследствии останется без изменений в течение определенного периода времени. В результате воздействия последовательной цепочки таких изменений, обусловленных вторичными эффектами обратной связи, глобальные климатические изменения дополнительно могут усиливаться на величину, превосходящую влияние двухвековой вариации солнечной постоянной. Аналогичная картина наблюдалась в конце XX века.

Любое долговременное изменение поглощаемой Землей энергии солнечного излучения вследствие ее двухвековой вариации в течение периода времени, определяемого термической инерцией, остается некомпенсированным излучаемой в космос энергией собственного теплового излучения системы Земля – атмосфера. Поэтому среднегодовой энергетический баланс Земли как планеты практически всегда находится в неравновесном состоянии, поглощая и излучая неодинаковое количество энергии вследствие двухвековой вариации солнечной постоянной. В результате длительного поглощения и накопления Мировым океаном повышенной энергии Солнца планета постепенно будет нагреваться, а при ее дефиците – остывать. Энергетическое сальдо среднегодового бюджета в приходе и расходе тепловой мощности планеты  $E$  на внешней границе ее атмосферы является специфическим показателем дефицита или избытка тепловой энергии:

$$E = (S_{\odot} + \Delta S_{\odot})/4 - (A + \Delta A)(S_{\odot} + \Delta S_{\odot})/4 - \varepsilon \sigma (T_p + \Delta T_p)^4; \quad E = C \frac{dT_p}{dt}, \quad (1)$$

где  $S_{\odot}$  – солнечная постоянная,  $\Delta S_{\odot}$  – приращение солнечной постоянной,  $A$  – альbedo Бонда,  $\Delta A$  – приращение альbedo Бонда,  $\varepsilon$  – степень черноты системы Земля-атмосфера,  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана;  $T_p$  – планетарная термодинамическая температура,  $E$  – удельная мощность изменения теплосодержания активного слоя Океана и атмосферы [Вт/м<sup>2</sup>],  $C$  – удельная поверхностная теплоемкость активного слоя Океана и атмосферы, отнесенная к общей площади поверхности планеты [Дж/м<sup>2</sup>К],  $t$  – время.

Оценку относительного влияния вариации солнечной постоянной и альbedo Бонда на изменение эффективной температуры Земли можно провести исходя из наличия радиационного баланса планеты в термодинамическом равновесии:

$$S_{\odot}/4 = \sigma T_e^4 + AS_{\odot}/4, \quad (2)$$



где  $T_e$  – эффективная температура Земли.

Введем приращение эффективной температуры Земли  $\Delta T_e$ , обусловленным приращениями величин солнечной постоянной  $\Delta S_{\odot}$  и альbedo Бонда  $\Delta A$ . В этом случае

$$\Delta S_{\odot}/4 = 4\sigma T_e^3 \Delta T_e + A \Delta S_{\odot}/4 + \Delta A(S_{\odot} + \Delta S_{\odot})/4 \quad (3)$$

или

$$\Delta T_e = [\Delta S_{\odot}(1 - A - \Delta A) - \Delta A S_{\odot}]/16\sigma T_e^3. \quad (4)$$

При постоянстве солнечной постоянной  $\Delta S_{\odot} = 0$  из (4) получим

$$\Delta T_e = -91 \Delta A. \quad (5)$$

Рост альbedo на  $\Delta A = +0,01$  ведет к снижению  $\Delta T_e \approx -0,9 K$ .

При постоянстве альbedo Бонда  $\Delta A = 0$  ( $A = 0,30$  [5]) из (4) получим

$$\Delta T_e = 0,047 \Delta S_{\odot}. \quad (6)$$

Падение только величины солнечной постоянной на 0,5% при неизменном альbedo Бонда  $\Delta A = 0$  ведет к снижению эффективной температуры Земли на  $\Delta T_e = -0,32 K$ . Следует подчеркнуть, что для оценок различие между приращениями глобальной приземной (с учетом её запаздывания) и эффективной температур невелико. Снижение эффективной температуры Земли на  $\Delta T_e = -0,32 K$  обуславливает повышение величины альbedo Бонда на  $\Delta A = +0,0035$ , что ведет к дополнительному снижению эффективной температуры еще на  $\sim 0,3 K$  и к образованию длинной цепочки таких циклов. Изменение величины альbedo Бонда таким образом оказывает значительное влияние на изменение эффективной (радиационной) температуры Земли как планеты являясь наряду с солнечной постоянной наиболее существенным фактором, определяющим грядущее изменение климата. Однако изменение термодинамической температуры системы Земля-атмосфера под действием вариации величин солнечной постоянной и альbedo Бонда происходит со значительной временной задержкой, определяемой постоянной термической инерции планеты [6]

$$t = 0,095 (1 + 0,42 \cdot l) \text{ год}, \quad (7)$$

где  $l$  – глубина активного слоя Мирового океана. Если глубина активного слоя Мирового океана равна 200 – 500 м, то термическая инерция

$$t = 14 \pm 6 \text{ лет}. \quad (8)$$

Благодаря весьма большой теплоемкости Мирового океана изменение термодинамической планетарной температуры (с учетом излучательной способности – степени черноты) происходит весьма медленно. Следовательно, приходные и расходные части среднегодового энергетического бюджета земного шара с его воздушной и водной оболочкой вследствие 11-летней и двухвековой вариаций солнечной постоянной практически всегда находятся в несбалансированном состоянии ( $E \neq 0$ ), имея либо положительное, либо отрицательное сальдо. Такой несбалансированный среднегодовой тепловой бюджет является основным состоянием климатической системы Земля-атмосфера. При долговременном понижении солнечной постоянной среднегодовое сальдо теплового бюджета системы

Земля-атмосфера оказывается отрицательным ( $E < 0$ ), а при долговременном повышении солнечной постоянной – положительным ( $E > 0$ ). При этом вариации солнечной постоянной и альbedo Бонда играют важнейшую роль в изменении энергетического баланса системы Земля–атмосфера и в изменении ее термодинамической температуры. Среднегодовое сальдо энергетического бюджета системы Земля-атмосфера за длительный период времени надежно определит ход и величину накопленной Землей избытка энергии или образовавшегося ее дефицита в тепловом бюджете. Поэтому долговременный космический мониторинг сальдо среднегодового энергетического бюджета системы Земля–атмосфера надежно определит ход и величину накопленной Землей избытка энергии или образовавшегося ее дефицита и с учетом прогноза вариации солнечной постоянной может достоверно определить и заблаговременно (за ~10–20 лет) предсказать направление (при долговременном  $E > 0$  – к потеплению, а при  $E < 0$  – к похолоданию) и глубину грядущего изменения климата с высокой надежностью.

Наблюдаемое с 1990-х годов снижение солнечной постоянной привел к длительному отрицательному тепловому балансу. Вследствие двухвекового спада светимости Солнца наблюдаемый энергетический дисбаланс ( $E < 0$ ) сохранится и в дальнейшем еще в течение нескольких последующих 11-летних циклов [1, 2, 7, 8]. В результате Земля и далее будет иметь отрицательное сальдо  $E < 0$  в среднегодовом энергетическом бюджете.

### Литература

1. *Абдусаматов Х.И.* О долговременных вариациях потока интегральной радиации и возможных изменениях температуры в ядре Солнца // Кинематика и физика небес. тел. 2005. **21**, № 6. С. 471–477.
2. *Абдусаматов Х.И.* Об оптимальном прогнозировании высоты следующего 11-летнего цикла активности и нескольких последующих циклов на основе долговременных вариаций радиуса Солнца или солнечной постоянной // Кинематика и физика небес. тел. 2007. **23**, № 3. С. 141–147.
3. *Abdussamatov H.I.* About the long-term coordinated variations of the activity, radius, total irradiance of the Sun and the Earth's climate // Proceedings of IAU Symposium No. 223. Cambridge university press. 2004. P. 541–542.
4. *Shapiro A.I. et al.* A new approach to the long-term reconstruction of the solar irradiance leads to large historical solar forcing // Astron. Astrophys. 2011. **529**. A67.
5. *Trenberth K.E., Fasullo J.T., Kiehl J.* Earth's global energy budget // Bull. Amer. Meteor. Soc. 2009. **90**, No. 3, P. 311–324.
6. *Abdussamatov H.I., Bogoyavlenskii A.I., Khankov S.I., Lapovok Y.V.* Modeling of the Earth's planetary heat balance with electrical circuit analogy // *J. Electromagnetic Analysis & Applications*. 2010. **2**. P. 133–138.
7. *Абдусаматов Х.И.* Об уменьшении потока солнечного излучения и понижении глобальной температуры Земли до состояния глубокого похолодания в середине XXI века // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 2007. **103**, № 4. С. 292–298.
8. *Penn M. and Livingston W.* Long-Term Evolution of Sunspot Magnetic Fields // 2010. arXiv:1009.0784v1 [astro-ph.SR]; Link to raw data

## **ДИАГНОСТИКА КЛИМАТА ЗЕМЛИ НА ОСНОВЕ МОНИТОРИНГА АЛЬБЕДО БОНДА ИЗ ТОЧКИ ЛАГРАНЖА L1**

**Абдусаматов Х.И.<sup>1</sup>, Измайлов И.С.<sup>1</sup>, Карлин Л.Н.<sup>2</sup>,  
Лаповок Е.В.<sup>1</sup>, Нерушев А.Ф.<sup>3</sup>, Третьяков Н.Д.<sup>3</sup>,  
Ханков С.И.<sup>1</sup>, Юдин А.А.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>ГАО РАН, Санкт-Петербург, abduss@gao.spb.ru

<sup>2</sup>Государственный гидрометеорологический университет, Санкт-Петербург

<sup>3</sup>НПО «Тайфун» Росгидромета, г. Обнинск

## **DIAGNOSIS THE EARTH'S CLIMATE BY MONITORING THE BOND ALBEDO IN THE LAGRANGE POINT L1**

**Abdussamatov H.I.<sup>1</sup>, Izmailov I.S.<sup>1</sup>, Karlin L.N.<sup>2</sup>,  
Khankov S.I.<sup>1</sup>, Lapovok Ye.V.<sup>1</sup>, Nerushev A.F.<sup>3</sup>,  
Tretyakov N.D.<sup>3</sup>, Yudin A.A.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Pulkovo Observatory of the RAS, Saint-Petersburg, abduss@gao.spb.ru,

<sup>2</sup>Russian State Hydrometeorological University, Saint-Petersburg,

<sup>3</sup>Research and Production Association "Typhoon" (Roshydromet), Obninsk, Kaluga Region

*The method of the monitoring of the long-term Bond albedo variations from the Lagrangian point L1 is suggested. The method is based on measurements of the Earth's integral radiative flux in the full spectral range (from 0.2 till 100  $\mu\text{m}$ ) in the direction of the telescope entrance pupil. The diameter of the entrance pupil equals 400 mm. It is defined that the threshold sensitivity is required to be  $\sim 10^{-7}$  W and the dynamic range equals to four orders of magnitude. The method is pretty sensitive and makes it possible to record the Bond albedo variations at the minimal level 0.1%; this level of the variation corresponds to the planetary Earth's effective temperature change on 0.03K. At the same time the reflected solar radiation is recorded for the number of spectral ranges, which makes it possible to analyze the atmospheric cloudiness.*

Альбе́до Бонда и солнечная постоянная являются главными факторами, определяющими климат Земли, что требует систематической информации о вариациях их величин.

Предложен метод глобального синоптического обзора, мониторинга долговременных вариаций облачного покрова и альбе́до Бонда Земли и солнечной постоянной из точки Лагранжа L1 системы Солнце-Земля, который прорабатывался ранее, но не был осуществлен [1]. Наш метод основан на измерении интегрального потока излучения Земли во всем спектральном диапазоне (от 0,2 до 100 мкм) в направлении входного зрачка телескопа. Мы предлагаем использовать оптический телескоп и радиометры. При этом телескоп с диаметром главного зеркала 400 мм на основе оптической системы Ричи-Криттьена направлен на Землю. Он содержит матричный фотоприемник (2048×2048) для получения изображений Земли в диапазоне 0,2–1,0 мкм и неселективный и селективные радиометры. Рабочие

спектральные диапазоны 0,2–1 мкм, 0,2–4 мкм, 0,2–100 мкм, а также 8–13 мкм. Пороговая чувствительность радиометра  $\sim 10^{-7}$  Вт при динамическом диапазоне четыре порядка. Предложенный метод обладает высокой чувствительностью и позволяет регистрировать вариации альбедо Бонда на уровне не менее 0,1%, что соответствует изменению эффективной температуры Земли на величину 0,03 К. Радиометр, направленный на Солнце, имеет спектральный диапазон 0,1–100 мкм и осуществляют мониторинг солнечной постоянной и ее вариаций. Калибровка систем телескопа осуществляется по излучению Луны в полнолуние, а также по холодному космосу и различными фильтрами.

Новым в наших исследованиях является разработка теории метода мониторинга альбедо Бонда Земли по регистрации всего спектра электромагнитного излучения, включая коротковолновый диапазон отраженного Землей солнечного излучения, а также собственного теплового ИК излучения Земли. Измеряемой величиной является интегральный поток во всем спектре электромагнитного излучения (теоретически – от 0 до  $\infty$  мкм, практически достаточно – от 0,2 до 100 мкм). При этом исключается необходимость анализа погрешностей, связанных с неполным соответствием спектра отраженного планетой потока солнечного излучения и спектральной чувствительностью приемника, а также его ограниченным спектральным диапазоном. Для этого используется дополнительный канал, имеющий приемник на основе болометра или оптико-акустического приемника (ОАП). Такие приемники позволяют регистрировать весь спектр электромагнитного излучения.

Предложенный комплекс научной аппаратуры позволит:

- получать глобальные мультиспектральные (на 10–12 спектральных полосах) изображения атмосферы, облачности и пр. всей видимой полусферы Земли с высоким разрешением каждый час;
- осуществлять одновременный обзор всей подсвеченной Солнцем части поверхности Земли;
- учитывать вклад в вариации отражаемого Землей светового потока вариаций солнечной постоянной.

Это обеспечивает рассматриваемому методу мониторинга альбедо Бонда преимущества перед всеми другими методами. Недостатком рассматриваемого метода является высокая стоимость проекта.

Рассмотрим требования к чувствительности приемника на основе анализа величин лучистых потоков в рамках общепринятого допущения: отражение и собственное излучение Земли подчиняется закону Ламберта.

Регистрируемый телескопом полный лучистый поток складывается из отраженного Землей коротковолнового солнечного излучения и собственного теплового излучения.

Яркость отраженного Землей коротковолнового солнечного излучения равна

$$B_E = \frac{1}{2\pi} Q_R = \frac{2A}{\pi} Q_{in}, \quad (1)$$

где  $Q_R$  – отраженный Землей удельный поток солнечного излучения, равный  $Q_R = AE = 4AQ_{in}$ ;  $Q_{in}$  – инсоляция верхней границы атмосферы Земли, равная  $Q_{in} = E/4$ ;  $E$  – солнечная постоянная;  $A$  – альbedo Бонда.

Яркость собственного теплового излучения Земли, усредненная по всей поверхности, равна

$$B_H = \frac{1}{4\pi} Q = \frac{1-A}{4\pi} Q_{in} = \frac{1}{4\pi} \sigma T_e^4, \quad (2)$$

где  $Q$  – полная поглощаемая Землей удельная мощность солнечного излучения, равная  $Q = (1-A)Q_{in}$ ;  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана;  $T_e$  – эффективная температура Земли. Суммарная яркость полусферы Земли, обращенной к Солнцу, во всем спектральном диапазоне равна

$$B = B_H + B_E = \frac{1-A}{4\pi} Q_{in} + \frac{2A}{\pi} Q_{in} = \frac{1+7A}{4\pi} Q_{in} \quad (3)$$

Интегральная сила излучения полусферы Земли, обращенной к Солнцу, определяется из соотношения

$$J = BF; \quad F = \pi R^2 \quad (4)$$

Полная мощность лучистого потока на входном зрачке ОЭС, наблюдающего Землю из точки Лагранжа, равна

$$P = \frac{\pi}{4} \left( \frac{D}{L} \right)^2 J = \frac{1+7A}{16} Q_{in} F \left( \frac{D}{L} \right)^2 \quad (5)$$

Принимая при нынешнем значении солнечной постоянной  $E = 1366 \text{ Вт/м}^2$  величину инсоляции  $Q_{in} = 341,5 \text{ Вт/м}^2$ , а также исходную величину альbedo Бонда  $A = 0,31$ , из (3) можно получить:  $B = 86,2 \text{ Вт/м}^2 \text{ ср.}$

Приняв  $R = 6375 \text{ км} = 6,375 \cdot 10^6 \text{ м}$ , получим  $F = 1,27 \cdot 10^{14} \text{ м}^2$ , и из (4) найдем интегральную силу излучения Земли  $J = 1,1 \cdot 10^{16} \text{ Вт/ср.}$  При диаметре входного зрачка  $D = 0,4 \text{ м}$  из (5) получим  $P = 6,16 \cdot 10^{-4} \text{ Вт.}$

При этом необходимо измерять вариации альbedo с точностью не хуже  $\Delta A = 0,1\%$ . Это соответствует приращению потока  $\Delta P = 1,9 \cdot 10^{-7} \text{ Вт}$  и величине относительного изменения принимаемого сигнала  $\Delta P / P = 3 \cdot 10^{-4}$ . В итоге требуемый динамический диапазон приемника составляет всего четыре порядка. Из анализа соотношений (1) и (2) следует, что приращение эффективной температуры Земли  $\Delta T_e$ , возникающее под действием малого приращения альbedo  $\Delta A$ , определяется из соотношения

$$\Delta T_e = \frac{Q_{in}}{4\alpha_e} \Delta A; \quad \alpha_e = \sigma T_{e0}^3, \quad (6)$$

где  $\alpha_e$  – эффективный коэффициент теплоотдачи излучением от Земли с эффективной температурой  $T_{e0}$  в космическое пространство;  $T_{e0}$  – исход-

ное значение эффективной температуры Земли, реализуемое в настоящее время. Принимая нынешнее значение эффективной температуры Земли  $T_{e0} = 254 \text{ К}$ , получим  $\alpha_e = 0,929 \text{ Вт/м}^2\text{К}$ . Подставив в (6) это значение с учетом ранее указанного значения  $Q_{in}$ , получим

$$\Delta T_e = -92\Delta A \quad (7)$$

Из (7) следует, что при увеличении альbedo Бонда на 0,1% эффективная температура Земли снизится почти на 0,03 К.

Планетарная термодинамическая температура  $T_p$  в установившемся тепловом режиме определяется через эффективную температуру  $T_e$  с помощью соотношения

$$T_p = \varepsilon^{-0,25} T_e, \quad (8)$$

где  $\varepsilon$  – эффективная степень черноты планеты.

Соотношения (8) и (7) позволяют описать приращение планетарной температуры в равновесном состоянии, однако установление новой величины планетарной температуры происходит с определенной временной задержкой, определяемой величиной термической инерции системы Океан-атмосфера. Эффективная температура является радиационной температурой планеты и не отражает временных изменений планетарной температуры, но указывает тенденции в направлении изменения климата планеты.

Значение  $\varepsilon$  в настоящее время неизвестно. Но если принять за максимальное значение планетарной температуры температуру Океана 287 К, то получится  $\varepsilon = 0,613$ . В действительности планетарная термодинамическая температура определяется как эффективное значение температуры системы Океан-атмосфера. Значение  $T_p$  ниже принятого нами, поэтому  $\varepsilon$  больше вычисленного значения  $\varepsilon = 0,613$ .

Предложенный метод регистрации вариаций альbedo Бонда Земли обладает весьма высокой чувствительностью – при изменении регистрируемого интегрального потока на величину  $\Delta P$  в мкВт изменение альbedo определяется из соотношения  $\Delta A = k\Delta P$ , где  $k = 1,6 \cdot 10^{-3} (\text{мкВт})^{-1}$  – коэффициент пропорциональности, характеризующий чувствительность метода.

### **Литература**

1. Triana – a Deep Space Earth and Solar Observatory  
Report prepared for the National Academy of Sciences by: Francisco P.J. Valero, Jay Herman, Patrick Minnis, William D. Collins, Robert Sadourny, Warren Wiscombe, Dan Lubin, and Keith Ogilvie [www-pm.larc.nasa.gov/triana/NAS.Triana.report.12.99.pdf](http://www-pm.larc.nasa.gov/triana/NAS.Triana.report.12.99.pdf)

**НОВАЯ ВЕРСИЯ ПРОЕКТА «АСТРОМЕТРИЯ»  
ДЛЯ МОНИТОРИНГА АЛЬБЕДО БОНДА ЗЕМЛИ  
ПО ПЕПЕЛЬНОМУ СВЕТУ ЛУНЫ**

**Абдусаматов Х.И.<sup>1</sup>, Измайлов И.С.<sup>1</sup>, Карлин Л.Н.<sup>2</sup>,  
Лаповок Е.В.<sup>1</sup>, Нерушев А.Ф.<sup>3</sup>, Третьяков Н.Д.<sup>3</sup>,  
Ханков С.И.<sup>1</sup>, Юдин А.А.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>ГАО РАН, Санкт-Петербург, abduss@gao.spb.ru

<sup>2</sup>Государственный гидрометеорологический университет, Санкт-Петербург

<sup>3</sup>НПО «Тайфун» Росгидромета, г. Обнинск

**THE NEW VERSION OF THE PROJECT «ASTROMETRIA»  
TO MONITORING THE EARTH'S BOND ALBEDO  
BY USING OF THE ASHY MOONLIGHT**

**Abdussamatov H.I.<sup>1</sup>, Izmailov I.S.<sup>1</sup>, Karlin L.N.<sup>2</sup>,  
Khankov S.I.<sup>1</sup>, Lapovok Ye.V.<sup>1</sup>, Nerushev A.F.<sup>3</sup>,  
Tretyakov N.D.<sup>3</sup>, Yudin A.A.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Pulkovo Observatory of the RAS, Saint-Petersburg, abduss@gao.spb.ru,

<sup>2</sup>Russian State Hydrometeorological University, Saint-Petersburg,

<sup>3</sup>Research and Production Association "Typhoon" (Roshydromet), Obninsk, Kaluga Region

*To organize the monitoring of the planetary Earth's albedo, the special optical telescope SOT-200 based on the solar limbograph SL-200 is suggested after minimal redevelopment. Main technical decisions providing the capacity of the telescope working as an observation device for the Moon is described. The required threshold sensitivity and dynamic range of the photo detector are defined.*

Из анализа теплового баланса Земли в равновесном состоянии следует, что при увеличении глобального альbedo – альbedo Бонда системы Земля-атмосфера на 0,1% эффективная температура Земли снизится почти на 0,03 К, и это является одним из наиболее существенных факторов, определяющих климат Земли.

Диагностике альbedo Бонда Земли уделяется много внимания в мировой науке, и одним из направлений является мониторинг пепельного света Луны, осуществляемый наземными телескопами [1–3]. Однако метод измерения яркости пепельного света Луны сквозь атмосферу Земли обладает целым рядом недостатков. Поэтому мы предлагаем осуществлять мониторинг пепельного света Луны с борта МКС. Это оправдано потому, что на предыдущем этапе разработки проекта были отработаны все вопросы интеграции научной аппаратуры космического эксперимента «Астрометрия» (комплекс солнечного лимбографа СЛ-200) на Служебном модуле (СМ) Российского сегмента (РС) МКС.

Мониторинг альbedo Бонда Земли путем измерений яркости пепельного света Луны с борта МКС, имеет существенные преимущества перед его возможными измерениями с геостационарной орбиты, поскольку телескоп, установленный на геостационарном космическом аппарате (КА), будет постоянно наблюдать одну и ту же часть поверхности Земли. При этом оптимальное положение КА – между Солнцем и Землей длится недолго. Этот недостаток не может быть преодолен даже при использовании группировки геостационарных КА, поскольку и они не могут полноценно обеспечить покрытие всех участков поверхности Земли, что, к тому же, очень затратно. При мониторинге отражаемых Землей солнечных потоков с низких орбит, когда используется сшивание результатов локальных измерений, накапливаются погрешности, связанные с прохождением наклонных потоков солнечного излучения, отраженных земной поверхностью сквозь атмосферу. Измерения альbedo Бонда Земли из точки Лагранжа L1 системы Солнце-Земля практически лишены большинства недостатков, однако препятствием к реализации такого проекта может служить его большая стоимость.

Целью обновленной версии проекта «Астрометрия» на РС МКС является мониторинг вариаций глобального альbedo Земли (альbedo Бонда) по одновременным измерениям яркости пепельного света центральной площадки лунного диска размером  $12 \times 12$  угл.мин и узкого серпа Луны при ее угловом удалении от Солнца на расстояние от  $12^\circ$  до  $25^\circ$ , когда его яркость значительно ниже яркости Луны при полнолунии, с помощью специального оптического телескопа СОР-200 с главным зеркалом диаметром 200 мм. Светозащита от солнечного излучения при столь малых углах на Солнца обеспечивается за счет использования на входном зрачке специальной полусцилиндрической бленды, исключаяющей прямую засветку объектива и фотоприемника. Светозащита от бликующих элементов конструкции станции и освещенной Земли обеспечивается путем подбора соответствующего места на корпусе станции для установки СОР-200 и проведения наблюдений при соответствующей ориентации станции относительно Солнца. При мониторинге пепельного света Луны с борта космического аппарата (в данном случае МКС) Луна используется в качестве отражателя, что приводит к значительному уменьшению, принимаемой оптической системой мощности светового потока, но не искажает вариации отраженного Землей солнечного излучения.

Время регистрации вариаций яркости пепельного света Луны до новолуния и после новолуния на каждом витке движения МКС от точки траектории с углом на Солнце  $25^\circ$  до точки траектории с углом  $12^\circ$  составит до 1,0 часа. Наблюдения будут проводиться в течение более суток времени на таких последовательных витках траектории МКС как до новолуния, так и после новолуния. Проведенные измерения будут усреднены для получения среднемесячных значений альbedo Бонда.



Метрологические характеристики СОТ-200 определяются из расчетов пороговых потоков, вычисленных с помощью ранее полученных соотношений [4]. В соответствии с данными расчетов, сила излучения пепельного света Луны равна  $J = 10,4 \cdot 10^9$  Вт/ср  $\approx 10^{10}$  Вт/ср. Мощность потока излучения на входном зрачке телескопа СОТ-200 с диаметром главного зеркала 0,2 м равна  $P = 2,1 \cdot 10^{-9}$  Вт. При вариации величины альbedo Бонда на 0,1% вариации мощности принимаемого сигнала  $\Delta P \approx 0,65 \cdot 10^{-12}$  Вт. Наблюдение за Луной ведется в пределах 12 угловых минут, что составляет 3/8 углового размера Луны, в результате получим требования к пороговой чувствительности приемника  $P_{п} = 0,93 \cdot 10^{-13}$  Вт. При этом для приемника, чувствительного в спектральном диапазоне 0,2...1 мкм значения потоков необходимо умножать на долю энергии солнечного излучения, заключенной в этом диапазоне от всей энергии Солнечного излучения, которая для абсолютно черного тела с температурой 6000 К равна  $\sim 0,74$ . Окончательные требования к пороговой чувствительности приемника задаются условием  $P_{по} = 0,7 \cdot 10^{-13}$  Вт.

В качестве фотоприемного устройства (ФПУ) для специального оптического телескопа СОТ-200 используется незначительно модернизированный единый многозонный ПЗС – датчик изображения  $\varnothing$  47 мм, разработанный нами ранее в рамках проекта «Астрометрия». Он содержит 16 лимбовых фоточувствительных зон со строчно-кадровым переносом и размером фоточувствительной ячейки  $10 \times 10$  мкм<sup>2</sup>, расположенных по окружности диаметром 46 мм (ПЗС-1), центральная фоточувствительная зона ПЗС со строчно-кадровым переносом (ПЗС-2) и размером фоточувствительной ячейки  $30 \times 30$  мкм<sup>2</sup> и 4 линейных ПЗС приёмника, расположенных на взаимно перпендикулярных радиусах (ПЗС-3). Центральная зона приподнята над плоскостью остальных зон на 2,0 мм. Регистрация информации от ПЗС-3 используется для гидирования серпа Луны относительно центра ее изображения во время одновременных наблюдений светлой и темной части лунного диска. Их фотометрическая регистрация проводится всегда с одной и той же экспозицией, но с разными размерами фоточувствительных ячеек  $10 \times 10$  мкм<sup>2</sup> и  $30 \times 30$  мкм<sup>2</sup>, соответственно. Это на порядок снижает динамический диапазон при наблюдениях пепельного света Луны. Динамический диапазон будет снижен еще более чем на два порядка посредством использования плотного кольцевого нейтрального светофильтра, ослабляющего излучение только узкого серпа Луны более чем в 100 раз. При этом динамический диапазон ПЗС фотоприемника около  $\sim 10^4$ .

Система контроля фотометрических характеристик осуществляется по излучению Луны в полнолуние и по холодному космосу. Рабочая температура ПЗС матрицы составляет  $-40^\circ\text{C}$ , температура остальных элементов телескопа СОТ-200 будет равна  $\sim 20^\circ\text{C}$ .

Учитывая высокие требования к качеству изображения специального оптического телескопа СОТ-200, необходимо отметить важность обеспе-

чения его термостабильности во всех режимах эксплуатации. Тепловые режимы и возникающие в процессе эксплуатации термоабберации были нами исследованы в работах [5, 6] применительно к солнечному лимбографу СЛ-200. Показано, что выбранная тепломеханическая схема телескопа и его система обеспечения теплового режима обеспечивают стабильное положение фокальной плоскости во всех режимах эксплуатации. В режиме наблюдения за звездами в течение 60 минут термонаведенное смещение фокальной плоскости значительно ниже допустимого значения [5]. За это же время наблюдения термонаведенная сферическая абберация не сказывается на ухудшении качества изображения. При наблюдении за Луной тепловые воздействия практически идентичны тем, которые реализуются в режиме наблюдения за звездами, во всяком случае, тепловое излучение Луны в определенной степени компенсирует охлаждение оптических элементов телескопа через входной зрачок. Методы обеспечения термостабильности телескопа СЛ-200 достаточно хорошо проработаны [6], что дает уверенность в работоспособности телескопа СОТ-200 при наблюдении за Луной.

Предложенный метод мониторинга альbedo Бонда по пепельному свету Луны обеспечит определение трендов его долговременных вариаций, поскольку заданная чувствительность позволит исследовать долговременные вариации мощности принимаемого сигнала, соответствующие вариациям альbedo Бонда на 0,1% (на  $3 \cdot 10^{-4}$ ), что гораздо ниже уровня быстропротекающих процессов изменения альbedo Бонда, например, связанных с относительно быстрым изменением облачности в атмосфере.

### Литература

1. *Goode P.R. et al.* Earthshine Observations of the Earth's Reflectance // *Geophysical Research Letters*. Vol. 28, No 9, May 1, 2001, pp.1671–1674.
2. *Palle E., Goode P.R., Montanes-Rodriguez P., Koonin S.E.* Changes in the Earth's reflectance over the past two decades // *Science*. 2004. Vol. 304, pp. 1299–1301.
3. *Palle E., Goode P.R., Montanes-Rodriguez P.* Interannual variations in Earth's reflectance 1999 – 2007 // *J. Geophys. Res.* 2009. Vol. 114. pp. 7–11.
4. *Абдусаматов Х.И.; Богоявленский А.И.; Лаповок Е.В.; Ханков. С.И.* Диагностика климата Земли по пепельному свету луны // *Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2010»*. СПб. 2010. С. 11–14.
5. *Абдусаматов Х.И., Ханков С.И.* Исследование термостабильности солнечного лимбографа при его работе в режиме наблюдения за звездами на борту Российского сегмента МКС // *Оптический журнал*. Т. 74, № 5. 2007. С. 54–57.
6. *Абдусаматов Х.И., Лаповок Е.В., Ханков С.И.* Методы обеспечения термостабильности космического телескопа – солнечного лимбографа. Санкт-Петербург. Издательство Санкт-Петербургского политехнического университета. 2008. – 195 с.

## **ФАКТОРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ТЕРМОИНЕРЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИСТЕМЫ ЗЕМЛЯ – АТМОСФЕРА**

**Абдусаматов Х.И., Лаповок Е.В., Ханков С.И.**

*ГАО РАН, Санкт-Петербург, abduss@gao.spb.ru*

## **FACTORS DEFINING THE THERMAL INERTIA CHARACTERISTICS OF THE SYSTEM EARTH - ATMOSPHERA**

**Abdussamatov H.I., Khankov S.I., Lapovok Ye.V.**

*Pulkovo Observatory, Saint-Petersburg, abduss@gao.spb.ru*

*The influence of the thermal inertia of the ocean-atmosphere system on the planetary temperature change with time under the influence of the change of the atmospheric absorption and the ocean absorption for the incoming solar radiation is researched. The change could be forced by variations of the total solar irradiation and (or) Bond albedo. For the cases of the linear, exponential, sinusoidal, or in spurts change of the planetary absorbed power, the formulas describing the temperature changes forced by the change of the planetary absorbed power are obtained.*

Целью исследований являлось определение термической инерции планеты и вывод формул, описывающих отставание во времени  $\tau$  приращения глобальной планетарной термодинамической температуры  $\vartheta = T_p - T_{po}$  ( $T_p$  – планетарная температура,  $T_{po}$  – ее начальное значение) от приращения удельной мощности  $\Delta Q$  тепловыделений в океане и атмосфере, вызванных вариациями солнечной постоянной и (или) альбедо Бонда. Исследования проведены для типовых модельных ситуаций изменения во времени приращений  $\Delta Q$ , что позволяет прояснить сущность термической инерции и в каждом случае механизмы, замедляющие процесс перехода в новое тепловое состояние.

Дифференциальное уравнение для нестационарной планетарной температуры получено из математических моделей, разработанных нами ранее [1, 2], и имеет вид

$$t_p \frac{dx}{d\tau} + (1+x)^4 - 1 = \Delta\Theta_o f(\tau); \quad (1)$$
$$t_p = \frac{c}{\alpha}; \quad x = \frac{\vartheta}{T_{po}}; \quad \Delta\Theta_o = \frac{\Delta Q}{\alpha T_{po}}; \quad \alpha = \frac{q}{T_{po}} = a\sigma T_{po}^3$$

где  $t_p$  – постоянная термической инерции планеты;  $c$  – поверхностная плотность полной теплоемкости системы океан – атмосфера;  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи излучением от планеты в открытый космос;  $x$  – относительное приращение планетарной температуры;  $\Delta\Theta_o$  – амплитуда безразмерного приращения поглощаемой планетой удельной мощности сол-

нечного излучения;  $q$  – отдаваемая в космическое пространство удельная мощность теплового излучения планеты;  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана;  $a$  – безразмерный коэффициент, определяемый радиационными характеристиками земной поверхности и атмосферы для ИК-диапазона теплового излучения, определен в [1, 2];  $f(\tau)$  – функция, описывающая закон изменения во времени приращения  $\Delta Q$ .

При малых приращениях планетарной температуры  $\vartheta$ , когда  $x \ll 1$  с высокой точностью выполняется условие  $(1+x)^4 \approx 1+4x$ . Тогда уравнение (1) может быть преобразовано к виду, допускающему аналитическое решение для важных типовых функций  $f(\tau)$

$$t \frac{d\vartheta}{d\tau} + \vartheta = \vartheta_m f(\tau); \quad t = \frac{c}{4\alpha}; \quad \vartheta_m = \frac{\Delta Q}{4\alpha} \quad (2)$$

Величина  $t$  в (2) для малых вариаций температур в четыре раза меньше, чем  $t_p$  в (1) при отсутствии ограничений на величину  $\vartheta$ .

Очевидно, что для получения решения необходимо конкретизировать вид функции  $f(\tau)$ . При этом вид функции должен удовлетворять двум условиям: эта функция должна в достаточной степени удовлетворять физическому смыслу, а также описываться в аналитическом виде, допускающем получение аналитического решения.

Рассмотрены и исследованы четыре варианта функции  $f(\tau)$  на основе решения уравнения (2) при начальном условии  $\vartheta(\tau=0) = 0$ .

### 1. Гипотетическая ситуация изменения $\Delta Q$ скачком

$$\vartheta = \vartheta_m [1 - \exp(-\frac{\tau}{t})] \quad \text{при } f(\tau) = 1 \quad (3)$$

В этом случае время установления нового теплового состояния  $\tau \approx (3 \div 4)t$ . Рост или снижение планетарной температуры зависит от знака  $\Delta Q$ .

2. Гипотетический случай изменения поглощаемой мощности по линейному закону, когда  $f(\tau) = \tau/t_o$  ( $t_o$  – длительность нагрева или охлаждения), при этом  $0 \leq \tau \leq t_o$ .

$$\vartheta = \vartheta_m \frac{\tau}{t_o} (1 - \varphi); \quad \varphi = \frac{1 - \exp(-\bar{\tau})}{\bar{\tau}}; \quad \bar{\tau} = \frac{\tau}{t} \quad (4)$$

Обратная аналитическая зависимость  $\tau(\vartheta/\vartheta_m)$  не определяется, поскольку (4) трансцендентное уравнение. Временное запаздывание определяется из численного расчета, ситуация неочевидна.

3. Гипотетический случай экспоненциального во времени изменения поглощаемой мощности:  $f(\tau) = 1 - \exp[-k(\tau/t_o)]$ :

$$\vartheta = \vartheta_m \left[ 1 - M_1 \exp\left(-k \frac{\tau}{t_0}\right) + M_2 \exp\left(-\frac{\tau}{t}\right) \right]; \quad (5)$$

$$M_1 = \frac{t_0}{t_0 - kt}; \quad M_2 = \frac{kt}{t_0 - kt}.$$

Уравнение (5) трансцендентное, влияние термической инерции неочевидно, для определения запаздывания требуется численный расчет по формуле (5).

4. Почти реальный случай периодических колебаний солнечной постоянной, например, с выявленным двухвековым периодом, может быть упрощенно описан гармонической функцией

$$f(\tau) = \sin\left(2\pi \frac{\tau}{t_0}\right). \quad (6)$$

Решение (2) имеет вид

$$\vartheta = \frac{\vartheta_m}{1 + b^2} \left\{ \sin\left(2\pi \frac{\tau}{t_0}\right) - b \left[ \cos\left(2\pi \frac{\tau}{t_0}\right) - \exp\left(-\frac{\tau}{t}\right) \right] \right\}; \quad b = 2\pi \frac{t}{t_0} \quad (7)$$

В квазиустановившемся режиме, когда процесс идет давно (как для системы Солнце – Земля) последнее экспоненциальное слагаемое обращается в нуль. Тогда можно определить отставание зависимости  $\vartheta(\tau)$  от  $f(\tau)$  по расстоянию между ближайшими узлами этих функций, приравняв значения  $f$  и  $\vartheta$  нулю.

Оценка запаздывания  $\Delta\tau$  может проводиться по формуле

$$\Delta\tau = t_0 \left( 1 - \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{1}{b} \right) \quad (8)$$

Для исследования временной задержки приращения температур относительно приращений поглощаемой мощности удобно использовать безразмерный перегрев  $\vartheta/\vartheta_m$ . Тогда единственным определяемым параметром оказывается постоянная термической инерции  $t$ . Для определения величины  $t$  использовались значения исходных параметров, реализуемых в настоящее время и определенных нами ранее [1, 2]. Тогда величина  $t$  определяется следующей зависимостью от глубины активного слоя океана  $H$

$$t = 0,095 (1 + 0,42H), \quad (9)$$

где  $t$  определяется в годах, если  $H$  задается в метрах.

В результате исследований выявлен ряд закономерностей.

Сопоставление результатов численного решения уравнения (1) и аналитического решения уравнения (2), описываемого соотношением (3), показало их полную идентичность при малых приращениях  $\Delta Q$ , когда  $\vartheta \leq 1$  К. При больших приращениях погрешность решения (3) резко возрастает.

Величина термической инерции планеты не определяется сама по себе. Она полностью зависит от вида исходного уравнения. Для нелинейного уравнения (1)  $t_p$  в четыре раза больше, чем  $t$  для линеаризованного уравнения (2), но это не влияет на результат в рамках малых приращений.

Только при скачкообразном изменении  $\Delta Q$  время перехода из одного установившегося состояния в другое полностью и однозначно определяется постоянной термической инерции:  $\tau \approx (3 \div 4)t$  – конкретная цифра определяется заданной погрешностью.

При линейном и экспоненциальном во времени изменении поглощаемой мощности получаются трансцендентные уравнения. Это препятствует получению аналитического описания запаздывания прироста  $\vartheta$  относительно  $\Delta Q$ , но такая задача может быть решена численно.

При гармоническом колебании  $\Delta Q$  получается аналитическое описание временной задержки (8). Расчеты показали: для двухвекового цикла ( $t_0 = 200$  лет) при глубине активного слоя океана  $H = 300$  м (постоянная термической инерции  $t = 12$  лет – рассчитано по формуле, изложенной в [2]) определено, что  $\Delta\tau = 10$  лет. При увеличении  $H$  от 200 м до 500 м задержка увеличивается.

Поскольку реальные колебания солнечной постоянной не вполне гармонические, а содержат резкие выбросы и провалы, реальное запаздывание подчиняется более сложным закономерностям и может увеличиваться до 20–30 лет.

Изменения  $\Delta Q$  могут быть обусловлены долговременным изменением величины альbedo Бонда, а о характере его изменения пока ничего неизвестно, поэтому линейный и экспоненциальный вид функции  $f(\tau)$  может оказаться не отвлеченной абстракцией, а возможно может использоваться для аппроксимаций определенных временных участков фактических изменений.

### Литература

1. Abdussamatov H.I., Bogoyavlenskii A.I., Khankov S.I., Lapovok Ye.V. Modeling of the Earth's Planetary Heat Balance with Electrical Circuit Analogy // JEMAA, 2010, 2: 133–138. doi:10.4236/jemaa.2010.23020.
2. Абдусаматов Х.И., Богоявленский А.И., Лаповок Е.В., Ханков С.И. Влияние на климат Земли вариаций характеристик атмосферы, определяющих пропускание солнечного и теплового земного излучения // Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2010». СПб. 2010. С. 7–10.

## **ДЕНДРОИНДИКАЦИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В ВОСТОЧНОЙ СИБИРИ**

**Балыбина А.С.<sup>1</sup>, Караханян А.А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Учреждение Российской академии наук Институт географии им. В.Б. Сочавы  
Сибирского отделения РАН, Иркутск, Россия*

<sup>2</sup>*Учреждение Российской академии наук Институт солнечно-земной физики  
Сибирского отделения РАН, Иркутск, Россия*

## **DENDROINDICATION OF SOLAR ACTIVITY IN EASTERN SIBERIA**

**Balybina A.S.<sup>1</sup>, Karakhanyan A.A.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*V.B. Sochava Institute of Geography of Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
Irkutsk, Russia*

<sup>2</sup>*The Institute of Solar-Terrestrial Physics of Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
Irkutsk, Russia*

*The dendrochronological method is successfully used in studies of solar-terrestrial relationships. Tree rings are complex characteristics of climatic conditions and integrators of external factors, particularly the sun. The correlation between the radial growth of conifers in Eastern Siberia and such characteristics of solar activity as the duration and intensity of the 11-year solar cycle was studied. It is shown that the radial growth of coniferous trees in the region is the higher, the longer and less intense the 11-year solar cycle. The growth of trees depends on the length of the rise phase of the 11-year cycle. The longer the phase of its growth, the greater the radial growth of the pine. An increase in the annual growth of coniferous trees has been detected in the region for the rising phase of even cycles. The dynamics of the annual increment of coniferous trees is inversely related to magnetic fluctuations in the main solar activity cycle. The relationship retaining its sign, the linear dependence is stronger as compared to the intensity of the 11-year cycle.*

Вопрос о роли солнечной активности в наблюдаемых изменениях климата на планете в последние годы широко обсуждается в научных кругах. В области солнечно-земных связей ведется активный поиск новых методов и подходов для выявления солнечного сигнала в окружающей среде. В связи с этим, успешно применяется дендрохронологический метод. Годичные кольца деревьев одновременно являются комплексными характеристиками климатических условий и выступают как интеграторы влияния внешних факторов, в частности Солнца. В работе рассмотрена линейная зависимость между радиальным приростом хвойных Восточной Сибири и характеристиками солнечной активности: длительностью и интенсивностью 11-летнего солнечного цикла. Дендрохронологические данные представлены обобщенными древесно-кольцевыми хронологиями сосны четырех местоположений: Среднее Приангарье (Братск), Тункинская котловина (Аршан), Приольхонье (Сарма 1, Сарма 2) и восточное побережье оз. Байкал (Большая Черемшаная, ручей Кедровый). Характеристики солнечной активности

определялись на основе чисел Вольфа [1]. Продолжительность 11-летнего цикла рассчитывалась по эпохам минимальных чисел Вольфа. Интенсивность 11-летнего цикла солнечных пятен характеризовалась значениями максимальных чисел Вольфа.

Корреляционный анализ древесно-кольцевых хронологий, усредненных по 11-летнему циклу солнечной активности, и длительности солнечного цикла показал, что радиальный прирост хвойных пород деревьев в регионе тем выше, чем продолжительнее и менее интенсивен основной цикл. В среднем для региона 25% годового прироста сосны формируется солнечной активностью. Обратная линейная зависимость наблюдается между шириной годичных колец деревьев и интенсивностью солнечного цикла. Рассмотрена динамика ширины годичных колец хвойных в регионе на ветвях роста и спада основного цикла солнечной активности. Полученные результаты показали, что чем длиннее ветвь роста 11-летнего цикла, тем больше радиальный прирост сосны. На ветви спада четкой связи не обнаружено. Разделение дендрохронологических данных согласно цюрихской нумерации 11-летних циклов позволило выявить увеличение годового прироста хвойных пород деревьев в регионе на ветвях роста четных циклов. Анализ линейной связи между значениями индекса геомагнитной активности  $Aa$  и шириной годичных колец деревьев, усредненных по 11-летнему циклу солнечной активности, показал, что динамика годичного прироста хвойных деревьев обратно связана с магнитными возмущениями в основном цикле солнечной активности. При сохранении знака связи, линейная зависимость выражена сильнее, по сравнению с интенсивностью 11-летнего цикла.

Коэффициенты корреляции ( $r$ ) между древесно-кольцевыми сериями Восточной Сибири и индексом геомагнитной активности  $Aa$  [1];  
 $\sigma_r$  – квадратичная ошибка коэффициентов корреляции.

		Братск	Аршан	Сарма 1	Сарма 2	Б. Черемшаная	ручей Кедровый
$Aa$	$r$	-0,5	-0,7	-0,7	-0,8	-0,7	-0,7
	$\sigma_r$	(0,49)	(0,36)	(0,35)	(0,29)	(0,36)	(0,36)

Таким образом, годичные кольца деревьев не только отображают 11-летний цикл, как показано в работе [2], но и являются индикаторами изменений характеристик основного цикла солнечной активности.

Работа выполнена в рамках Лаврентьевского конкурса молодежных проектов СО РАН 2010–2011 гг. (проект № 43).

#### Литература

1. Мировые центры данных в России и Украине [Электронный ресурс] – Режим доступа: <http://www.wdcb.ru/> – 15.10.2011.
2. Бальбина А.С. Реконструкция колебаний климата в Предбайкалье дендрохронологическим методом // География и природ. ресурсы. № 4. 2006. С. 126–129.



## **ТЫСЯЧЕЛЕТНЯЯ РЕКОНСТРУКЦИЯ ГЛОБАЛЬНОГО КЛИМАТА ЗЕМЛИ: НОВЫЕ ПОДХОДЫ К ИМЕЮЩИМСЯ ДАННЫМ**

**Варламов А.А., Макаренко Н.Г., Наговицын Ю.А.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория, Санкт-Петербург*

## **EARTH'S GLOBAL CLIMATE MILLENNIAL RECONSTRUCTION: NEW APPROACHES TO EXISTING DATA**

**Varlamov A.A., Makarenko N.G., Nagovitsyn Yu.A.**

*Central (Pulkovo) Astronomical Observatory of RAS, St.-Petersburg*

*Now, there are six popular temperature paleo-reconstructions over the millennial time scale. A problem of obtaining composite time series, which would inherit specified properties of the originals, is discussed. Two heuristic approaches for solving the problem are considered. The first is based on patterns of order, another one – the principle: “At the mouth of two witnesses, or at the mouth of three witnesses, shall the matter be established” (De:19:15).*

### **Введение**

При моделировании солнечно-земных связей приходится прибегать к палеореконструкциям, поскольку инструментальные ряды отслеживают температуру земной поверхности на масштабах менее двух столетий. Для тысячелетней временной шкалы в настоящее время имеется, по меньшей мере, 6 различных реконструкций глобальной температуры. Эти реконструкции носят имена авторов *Джонса, Манна, Бриффа, Эспера, Моберга и Кроули* [1]. Трудно, опираясь на какой-либо разумный критерий оптимальности, ввести понятие «лучшей» реконструкции [2]. Даже независимость реконструкций весьма проблематична: все они являются решением задачи регрессии *в классе линейных функций* [3] и калибруются на общем инструментальном ряде. С другой стороны, процедура арифметического усреднения приводит к ряду, дисперсия которого оказывается сравнимой с его типичными вариациями. В этой статье мы рассматриваем два эвристических подхода для получения из реконструкций некоторого композитного ряда. Первый из них основан на паттернах порядка, а второй опирается на «принцип свидетелей».

### **Построение композитного ряда на основе отношения порядка**

Идея заключается в кодировании рядов последовательностью символов – словами конечного алфавита – объема  $|k|$ . Число различных слов длиной  $k$ , которое равно  $k!$ , не должно превышать длины ряда. Выберем, например, слова, равные пяти отсчетам, и алфавит, содержащий пять символов (0,1,2,3,4). Преобразуем первые пять отсчетов каждого ряда в слова, наследуя в них отношение строгого порядка алфавита (0<1<2<3<4). На-

пример,  $(17, 2, 12, 10, 3) \Rightarrow (4, 0, 3, 2, 1) = S_1, (5, 8, 41, 14, 21) \Rightarrow (0, 1, 4, 2, 3) = S_2, (2, 18, 10, 7, 3) \Rightarrow (0, 4, 3, 2, 1) = S_3$  и т.д. Последовательность слов для каждого ряда получается сдвигом на один отсчет вправо. Близость синхронных слов из двух рядов или расстояние  $\rho(S_i, S_j)$  можно измерить как минимальное число перестановок «букв», переводящих одно слово в другое. Так, для преобразования слова  $S_1 \Rightarrow S_3$  нужна всего одна перестановка,  $\rho(S_1, S_3) = 1$ , а для  $S_2 \Rightarrow S_3$  таких перестановок 3, т.е.  $\rho(S_2, S_3) = 3$ . Расстояние удобнее измерять алгебраически, порядком транскрипторов [4]. Так называют вспомогательные слова  $T$ , умножение на которые в группе подстановок преобразует одно слово в другое:  $T \times S_i = S_j$ . Порядком транскриптора называют число  $d$ ,  $\rho = d - 1$ , такое что  $T^d = I$ , где  $I$  – тождественная подстановка.

Прежде всего, было необходимо выделить одну из реконструкций как опорную. Для этого мы использовали известный инструментальный ряд глобальной температуры (1850–1980 гг.), который сравнивали с каждой из реконструкций по вышеописанной методике, исключая ряд *Кроули*, который выделяется своей гладкостью. Длина слова соответствовала пяти годам, и синхронные слова генерировались сдвигом вправо на один символ в каждом из рядов. Результаты наших оценок показали, что наиболее близким к инструментальному ряду по отношению порядка является соответствующий фрагмент реконструкции *Моберга*: число транскрипторов 1-го порядка ( $\rho = 0$ ), достигал 5%, а для порядков 2 ( $\rho = 1$ ) и 3 ( $\rho = 2$ ) доля составляла 21%. Для ряда *Манна*, например, эти же порядки встречались с частотами 0%, 17% и 12%, соответственно. Итак, в качестве опорного был выбран ряд *Моберга*.

Для построение композитного ряда каждая из четырех реконструкций сравнивалась с опорной по описанной выше методике с длиной слова пять символов. В результате для каждого года мы получали гистограммы частот

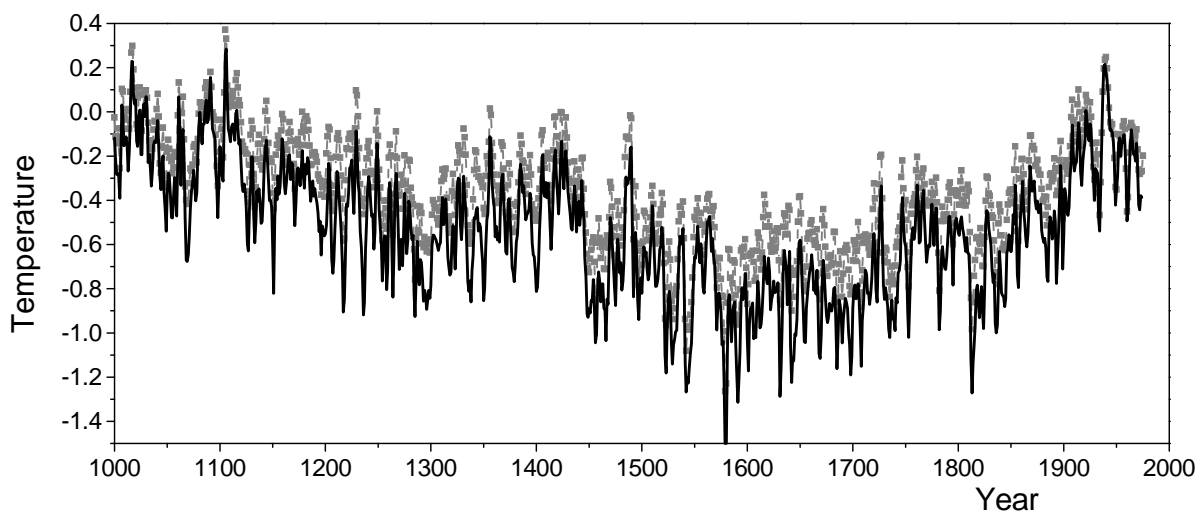


Рис. 1.

ты встречаемости транскрипторов для порядков  $d \in [1, 6]$ . Далее использовался следующий прием: к значениям *реконструкции Моберга* добавлялись значения остальных вариантов с соответствующим весовым множителем. Напомним, что порядок транскриптора  $d$  отражает величину связи между рядами: чем он больше, тем слабее связь. Поэтому, мы определили весовой множитель как:

$$w_m = (m \cdot \sum_{n=1}^6 m^{-n})^{-1},$$

где  $m = \max\{d\}$  для каждого ряда. Полученный в результате композитный ряд приведен на рис. 1 (черный цвет) вместе с опорным рядом *Моберга* (серый).

### Подход «свидетелей» и композитная климатическая реконструкция

Ниже предлагается также подход к решению задачи, условно названный нами «*принципом свидетелей*», который апеллирует к согласованности значений разных рядов в разное время как к мере доверия тем или иным средним значениям. Он восходит к библейскому принципу: «При наличии двух свидетелей или трех свидетелей совершай всякое дело» (Вт:19:15). Выберем некоторый уровень разброса значений  $k * se$  ( $se$  – дисперсия,  $k = 1, 1.5, 2, 2.5, \dots$ ) и, изменяя  $k$ , будем оставлять в статистике только те значения пяти наших реконструкций в каждом году, когда не меньше чем 4 из 5 значений отличаются от среднего не более, чем на  $k * se$ . Таким образом, для оставшихся точек  $\geq 80\%$  свидетелей дают одинаковые показания.

Понятно, что чем меньше  $k$ , тем оставшихся точек меньше. Поэтому желательно, чтобы конечное число точек было не малым, но мы должны быть уверены, с другой стороны, что, завышая  $k * se$ , мы не ухудшаем качество реконструкции. Выберем в качестве критерия успешности композитной реконструкции для данного  $k$  ее корреляцию – с

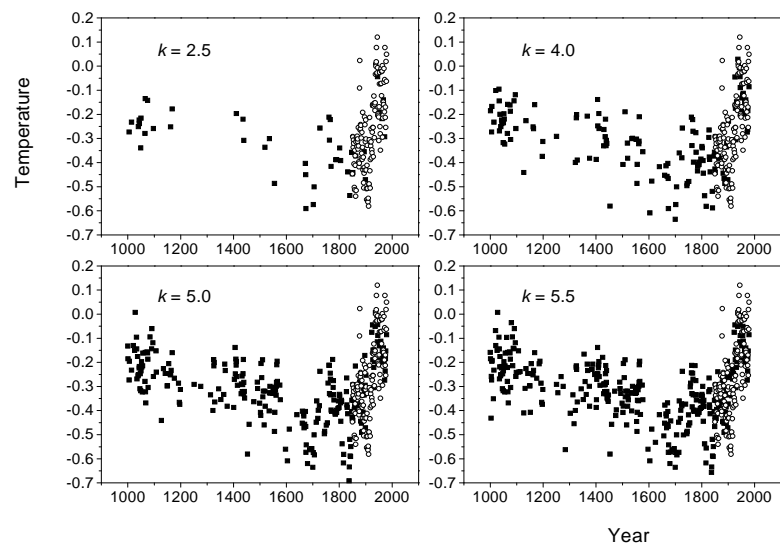


Рис. 2.

инструментальным рядом температуры (с 1850 г.).

Заметим, что первоначально, до проведения описанной выше процедуры, мы пронормировали средние и дисперсии исходных реконструкций на инструментальный ряд. Нормирующие оценки были получены для интервала 1850–1980 гг. На рис. 2 приведены четыре композитные реконструкции:

для  $k = 2.5, 4, 5, 5.5$  вместе с инструментальным рядом, а на Рис. 3 – зависимость коэффициента корреляции композитной реконструкции от числа остающихся точек  $N$  (приведены также соответствующие  $k = 2.5 \div 5.5$ ). Из рис.3 можно сделать вывод, что наиболее эффективным является  $k = 4.5$ . Это значение обеспечивает корреляцию 0.74 с температурным рядом, 0.88 – с композитом, полученным

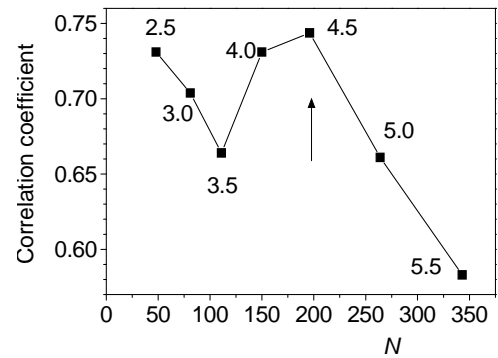


Рис. 3.

в предыдущем разделе, и дает  $N \sim 200$  годовых точек новой композитной реконструкции. На

рис. 4 приведена данная реконструкция вместе с удлиненным инструментальным рядом (кружки), построенном с применением регионального ряда температуры Санкт-Петербурга (см. статью Н.Г. Макаренко и др. в этом сборнике).

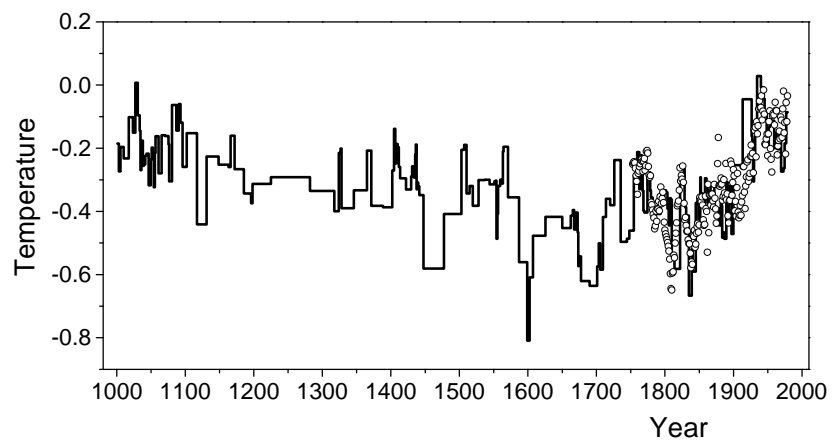


Рис. 4.

### Выводы

Основной задачей этой работы был поиск новых путей для построения надежной реконструкции глобальной земной температуры за последние 1000 лет. Мы рассмотрели два подхода к получению композитного ряда, основанных на символическом анализе и принципе свидетелей соответственно. С помощью первого подхода показано, что в рамках принятого варианта символического анализа среди имеющихся реконструкций предпочтительной является реконструкция *Моберга и др.* Подход, основанный на *принципе свидетелей*, позволил выявить на 1000-летней шкале годы, когда пять различных реконструкций дают согласованные данные. Полученные новые реконструкции удовлетворительно согласуются с инструментальным рядом.

Работа выполнена при содействии Фонда поддержки отечественной науки, программ РАН и РФФИ 11-02-00755, 10-02-00371, 09-02-00083 и НШ-3645.2010.2.

### Литература

1. Огурцов М.Г., Югнер Х., и др. // Солнечно-земная физика, 2007, **10**, 10.
2. Макаренко Н.Г., Наговицын Ю.А., и др. // Тр. XI Пулковской конф. по Физике Солнца. С-Петербург 2007, 239.
3. Ванник В.Н. Восстановление зависимостей по эмпирическим данным. М.: Наука. 1979.
4. Monetti R., Bunk W., Jamitzky F. // Physical Review E, 2009, V. 79. 046207.

## **СТРАТОСФЕРНЫЙ ЦИРКУМПОЛЯРНЫЙ ВИХРЬ КАК СВЯЗУЮЩЕЕ ЗВЕНО МЕЖДУ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТЬЮ И ЦИРКУЛЯЦИЕЙ НИЖНЕЙ АТМОСФЕРЫ**

**Веретененко С.В.<sup>1</sup>, Огурцов М.Г.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия  
<sup>2</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия

## **STRATOSPHERIC POLAR VORTEX AS A LINK BETWEEN SOLAR ACTIVITY AND THE LOWER ATMOSPHERE CIRCULATION**

**Veretenenko S.V.<sup>1</sup>, Ogurtsov M.G.<sup>1,2</sup>**

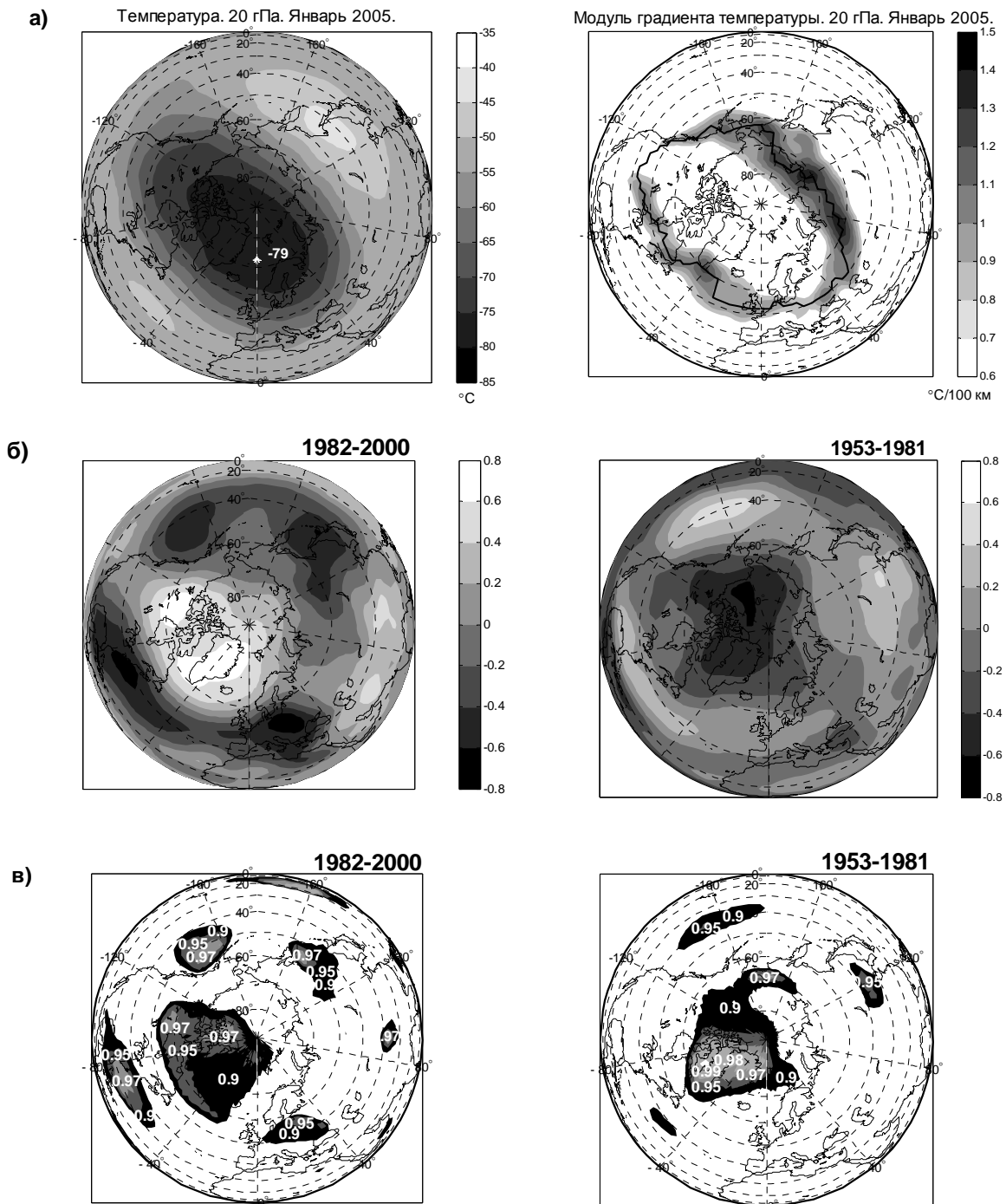
<sup>1</sup>Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia  
<sup>2</sup>Central astronomical observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

*In this work we continued studying possible reasons for a temporal instability of long-term effects of solar activity (SA) and galactic cosmic ray (GCR) variations on the lower atmosphere circulation. It was shown that the ~60 yr oscillations of the amplitude and sign of SA/GCR effects on the troposphere pressure at high and middle latitudes were closely related to the state of a cyclonic vortex formed in the polar stratosphere. An intensity of the vortex was found to reveal a ~60 yr periodicity affecting the evolution of the large-scale atmospheric circulation and, then, the character of SA/GCR effects. An intensification of extratropical cyclogenesis associated with an increase of GCR fluxes at minima of the 11 yr solar cycles is observed in the periods of a strong polar vortex. The changes of the correlation sign between meteorological parameters and solar activity characteristics seem to correspond to the transitions between the different states of the vortex.*

Как показали предыдущие исследования [1], реакция атмосферного давления на вариации солнечной активности (СА) и галактических космических лучей (ГКЛ) имеет региональный характер, определяемый особенностями барических систем, формирующихся в исследуемых регионах. При этом знак эффектов СА/ГКЛ в различные временные периоды может меняться в зависимости от эволюции меридионального типа циркуляции (формы С по классификации Вангенгейма-Гирса [2]). Вариации коэффициентов корреляции давления в высоких и умеренных широтах с числами Вольфа, а также повторяемость указанного типа циркуляции обнаруживают четко выраженную ~60-летнюю гармонику. В настоящей работе исследуется роль стратосферного циркумполярного вихря (ЦПВ) в формировании эффектов СА/ГКЛ в атмосферной циркуляции.

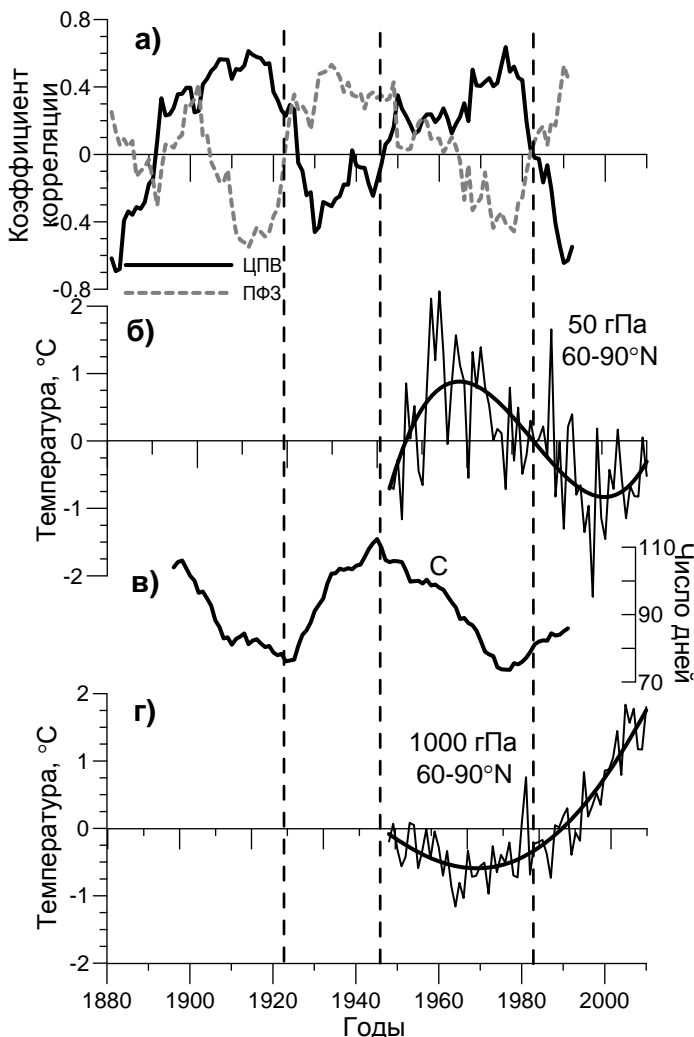
Циркумполярный вихрь представляет собой циклоническую циркуляцию, которая формируется в холодной воздушной массе над полярной областью и охватывает верхнюю тропосферу и стратосферу. На рис. 1а показано характерное расположение вихря (область понижения температуры на уровне 20 гПа и усиление градиентов температуры на его краях). На рис. 1 б, в приведены распределения коэффициентов корреляции между дав-

лением в тропосфере и потоками ГКЛ для различных периодов, а также уровни их статистической значимости, оцененной по методу Монте-Карло. Сопоставление данных на рис. 1 показывает, что независимо от периода наблюдений и знака корреляций область наиболее статистически значимых эффектов ГКЛ находится в области формирования ЦПВ.



**Рис. 1.** Распределение среднемесячных значений температуры и модуля градиентов температуры на уровне 20 гПа в январе 2005 г. (а); распределение коэффициентов корреляции между среднегодовыми значениями высоты уровня 700 гПа и потоков ГКЛ в различные периоды (б) и уровней их статистической значимости (в).

Известно, что состояние ЦПВ определяет характер эволюции крупномасштабной циркуляции атмосферы. Согласно данным [3], в приземных температурах Арктики наблюдается ~60-летний цикл (чередование теплых и холодных эпох), связанный с состоянием вихря. Теплые эпохи соответствуют периодам усиления вихря, холодные – периодам ослабления. На рис.2 временной ход скользящих коэффициентов корреляции между давлением и числами Вольфа для полярной области и области интенсивного циклогенеза в умеренных широтах сопоставлен с изменениями меридиональной циркуляции  $S$  по Вангенгейму-Гирсу [2] и вариациями среднегодовых температур на уровнях 50 и 1000 гПа в области формирования ЦПВ. Видно, что колебания коэффициентов корреляции тесно связаны с эволюцией циркумполярного вихря и меридиональных процессов. В 1950–1980 гг. имело место повышение температуры в стратосфере в области формирования ЦПВ (ослабление вихря). При этом наблюдались ослабление меридиональной циркуляции и похолодание в Арктике вследствие уменьшения межширотного теплообмена. В 1980–2010 гг. отмечается понижение температуры в стратосфере (интенсификация вихря), усиление меридиональной циркуляции и, как следствие, теплая эпоха в Арктике.



**Рис. 2.** Коэффициенты корреляции по скользящим 17-летним периодам между приземным давлением в областях формирования циркумполярного вихря (ЦПВ) и североатлантической полярной фронтальной зоны (ПФЗ) и числами Вольфа (а); вариации (отклонения от среднего многолетнего значения) среднегодовых температур в высокоширотной области 60-90°N на уровнях 50 и 1000 гПа (б, г) по данным реанализа NCEP/NCAR [4]; долговременные изменения повторяемости (числа дней в году) формы С меридиональной циркуляции (20-летние скользящие средние) (в).

Рис. 2 показывает, что изменения знака эффектов СА/ГКЛ в 1950-х и 1980-х гг. соответствуют переходам ЦПВ от одного состояния к другому. В периоды сильного вихря при росте потока ГКЛ в минимумах 11-летнего цикла происходит усиление циклогенеза в умеренных широтах и антициклогенеза в Арктике на фоне интенсификации меридиональных процессов типа С. В периоды слабого вихря меридиональная циркуляция ослабевает и при росте потока ГКЛ наблюдается ослабление внетропических циклонов и арктических антициклонов. Таким образом, обнаруженная ранее [1] ~60-летняя вариация амплитуды и знака эффектов СА/ГКЛ в атмосферном давлении высоких и умеренных широт тесно связана с эволюцией вихря.

Положение ЦПВ благоприятно для работы различных механизмов влияния СА/ГКЛ на атмосферную циркуляцию. В области вихря (полярные широты) высыпаются частицы в широком диапазоне энергий и наблюдаются высокие значения скорости ионизации. ЦПВ наиболее выражен на высотах 50–30 гПа (20–25 км), где наблюдается минимум температуры в его центре и наибольшие значения градиентов температуры на его границах. На этих высотах максимальна модуляция потоков ГКЛ в 11-летнем цикле [5]. В нижней части вихря (10–20 км) достигает максимума скорость ионизации за счет ГКЛ. На высотах 15–20 км наблюдается также максимальное содержание озона в полярной стратосфере. Поскольку углубление вихря сопровождается усилением градиентов температуры на его границах (рис. 3), можно предположить, что влияние СА/ГКЛ на развитие циклогенеза в умеренных широтах включает изменения градиентов температуры во фронтальных зонах тропосферы в связи с изменениями состояния ЦПВ.

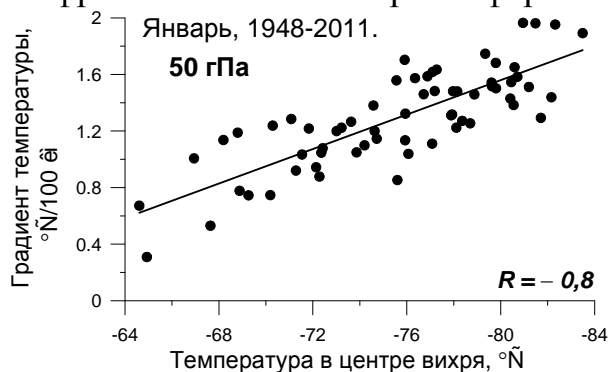


Рис. 3. Зависимость максимальных значений градиентов температуры на границах вихря от его интенсивности.

Таким образом, результаты данной работы показывают, что вариации состояния циркумполярного вихря в стратосфере высоких широт играют важную роль в механизме солнечно-климатических связей.

#### Литература

1. Веретененко С.В., Огурцов М.Г. // «Солнечная и солнечно-земная физика – 2010». СПб, ГАО РАН, 2010, 79–82.
2. Вангенгейм Г.Я. // Труды Арктич. научно-исследоват. института, 1952, **34**, 314 с.
3. Гудкович З.М. и др. // Проблемы Арктики и Антарктики, 2009, **1(81)**, 15–23.
4. Kalnay E. et al. // Bull. Amer. Meteorol. Soc., 1996, **77**, 437–472.
5. Bazilevskaya G.A et al. // Space Sci. Rev., 2008, **137**, 149–173.



## **СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ В «МИРЕ МАРГАРИТОК»: ДВУМЕРНАЯ МОДЕЛЬ С УЧЕТОМ ВЛАЖНОСТИ**

**Волобуев Д.М.**  
ГАО РАН

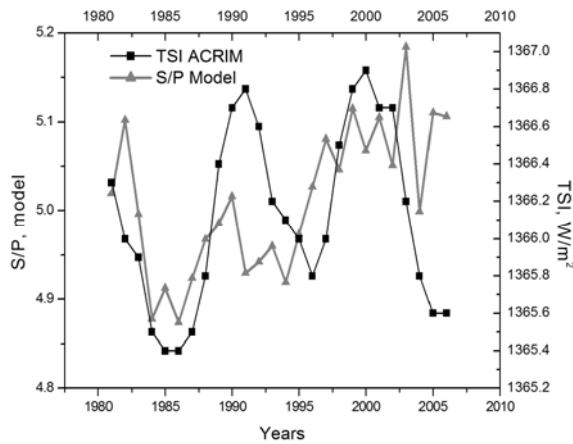
### **SOLAR ACTIVITY IN THE “DAISYWORLD”: A 2D MODEL WITH MOISTURE**

**Volobuev D.M.**  
Pulkovo Observatory

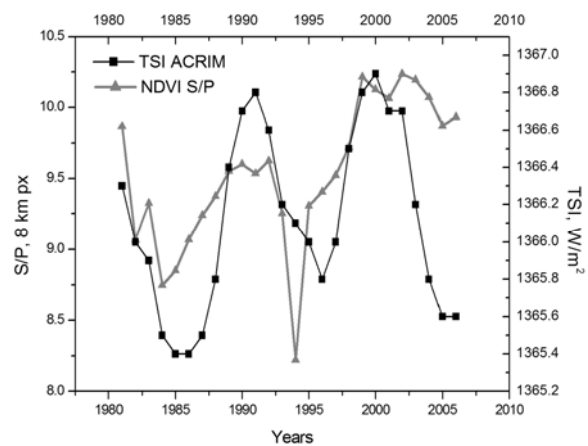
*"Daisyworld" – is a widely known computer model which principally describes the possibility of ecology/climate link via albedo change with vegetation growth or decay. We discuss here the regimes of the model with extremely small/high incoming solar irradiance. These regimes disturb the homeostasis sustained with vegetation. This disturbance is highly nonlinear and leads to considerable amplifying of the small changes in the insolation. We propose that these regimes should be actual for the equatorial deserts. To verify our hypothesis we calculated the area/perimeter of the deserts via satellite data on updated maps of NDVI index. Also we check small variation of insolation in Wet/Dry daisyworld model based on cell automata.*

Связь между динамикой растительных сообществ и климатом может быть не только прямой, но и обратной, что можно показать на простых математических моделях, которые известны с середины прошлого века [1], [2]. Растительность в значительной степени способна изменять микроклимат: локальное альbedo, а через посредство альbedo и температуру. Модель «Daisyworld» [2] описывает вариации климата на планете, заселенной двумя видами растительности – черными и белыми «маргаритками». Черные «маргаритки» поглощают солнечное излучение – подогревают планету, а белые, наоборот, отражают излучение и охлаждают планету. Конкуренция между «маргаритками» стабилизирует температуру в широких пределах (десятки процентов) изменения инсоляции. Выход за эти пределы из-за гибели «маргариток», резко приводит температуру ранее заселенной планеты к температуре пустой планеты. Такие резкие изменения должны наблюдаться в приэкваториальных пустынях [3], но моделирование этой динамики требует учета влажности, и широтных изменений инсоляции, что и реализовано в настоящей работе на основе модели Wet/Dry Daisyworld [4]. На Рис. 1 показан вариант расчета по двумерной модели. Модель построена на основе клеточных автоматов, где вероятность заполнения/опустошения клетки зависит от локальной температуры, которая, в свою очередь определяется уравнениями энергобаланса, где глобальная температура пустыни зависит от инсоляции, а локальное альbedo/влажность/температура опре-

деляются видом сухой или влажной «маргаритки», заполняющей окрестность клетки.



**Рис. 1.** Отношение площадь/периметр: вариант расчета по двумерной модели.



**Рис. 2.** Отношение площадь/периметр региона пустыни Сахара (Широта  $-23.5^{\circ} \div 23.5^{\circ}$ , Долгота  $-12^{\circ} \div 35^{\circ}$ ): обработка карт индекса NDVI.

Учитывались изменения инсоляции с широтой, на входе в модель использовался композитный ряд ACRIM <http://www.acrim.com/Data%20Products.htm>. Индекс NDVI (Normalized Difference Vegetation Index) показывающий нормализованное “количество зеленого” <http://glcf.umiacs.umd.edu/data/gimms/> использовался на Рис. 2 для вычисления отношения площадь/периметр Сахары, которая, как видно из рисунка меняется примерно на 10% в 11-летнем цикле. Модель этого явления (Рис. 1) качественно согласуется с данными, но требует дальнейшей разработки.

Автор благодарит проф. D. Baldocchi (университет Беркли) за предоставление исходных кодов модели “Wet/dry daisyworld”

Работа выполнена при поддержке грантов: Программа Президиума РАН N 16, РФФИ N 10-02-00391-а, 11-02-00755-а, НШ-3645.2010.2.

### Литература

1. В.А. Костицын. Эволюция атмосферы, биосферы и климата. (1984) М.: Наука.
2. Lenton, T.M.; J.E. Lovelock (2001). "Daisyworld revisited: quantifying biological effects on planetary self-regulation". *Tellus B - Chemical and Physical Meteorology* 53 (3): 288–305.
3. Волобуев Д.М. (2009). Солнечная активность в «мире маргариток». Тр. Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца. 113–116.
4. Baldocchi, D., Krebs, T. Leclerc. 2005 “Wet/dry Daisyworld”: a conceptual tool for quantifying the spatial scaling of heterogeneous landscapes and its impact on the subgrid variability of energy fluxes M. *Tellus B*, 57, 175–178.

## **ПРОЯВЛЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В СТРУКТУРЕ РЯДОВ ПАРАМЕТРОВ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ**

**Горшков В.Л., Миллер Н.О., Воротков М.В.**

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

## **DEMONSTRATION OF THE SUN ACTIVITY IN STRUCTURE OF THE EARTH ORIENTATION PARAMETERS**

**Gorshkov V.L., Miller N.O., Vorotkov M.V.**

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

### **Введение**

Во вращательной динамике Земли, представленной рядами параметров вращения Земли (ПВЗ), присутствуют низкочастотные межгодовые вариации, имеющие сложный нерегулярный характер, отражающий взаимодействие с геофизическими процессами. В большинстве случаев последние являются возбуждающим фактором во вращательной динамике Земли, и, следовательно, вариации вектора вращения Земли могут служить своеобразным их индикатором. В тоже время динамика самих геофизических процессов в большинстве своем поддерживается многоплановым воздействием солнечной активности и, частично, активностью земных недр (ядро, мантия). Наблюдаемые вариации в динамике вращения Земли могут быть обусловлены различными возбуждающими геофизическими факторами. Ввиду этого полезны любые дополнительные, в том числе, статистические данные и предположения о входных возбуждениях.

### **Данные и метод исследования**

Большинство данных о геомагнитных и солнечных индексах взято из Геофизического центра данных в Боулдере (<ftp.ngdc.noaa.gov>). Используются индексы геомагнитной возмущенности Ap (1932–2010 гг.) и Dst (1957–2008 гг.). Ряды площадей солнечных пятен (SSA<sub>r</sub>) и количества солнечных пятен (SSN) использованы по данным работы [1] (1750–2010 гг.). Функции углового момента атмосферы (AAM, NCEP/NCAR reanalysis, 1948–2009 гг.) и океана (OAM, ECCO\_50y, 1949–2002 гг.), также как ряды ПВЗ (C01, C04, eorAO и LUNAR97) взяты на сайте международной службы вращения Земли.

В данной работе все ряды стандартизируются и исследуются методом сингулярного спектрального анализа (ССА) и его многомерной модификации (МССА). При использовании этого метода можно оценить вклад каждой компоненты в общую спектральную мощность ряда.

### **ССА разложение исследуемых рядов**

**Солнечная и геомагнитная активность.** Структура рядов SSN и SSAr, а также рядов потока радиоизлучения на длине волны F10.7 см и индекса вспышечной активности по результатам ССА и МССА имеет в низкочастотной области почти идентичный вид. В этих рядах присутствуют на уровне 1–2% вклада в общую спектральную мощность квазигармонические компоненты с квазипериодичностью 2–3 и 5–6 лет. Эти компоненты детектируются также в рядах ДПС, ОАМ и ААМ. Аналогично структура геомагнитных индексов (Ap и Dst) также имеет сходный между собой вид в низкочастотной области и при этом имеет сдвиг по фазе с основным солнечным циклом в SSN.

**Чандлеровское движение полюса.** В спектре ЧДП присутствует несколько компонент в интервале 1.1–1.24 года. Две основные компоненты (~40%) имеют ~80-летнюю модуляцию с интервалами сильного падения амплитуды и одновременной смены фазы на трех интервалах около 1853 г., 1928 г., и 2005 г. Остальные слабые компоненты (~7%) вносят в амплитуду ЧДП дополнительные декадные модуляции. Подробное описание исследования ЧДП на 170 летнем интервале приводится в работах [2, 3].

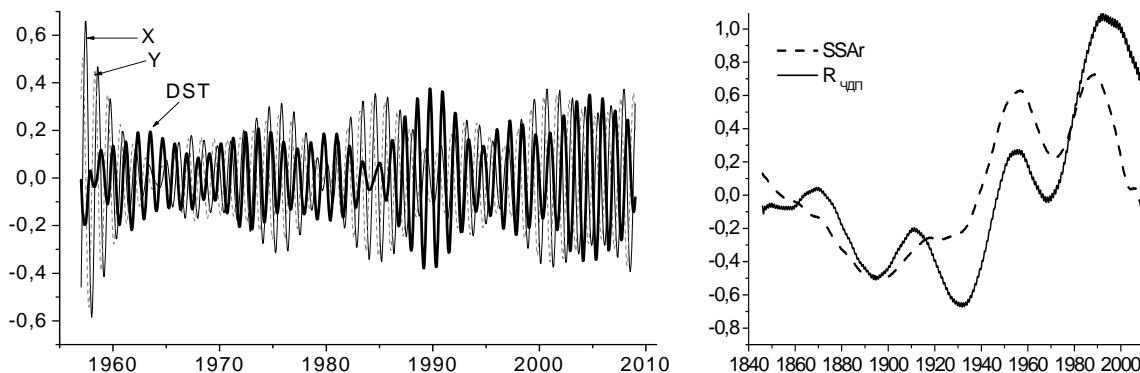
**Скорость вращения Земли.** В данном исследовании из вариаций ПС ( $\Delta\text{ПС} = 86400 - \text{ПС}$  сек) были удалены все известные приливные вариации.  $\Delta\text{ПС}$  имеют широкий диапазон межгодовых вариаций, при этом в декадных (30–70 лет) вариациях выделяется основная мощность процесса. Причины их возбуждения приписываются различным взаимодействиям мантии и ядра. Две других полосы в спектре межгодовых вариаций ПС принадлежат 6–7 и 2–3 летним вариациям, при этом 6–7 летние вариации ПС в 1980-х сменились 2–3 летними вариациями  $\Delta\text{ПС}$ . Причины их возбуждения дискуссионны, а произошедшее исчезновение 6–7 летних вариаций ПС необъяснимо. Подробное описание исследований долгопериодических вариаций ПС и их совместных с ЧДП вариаций приводятся в работах [4, 5].

### **Совместное (МССА) исследование рядов**

**Солнечная и геомагнитная активность и ЧДП.** Одним из факторов возбуждения ЧДП предполагается атмосферно-океаническая динамика. Нами было выполнено МССА разложение рядов координат полюса SSN, {Xp, Yp} и соответствующих ААМ, ОАМ. Оказалось, что на годовой и чандлеровской частоте колебаний полюса, атмосфера и океан совершают согласованные колебания, но согласованной пятнообразовательной активности Солнца (SSN) при этом не наблюдается. Однако в результате МССА разложения {Xp, Yp} и SSN были выделены четыре значимых по амплитуде компоненты, соответствующие трем слабым компонентам ЧДП 1.16, 1.24, 1.22 и 1.1 (6%) года. Это может свидетельствовать о пря-

мом влияния солнечной активности на модуляцию амплитуды ЧДП, минуя атмосферно-океаническое посредническое воздействие.

Об этом же свидетельствуют результаты совместного МССА разложения рядов  $\{X_p, Y_p\}$  и  $Dst$ , где были выделены три значимых по амплитуде компоненты, соответствующие трем слабым компонентам ЧДП 1.16, 1.24, 1.1 (3.1%) года (**рис. 1**, слева). Аналогичный результат даёт сопоставление  $\{X_p, Y_p\}$  и  $A_p$  – 1.16, 1.22, 1.1 (4.9%) года. При этом в периоды уменьшения суммарной амплитуды этих компонент ЧДП заметно возрастание амплитуды  $Dst$  и  $A_p$ . Можно предположить, что одним из факторов возбуждения вариаций амплитуды ЧДП может быть электромагнитное воздействие солнечного ветра во время магнитных бурь в соответствии с механизмом, предложенным в работе [6].

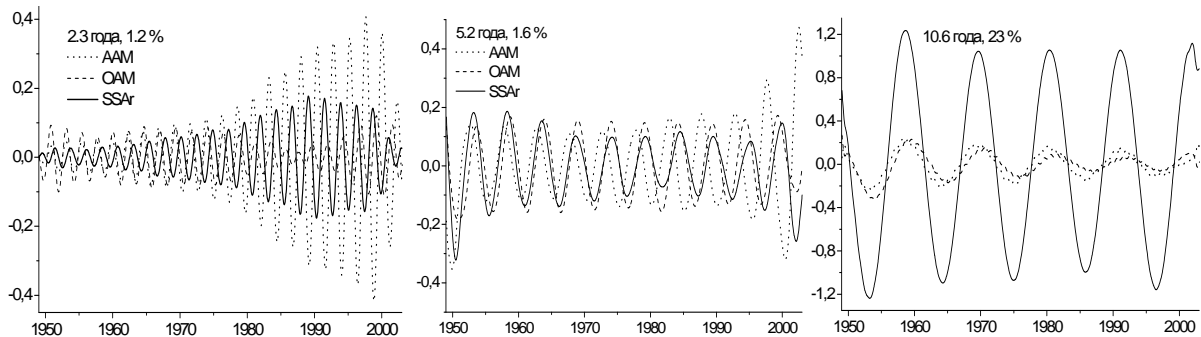


**Рис. 1.** Слева – результат МССА разложения координат полюса  $\{X_p, Y_p\}$  и ряда  $Dst$ . Справа – МССА разложение ряда  $SSA_r$  и радиуса полудия ЧДП

При совместном МССА разложении  $SSA_r$  и радиуса полудия  $R_{чдп}$  (**рис. 1**, справа) были получены ~40 летние вариации амплитуды ЧДП (9%) согласованные с СА с минимальными фазовыми расхождениями.

**Солнечная и геомагнитная активность и ДПС.** Совместное МССА разложение  $SSA_r$  и атмосферно-океанических угловых моментов для осевой компоненты (ДПС) демонстрирует почти полное спектральное соответствие этих рядов, за исключением основного солнечного цикла, где доминирование СА очевидно (**рис. 2**). При этом заметно, что ОАМ в большей степени соответствует СА. Для периода 5.2 года наблюдается хорошая синфазность рядов (для ААМ в меньшей степени), в то время как для периода 2.3 года процесс СА почти в противофазе угловым моментам. При МССА разложении непосредственно ДПС и  $SSA_r$  на всем интервале, где для ДПС разрешение равно одному значению в год, соответствие рядов в интервале 5–6 лет и, тем более 2–3 года, не обнаруживается. В тоже время для рядов  $A_p$  и  $Dst$  имеется противофазное, но равномошное соответствие с ДПС для периода 6.0 лет (1.8%) и 2.3 года (2.2%). В области вековых вариаций между ДПС и  $SSA_r$  нет заметных соответствий, хотя оба ряда в этой области обладают большой спектральной мощностью. Однако сопоставление низкочастотных вариаций этих рядов дает замечательную

синхронность, если сдвинуть ряд СА на 94 года в прошлое. При этом вековой рост СА с запаздыванием в 94 года приводит к ускорению вращения Земли. Этот возможно не случайный результат ранее был получен в работе [7].



**Рис. 2.** МССА разложение SSAr и A-OAM. Слева направо компоненты 2.3, 5.2 и 10.6 лет.

### Выводы

При совместном анализе SSN, OAM, AAM и  $\{X_p, Y_p\}$  на частоте ЧДП имеется существенное влияние океана, меньшее влияние атмосферы и практически отсутствие влияния SSN. Слабые компоненты ЧДП соизмеримы по амплитуде с компонентами близких частот геомагнитных индексов Dst и Ap. При совместном анализе SSAr, OAM, AAM и ПС в вариациях рядов СА обнаружены компоненты (~2.3 и ~5.2 года), наличие которых прослеживается как в OAM, AAM так и в скорости вращения Земли в соизмеримых пропорциях. Имеется сильно коррелированное поведение вековых вариаций ПС с 1830 года при сдвиге в прошлое на 94 года ряда SSA, а вариации амплитуды ЧДП и вековые колебания СА имеют почти синхронный сопоставимый по спектральной мощности вид.

### Литература

1. Nagovitsyn Yu.A. To the Description of Long-Term Variations in the Solar Magnetic Flux: The Sunspot Area Index // *Astronomy Letters*, 2005, vol. 31, Issue 8, p. 557–562.
2. Миллер Н.О. Чандлеровское колебание в изменениях широты Пулково за 170 лет // *Астрономический вестник*, 2011, том 45, № 4, с. 353–364.
3. Malkin Z., Miller N. Chandler wobble: two more large phase jumps revealed. *Earth Planets and Space*, 2010. V. 62, pp. 943–947.
4. Горшков В.Л. Исследование межгодовых вариаций скорости вращения земли // 2010, *Астрономический вестник*, том 44, № 6, с.519–529.
5. Горшков В.Л. Исследование низкочастотных вариаций скорости вращения Земли и амплитуды чандлеровского движения полюса // 2010, *Геофизические исследования*, т. 11, с. 85–92.
6. Holme R. Electromagnetic core-mantle coupling – I. Explaining decadal changes in the length of day// *Geophys. J. Int.* (1998) 132, 167–180.
7. Duhau S., Martinez E.A. The secular variation of the geomagnetic westward drift in the last 1000 years // *Actas19 Reunion Cientifica de la Asoc. Arg. Geofis. Geodes.*, 1996. pp. 91–95.

## **КРОСС РЕКУРРЕНТНОСТЬ В ИНДЕКСАХ VAI И ЧИСЛАХ ВОЛЬФА СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН**

**Давыдов В.В.**

*Горная астрономическая станция Пулковской обсерватории, Кисловодск*

## **CROSS RECURRENCE IN INDEXES VAI AND WOLF'S NUMBERS OF SOLAR SPOTS**

**Davidov V.V.**

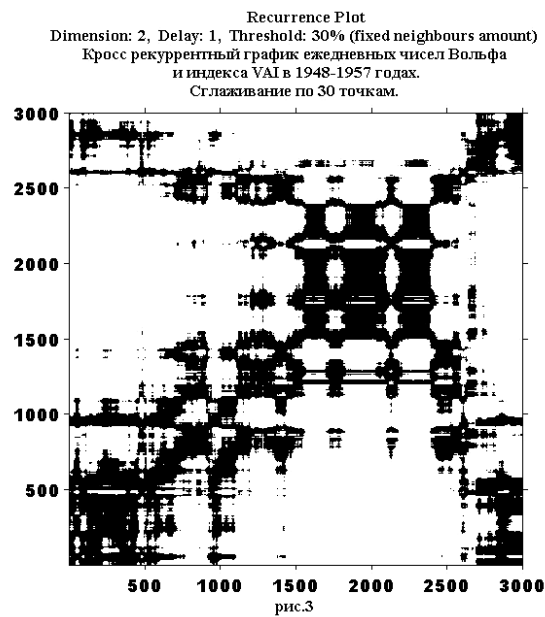
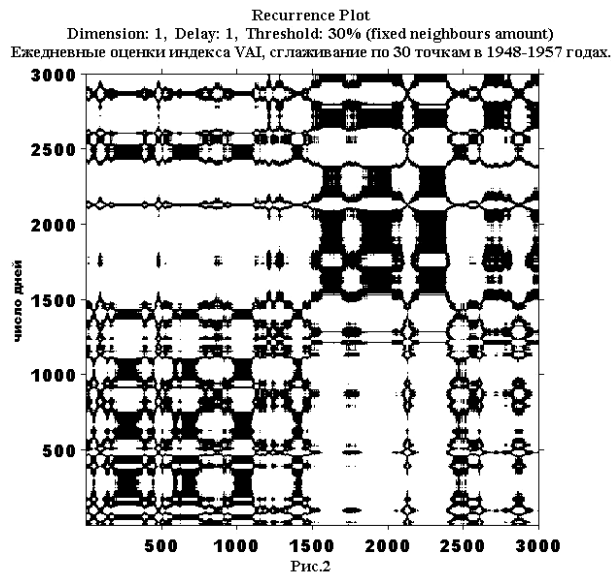
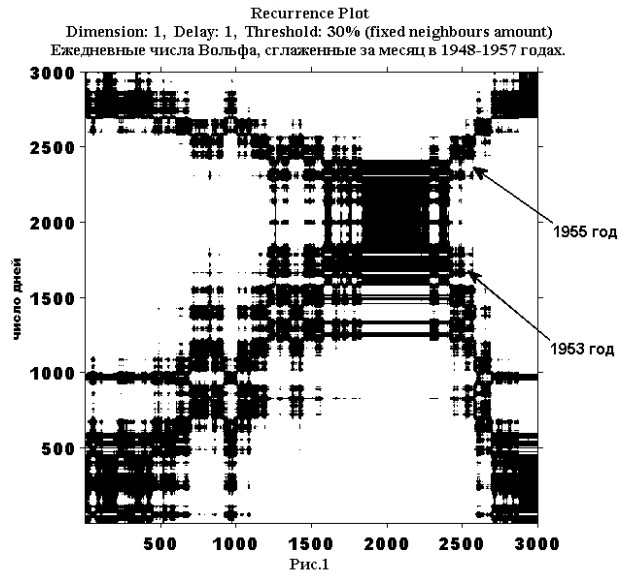
*Mountain astronomical station Pulkovskoj of an observatory, Kislovodsk*

*The opportunity of application of a method cross recurrent plots for comparison of series of index VAI and Wolf's numbers is considered. Systems pass on a background strong non-stationarity from one condition in another approximately during the same time corresponding and stressed within minima of solar activity, at the end of old and the beginning of new cycles – 1954, 1965, 1975 years. For cross the recurrent plot the picture is similar, reflecting, anyway, parallelism in time of change of conditions of considered systems.*

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 завихренности атмосферы с 1946 года до конца 1978 года. Аналогично – для солнечных пятен. Оба ряда сглажены по месяцу. При анализе рекуррентности используется критерий FAN – фиксированное число векторов фазового пространства, попадающих в окрестность локально определяемого радиуса. Пороговое значение – 0.2, (в приводимых графиках для наглядности брались величины в 0.3).

### **Результаты**

Метод кросс рекуррентных графиков применим для достаточно широких допущений по нестационарности временных рядов, их длины. Здесь приведены (рис. 1–3) графики для 1948–1957 годов. Результаты аналогичны для всего интервала данных. На рисунках 1–2 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. Для кросс рекуррентного графика (рис. 3) картина аналогична, отражая, во всяком случае, параллельность во времени смены состояний рассматриваемых систем.





**НЕПРЯМОЕ СОЛНЕЧНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА КЛИМАТ:  
ГЕОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ,  
ГАЛАКТИЧЕСКИЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ**

**Дергачев В.А.<sup>1</sup>, Васильев С.С.<sup>1</sup>, Распопов О.М.<sup>2</sup>, Юнгнер Х.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия, e-mail: v.dergachev@mail.ioffe.ru*

<sup>2</sup>*СПбФ ИЗМИРАН, Россия, e-mail: oleg@or6074.spb.edu*

<sup>3</sup>*Хельсинкский университет, Финляндия, e-mail: hogne.jungner@helsinki.fi*

**INDIRECT SOLAR IMPACT ON CLIMATE: THE GEOMAGNETIC  
FIELD, GALACTIC COSMIC RAYS**

**Dergachev V.A.<sup>1</sup>, Vasiliev S.S.<sup>1</sup>, Raspopov O.M.<sup>2</sup>, Jungner H.<sup>3</sup>**

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

<sup>2</sup>*SPbF IZMIRAN, St.-Petersburg, Russia*

<sup>3</sup>*Helsinki University, Finland*

*The study of the physical processes that drive the variability of the Earth's climate system is one of the top issues of research today. On a time scale of decades to centuries, solar variability may be the most important factor. The role of solar influences on the climate can no longer be neglected. The possible influence of the changes in cosmic ray fluxes on climate variability is wide discussed in recent years. Although cosmic ray intensity and solar activity variations are closely related, the former are also affected by another factor, the geomagnetic field, which changes independently of the solar variability, and with a different characteristic time scale. A number of recent studies raise the possibility of an interaction between climate and the geomagnetic field over a range of time scales from decades to hundreds of thousands of years. Therefore, a simultaneous study of climate, solar and geomagnetic proxies would help in disentangling the cosmic ray and solar activity effects on climate. Climate has continually varied in the past, and the causes are not well understood - especially on the 100-year timescale relevant for today's climate change. Understanding the mechanisms and history of natural climate variability is important for improving climate prediction and for separating human and natural forcings climate changes. The analysis of data on the changes of the geomagnetic field, cosmic rays and climate, derived from direct measurements and different natural archives is presented in this paper.*

**Введение**

В течение последних нескольких лет получены детальные реконструкции изменения климата на масштабах от десятков до сотен тысяч лет, которые ясно указывают на то, что наблюдаемое изменение климата связано с естественными причинами. Анализ наблюдательных данных по изменению солнечной активности, интенсивности космических лучей и климатических характеристик, получаемых из косвенных данных в природных архивах (кольца деревьев, слои льда, сталактиты и т.д.) об изменении этих природных явлений на временных масштабах в десятки-сотни лет, указы-

вает на влияние на климат таких факторов, как изменения во времени солнечной активности и космических лучей.

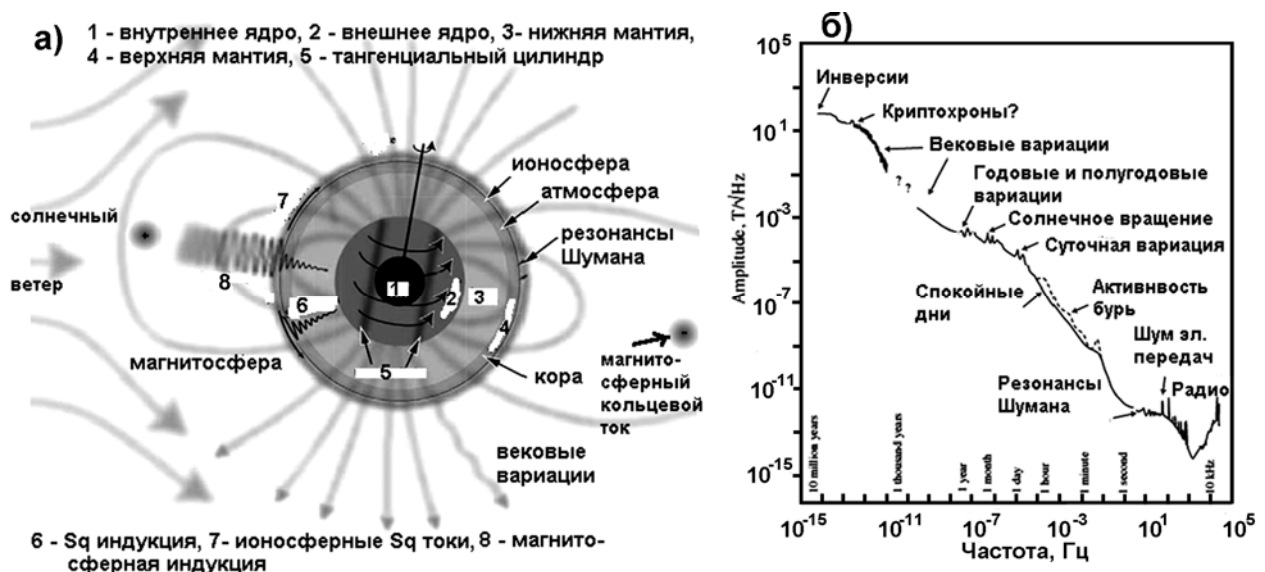
Тем не менее, несмотря на ряд естественных механизмов, предложенных для воздействия на климат: солнечная активность, изменение угла оси вращения Земли и её орбиты, взаимодействия в системе океан-атмосфера, вулканическая активность, космические лучи, глобальное потепление как результат человеческой деятельности, ни один из них не позволяет учитывать изменения в глобальной температуре, наблюдаемые со второй половины последнего столетия до настоящего момента. Климат непрерывно изменялся в прошлом, а причины изменения климата на столетних шкалах еще понята недостаточно хорошо, поэтому в настоящее время мы не можем пренебрегать ни одним фактором без тщательного исследования.

Возможная связь между изменениями климата и вековыми вариациями геомагнитного поля обсуждается в течение последних десятилетий (напр., [1]). Следует обратить внимание, что инструментальные наблюдения за магнитным полем Земли (МПЗ) обнаружили, что оно значительно меняется по величине и происходит резкое смещение его полюсов.

В данной работе основное внимание уделяется анализу и сравнению данных высокого разрешения по изменению земного магнитного поля, интенсивности космических лучей в интервале времени с 19 в. по 21 в.

### Временной спектр вариаций МПЗ

МПЗ изменяется на огромном диапазоне временных масштабов. Изменения во времени геомагнитного поля, обусловлены существованием как внутренних, так и внешних по отношению к поверхности Земли источников магнитного поля. Вариации поля с характерными временами от 10 до нескольких тыс. лет называются вековыми, они тесно связаны с



**Рис. 1.** а) Схематическая иллюстрация физических процессов, которые вносят вклад в МПЗ. б) Сложный спектр амплитуды геомагнитных изменений как функция частоты: указаны преобладающие физические процессы на различных временных шкалах.

механизмом генерации МПЗ, вызываемым процессами в жидком электропроводящем ядре Земли. Вариации поля с периодами от секунды до нескольких лет обусловлены электрическими токами в ионосфере и магнитосфере Земли, и они тесно связаны с солнечной активностью, а интенсивность и форма этих вариаций зависят от широты, времени года и суток, параметров солнечного ветра. Одним из путей изучения этих вариаций является анализ изменений в геомагнитном поле в функции частоты, путём оценки спектра геомагнитных изменений. Спектральная плотность мощности  $S(f)$  является мерой мощности в вариациях МПЗ на частоте  $f$ .

О процессах, которые вносят вклад в МПЗ, можно судить по схематическому представлению [2] (Рис. 1а). Оценку различных процессов, которые вносят вклад в МПЗ, можно провести согласно диапазону частоты, в которой они работают. Спектр амплитуды геомагнитных изменений как функция частоты был представлен в работе [2] (Рис. 1б).

### **Смещение магнитных полюсов Земли**

Детальные инструментальные измерения МПЗ охватывают последние около 150 лет и показывают, что оно существенно меняется. Установлено, что напряженность поля заметно уменьшается со временем, а магнитные полюса испытывают колебания от года к году с увеличивающейся скоростью смещения [3]. МПЗ влияет на скорости переноса энергии от солнечного ветра к атмосфере Земли, а движение полюсов изменяет географическое распределение галактических и солнечных космических лучей, взаимодействующих с атмосферой Земли. Следует отметить, что геомагнитное поле из-за изменений в дипольном моменте Земли по-разному экранирует поток ГКЛ, поступающий в низкие и высокие широты: максимально – на низких широтах и минимально – на высоких широтах.

На рис. 2 приведены данные по смещению северного и южного магнитных полюсов. Северный магнитный полюс движется по направлению к Восточно-Сибирской мировой магнитной аномалии через Ледовитый океан с увеличивающейся скоростью. Так, по расчетам и измерениям она увеличилась с 10 км/год в 1970-х годах до 60 км/год в 2004 году. За последние 100 лет магнитный полюс в южном полушарии переместился почти на 900 км и вышел в Индийский океан. Ускоренное движение полюсов ставит на повестку дня вопрос о возможности экскурса или инверсии МПЗ.

Резкое ускорение дрейфа магнитного полюса Земли, начиная с 1990 г., может иметь не только серьёзные последствия для глобальных климатических изменений, но и свидетельствуют о существенных изменениях в энергетических процессах на уровне внутреннего и внешнего ядра Земли, которые, как указано выше, ответственны за формирование МПЗ. Одновременно с этим, наблюдается снижение напряженности магнитного поля Земли. Археомагнитные данные свидетельствуют о том, что убывание на-

пряжённости МПЗ продолжается уже около двух тысячелетий, причём в последние века особенно интенсивно.

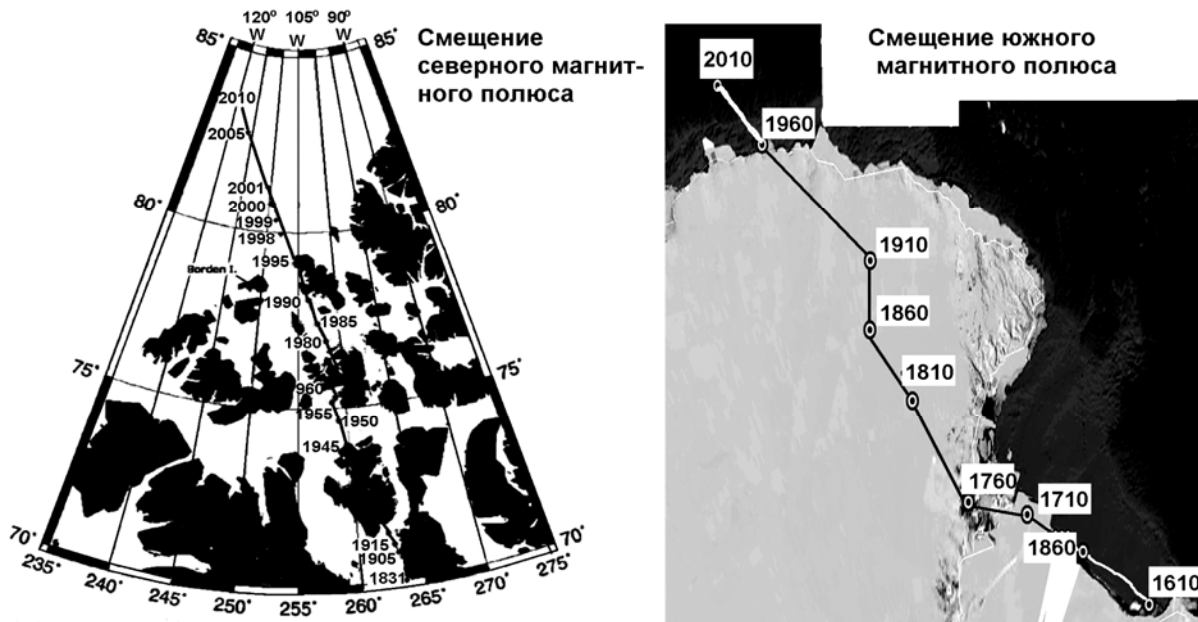


Рис. 2. Динамика перемещения магнитных полюсов Земли.

Следует учесть и факт возрастания угла раствора каспов (полярных щелей в магнитосфере на севере и юге), который к середине 90-х годов достиг  $45^\circ$ . Это должно приводить к тому, что в полярные области стало поступать от солнечного ветра и межпланетного пространства огромное количество дополнительного космического вещества и энергии. Дрейф магнитных полюсов Земли и раскрытие «каспов» приводит не только к повышенному проникновению потоков космических лучей и жесткого космического излучения к поверхности Земли, но и к перераспределению температуры в ее верхних слоях. Такие изменения могут приводить к перераспределению областей зарождения циклонов и антициклонов и, следовательно, влиять на глобальные климатические изменения. Отметим также, что при резком уменьшении напряжённости МПЗ, в атмосферу Земли усиливается поступление потоков заряженных частиц, что приводит к резкому увеличению радиационного фона Земли.

### Корреляции между магнетизмом и климатом

Если в настоящее время имеются убедительные доказательства солнечного воздействия на земной климат как в доиндустриальную, так и в постиндустриальную эпохи, то влияние МПЗ и его отдельных элементов на климат остаётся во многом проблематичным.

При исследовании взаимодействия между климатом и МПЗ на масштабах времени от нескольких лет, десятилетий до сотен тысяч лет, как следует из Рис. 1, необходимо различать вариации МПЗ, обусловленные внешними и внутренними источниками. Сравнение метеорологических

давлений и напряжённости геомагнитного поля, выполненное в работе [4], предполагает возможное влияние МПЗ на долготную вариацию среднего давления в тропосфере в высоких широтах. В таком случае изменения в картине давлений в тропосфере из-за изменений МПЗ (например, из-за дрейфа на запад недипольного компонента поля) может сопровождаться климатическими изменениями.

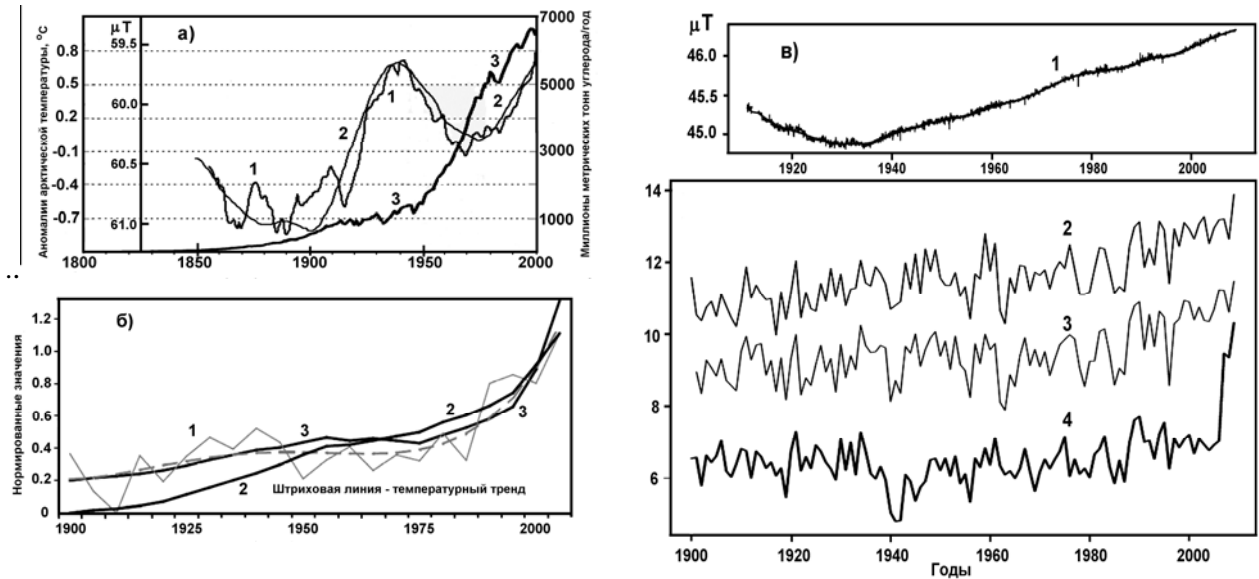
В работе [5] была изучена вариация в температуре и положении магнитных полюсов за интервал с 1900 г. до 2005 г. Анализ движения магнитных полюсов земли за последние 105 лет демонстрирует сильные корреляции между положением северных магнитных, и геомагнитных полюсов, и температурой северного полушария и глобальной, предполагая потенциальную связь между этими явлениями. На рис. 3б из этой работы приведено сравнение дрейфа магнитных полюсов земли (широты и долготы) с вариациями в температуре северного полушария и указаны коэффициенты корреляции  $R^2$ .

Анализ данных хода суточных значений  $Z$  компоненты МПЗ по измерениям в Шотландии за последние ~ 100 лет показывает тенденцию увеличения её значений со временем, что согласуется с картиной изменения среднегодовых суточных средних температур в Париже, Голландии и в целом со средними температурами по Европе [6] (рис. 3в).

Механизм корреляций между дрейфом магнитных полюсов и температурой и согласующейся во времени картиной изменения геомагнитного элементе  $Z$  и температурой остаётся пока не ясным. Если Солнце не влияет одновременно на движения в жидком ядре Земли и климат, то внутренние процессы в земном ядре, связанные с движением ядра могут изменять магнитное поле в окрестности Земли и таким образом влиять на поступление в земную атмосферу потоков космических лучей. А последние, как обсуждалось ранее, могут влиять на формирование облачности.

В пользу внутренних процессов в земном ядре свидетельствуют связи между изменением МПЗ и климата, которые были изучены в палеомагнитных исследованиях при изучении экскурсов и инверсий (напр., [7]). Прослеживаются корреляции между дрейфом полюсов, проявляемыми в локальных археомагнитных исследованиях, с наблюдаемыми изменениями в температурах (напр., [8]). Корреляции между магнетизмом и изменением климата в области временных шкал от лет до десятков лет, связанных с импульсами вековых вариаций элементов МПЗ (археомагнитными и геомагнитными джерками), а также между изменениями магнитного момента Земли в течение последних тысячелетий и косвенными данными по климатическим характеристикам на низких широтах рассмотрены в работах [9, 10].

Однако точный механизм связи между изменчивостью климата и вариациями в земном магнитном поле еще вызывает споры.



**Рис. 3.** а) Сравнение между данными по изменению: 1 – температуры в Арктике (CRUTEM3 HadSST2 0-360 E 66-90N), 2 – арктической Z-компонентой МПЗ (Institute fur Geophysik, Zurich & NOAA) и 3 – CO<sub>2</sub> в атмосфере.  
 б) Сравнение вариаций в 1 – температуре северного полушария с вариациями 2 – широты ( $R^2 = 0.630$ ) и 3 – долготы ( $R^2 = 0.704$ ) северного магнитного полюса.  
 в) Сравнение между изменениями: 1 – Суточных средних Z компоненты МПЗ в интервале 1911–2008 гг. по измерениям в Eskdalemuir (Шотландия), 2 – среднегодовых суточных средних температур в Париже, 3 – De Bilt (Голландия) и 4 – средних температур по Европе между 1900 и 2009 гг.

Таким образом, изменения во времени МПЗ и его элементов могут играть важную роль в изменении климата на различных по длительности временных шкалах.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ: 09-02-00083, 10-05-00129, 10-02-00391, 11-02-00755, а также программы совместных работ РАН и Академии наук Финляндии (проект 16).

### Литература

1. Петрова Г.И., Распопов О.М. Геомagnetизм и Аэрономия. 1998. Т. 38. № 5. С. 141–150.
2. Constable C.G. and Constable S.C. In “The State of the Planet: Frontiers and Challenges in Geophysics”, ed. R.S.J. Sparks and C.J. Hawkesworth, AGU. 2004. P. 147–160.
3. Olson P. and Amit H. Naturwissenschaften. 2006. V. 93. P. 519–542.
4. King J.W. Nature. 1974. V. 247. P. 131–134.
5. Kerton A.K. Energy & Environment. 2009. V. 20(1–2). P. 75–83.
6. Yiou P. et al. Clim. Past. 2010. V. 6. P. 565–573.
7. Мернер Н.А. В кн. Катастрофы и история Земли. Под ред. У. Берггрена и Дж. Ван Кауверинга. М.: Мир. 1986. С. 388–412.
8. Courtillot V. et al. Earth Planet. Sci. Lett. 2007. V. 253. P. 328–339
9. Дергачев В.А. и др. Труды XI Пулковской Международной конференции по физике Солнца, 2–7 июля 2007 г. Пулково. 2007. С. 145–150.
10. Дергачев В.А. и др. Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 6. С. 916–919.

## РЕГИОНАЛЬНЫЕ ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫЕ РЯДЫ В РЕКОНСТРУКЦИЯХ ГЛОБАЛЬНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ КЛИМАТА ЗЕМЛИ

Макаренко Н.Г.<sup>1,2</sup>, Наговицын Ю.А.<sup>1</sup>, Каримова Л.М.<sup>2</sup>, Круглун О.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Институт Математики, Алма-Ата, Казахстан

## REGIONAL INSTRUMENTAL TIME SERIES FOR RECONSTRUCTION OF GLOBAL CHANGES OF THE EARTH CLIMATE

Makarenko N.G.<sup>1,2</sup>, Nagovitsyn Yu.A.<sup>1</sup>, Karimova L.M.<sup>2</sup>, Kruglun O.A.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Institute of Mathematics, Almaty, Kazakhstan

*We consider the possibility of application of regional temperature time series in global climatic models. For that purpose we analyze interrelation between the St.-Petersburg temperature time series and different global climatic indices. We demonstrate that its representativeness in global climate is not worse than the traditional synthetic time series for north hemisphere. We show a reconstruction obtained using the Multi-Scale Regression method.*

В Петербурге может измениться все,  
кроме его погоды. (И. Бродский)

### Введение

Геофизические параметры, обозначаемые как «глобальная температура Земли» равно как «температура по полушариям», – введены с точки зрения приложений недостаточно корректно. Так, временные ряды 55 станций, по которым получают оценку приземной температуры Евразии, статистически *неоднородны во времени* вследствие урбанизации городов вблизи реперных метеостанций и изменений регионального климата, вызванных техногенными факторами [1]. Кроме того, измерительная сеть метеостанций северного полушария *пространственно неоднородна*: она имеет бокс размерность  $d_1 = 1.75$ , меньшую, чем размерность поверхности  $d_E = 2$ . Следовательно, все аномалии с размерностью  $d_a \leq 0.25$  будут пропущены [2].

В этой работе мы предлагаем вместо упомянутых синтетических рядов использовать отдельные *региональные* временные ряды климата. Как правило, они более однородны во времени и охватывают значительные временные масштабы. Следовательно, основная проблема заключается в доказательстве их представительности в системе взаимных связей с другими глобальными климатическими индексами. Мы исследуем здесь связь одного из региональных рядов – температуры Санкт-Петербурга с другими

климатическими рядами и собственно – с глобальной температурой Земли в «конвенционном» смысле этого слова.

### **Оценка взаимной связи двух рядов методами символического анализа**

Для оценки взаимной связи между временными рядами мы используем символический подход [3]. Его основная идея заключается в преобразовании (кодировании) отсчетов ряда в слова, составленные из символов конечного алфавита [4]. Из множества возможных способов кодирования, мы выбрали отношение строгого порядка [5]. Его преимуществом является простота и слабая зависимость от ошибок ряда. Ради краткости, поясним способ кодирования на примере. Выберем длину слова 5 и пусть  $(17;6;8;12;2)$  – первые пять отсчетов ряда. Выбор длины слова ограничен длиной ряда, который не может быть меньше числа различных слов, т.е.  $5! = 120$ , в нашем случае. В качестве кодирующей последовательности (алфавита) возьмем числа натурального ряда  $0 < 1 < 2 < 3 < 4$ . Заменяем наши отсчеты символами алфавита с учетом их строгого порядка:  $(17,6,8,12,2) \Rightarrow (4,1,2,3,0) \equiv S_1$ . Следующее слово получается сдвигом вдоль ряда на один символ вправо. Предположим теперь, что мы имеем два синхронных слова  $S_1$  и  $S_2$  для двух различных рядов. Мерой их близости может служить минимальное число перестановок символов, переводящее одно слово в другое [6]. Это расстояние удобно вычислять алгебраически, используя порядок *транскриптора*. Так называют слово  $T$ , которое позволяет перевести одно слово в другое  $T \times S_1 = S_2$ . Умножение понимается здесь как бинарная операция в группе подстановок, которыми удобно представлять слова [6]. Порядок транскриптора, равный 1, соответствует тождественным словам, для порядка  $k$  слова различаются  $k-1$  перестановкой.

### **Результаты оценки взаимной связи рядов**

Мы использовали для экспериментов Санкт-Петербургский ряд температур и осадков с 1837 г. Используя символический анализ, мы оценили его взаимную связь со следующими климатическими рядами: осадками Санкт-Петербурга, температурой Финляндии, глобальной температурой (<http://robjhyndman.com/TSDL/meteorology/>), температурой Англии (<http://www.cru.uea.ac.uk/cru/data/>) и Цюрихским рядом чисел Вольфа. В качестве альтернативы, использовался ряд случайных чисел, полученных измерением числа распадов изотопа  $^{55}Fe$ . На Рис.1 приведена гистограмма встречаемости транскрипторов, при сравнении упомянутых рядов, для среднегодовых значений и длине слова 5. Доля транскрипторов 2-го порядка относительно случайного ряда не превышала 20%. Таким образом, значимыми, по паттернам порядка, следует считать связи температуры Санкт-Петербурга с осадками (25%), температурой Финляндии (24%), температурой Англии (40%) и числами Вольфа (28%). Поскольку речь идет о существ-



венно нелинейных связях, результаты показывают, что Санкт-Петербургский ряд является достаточно представительным в качестве основы для климатической реконструкции. Уместно напомнить, что Указ об организации регулярных метеорологических наблюдений в России был издан Петром 28.03.1722 г. а регулярные наблюдения в Санкт-Петербурге были организованы академиком Ф. Майером с 1 декабря 1725 г.

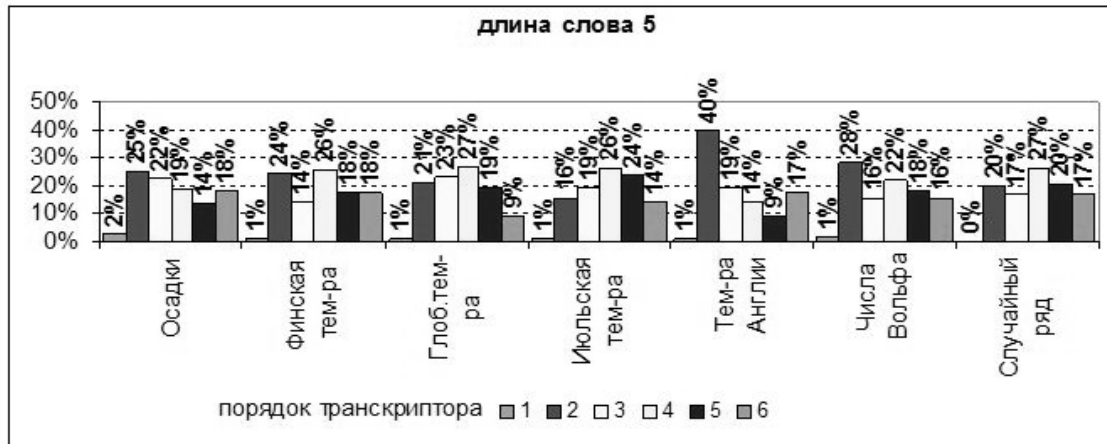


Рис. 1.

### Метод кратномасштабных регрессий и использование региональных рядов для реконструкции глобального климата

Ниже мы предлагаем вариант преобразования региональных рядов в ряд глобальной температуры Земли с использованием подхода [7,8], названного в [7] MSR – метод кратномасштабных регрессий. Философия подхода основана на том, что региональные ряды и глобальный ряд имеют пересечение соответствующих им фазовых пространств, и при надлежащем выборе региональных рядов их суперпозиция представляет реконструкцию фазового пространства глобального ряда, а с ним и самого ряда. Говоря о фазовом пространстве, мы должны принять, что в задачах реконструкции вообще, а также в других задачах, имеющих отношение к связям между параметрами различных природных процессов, необходимо учитывать возможность дифференциального характера этих связей на разных типичных временных масштабах развития данных процессов.

Предположим, что мы хотим рассмотреть зависимость поведения функции  $Y(t)$  от некоторого набора функций  $X_i(t)$ ,  $i = 1, 2, \dots, m$ . Согласно идее метода MSR, мы выполняем вейвлет-преобразование [9]:  $[WY](2^q, t)$ ,  $[WX_i](2^q, t)$ , где  $2^q$  – масштаб,  $t$  – время, – и рассматриваем для каждого из масштабов (компонентов вейвлет-преобразования) наивероятные в смысле метода наименьших квадратов (или в каком-либо другом смысле) приближения возможных функциональных соотношений  $[WY](2^q, t) = F([WX_1](2^q, t), [WX_2](2^q, t), \dots, [WX_m](2^q, t))$ , например, в виде многомерной линейной модели:

$$[WY](2^q, t) = \sum_{i=1}^m c_i^q [WX_i](2^q, t)$$

После нахождения оценок  $[WY]^*(2^q, t)$ ,  $q = 1, 2, \dots, p$  можно выполнить обратное вейвлет-преобразование, получив тем самым представление хода  $Y(t)$  с помощью «факторов»  $X_i(t)$ , дающих, вообще говоря, разный вклад в регрессию для различных масштабов. Правила построения многомерных линейных моделей позволяют оценивать различия этого вклада, и мы можем говорить о достоверности обусловленности вариаций  $Y(t)$  масштаба  $2^q$  вариациями  $X_i(t)$ . Коэффициент корреляции между полученным рядом  $Y^*(t)$  и исходным  $Y(t)$  будет свидетельствовать об успехе (или его отсутствии) в процедуре представления ряда  $Y(t)$  на основе рядов  $X_i(t)$ .

В качестве примера в этой работе мы приводим результаты применения MSR подхода для получения удлиненного ряда глобальной температуры с применением только одного инструментального ряда региональной температуры: Санкт-Петербурга – рис. 2. Композитный ряд коррелирует на временном интервале с 1850 по наше время как с рядом глобальной температуры, так и с рядом температуры Санкт-Петербурга с высоким коэффициентом корреляции: 0.96.

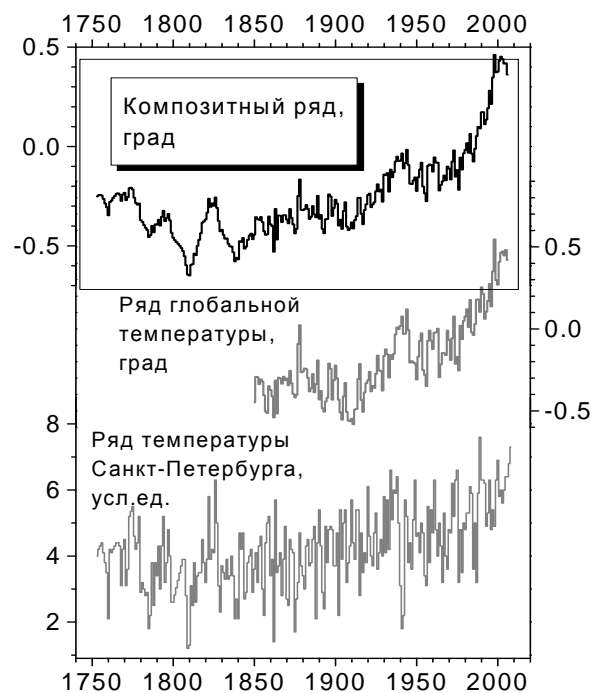


Рис. 2.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, программ РАН и НШ-3645.2010.2.

### Литература

1. Монин А.С., Сонечкин Д.М. Колебания климата. Наука. 2005
2. Lovejoy, S., D. Schertzer, P. Ladoy // Nature, 1986, V. 319, 43–44.
3. Daw C.S, Finney C.E.A., Tracy E.R. // Rev. of Scientific Instruments. 2003 V.74. P.916.
4. Каримова Л.М., Макаренко Н.Г. // Пространственно-временные аспекты солнечной активности. Санкт-Петербург 1992. 141–151.
5. Bandt C., Shiha F. // J. of Time Series Analysis. 2007. V.28, 646–665.
6. Monetti R., Bunk W., Jamitzky F. // Physical Review E, 2009 V. 79. 046207.
7. Nagovitsyn Yu.A., et al // Solar Phys., 2004, v. 224, No 1-2, pp. 103–112.
8. Moberg A., et al // Nature, 2005, v. 433, Issue 7079, pp. 613–617.
9. Астафьева Н.М. // Успехи физ. наук, 1996, т.166, № 11, сс. 1145–1170.

## **КОСМОГЕННЫЙ РАДИОУГЛЕРОД В ПОЛЯРНЫХ ЛЬДАХ КАК МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Нестеренок А.В.<sup>1</sup>, Найденов В.О.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>2</sup>*Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет,  
Санкт-Петербург, Россия*

## **COSMOGENIC RADIOACARBON IN POLAR ICE AS A PROXY OF THE SOLAR ACTIVITY**

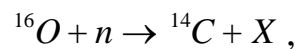
**Nesterenok A.V.<sup>1</sup>, Naidenov V.O.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Ioffe Physical-Technical Institute, Saint Petersburg, Russia*

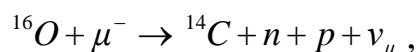
<sup>2</sup>*St. Petersburg State Polytechnic University, Saint Petersburg, Russia*

*The radiocarbon in polar ice is deposited with atmospheric air and via in situ production by energetic cosmic ray particles. The in situ <sup>14</sup>C record in polar ice can provide a direct measure of changes in solar activity in the past. In the present work, we re-examine the results of Lal et al. (2005) and calculate the concentration of <sup>14</sup>C “in situ” in ice samples from the GISP2 ice core. The comparison is made of the results with experimental data.*

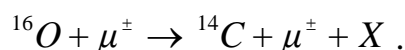
Отложение радиоуглерода в полярных льдах происходит вместе с атмосферным воздухом, а также благодаря образованию радиоуглерода во льдах в реакциях, вызванных вторичным космическим излучением – образование «in situ». Образование <sup>14</sup>C во льду космическим излучением происходит главным образом в поверхностном слое ледника толщиной несколько метров. Основной вклад в образование радиоуглерода в полярных льдах на больших высотах над уровнем моря вносят реакции скалывания ядер кислорода нейтронами ядерно-активного компонента космических лучей [1]:



где X – продукты реакции. На глубинах, превышающих глубину проникновения ядерно-активного компонента космических лучей – несколько метров льда - основным каналом образования <sup>14</sup>C являются реакции, вызванные мюонным компонентом, а именно, реакции захвата атомом кислорода медленных отрицательных мюонов [2–4]:



а также реакции, индуцированные высокоэнергичными мюонами:



Образование радиоуглерода мюонным компонентом имеет место на глубинах до ста и более метров льда. Образованный атом <sup>14</sup>C теряет свою

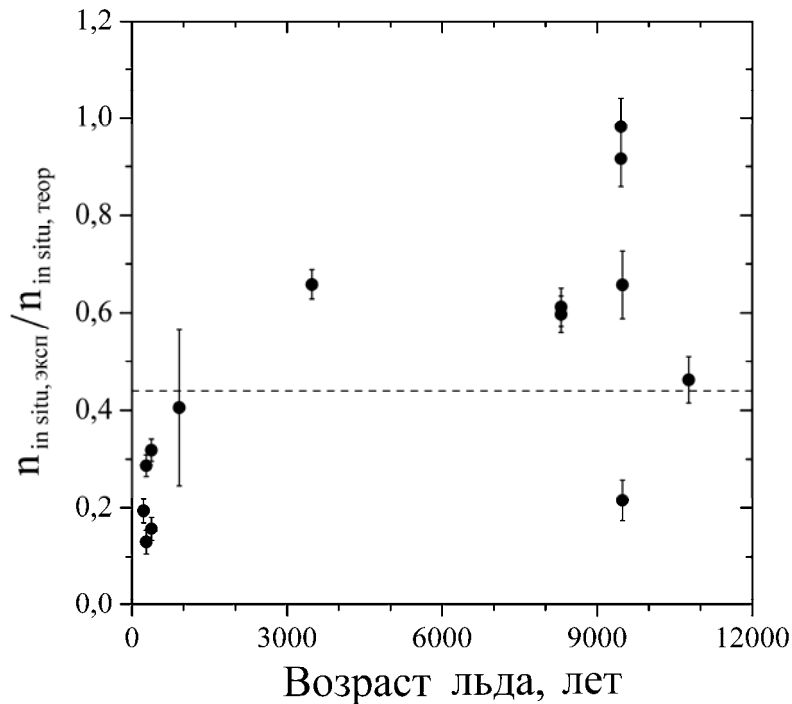
энергию на столкновения с атомами и молекулами среды. На основе имеющихся данных по  $^{14}\text{C}$  в полярных льдах, можно заключить, что основными продуктами «горячей» химии  $^{14}\text{C}$  во льду являются  $\text{CO}$  и  $\text{CO}_2$ . Однако, возможно также образование более сложных химических соединений [5]. В работе [1] впервые была высказана возможность использования данных по  $^{14}\text{C}$  в образцах полярного льда для определения уровня солнечной активности в периоды времени в прошлом. Однако, до сих пор в опубликованной литературе нет согласия по поводу значений скорости образования радионуклида в полярных льдах, и разные авторы для одних и тех же условий используют скорости образования, которые отличаются в два раза [6].

В работах [1, 7, 8] опубликованы экспериментальные данные по  $^{14}\text{C}$  «*in situ*» для образцов льда керна GISP2, извлеченного на гренландском леднике. Измерение концентрации  $^{14}\text{C}$  проводилось отдельно для  $\text{CO}$  и  $\text{CO}_2$  компонент извлеченных газов. Полное количество  $^{14}\text{C}$  в образцах льда представляет собой сумму  $^{14}\text{C}$ , образованного «*in situ*», и «атмосферного»  $^{14}\text{C}$ , захваченного в процессе льдообразования вместе с пузырьками воздуха. Количество «атмосферного» радиоуглерода определялось исходя из объема воздуха в образце льда, доле углекислого газа  $\text{CO}_2$  и содержанию  $^{14}\text{C}$  в атмосфере в соответствующий возраст воздуха период времени [7,8]. Экспериментальная концентрация  $^{14}\text{C}$  «*in situ*» в образцах льда  $n_{in\ situ, \text{эксп}}$  вычислялась как разность измеренных значений концентрации и концентрации «атмосферного»  $^{14}\text{C}$ . Возраст образцов льда, рассматриваемых в данной работе, не превышает 11000 лет – начала эпохи голоцена.

Теоретические значения концентрации  $^{14}\text{C}$  «*in situ*» –  $n_{in\ situ, \text{теор}}$  – в данной работе определялись на основе данных по потокам частиц космических лучей и сечений реакций образования. В этом исследовании в расчетах скорости образования нуклида ядерно-активным компонентом космических лучей использовались данные работы [6], для определения скорости образования мюонным компонентом космических лучей – данные работ [3, 4, 9]. Для пересчета скорости образования радионуклида во льдах для заданной высоты над уровнем моря использовались данные работ [10, 11]. Подробности расчетов концентрации радионуклида в образцах льда можно найти в работе [2].

На рисунке представлено отношение экспериментальных данных по концентрации  $^{14}\text{C}$  «*in situ*» к расчетным значениям для образцов льда гренландского керна GISP2  $n_{in\ situ, \text{эксп}}/n_{in\ situ, \text{теор}}$ . Горизонтальной чертой показано среднее значение отношения. Указанные ошибки соответствуют ошибкам экспериментальных значений концентрации  $^{14}\text{C}$  без учета погрешности расчетов, вклад погрешности расчетов  $n_{in\ situ, \text{теор}}$  в неопределенность отношения носит систематический характер и, согласно оценкам, составляет

около 15–20%. Только для одного из рассматриваемых образцов льда значение концентрации  $^{14}\text{C}$  «in situ» совпадает с расчетным значением, для всех остальных образцов эксперимент не превышает теорию. Таким образом, наблюдается дефицит космогенного радионуклида  $^{14}\text{C}$  «in situ» в образцах льда гренландского керна GISP2. В условиях низких температур ледник покрыт слоем фирна – зернистым и частично перекристаллизованным многолетним снегом. На основе имеющихся в литературе данных по коэффициентам диффузии газов во льдах в работе [12] показано, что время диффузии газов в ледяных крупинках фирна меньше времени льдообразования. В работе [12] также обсуждается роль процессов метаморфизма фирновых зерен в высвобождении газов, заключенных в крупинках льда. Дефицит концентрации  $^{14}\text{C}$  «in situ» во льдах является закономерным результатом процессов метаморфизма фирновых зерен и диффузии содержащих  $^{14}\text{C}$  химических соединений.



Параметры, определяющие уровень концентрации  $^{14}\text{C}$  «in situ» в образцах льда, можно условно разделить на две группы: параметры, контролирующие образование и скорость накопления радиоуглерода во льдах – интенсивность космического излучения у поверхности ледника, скорость аккумуляции льда, а также параметры, от которых зависит степень сохранения содержащих  $^{14}\text{C}$  химических соединений в зернах фирна – температура окружающей среды, скорость аккумуляции льда и другие климатические условия. Изменения влияющих параметров могут отразиться на значении концентрации  $^{14}\text{C}$ , когда временной период этих изменений превы-

шает некоторое характерное время  $t_0$ , обусловленное конечным временем образования  $^{14}\text{C}$  во льдах и конечными размерами образца льда. Данный временной масштаб равен  $t_0 \approx \Lambda/s + \Delta t$ , где  $\Lambda$  – характерная глубина образования радионуклида,  $s$  – скорость аккумуляции льда в период времени, соответствующий возрасту образца льда,  $\Delta t$  – разность возрастов льда на концах образца. Для рассматриваемых образцов льда скважины GISP2 время  $t_0$  составляет около 25 лет [1].

Период голоцена является периодом стабильного климата [13]. Это обстоятельство позволяет исключить из рассмотрения долговременные изменения климатических параметров как основной фактор, определяющий относительные вариации концентрации  $^{14}\text{C}$  «in situ» во льдах. В этом случае главной причиной наблюдаемых относительных вариаций концентрации  $^{14}\text{C}$  «in situ» в образцах полярного льда являются долговременные вариации интенсивности космических лучей у поверхности ледника. Для полярных широт влияние геомагнитного поля на интенсивность космических лучей в атмосфере Земли мало. Таким образом, основной причиной наблюдаемых относительных вариаций концентрации  $^{14}\text{C}$  «in situ» для рассматриваемых образцов льда являются долговременные вариации уровня солнечной активности.

#### Литература

1. Lal D. et al. // Earth and Planetary Science Letters. 2005. Vol. 234. Pp. 335–349.
2. Нестеренок А.В., Найденов В.О. // Геомагнетизм и Аэрономия. 2010. Т. 50. № 1. С. 138–144.
3. Heisinger B. et al. // Earth Planetary Science Letters. 2002. Vol. 200. Pp. 345–355.
4. Heisinger B. et al. // Earth Planetary Science Letters. 2002. Vol. 200. Pp. 357–369.
5. Roessler K. // In Solid-State Astrophysics; E. Bussoletti, G. Strazzulla (Eds.). North Holland Press, Amsterdam, 1991. Pp. 197–266.
6. Nesterenok A.V., Naidenov V.O. // accepted in Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.
7. Lal D. et al. // J. of Geoph. Res. C. 1997. Vol. 102. Pp. 26505–26510.
8. Lal D. et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. 2000. Vol. 172. Pp. 623–631.
9. Rogers I.W., Tristram M. // J. of Physics G: Nuclear Physics. 1984. Vol. 10. Pp. 983–1001.
10. Desilets D., Zreda M. // Earth and Planetary Science Letters. 2003. Vol. 206. Pp. 21–42.
11. Boezio M. et al. // Physical Review D. 2000. Vol. 62. ID 032007.
12. Нестеренок А.В., Найденов В.О. // Геомагнетизм и Аэрономия. 2011. Т. 51. №3. С. 425–432.
13. Dansgaard W. et al. // Nature. 1993. Vol. 364. Pp. 218–220.

## НАЗЕМНАЯ СОЛНЕЧНАЯ РАДИАЦИЯ И ГЛОБАЛЬНЫЙ КЛИМАТ ЗЕМЛИ В КОНЦЕ 20-ГО ВЕКА

Огурцов М.Г.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия

## BACKGROUND SOLAR IRRADIANCE AND GLOBAL CLIMATE OF THE EARTH IN THE END OF 20-TH CENTURY

Ogurtsov M.G.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup>General Astronomical observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

*The possible response of a global climate to the changes of background radiation measured by the satellite equipment during 1983-2001 is investigated. Estimation are made by means of one-dimensional energy-balance climatic model. It is shown that the registered growth of the global surface radiation through 1983-2001 should result in the increase of temperature, which exceeds the really observed considerably.*

### 1. Введение

Измерения наземной солнечной радиации, проводившиеся в рамках проекта ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project) в 1983-2001 гг. обнаружили, что в указанный период она возросла примерно на 3 Вт/м<sup>2</sup> [1]. Авторы работы [2], исследовавшие альбедо Земли по спутниковым данным и по пепельному свету Луны пришли к выводу о ещё большем росте наземной радиации в указанный период. Данные работ [1–2] приведены на Рис. 1.

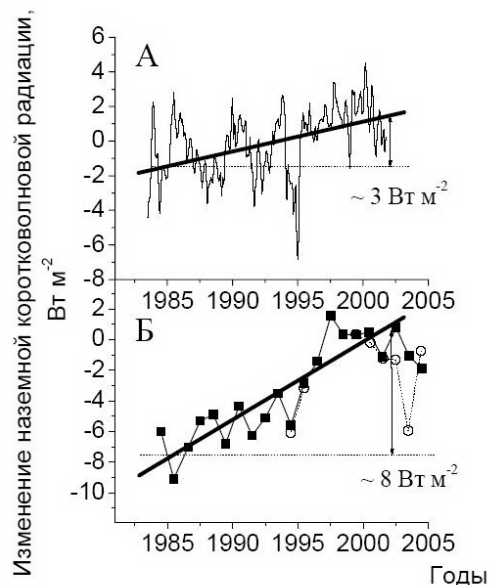


Рис. 1.

А – наземная солнечная радиация согласно данным ISCCP [1];

В – изменения наземной солнечной радиации определённые на основании оценок альбедо Земли сделанных при помощи данных ISCCP о глобальной облачности (квадраты) и о пепельном свете Луны (пустые кружки) [2].

С учётом климатической чувствительности принятой IPCC –  $\lambda_c = 0.53 - 1.23 \text{ }^\circ\text{C}\times\text{m}^2/\text{Вт}$  [4] такой рост наземной радиации должен дать рост температуры на 1.5–3.6  $^\circ\text{C}$ . Однако эта оценка весьма примитивна и требует уточнений с использованием климатического моделирования. Оценка возможного отклика климата Земли на изменение радиационного баланса в конце 20-го века была произведена с помощью энергобалансовой модели климата, описанной в работе [3]. Модель описывается уравнением:

$$\begin{aligned}q \frac{dT_s(t)}{dt} &= F_{inc}^{SW}(t) - F_{out}^{LW}(t) - F_{oc}(t) + \Delta F_c(t), \\F_{inc}^{SW}(t) &= \frac{S(t)}{4} \times (1 - \alpha(t)), \\F_{out}^{LW}(t) &= a_0 + b_0 \times T_s(t), \\F_{oc}(t) &= b_1 \times T_s(t),\end{aligned}\tag{1}$$

$T_s(t)$  – средняя приземная температура,  $F_{inc}^{SW}(t)$  – коротковолновое солнечное излучение, приходящее на земную поверхность,  $F_{out}^{LW}(t)$  – длинноволновое тепловое излучение уходящее с земной поверхности,  $F_{oc}(t)$  – теплообмен между верхним перемешанным слоем океана и глубокими слоями,  $q$  – эффективная теплоемкость поверхностного слоя,  $\alpha$  – альбедо Бонда,  $\Delta F_c(t)$  – различные радиационные форсинги

## 2. Результаты

Параметры климатической модели –  $q = 4 \text{ (Вт}\times\text{год)}/(\text{m}^2\times^\circ\text{C})$ ,  $A = 201-202 \text{ Вт/м}^2$ ,  $B_0 = 2.20-2.28 \text{ Вт}/(\text{m}^2\times^\circ\text{C})$  – подобраны так, чтобы средняя равновесная температура Земли составляла 14.6  $^\circ\text{C}$ . Радиационные форсинги – возмущения радиационного баланса – использованные при моделировании показаны на рис. 2.

Результаты моделирования показаны на рис. 3. Как видно из рис. 3А, климатическая модель при использовании форсингов, изображённых на Рис. 3А,Б,В, позволяет описать реально наблюдаемую температуру с неплохой точностью – среднеквадратичное отклонение  $\varepsilon$  расчетной температуры от инструментально измеренной 0.15. Введение дополнительного форсинга, связанного с изменением наземной радиации в 1983–2001 гг. (Рис. 2Г) приводит к скачку температуры на 1.5 $^\circ\text{C}$  (10 $\varepsilon$ ).

## 3. Выводы

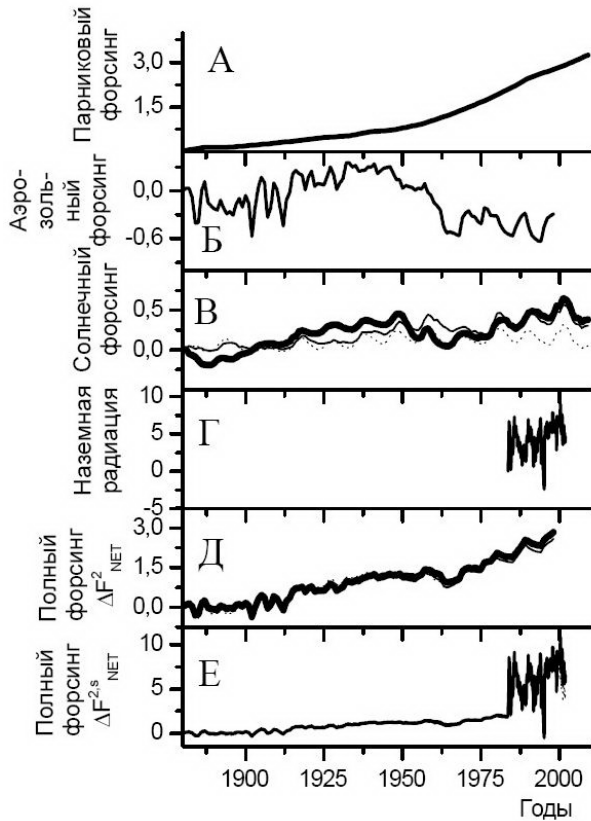
Данные по наземной радиации, измеренной аппаратурой спутников в 1983–2001 гг., плохо согласуются с реальными изменениями глобальной температуры, по крайней мере, в рамках энергобалансового подхода.

Возможные причины:

1) Непригодность упрощённой энергобалансовой модели для исследования климата в данный период.

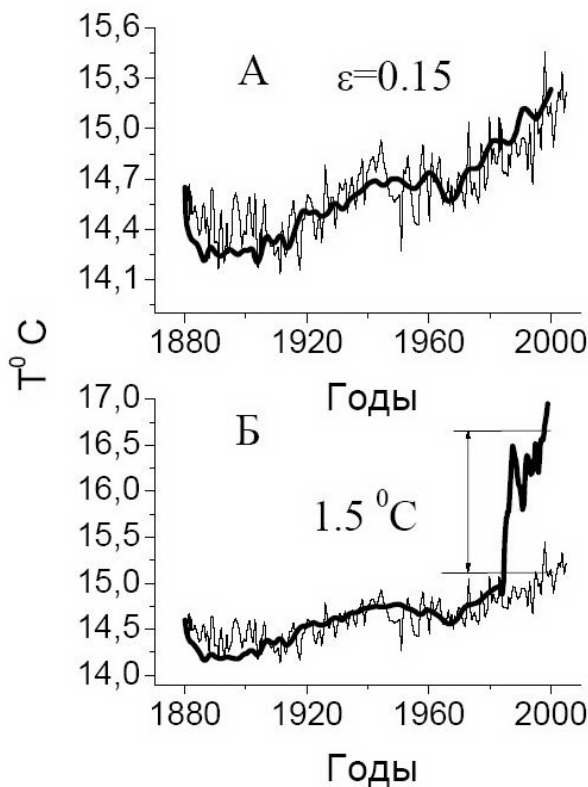


2) Воздействие на климат в указанный период неизвестных факторов, не учитывающихся в моделях.



**Рис. 2.** Радиационные форсинги, связанные:

- А – с парниковым эффектом [5];
- Б – с атмосферным аэрозолем [6];
- В – с солнечной светимостью. Тонкая линия – [7], жирная линия – [8], пунктирная линия – [9].
- Г – с наземной радиацией, измеренной со спутников.
- Д – полный форсинг без учёта спутниковых измерений наземной радиации.
- Е – полный форсинг с учётом спутниковых измерений наземной радиации.



**Рис. 3.** Инструментально измеренная температура – тонкие линии, результаты моделирования – жирные линии. А – полный форсинг  $\Delta F_{\text{NET}}^2$  (без учёта изменений наземной радиации в конце 20-го века); Б – полный форсинг  $\Delta F_{\text{NET}}^{2,s}$  (с учётом изменений наземной радиации в конце 20-го века).

Работа была выполнена в рамках программы обмена между Российской и Финской Академиями наук (проект №16), поддержана грантами РФФИ 09-02-00083, 10-02-00391, 11-02-00755 и грантом Санкт-Петербургского научного центра за 2011 г.

### Литература

1. *Pinker, R.T., B. Zhang, and E.G. Dutton* (2005), Do satellites detect trends in surface solar radiation?, *Science*, 308, 850–854.
2. *Palle, E., P.R. Goode, P. Montanes-Rodriguez, and S. E. Koonin* (2004), Changes in the Earth's reflectance over the past two decades, *Science*, 304, 1299–1301, doi:10.1126/science.1094070.
3. *Огурцов, М.Г.* (2007), Вековая вариация в аэрозольной прозрачности атмосферы как возможное звено, связывающее долговременные изменения солнечной активности и климата, *Геомагнетизм и Аэронавигация*, 47, 126–137.
4. IPCC (2007), WGI Fourth Assessment Report: Climate Change 2007: The Physical Science Basis: Summary for Policymakers, Paris, 18 P.
5. *Hansen, J., Sato, M., Kharecha, P., and K. von Schuckmann,* (2011), Earth's energy imbalance and implications. *Atmos. Chem. Phys.*, doi:10.5194/acpd-11-27031-2011.
6. *Bryson, R.A., Goodman, B.M.* (1980), Volcanic activity and climatic changes, *Science*, 207, 1041–1044.
7. *Lean, J. et al.* (1995), Reconstruction of solar irradiance since 1610: Implications for climate change. *Geophys. Res. Letters*, 22, 3195–3198.
8. *Hoyt, D.V., Schatten, K.H.* (1993), A discussion on plausible solar irradiance variations, 1700-1992, *J. Geophys. Res.*, 98. № A11, 18895–1890.
9. *Mordvinov, A.V. et al.* (2004), Reconstruction of magnetic activity of the Sun and changes in its irradiance on a millennium timescale using neurocomputing. *Solar Physics*, 224, 247–253.

## **АНАЛИЗ КОМБИНИРОВАННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ СОЛНЕЧНЫХ И ВНУТРИАТМОСФЕРНЫХ ФАКТОРОВ НА КЛИМАТИЧЕСКУЮ ВАРИАБЕЛЬНОСТЬ В СЕВЕРО-ВОСТОЧНОМ СЕКТОРЕ ЕВРОПЕЙСКОЙ ЧАСТИ РОССИИ**

**Распопов О.М.<sup>1</sup>, Дергачев В.А.<sup>2</sup>, Лопатин Е.В.<sup>3</sup>,  
Колстрём Т.<sup>3</sup>, Дмитриев П.Б.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, С.-Петербург, Россия,  
oleg@or6074.spb.edu*

<sup>2</sup>*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия*  
<sup>3</sup>*Университет Восточной Финляндии, Йоэнсуу, Финляндия*

## **ANALYSIS OF COMBINED ACTION OF SOLAR AND INTERNAL ATMOSPHERIC FACTORS ON CLIMATIC VARIABILITY AT NORTH-EAST SECTOR OF EUROPEAN PART OF RUSSIA**

**Raspopov O.M.<sup>1</sup>, Dergachev V.A.<sup>2</sup>, Lopatin E.V.<sup>3</sup>,  
Kolström T.<sup>3</sup>, Dmitriev P.B.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*SPbF IZMIRAN, St. Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, St. Petersburg, Russia*

<sup>3</sup>*University of Eastern Finland, Joensuu, Finland*

*Spectral analysis of annual radial growth variability of pine and fir was carried out for north-east region of Russia (Komi Republic). The goal of investigation was to study the physical nature of factors which influence climate system. Dendrological data for pine and fir was collected along meridian profile from forest-tundra zone to south taiga zone. The result of spectral analysis demonstrated the manifestation of several groups of periodicities. Some of them relate to solar activity periodicities and other ones are caused by internal processes in the atmosphere-ocean system. It was shown that manifestation of tree-ring width periodicities along about 1000 km long meridian profile has regional nature.*

### **Введение**

Район Республики Коми, расположенный на северо-востоке Европейской части России в предгорном районе Уральских гор, является идеальным районом для исследования воздействия на климатические параметры различных физических факторов, имеющих как глобальное происхождение, так и связанными с внутренними процессами в системе атмосфера-океан. Как и всякий регион Земли, этот район испытывает на себе глобальное солнечное воздействие. При этом нужно учитывать, что северная часть Республики Коми располагается на широте 67°, т.е. вблизи зоны полярных сияний и интенсивных вторжений в атмосферу космических лучей. В то же время, в районе, расположенном на стыке Северо-Атлантического и Арктического регионов, климат должен испытывать воздействие внутренних процессов в системе атмосфера-океан, таких как Северо-Атлантические и

Арктические осцилляции. На вариабельность климата в регионе может оказывать воздействие и вариабельность площади ледового покрова в Арктике [1, 2]. Республика Коми имеет большую меридиональную протяженность порядка 700 км.

По своим природным особенностям она простирается от зоны тундры до зоны южной тайги. Поэтому с учетом влияния Уральских гор, вариабельность и периодичность изменения атмосферной циркуляции и, следовательно, изменения климатических параметров, может иметь региональную структуру в рамках территории Республики Коми.

В задачу настоящей работы входило выявление физических факторов, как глобального (солнечная активность), так и внутриагмосферного происхождения, оказывающих воздействие на формирование климатической вариабельности в северо-восточном секторе Европейской части России. В качестве объекта информации о климатической вариабельности были использованы данные о радиальном приросте хвойных деревьев (сосна, ель) из различных районов Республики Коми.

### **База данных, использованная в работе**

На рисунке показано расположение мест сбора кернов хвойных деревьев и субзоны тайги в Республике Коми.



Расположение мест сбора кернов хвойных деревьев, произрастающих в различных ландшафтных зонах Республики Коми: тундра, лесотундра, северная тайга, средняя тайга, южная тайга.

В работе были проанализированы следующие данные о вариациях ширины колец деревьев:

1. Лесотундра (66°41' N, 56°49' E): Ель 12 образцов, 1812–2003 гг. Сосна в этой зоне не обнаружена.
2. Северная тайга (65°59' N, 57°48' E): Ель, 14 образцов, 2003–1878 гг. Сосна 14 образцов, 1924–2003 гг.
3. Средняя тайга (61°44' N, 50°34' E). Национальный парк: Ель, 51 образец, 1826–2004 гг. Сосна, 5 образцов, 1842–2004 гг.
4. Средняя тайга (61°44' N, 50°34' E): Ель, 40 образцов, 1779–2003 гг. Сосна, 45 образцов, 1786–2003 гг.
5. Южная тайга (60°33' N, 49°26' E): Ель, 9 образцов, 1917–2003 гг. Сосна, 21 образец, 1877–2003 гг.

Для сопоставления с вариабельностью климата в регионе были использованы следующие метеоданные:

- Средние ежегодные температуры и количество выпавших осадков на метеостанциях:
  - Мурманск (69.0° N, 33.1° E), данные с 1936 по 1995 гг.,
  - Усть-Цильма (65.5° N, 52.2° E), данные с 1895 по 1995 гг.,
  - Печора (65.1° N, 57.1° E), данные с 1943 по 1995 гг.,
  - Койнас (64.8° N, 47.7° E), данные с 1912 по 1995 гг.,
  - Троицко-Печорское (62.7° N, 56.2° E), данные с 1888 по 1995 гг.,
  - Сыктывкар (61.7° N, 50.9° E), данные с 1888 по 1995 гг.
- Температура и атмосферное давление на уровне моря арктической зоны, данные с 1875 по 1999 гг.
- Вариации площади льда Баренцева моря, данные с 1900 по 2005 гг.

### Результаты спектрального анализа данных

Результаты спектрального анализа дендро и метеоданных представлены соответственно в Таблицах 1 и 2.

**Таблица 1.** Значения выявленных квазипериодов на базе среднегодовых данных о ширине колец деревьев региона Коми.

Тип зоны	Вид дерева	Тип данных	Выявленные периоды, год										
Лесотундра 66°41'260" N 56°49'142" E	Ель 1812-2003 гг.	Взвешенный ряд		7		13	15	20	23		30		
	Сосна	Сосна в этой зоне не обнаружена											
Сев. Тайга 65°59'697" N 57°48'820" E	Ель 1878-2003 гг.	Взвешенный ряд		7	11		16						
	Сосна 1924-2003 гг.	Взвешенный ряд	5	7			17					41	
Сред. Тайга 61°44'834" N 50°34'910" E	Ель 1878-2003 гг.	Взвешенный ряд		7	10		15		21		30		
	Сосна 1924-2003 гг.	Взвешенный ряд	6		11	14			21		31	41	
Нац. Парк 61°44'834" N 50°34'910" E	Ель 1826-2004 гг.	Взвешенный ряд	5	7		13			22	29			
	Сосна 1842-2004 гг.	Взвешенный ряд			11		16		22		31		
Южн. Тайга 60°33'615" N 49°26'945" E	Ель 1917-2003 гг.	Взвешенный ряд	6		11	14		19					
	Сосна 1877-2003 гг.	Взвешенный ряд	6		10			18				41	

**Таблица 2.** Значения выявленных квазипериодов в метеоданных.

Регион, временной интервал	Вид метеопараметра	Выявленные периоды, год									
Арктическая зона, 1875-1999 гг.	Температура	6	8					17	23	32	
	Давление	5	7	10					21		
Баренцево море, 1900-2005 гг.	Ледовый покров	5	9			13	17				
Кола-Мурманск, 1878-1999 гг.	Температура	5	8			13	17				
Усть-Цильма, 1895-1995 гг.	Температура	6	8	10		13	18				
	Осадки	4	8			11	15	20			
Печора, 1943-1995 гг.	Температура	5	7	10							
	Осадки	4		9		13					
Койнас, 1912-1995 гг.	Температура	6	9			14					
	Осадки	4	7			11					
Троицко-Печорское, 1888-1995 гг.	Температура	5	8	10		13	19				
	Осадки	4	6	9		13	18				
Сыктывкар, 1888-1995 гг.	Температура		8	10		13	19				
	Осадки	5	8			14	20	28			

Использованный метод анализа климатической вариабельности основан на том, что различные климатические периодичности можно отождествить либо с различными внутренними процессами в системе атмосфера-океан, либо с внешним воздействием, связанным с периодичностью солнечной активности.

### **Заключение**

1. В результате анализа радиального прироста деревьев, произрастающих в различных ландшафтных зонах Коми региона (лесотундра, северная, средняя и южная тайга) выявлено несколько групп квазипериодичностей, а именно: 6–9, 10–12, 13–14, 15–19, 21–24 и 28–33 лет.

2. Анализ и сопоставление метеорологических и климатических данных, а также вариабельности солнечной активности позволил разделить выявленные периодичности на 2 класса по их возможной физической природе. Ряд периодичностей (6–9, 13–14 и 15–19 лет) связан с внутренними процессами в системе атмосфера-океан в Северной Атлантике и Арктическом регионе. Так, периодичность в 6–9 лет имеет связь с циклоническими процессами в Северной Атлантике, периодичности в 13–14 и 15–19 лет – с вариациями ледового покрова в Баренцевом море и Северном ледовитом океане. Все эти периодичности проявляются во всех зонах Коми региона.

3. Второй класс периодичностей можно интерпретировать как результат глобального воздействия солнечной активности. Периодичности в 10–12 и 21–24 лет соответствуют цилам солнечной активности Швабе и Хейла, а периодичность Брюкнера (28–33 года) может являться результатом нелинейного воздействия циклов Хейла and Глайсберга на систему атмосфера-океан. В отличие от периодичностей внутреннего происхождения, которые проявляются во всех зонах региона, воздействие периодичностей солнечного происхождения различно в различных зонах региона. Так, периодичность в 10–12 лет отсутствует в зоне лесотундры, а периодичности в 21–24 и 28–33 лет – в северной и южной тайге. Это можно интерпретировать как результат различий в атмосферной циркуляции в названных диапазонах периодов на территории Коми региона, связанных с нелинейным откликом системы атмосфера-океан на солнечное воздействие.

4. Таким образом, Коми регион находится под комбинированным воздействием как солнечной, так и внутренней климатической вариабельности, и он может быть районирован на несколько зон по своему отклику на периодическое солнечное воздействие.

### **Литература**

1. Proshutinsky A.Y., Jonson M. 2001. Varine Pollution Bulletin, v.43, No 1–6, P. 61–70.
2. Полонский А.Б., Семилетова Е.П. 2002. Морской гидрофиз. № 3. С. 28–42.

## **УВЕЛИЧЕНИЕ УРОВНЯ АТМОСФЕРНОГО ОРЕОЛА В 20-м ВЕКЕ КАК ВОЗМОЖНАЯ ПРИЧИНА ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА**

**Тлатов А.Г., Алиев А.Х.**

*Кисловодская Горная станция ГАО РАН*

## **INCREASING LEVELS OF ATMOSPHERIC AUREOLE IN THE 20th CENTURY AS A POSSIBLE REASON CLIMATE CHANGE**

**Tlatov A.G., Aliev A.H.**

*Kislovodsk astronomical Mountain station of the Pulkovo observatory, RAS*

*In work the analysis of the data of level of a diffused light according to observation on solar coronagraph of Kislovodsk Mountain station in 1957–2010 is made. The technique of definition of absolute intensity of a solar corona in spectral lines 5303Å and 6374Å, used on Kislovodsk assumes definition of level of the diffused light resulting atmospheric and tool effects. Received values are calibrated at comparison with intensity in the centre of a solar disk in the chosen spectral ranges that provides stability of the received numbers of the data.*

*The basic period of changes of level of a diffused light is connected with seasonal variations with the period 1 year. As a result of the analysis the tendency to growth of size of a diffused light approximately on 40% within last 60 years is established. Also there are periods of fast growth of level of a diffused light not connected with a seasonal course. Comparison with the data about concentration aerosols in atmosphere shows their close behavior. Local increases of level of a diffused light according to a telescope and concentration aerosols can be caused emission of a dust as a result of volcanic eruptions.*

### **Введение**

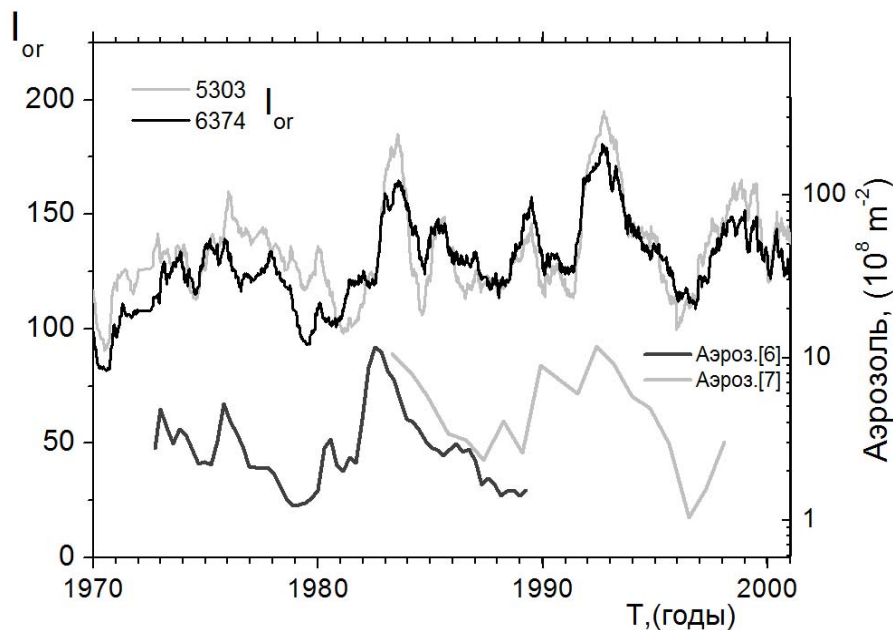
Ежедневные наблюдения спектральной короны в линиях FeXIV 5303Å и FeX 6374Å проводятся на Кисловодской Горной астрономической станции (ГАС) с Лио коронографом с 1952 года по настоящее время [1], а с 1957 года наблюдения ведутся в одной фотометрической системе. Наблюдения ведутся через 5° вокруг солнечного лимба. Интенсивность измеряется на высоте 40" или ~30000 км над солнечной фотосферой. Методика определения абсолютной интенсивности солнечной короны в спектральных линиях 5303Å и 6374Å, используемая на ГАС, предполагает определение уровня рассеянного света, возникающего в результате атмосферных и инструментальных эффектов. Получаемые значения калибруются при сравнении с интенсивностью в центре солнечного диска в выбранных спектральных диапазонах, что обеспечивает стабильность полученных рядов данных.

В данной работе выполнен анализ вариаций уровня рассеянного света атмосферы вблизи солнечного лимба по данным наблюдений на солнечном коронографе Горной станции в период 1957–2010 гг. и выполнены сопоставления с изменением содержания атмосферного аэрозоля и другими долгосрочными факторами изменениями атмосферы. Для получения абсо-

лутных интенсивностей солнечной короны используется калибровочная система с фотометрической шкалой и набором темных фильтров. Большое количество дней наблюдений и высокая стабильность фотометрической системы являются отличительной чертой Кисловодской Горной станции в создании непрерывных рядов короны [1]. Всего нами было оцифровано в период 1957–2010 гг. 6302 значения интенсивности ореола вблизи линии 5303Å и 5962 значений вблизи линии 6373Å.

### Результаты анализа

На Рис. 1 представлен сглаженный ход ореола (со скользящим “окном” шириной 120 дней) сравнивается с концентрациями аэрозоля в атмосфере в период 1970–2003 гг. по данным [2, 3] Можно отметить неравномерное изменение ореола в этот период, в частности локальные максимумы в период 1982–1984 и 1991–1993 гг. Сравнение динамики атмосферного ореола с различными параметрами атмосферы выявило заметную взаимосвязь между изменением уровня ореола и уровнем изменения стратосферной аэрозольной составляющей атмосферы. Локальные повышения уровня рассеянного света по данным коронографа и концентрации аэрозоля могут быть обусловлены выбросом пыли в результате вулканических извержений. Основной период изменений уровня рассеянного света связан с сезонными вариациями с периодом 1 год. Однако в результате анализа установлена тенденция к росту величины рассеянного света примерно на 40% в течение последних 50 лет. Также существуют периоды быстрого роста уровня рассеянного света не связанные с сезонным ходом.



**Рис. 1.** Сравнение динамики атмосферного ореола, сглаженного скользящим окном 120 дней, с динамикой изменений стратосферного аэрозоля по данным работ [2] и [3].



## Выводы

Частицы пепла и аэрозольные капли поглощают солнечный свет, что приводит к понижению температуры на Земле и в нижних слоях атмосферы. Таким образом, крупное вулканическое извержение нагревает верхние слои атмосферы, где происходит абсорбция, но охлаждает поверхность и нижнюю часть атмосферы.

Источником атмосферной углекислоты, влияющим на изменение климата в современную эпоху, по мнению большинства климатологов, могут быть антропогенные выбросы, учёту поступления наземных вулканических извержений в атмосферу уделяется меньшее внимание. Глобальным природным источником парниковых газов, может являться, как океанический вулканизм, так и вулканизм вообще. Мы можем предположить, что между увеличением вулканической деятельности, увеличением концентрации аэрозоли и увеличением парниковых газов может быть взаимосвязь. С одной стороны вулканизм вследствие выброса аэрозоли приводит к блокированию солнечного излучения, с другой стороны, выбрасываемые парниковые газы могут одновременно способствовать росту температуры. На Рис. 2 представлены графики изменения прозрачности атмосферы, по данным измерения ореола в сравнении с изменениями приповерхностной температуры. При сравнении данных величин получены следующие коэффициенты корреляции  $R = 0,57$  для линии  $6374\text{Å}$ ,  $R = 0,52$  для линии  $5303\text{Å}$ . Также есть положительная корреляция  $R = 0,53$  между изменением прозрачности атмосферы и изменением концентрации углекислоты. При сдвиге по времени рядов ореола в 1 год коэффициент корреляции возрастает до  $R = 0,63$ , что можно объяснить временной задержкой на распределения продуктов извержений в атмосфере.

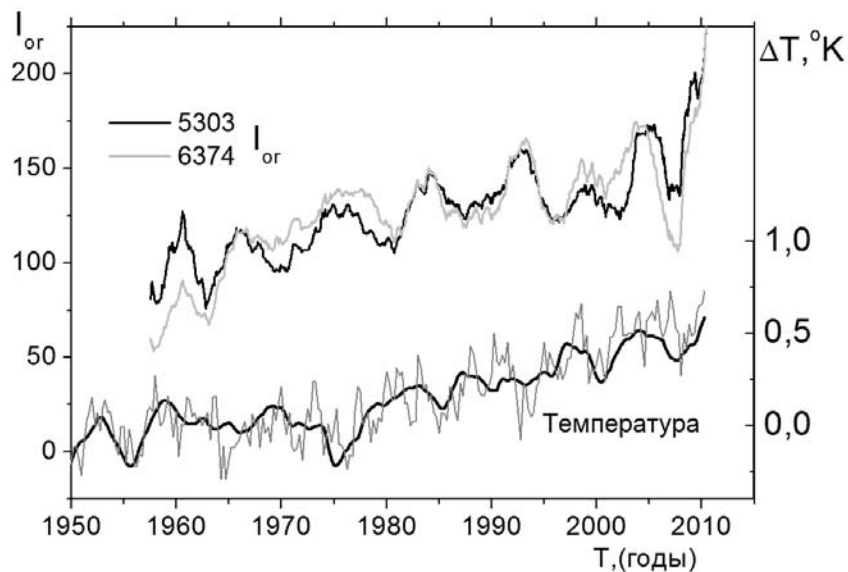


Рис. 2. Сравнение изменений атмосферного ореола и отклонений среднегодовой приземной атмосферной температуры.

Иной механизм влияния солнечной активности на климатические характеристики и циркуляцию атмосферы был предложен в работе [4]. Согласно этому механизму, усиление гелиофизической активности приводит к увеличению разности электрического потенциала ионосфера-Земля, которое сопровождается возрастанием вертикального электрического поля. Изменения электрического поля оказывает воздействие на заряженные частицы в тропосфере и, следовательно, приводит к перераспределению по высоте заряженных аэрозолей, которые могут являться ядрами конденсации в атмосфере и, следовательно, воздействовать на условия формирования облачности.

Возрастание вертикального электрического поля в атмосфере в верхней тропосфере может способствовать росту числа гигантских или ионосферных молний, которые могут воздействовать на состояние верхних слоев атмосферы, приводить к росту концентрации аэрозолей и вносить существенный вклад в воздействие солнечной активности на изменения климата Земли.

Использование данных солнечных корональных обсерваторий может помочь заполнить недостающие данные. Имеющийся архив данных по наблюдениям солнечной короны, более чем за 50 лет, даёт ценную информацию по атмосферному ореолу. На основе данных измерений атмосферного ореола на высоте 2100 м. мы можем сделать вывод о тенденции уменьшения прозрачности атмосферы в период с 1957 по 2010 год в ~1,4 раза (Рис. 1). Существуют близкие тренды между ростом приповерхностной температуры Земли и ростом атмосферного ореола, несмотря на антикорреляцию локальных максимумов. По видимому, это связано с тем, что при вулканических выбросах вместе с аэрозольными частицами, блокирующими солнечную радиацию, в атмосферу выбрасываются и парниковые газы, приводящие к долговременному росту температуры. Либо изменение солнечной активности приводит к интенсивности электрических процессов в атмосфере, росту числа молний, в том числе и гигантских, увеличению ядер конденсаций в верхних слоях атмосферы и эффективному нагреву атмосферы при поглощении прямого или рассеянного солнечного излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, Программ РАН и НШ-3645.2010.2.

#### **Литература**

1. *Гневнышев М.Н., Гневнышева Р.С. Шпитальная А.А.*: 1958, Солнечные данные. Бюллетень № 1–2, с. 101.
2. *Ивлев Л.С., Довгалюк Ю.А.* Физика атмосферных аэрозольных систем. СПб: НИИХ СПбГУ. 1999. 194 с.
3. *Hofmann D.J.*, JGR: 1993, v. 98. 753–12.
4. *Zerebcov G., Kovalenko V.A., Molodykh S.I.*: 2005, Advances in Space Research v. 35, p. 1472–1479.

**Секция 6**

**ПРОГНОЗИРОВАНИЕ  
СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ  
И ЕЁ ГЕОЭФФЕКТИВНЫХ  
ПРОЯВЛЕНИЙ**



**ИЗУЧЕНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ  
ПРОЦЕССОВ НА СОЛНЦЕ И ВО ВНУТРЕННЕЙ ГЕЛИОСФЕРЕ  
МЕТОДОМ МЮОННОЙ ДИАГНОСТИКИ**

**Астапов И.И., Барбашина Н.С., Борог В.В., Дмитриева А.Н.,  
Кокоулин Р.П., Компаниец К.Г., Кузовкова А.Ю., Петрухин А.А.,  
Туфанов Д.А., Шутенко В.В., Яковлева Е.И., Яшин И.И.**

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва*

**INVESTIGATIONS OF HIGH-ENERGY DYNAMIC PROCESSES AT  
THE SUN AND IN THE INNER HELIOSPHERE BY METHODS OF  
MUON DIAGNOSTICS**

**Astapov I.I., Barbashina N.S., Borog V.V., Dmitrieva A.N., Kokoulin R.P.,  
Kompaniets K.G., Kuzovkova A.Yu., Petrukhin A.A., Tufanov D.A.,  
Shutenko V.V., Yakovleva E.I., Yashin I.I.**

*National research nuclear university «MEPhI», Moscow*

*A new method of investigations of solar and heliospheric processes by means of muon diagnostics techniques is presented. This method may be compared to the roentgenography, in which the penetrating radiation forms the two-dimensional “shadow” of the structure of the target on the way of the gamma-quanta. Analogously, the flux of protons of primary cosmic rays (PCR) appears sensitive to heterogeneities of the interplanetary magnetic field (IMF) of the solar plasma, which is propagated to the Earth. While penetrating the disturbed region of the IMF, the PCR flux ceases to be uniform and isotropic. An acquired modulation and anisotropy of relativistic PCR particles can be observed well before the approaching of the disturbance to the orbit of the Earth (1–3 days). The lead time is determined by the velocity of the propagation of the solar wind.*

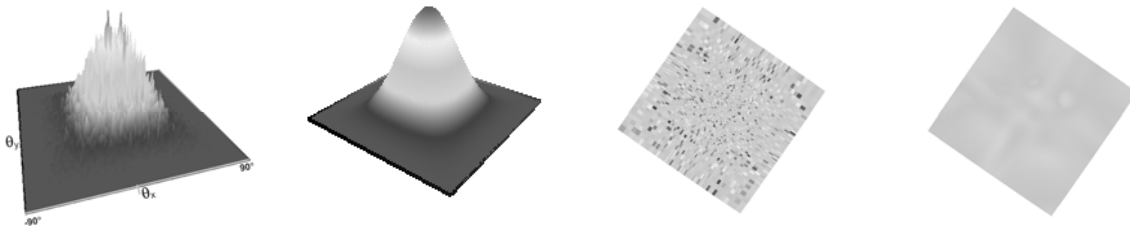
## **1. Введение**

Представлен новый метод исследования солнечных и гелиосферных процессов с помощью мюонной диагностики. Этот метод сопоставим с рентгенографией, при которой проникающее излучение формирует двумерную «тень» структуры мишени на пути гамма квантов. Аналогично, поток протонов первичных космических лучей (ПКЛ) оказывается чувствительным к неоднородностям межпланетного магнитного поля (ММП) солнечной плазмы, распространяющейся по направлению к Земле. Проходя через возмущенную область ММП, поток ПКЛ перестает быть однородным и изотропным [1]. В атмосфере Земли протоны ПКЛ рождают пионы, которые быстро распадаются с образованием проникающих мюонов. При высокой энергии все три поколения частиц (протон, пион, мюон) распространяются практически по одной траектории, донося информацию о возмущениях до поверхности. В работе приводятся примеры наблюдения солнечных и гелиосферных процессов. Высокая грануляция годоскопа

УРАГАН НИЯУ МИФИ (угловое разрешение около одного градуса) [2] также дает возможность регистрировать узкие пучки высокоэнергичных (несколько ГэВ) солнечных космических лучей (СКЛ): протонов и нейтронов, рожденных во время мощных вспышек.

## **2. Мюонная диагностика КВМ при их распространении в ММП**

Одновременная регистрация потока мюонов с нескольких тысяч направлений в широком диапазоне зенитных и азимутальных углов (с разрешением порядка одного градуса) в виде непрерывной последовательности двумерных снимков-матриц позволяет проследить динамику процессов как в пространстве, так и во времени. Величина приобретенного эффекта вариаций и анизотропии ПКЛ в области высоких энергий составляет небольшую величину, поэтому требуется применение методов статистического анализа. На рис. 1 приведена схема преобразования отдельных снимков: сначала матрицы сопоставляются с усредненной матрицей за большой период при спокойных условиях в гелиосфере, затем вычисляется их разность и проводится нормализация отклонений и цифровая фильтрация-сглаживание. При спокойных гелиосферных условиях на снимках-матрицах отсутствуют какие-либо значимые структурированные области.



**Рис. 1.** Преобразование матриц: *слева направо* – значения интенсивности по отдельным пространственным проекционным углам  $\theta_x$ ,  $\theta_y$ ; усредненная матрица; нормализованная матрица; матрица после фильтрации.

На рис. 2 показана динамика уменьшения потока мюонов на протяжении четырех часов (16:30–20:30 UT) 14.12.2006 во время приближения солнечного коронального выброса массы (КВМ) к орбите Земли. Видна резкая граница очертания области космического пространства с большой величиной магнитного поля, откуда «выметается» поток ПКЛ (темный цвет). Это событие вызвало большое возмущение в магнитосфере Земли ( $D_{st} \approx -150$ ,  $K_p \approx 8$ ). На рис. 3 приведен пример отдаленной рекуррентной регистрации области КВМ на протяжении двух суток до момента его приближения к орбите Земли. Данные относятся к 18.11.2007 (05:00–06:00 UT) – слева и к 19.11.2007 (08:00–09:00 UT) 2007 – справа. Форбуш-эффект на поверхности Земли был зарегистрирован нейтронными мониторами 20.11.2007.

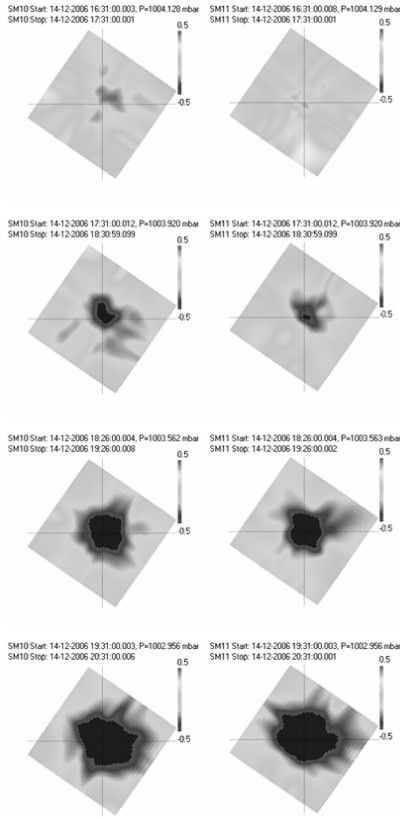


Рис. 2.

Положение «сгустка» магнитного поля (темная область) представлено в GSE координатах, с учетом поправок на искажение траектории протонов и мюонов в магнитосфере Земли и при распространении в ММП [3]. В центре рисунка показано положение Солнца. Тонкий крест соответствует расчетам движения мюона (и затем протона) с уровня Земли до границы магнитосферы с начальным вертикальным направлением. Равновесное направление ММП (спираль Архимеда) отражено косым крестом в круге. Широкая апертура годоскопа и возможность регистрации ПКЛ с большой эффективной энергией (десятки ГэВ) позволяет наблюдать пространственную топологию возмущения в ММП и ее изменения.

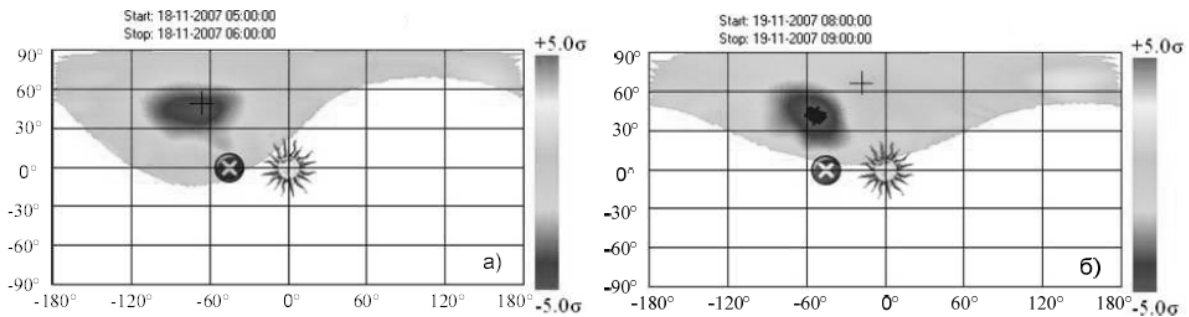


Рис. 3.

На рис. 4 представлены данные двух событий, относящихся к интервалам: (02:01–03:01 UT), (16:01–17:01 UT) 05.01.2008 (вверху) и (06:00–07:00 UT), (16:01–17:01 UT) 09.03.2008 (внизу).

Видна подковообразная форма топологии возмущения ММП (рис. 4а–4б), которая значительно меняется на протяжении полусуток. Из этой области наблюдается дефицит потока мюонов (на уровне 3–5σ). На рис. 4в–4г показана сложная картина анизотропии: справа от положения Солнца, с координатами (+20°; +40°) видна область с повышенным потоком мюонов (3–5σ), в то время как слева (–40°; +60°) наблюдается уменьшение потока частиц на таком же уровне.

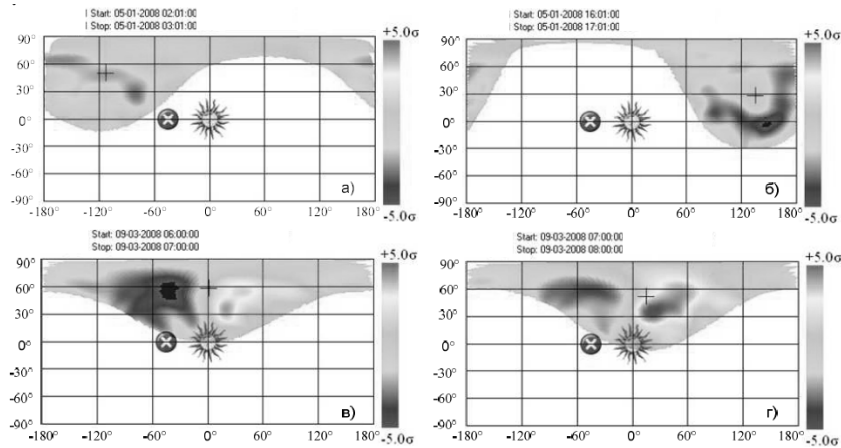


Рис. 4.

Качественно, подобная картина топологии сохраняется на протяжении большого периода времени. Данные рисунка 4 соответствуют времени прохождения КВМ через орбиту Земли [4].

### 3. Солнечные нейтроны высокой энергии

Нейтроны могут образовываться в солнечной атмосфере в реакциях с нуклонами ( $N$ ) типа перезарядки ( $p + N \rightarrow n + N + ..$ ) за счет высокоэнергичных протонов ( $T_p > 10$  ГэВ), генерированных в солнечных вспышках. Характерное время генерации составляет несколько минут. Эти нейтроны распространяются к Земле по прямой линии, подобно лучу света. В стратосфере Земли происходят реакции взаимодействия нейтронов с рождением пионов  $n + N \rightarrow \pi + N + N...$ . Вторичные мюоны образуются при распаде пионов:  $\pi \rightarrow \mu + \nu$ . При высоких энергиях траектории всех трех поколений частиц ( $n \rightarrow \pi \rightarrow \mu$ ) лежат практически на одном луче. Нижняя граница энергии нейтронов при регистрации таких процессов получается из оценки потерь энергии мюонов на ионизацию и составляет более 2 ГэВ при вертикальном попадании мюонов в годоскоп.

Для любого момента времени каждому элементу снимка-матрицы ( $ik$ ) соответствует определенный зенитный и азимутальный углы (рис. 5а) [5]. В течение прямой видимости Солнца световой луч описывает некоторую траекторию на снимках-матрицах. На рис. 5б показан пример выборки ряда  $N_{ik}(t)$ , при фиксированном значении ячейки номера ( $i, k$ ), которая в момент времени  $t_0$  соответствует солнечному направлению. Для выравнивания статистики в отдельном временном ряду проводится нормировка:

$$n_{ik}(t) = [N_{ik}(t) - f_{ik}(t)] / \sigma_{ik}.$$

Тренд  $f_{ik}(t)$  связан с медленным изменением интенсивности мюонов.

Одновременно с большой солнечной вспышкой 15.04.2001 мировая сеть нейтронных мониторов наблюдала возрастание скорости счета потока КЛ между 13:35 и 14:30 UT (GLE # 60). Апертура работавшего в это время



сцинтилляционного годоскопа ТЕМП [5] была направлена в сторону Солнца. На рис. 6 (сверху вниз) видно возрастание потока мюонов для моментов времени: 13:45, 13:51, 13:57 UT, соответствующих солнечному направлению [6]. Превышение составляло около  $4\sigma$  и обусловлено нейтронной компонентой СКЛ.

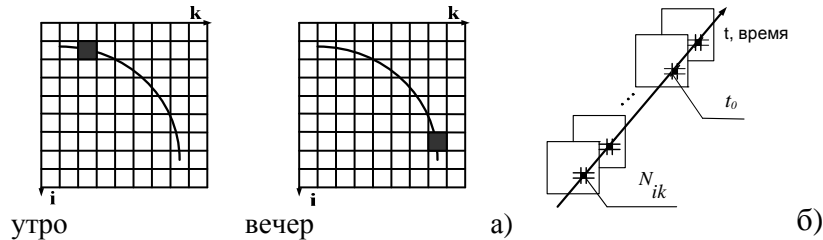


Рис. 5.

#### 4. Солнечные протоны высокой энергии

Сеть нейтронных мониторов зарегистрировала возрастание СКЛ (событие GLE # 70), начиная с 02:50 UT 13.12.2006 на протяжении нескольких часов. В это время апертура годоскопа была направлена в сторону прихода СКЛ (вдоль линии ММП).

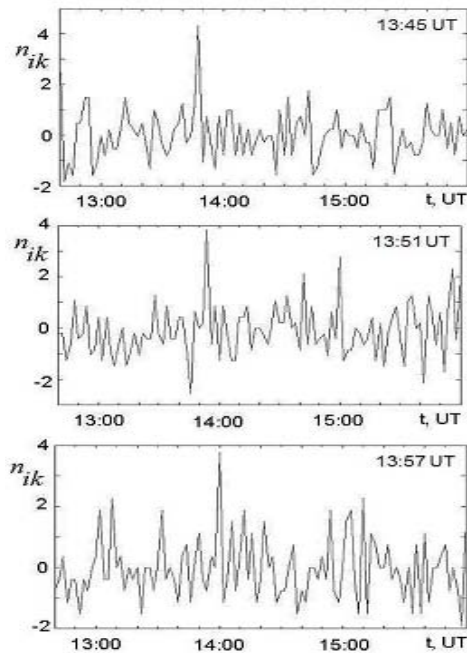


Рис. 6.

Всплеск (темный цвет) в центральной части матриц соответствует вертикальному направлению регистрации мюонов. Угловой радиус (в проекционных углах) области роста потока мюонов составляет около  $20^\circ$ . Картина пространственного распределения вспышечных протонов СКЛ у орбиты Земли получена впервые с помощью мюонной диагностики.

Годоскоп также зарегистрировал кратковременный (около 10 минут) всплеск счета мюонов ( $0.61 \pm 0.09\%$ ), что соответствует уровню достоверности более  $6\sigma$ . Матричный способ регистрации позволил детально увидеть угловое пространственное распределение дополнительного потока мюонов, связанного с СКЛ [3]. На рис. 7 показана временная последовательность 2D-изображений нормированного потока мюонов. Время экспозиции отдельного снимка составляет 4 мин. Видно, что мюоны от СКЛ в это время представляли собой почти коллимированный пучок частиц.

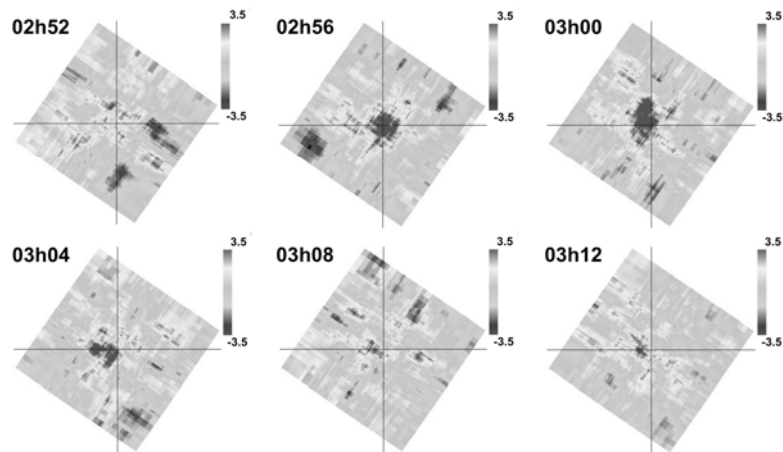


Рис. 7.

Для оценки средней энергии нейтронов и протонов СКЛ, рожденных во время вспышки и зарегистрированных по вторичным мюонам, выполнен модельный расчет с помощью программы CORSIKA [7]. Полученные значения медианной энергии частиц СКЛ лежит в пределах (4.5–7.5) ГэВ.

### Выводы

Развит новый метод мюонной диагностики, который позволяет:

- идентифицировать мощные возмущения в гелиосфере с большим опережением (1–3 суток) до их попадания на орбиту Земли. Несколько годоскопов, расположенных вдоль экватора, могут непрерывно и круглосуточно «патрулировать» возмущение космической погоды;
- изучать топологию КВМ при распространении к орбите Земли и их динамические изменения;
- изучать энергетические и временные спектры СКЛ (протонов и нейтронов) релятивистских энергий ( $T_p, T_n > 10$  ГэВ) благодаря высокому пространственно-временному разрешению аппаратуры.

Работа выполнена в Научно-образовательном центре НЕВОД НИЯУ МИФИ в рамках ведущей научной школы (НШ-5712.2010.2) при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и гранта РФФИ (10-02-01460а).

### Литература

1. Борог В.В. и др. Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т. 67. № 4. С. 515–518.
2. Барбашина Н.С. и др. ПТЭ. 2008. № 6. С. 26–32.
3. Шутенко В.В. и др. Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 3. С. 364–367.
4. SEC, ACE data: <http://www.swpc.noaa.gov/ace/>
5. Борог В.В. и др. Изв. РАН. Сер. физ. 1997. Т. 61. № 6. С. 1256–1260.
6. Борог В.В. и др. Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 6. С. 807–809.
7. Heck D. et al. Report FZKA 6019. 1998. Forschungszentrum Karlsruhe.

## **ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ В ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Биленко И.А.**

*Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия*

## **THE REGULARITIES OF CORONAL MASS EJECTION FORMATION DURING SOLAR CYCLE**

**Bilenko I.A.**

*Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

*It has been found that the evolution of the global solar magnetic field determines the coronal mass ejection (CME) rate and parameter changes. The moment of considerable increase of CME rate and parameters coincides with the transition of the global solar magnetic field structure from zonal to sectorial at the rising phase, and the decrease coincides with the transition from sectorial to zonal at the declining phase. All global coronal magnetic field structure rearrangements result in CME rate and parameter changes, especially in the growth of weak CME number.*

Корональные выбросы массы (КВМ) являются крупномасштабным явлением, охватывающим все слои солнечной атмосферы и оказывающим большое влияние на космическую погоду на орбите Земли. Различают КВМ связанные со вспышечными процессами в активных областях (АО) [1, 2], КВМ связанные с эрупцией волокон [3, 4], с крупномасштабными структурами: стримерами [5], корональными арочными структурами [6]. Различные типы КВМ имеют различные параметры и структуру, и являются следствием различных физических процессов, происходящих в атмосфере Солнца. Систематические наблюдения КВМ стали возможны с запуском и регулярной работой космического аппарата SOHO. Эти наблюдения позволили получить беспрецедентные по объему и качеству данные на протяжении более чем одного солнечного цикла. Это делает возможным детально анализировать не только отдельные события, но и выявлять закономерности изменения частоты и параметров КВМ на различных фазах солнечного цикла, а также сопоставлять их изменения в цикле, как с другими проявлениями солнечной активности, так и с динамикой солнечных магнитных полей.

В работе использован каталог КВМ [7], полученный на космическом аппарате SOHO с 1996 по 2010 г. (КО 1905 – 2105). Для сравнения с динамикой крупномасштабных магнитных полей использованы синоптические карты корональных магнитных полей обсерватории Wilcox, рассчитанные в потенциальном приближении [8]. Данные по АО взяты с обсерватории MESS. Для сравнения с динамикой корональных магнитных полей данные

параметров КВМ усреднялись за каждый каррингтоновский оборот (КО). Число КВМ суммировалось за каждый КО.

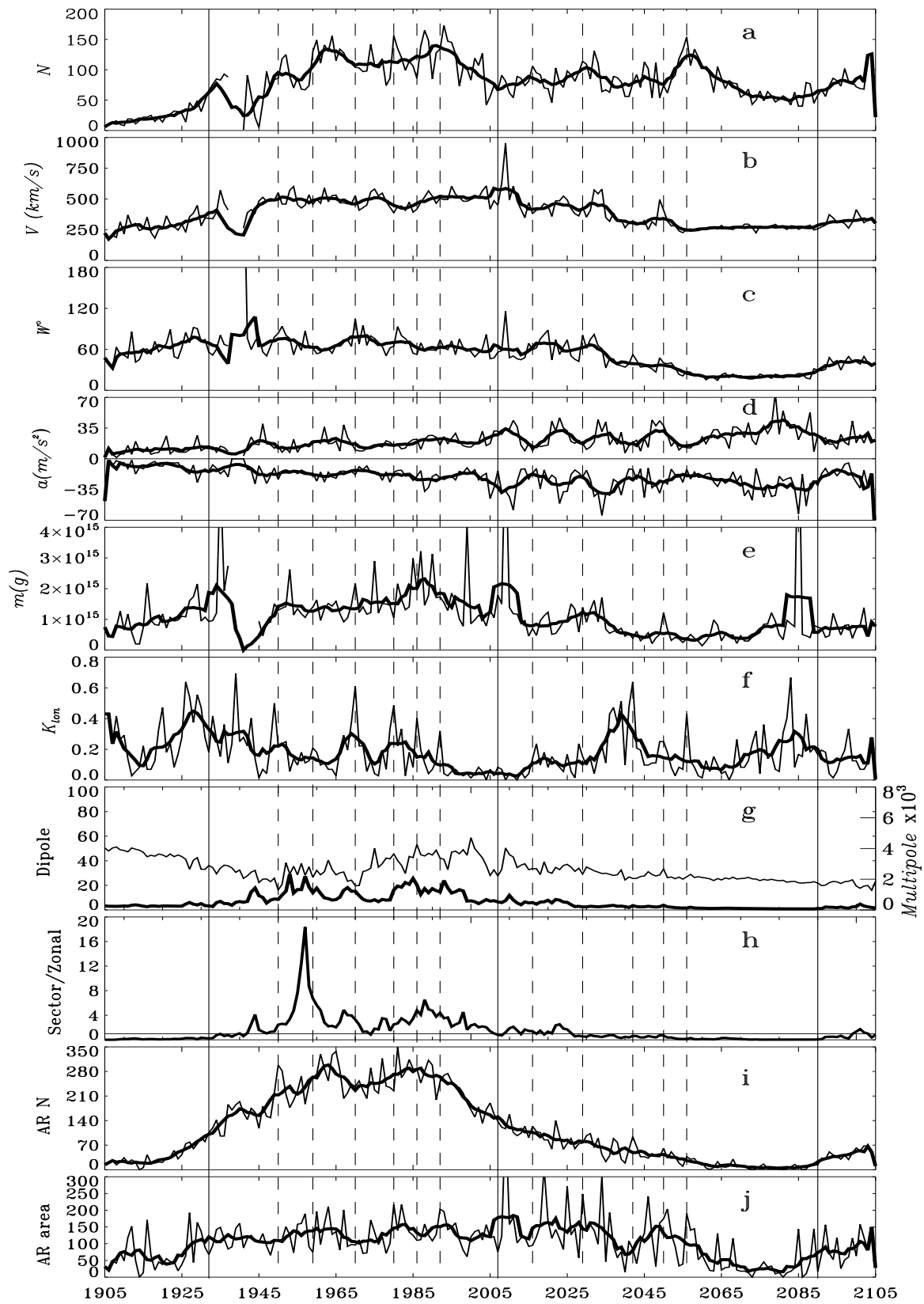


Рис. 1.

На рис. 1 представлены зависимости числа КВМ (а), их параметров: скорости (b), угла раствора в картинной плоскости (с), ускорения (d), массы (е), параметров глобального магнитного поля в короне – значения дипольной компоненты (g тонкая линия), суммы мультипольных компонент (g толстая линия), отношение суммы секторных и зональных компонент (h), а также изменение числа (i) и площади (j) АО, усредненных за КО и за 7 КО. По синоптическим картам была построена диаграмма долготного распределения корональных магнитных полей. Коэффициент  $K_{lon}$  (f), характеризующий долготную изменчивость полярности корональных магнитных полей, вычислялся как отношение числа долготных интервалов изменивших свою полярность при переходе от одного КО к следующему к общему числу долготных интервалов.

Из приведенных зависимостей видно, что все они разбиваются на несколько характерных периодов. Первый соответствует минимуму 23 цикла. Число КВМ и АО минимально, параметры КВМ – на низком уровне. Переход ко второму периоду происходит в тот момент, когда сумма секторных гармоник достигает уровня суммы зональных. Моменты их равенства отмечены на графике сплошными вертикальными линиями. Сумма мультипольных компонент начинает расти, значение дипольной компоненты уменьшается. Второй период соответствует максимуму солнечной активности. Число и параметры КВМ максимальны. Два пика на графиках числа КВМ и АО совпадают. График скорости КВМ хорошо согласуется с изменением площадей АО, что, по-видимому, соответствует увеличению числа КВМ связанных со вспышечными процессами в АО. Третий период начинается при обратном переходе от доминирования секторных структур к зональным. Среднее число КВМ за КО и значения их параметров резко уменьшается. Уменьшается и вклад мультипольных компонент. Следует отметить, что все зависимости на фазах максимума и спада имеют колебательный характер. Особенно ярко это проявляется на фазе спада в параметре ускорения. Минимумы значений ускорения КВМ отмечены штриховыми вертикальными линиями на рис. 1. Им соответствуют локальные максимумы числа КВМ и минимальные значения скорости, угла раствора, что говорит о том, что в эти моменты растет число слабых КВМ. Значения массы не имеют однозначного соответствия с изменением других параметров. Эти моменты совпадают с моментами роста  $K_{lon}$ , то есть эти моменты совпадают с моментами резкого изменения структуры магнитного поля в короне. В эти моменты происходит реорганизация структуры коронального магнитного поля, что приводит к разрушению существующей магнитной структуры короны и формированию новой. Магнитные структуры, сдерживавшие эрупцию вещества, разрушаются, и это приводит к увеличению числа КВМ. Любые незначительные нарушения устойчивости приводят к КВМ. Это облегчает, как увеличение числа КВМ связанных со вспышечными процессами в АО, так и числа КВМ связанных с эрупцией

волокон. На фазе спада число АО резко уменьшается. В этот период преобладают старые раздробленные АО с большой площадью, что уже не способствует значительному увеличению числа КВМ особенно с высокими скоростями. Суммарные площади АО за КР остаются на прежнем уровне, который они имели в максимуме солнечной активности. Четвертый период – период минимума 24 цикла солнечной активности характеризуется низкими значениями числа КВМ, скорости, угла раствора, постепенным ростом среднего значения ускорения КВМ. Этот рост сопровождается увеличением среднего значения массы, что, по-видимому, свидетельствует о росте числа КВМ, связанных с эрупцией волокон. На фазе роста 24 цикла, когда сумма секторных гармоник опять становится равной сумме зональных, опять начинается рост числа и параметров КВМ.

Проведенный анализ показывает, что глобальное магнитное поле непосредственно влияет на КВМ. Оно определяет их число на различных фазах солнечного цикла. Параметры КВМ определяются характером и структурой глобального магнитного поля. Изменения этой структуры ведут к разрушению сложившихся устойчивых магнитных конфигураций в короне, что облегчает многие эруптивные процессы. Большинство слабых КВМ, число, которых резко возрастают в моменты реорганизации коронального магнитного поля, по всей видимости, связаны с эрупцией корональных петель, устойчивость которых непосредственно определяется стабильностью магнитного коронального “каркаса”.

Wilcox Solar Observatory data used in this study was obtained via the web site <http://wso.stanford.edu> at 2011:03:22\_05:18:09\$ PDT courtesy of J.T. Hoeksema. The Wilcox Solar Observatory is currently supported by NASA. This CME catalog is generated and maintained at the CDAW Data Center by NASA and The Catholic University of America in cooperation with the Naval Research Laboratory. SOHO is a project of international cooperation between ESA and NASA.

#### Литература

1. *Harrison, R. A.*, 2003, *Adv. Space Res.*, 32, N. 12, 2425.
2. *Yashiro, S., Michalek, G., Akiyama, S., Gopalswamy, N., and Howard, R.A.*, 2008, *Astrophysical Journal*, 673, 1174.
3. *Filippov, B. and Koutchmy, S.*, 2008, *Ann. Geophys.*, 26, 3025.
4. *Gopalswamy, N., Shimojo, M., Lu, W., Yashiro, S., Shibasaki, K., and Howard, R.A.*, 2003, *Astrophysical Journal*, 586, 562.
5. *Illing, R.M.E. and Hundhausen, A.J.*, 1986, *JGR*, 91, 10951.
6. *Lara, A.*, 2008, *Astrophysical Journal*, 688, 647.
7. *Gopalswamy, N., Yashiro, S., Michalek, G., Stenborg, G., Vourlidas, A., Freeland, S., and Howard, R.*, 2009, *Earth Moon Planet*, 104, 295.
8. *Altschuler, M.D. and Newkirk, G.Jr.*, 1969, *Solar Physics*, 9, 131.

**МИКРОВОЛНОВЫЙ "ПЕКУЛЯРНЫЙ" ИСТОЧНИК  
В РАДИОИЗЛУЧЕНИИ ВСПЫШЕЧНО-АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ  
NOAA 11158 (ФЕВРАЛЬ, 2011) И NOAA 10030 (ИЮЛЬ, 2002)  
НАКАНУНЕ МОЩНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ВСПЫШЕК**

**Боровик В.Н., Григорьева И.Ю.**

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

**MICROWAVE "PECULIAR" SOURCE  
IN RADIO EMISSION OF FLARING ACTIVE REGIONS  
NOAA 11158 (FEBRUARY, 2011) AND NOAA 10030 (JULY, 2002)  
BEFORE THE POWERFUL X-CLASS FLARES**

**Borovik V.N., Grigoryeva I.Yu.**

*Central astronomical observatory at Pulkovo of RAS, St.-Petersburg, Russia*

*The evolution of magnetic structure and microwave radio emission of two flaring active regions AR 11158 and AR 10030 before the X-class flares on 15.02.11 and on 15.07.02 are compared using SDO, SOHO, TRACE data and RATAN-600 observations. In both events the appearance of the "peculiar" microwave sources associated with the new  $\delta$ -configurations in AR magnetic structure has been registered one day before the X-class flares.*

Цель данной работы – сравнить эволюцию микроволнового излучения двух активных областей NOAA 11158 и NOAA 10030 перед вспышками класса X2.2 и X3.0 (GOES), произошедшими в них соответственно 15 февраля 2011 года (максимум вспышки в 01:44 UT) и 15 июля 2002 года (максимум вспышки в 19:59 UT). Вспышка 15.02.11 – первая класса X, зарегистрированная в новом 24-м цикле солнечной активности, наблюдавшаяся с помощью новой аппаратуры SDO/HMI. Выбор второго события (15.07.02), определялся схожестью группы 10030, с которой оно было связано, и АО 11158 по структуре и уровню вспышечной активности.

Исследуемые активные области к моменту, когда в них произошли вспышки класса X, располагались в центральной части диска Солнца и представляли собой образования со сложной магнитной конфигурацией. Группа NOAA 11158 быстро развивалась на диске, площадь ее возросла от 40 м.д.п. (13.02.11) до 620 м.д.п. (17.02.11). Группа NOAA 10030 вышла на диск 10 июля 2002г; от 11 июля до 16 июля площадь ее увеличилась от 460 м.д.п. до 930 м.д.п. Обе группы отличались высокой вспышечной активностью.

Результаты ежедневных многоволновых наблюдений Солнца на радиотелескопе РАТАН-600 в диапазоне 1.7–5.0 см за периоды 13–17 февраля 2011 г. и 12–17 июля 2002 г. сопоставлялись с данными, полученными в других спектральных диапазонах со спутников SDO, SOHO, TRACE. Диа-

грамма РАТАН-600 на волне 2 см составляла 17"×13'. Благоприятное расположение групп, растянутых вдоль экватора, позволили надежно отождествить источники микроволнового излучения, выделенные на радио-сканах Солнца, с отдельными частями АО.

На рис. 1(а) и рис. 2(а) представлены фрагменты сканов Солнца в канале интенсивности, отождествленные с АО 11158 и 10030, для трех последовательных дней наблюдений перед вспышками класса X на ряде волн в диапазоне 1.7–3.2 см. Нижние сканы соответствуют самым коротким волнам, верхние – более длинным. На рис. 1(б), 2(б) приведены изображения групп пятен 11158 и 10030 (SDO/HMI и SOHO/MDI, Intensity) со спутников с наложенными на них фрагментами сканов на волне 2.1 см, а на рис. 1(в) и 2(в) даны соответствующие магнитограммы. Видно, что в микроволновом излучении обеих АО перед вспышками доминирует излучение над центральной частью групп пятен.

Для обеих групп проанализированы спектры интегральных потоков локальных радиоисточников, отождествленных с центральными частями исследуемых областей, по наблюдениям за три дня до вспышек класса X (рис. 3). На этом рисунке для обоих случаев видно изменение характера спектра за день до мощной вспышки, а именно, увеличение наклона спектра в коротковолновой части см-диапазона и локальный максимум в районе 2–4 см. Эти изменения в спектрах можно объяснить появлением и развитием в активных областях нового источника, чей поток добавился к излучению источника над центральной частью группы, регистрируемого накануне. Такой источник, отмеченный стрелкой, отчетливо виден на рис. 1(а,б). Характеристики излучения этого источника (высокий спектральный индекс и максимум излучения в районе 3 см) позволяют отнести его к так называемым "пекулярным" микроволновым источникам, которые были ранее выявлены на РАТАН-600 в ряде вспышечно-активных областей за 1–3 дня до мощных вспышек над участками наиболее тесного сближения пятен с противоположными знаками магнитного поля (см., например, [1–5]).

Исследование эволюции фотосферного магнитного поля АО 11158 по магнитограммам SDO дает основание ожидать появления "пекулярного" источника накануне вспышки X2.2 15.02.11. Так, наблюдаемое на рис. 1(в) постепенное сближение фотосферных магнитных полей противоположной полярности привело к  $\delta$ -конфигурации в центральной части группы, где и произошла вспышка X2.2 15 февраля [6].

Анализ магнитограмм АО 11130 перед вспышкой X3.0 за 13–15 июля 2002 г. также выявил образование  $\delta$ -конфигурации в результате всплывания 14 июля маленького пятна отрицательной полярности в пределах полутени пятна положительной полярности в центральной части группы (отмечено белой стрелкой на рис. 2(в)) [7]. По данным TRACE (1600 Å) именно в этом месте произошел выброс магнитного жгута [7].



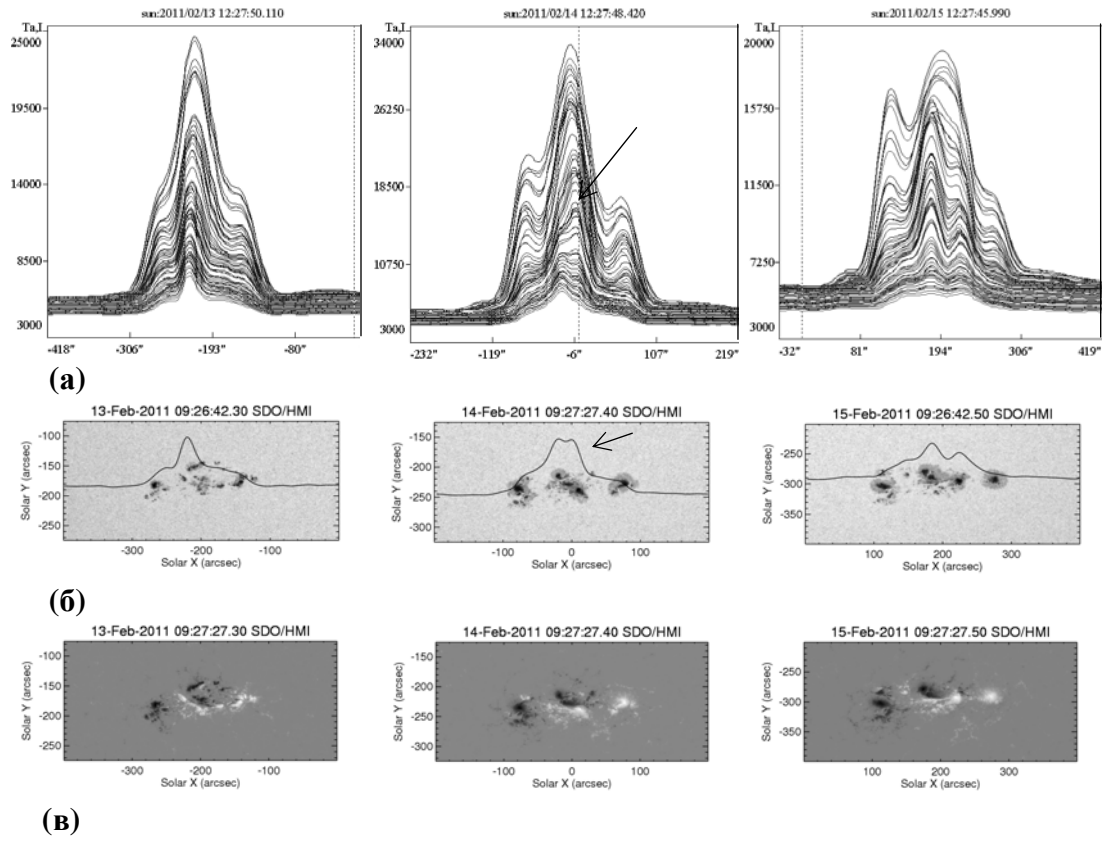


Рис. 1. Эволюция структуры области 11158 (SDO/HMI) и ее микроволнового излучения (ПАТАН-600).

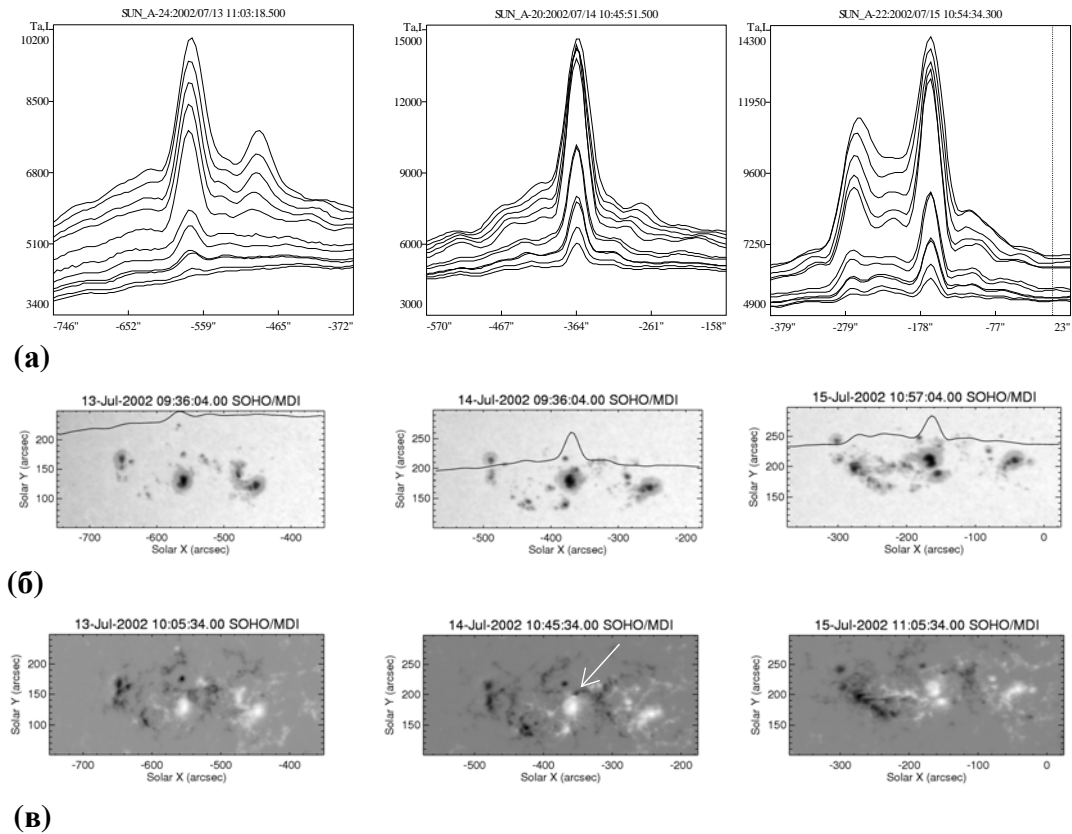


Рис. 2. Эволюция структуры области 10030 (SOHO/MDI) и ее микроволнового излучения (ПАТАН-600).

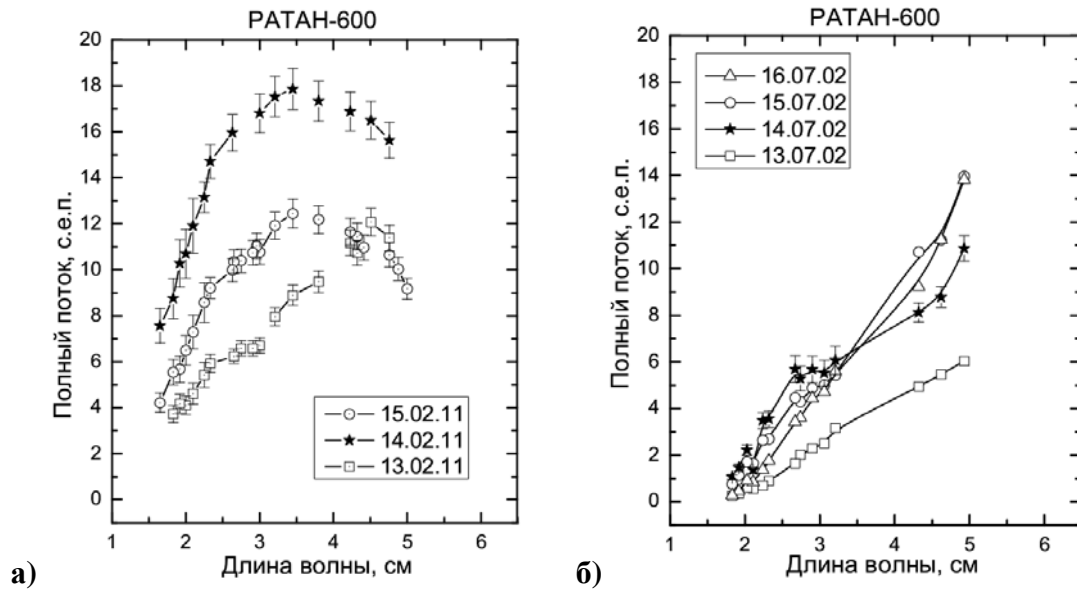


Рис. 3. Спектры потоков центральных радиоисточников активных областей 11158 (а) и 10030 (б), полученные на РАТАН-600 13–15 февраля 2011 г. и 13–16 июля 2002 г.

### Выводы

Анализ эволюции двух похожих по структуре активных областей с высокой вспыхивающей активностью АО 11158 (февраль, 2011) и АО 10030 (июль, 2002) и их микроволнового излучения выявил одинаковые особенности накануне вспышек класса X, а именно: за день до мощных вспышек зарегистрировано изменение характера спектра доминирующего источника микроволнового излучения над центральной частью группы пятен, свидетельствующее о развитии "пекулярного" микроволнового источника над новыми образовавшимися областями с  $\delta$ -конфигурацией. Начатые на РАТАН-600 в начале 80-х годов и продолженные в последнее десятилетие исследования микроволнового излучения вспыхивающе-активных областей показали, что появление в АО за 1–3 дня до мощной вспышки «пекулярного» источника радиоизлучения в районе наиболее тесного сближения теней пятен с противоположными знаками магнитного поля – один из типичных факторов прогноза мощных (геоэффективных) событий.

Авторы благодарят коллектив группы радиоастрономических исследований Солнца САО РАН (рук. В.М. Богод) за обеспечение солнечных наблюдений на РАТАН-600. Работа поддержана грантами: РФФИ 11-02-00264, ОФН-15, НШ-3645.2010.2

### Литература

1. Akhmedov Sh.B., Borovik V.N., Gelfreikh G.B. et al. // *ApJ*. 1986, V. 301, pp. 460–464.
2. Ватрушин С.М., Коржавин А.Н. // Труды VI семинара «Физика солнечной плазмы», 1989, Наука, с.100.
3. Боровик В.Н., Гречнев В.В и др. // Труды Всеросс. конф., САО Н. Архыз, 28.09–2.10.2006, СПб, с. 370.
4. Борисевич Т.П., Венгер А.П. и др. // Труды XI Пулковской Межд. конф. по физике Солнца, 2007, с.63.
5. Боровик В.Н. и др. // Труды XI Пулковской Межд. конф. по физике Солнца, 2007, с.67.
6. Kosovichev A.G. // arXiv:112.3054.
7. Liu Yu et al. // *ApJ*, 2003, V.593, L137–L140.

## **КОРОНАЛЬНЫЕ ВЫБРОСЫ МАСС 30 ИЮЛЯ 2005 ГОДА**

**Дивлекеев М.И.**

*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ*

## **CORONAL MASS EJECTIONS OF 30 JULY 2005**

**Divlekeev M.I.**

*Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia*

*Spectroscopic signatures of dynamic phenomena, which appear in active region NOAA 10792 of 2005 July 30 are discussed. In the first phenomenon the filaments begin to rise from the location of the preflare brightening close to the filament footpoint. The fast-rise phase of the filament eruption starts at the same time as the onset of the main flare. In the second phenomenon the filament eruption starts ~10 min earlier of the flare. Close relationship found between the flares in different places the active region.*

Солнечные вспышки и корональные выбросы масс (КВМ) являются наиболее мощными событиями, которые влияют на космическую погоду и вызывают сильные геомагнитные бури. Многолетние наблюдения обнаружили, что они часто представляют разные стороны одного и того же процесса, хотя их взаимосвязь до сих пор остаётся неясной.

В данной работе приводится анализ КВМ, произошедших в активной области (АО) NOAA 10792 (N12E60) 30 июля 2005 г., которые связаны со вспышками баллов C9.4, X1.3 и C8.9. Первая вспышка C9.4 (N11E53) по GOES произошла в интервале от 05:03 до 05:36 UT с максимумом в 05:19 UT, а в линии H $\alpha$  она началась в 05:07 UT, достигла максимума в 05:17 UT и завершилась в 06:05 UT. В линии CaII 8498 Å она началась около 05:03 UT, но после начала вспышки сразу сформировался КВМ с нулевой начальной лучевой скоростью.

В работе [1] показано, что эрупция волокна началась 05:03 UT, и она вызвана предвспышечной активностью. До выброса на изображениях TRACE EUV 171 Å наблюдалось в поглощении волокно S – формы. В северной части волокна произошла активация в 03:01 UT с усилением яркости в вакуумном ультрафиолете (ВУФ), сопровождающаяся медленным подъёмом, что привело к смещению волокна вверх. В 05:01 UT перед вспышкой в канале 171 Å TRACE наблюдалась область усиленной яркости, перемещающаяся между основаниями вдоль волокна S – формы. Изображения RHESSI в канале 6–12 кэВ совпадают с местами уярчения в ВУФ. В 05:03 UT южная часть волокна быстро всплывает в области рентгеновского всплеска вблизи основания волокна. В течение подъёма южной части волокна источник жёсткого рентгена RHESSI оставался на том же месте. Излучение жёсткого рентгена наблюдалось только в импульсной

фазе, а ВУФ – всё время, что дало возможность изучить эволюцию волокна и после импульсной фазы.

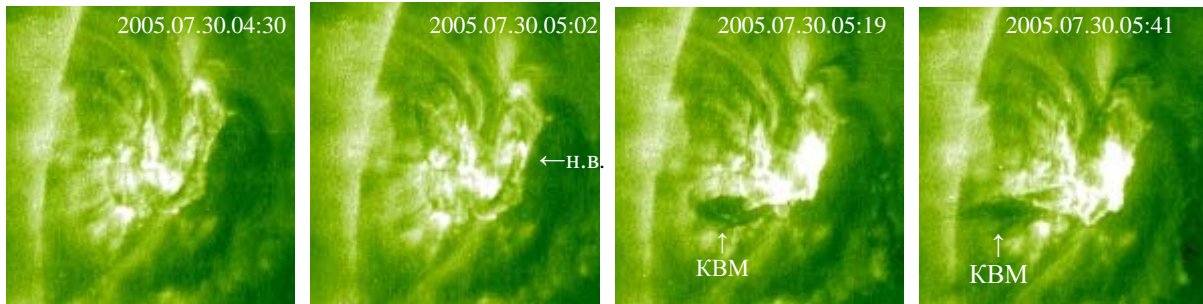


Рис. 1. Изображения SOHO EIT 171 Å.

На первом рисунке приведены изображения SOHO EIT 171 Å: в 04:30 UT – до вспышки, 05:02 UT – начало (отмечено стрелкой), 05:19 UT – максимум и 05:41 UT – конец вспышки. КВМ появился в 05:19 UT (указан стрелкой), а до этого (в области вспышки) он был закрыт структурой, излучающей в ВУФ.

Наблюдения в линии CaII 8498 Å проведены на Башенном солнечном телескопе АТБ–1 ГАИШ, МГУ в Москве. Область 10792 наблюдалась с 05:00 до 07:30 UT.

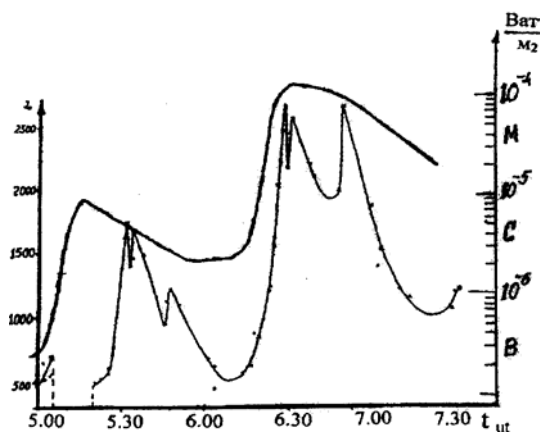


Рис. 2. Интенсивность излучения вспышки в рентгене (верхняя кривая) и в CaII 8498 Å.

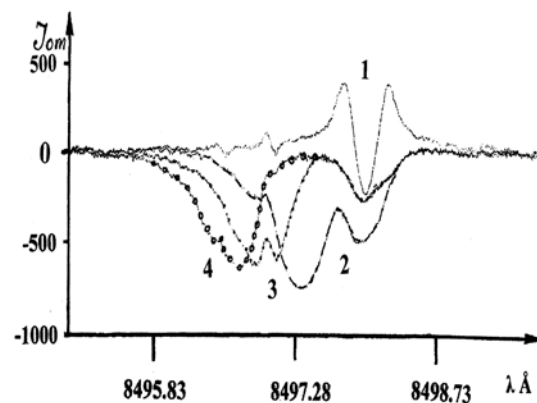


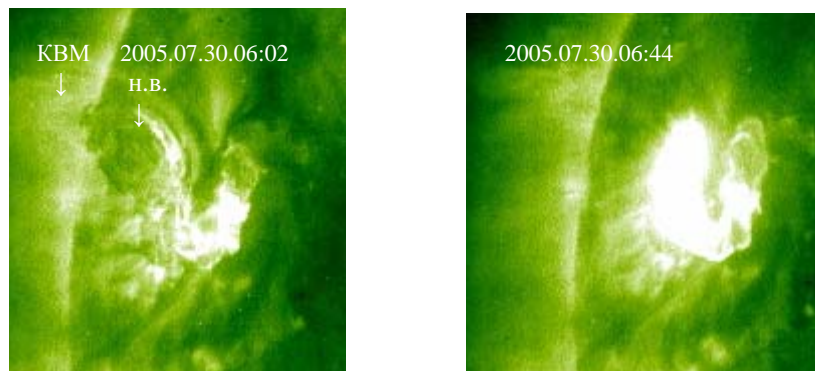
Рис. 3. Профили линии CaII 8498 Å в области вспышки (КВМ).

Параметры Башенного солнечного телескопа АТБ–1 ГАИШ, МГУ:

Фокусное расстояние	15 м
Диаметр объектива	320 мм
Диаметр изображения Солнца	140 мм
Спектральное разрешение (третий порядок)	450000
Размеры ячеек ПЗС-линейки	8×200 мкм
Обратная дисперсия на ячейку (в области 8498 Å)	2,7 mÅ
Ширина входной щели	60 мкм
Высота входной щели	200 мкм
Время экспозиции	3 с

Наблюдения выполнены в южной части АО, около основания волокна. До вспышки здесь происходило опускание вещества с лучевой скоростью  $\sim 8$  км/с [2]. График изменения интенсивности излучения со временем в рентгене и в линии CaII 8498 Å приведён на рис. 2. Видно, что вспышка началась в  $\sim 05:02$  UT, но в 05:06 UT в центре линии CaII 8498 Å возникло сильное поглощение с полушириной 0,23 Å, вызванное поступившим в область вспышки холодным веществом, которое пропускало излучение вспышки только в крыльях линии. В 05:09 UT в результате нагрева полуширина линии поглощения увеличилась до 0,46 Å и холодная плазма КВМ в линии CaII полностью заэкранировала область вспышки (кривая 2 на рис. 3). При этом возникли два компонента поглощения в линии CaII 8498 Å: первая – с нулевой лучевой скоростью, а вторая – поднимается со средней лучевой скоростью  $\sim 22$  км/с. Красное крыло второй компоненты сильно растянуто. Это указывает на то, что не вся масса вещества КВМ ускоряется одновременно. Кривые 3 и 4 рис. 3 показывают, что КВМ сформировался и его скорость со временем увеличивается, а компонента с нулевой скоростью не изменяется. Скорость КВМ растёт с ускорением  $0,4$  км/с<sup>2</sup> от нуля до  $\sim 150$  км/с в момент исчезновения из поля зрения телескопа в 05:19 UT. Ускорение КВМ, возможно, происходит и после максимума вспышки, поскольку ускорение, определённое по времени появления в поле зрения коронографа LASCO на SOHO (05:57:53 UT), составляет  $0,5$  км/с<sup>2</sup>, а скорость –  $\sim 1000$  км/с. Угловая ширина КВМ 30 градусов (по каталогу КВМ – [http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list](http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list)).

Регистрация излучения вспышки в линии CaII 8498 Å начинается только после 05:19 UT. Аналогичная задержка в H $\alpha$  была отмечена в работе [3].



**Рис. 4.** Изображения SOHO EIT 171 Å. На левом снимке стрелкой указаны КВМ и область начала вспышки, а правом приведено изображение вспышки вблизи максимума.

Как указано в работе [1] в северной части АО в 05:55 UT происходит быстрый подъём плазмы с места закрепления в середине волокна S – формы. На рис. 4 приведены изображения SOHO EIT 171 Å, полученные в 06:02 UT и 06:44 UT. На первом изображении стрелкой показаны КВМ и

место начала второй вспышки. Этот КВМ (типа гало) сопровождался более мощной вспышкой, которая по GOES имела балл X1.3 (N12E60), началась она в 06:17 UT, достигла максимума в 06:35 UT и закончилась в 07:01 UT (см. рис. 2.). Время начала и конца вспышки в H $\alpha$  имеет большой разброс, а максимум происходит в 06:26 UT. В линии CaII 8498 Å она началась в ~ 06:10 UT, имеет максимумы в 06:58 UT, 06:36 UT, 06:48 UT и закончилась в 07:20 UT. Эта вспышка в линии CaII 8498 Å наблюдалась на прежнем месте, т. е. в южной части волокна. Это указывает, что южная и северная части АО тесно связаны. В данном случае КВМ находится вне поля зрения телескопа, поэтому не регистрировался. По изображению SOHO EIT 171 Å он представляется менее плотным и сильно структурированным (смотри рис. 4.). По наблюдению в радиодиапазоне его скорость в момент появления всплеска II типа была 974 км/с [3]. Этот КВМ достигает первый, и они распространяются как КВМ типа гало со скоростью 1968 км/с [4].

Третий КВМ, который появился в поле зрения C2 LASCO в 17:24:19 UT, связан со вспышкой балла C8.9 (N12E58), произошедшей в интервале от 16:39 до 17:37 UT. Это событие мы не наблюдали.

### **Выводы**

1. Первый КВМ экранирует излучение вспышки в линии CaII 8498 Å, но не экранирует ВУФ и рентген, следовательно, всплывающее волокно в области вспышки находится выше структуры, излучающей в линии CaII 8498 Å, но ниже области образования рентгена и ВУФ.

2. Первый КВМ начинается, вероятно, одновременно со вспышкой, а второй предшествует вспышке примерно на 10 мин.

3. Наблюдения в линии CaII 8498 Å показали, что во вспышках участвовала одна и та же структура, излучающая в линии CaII, которая находится в нижней хромосфере или даже в фотосфере.

### **Литература**

1. C. Chifor, D. Tripathi, H.E. Mason, B.R. Dennis // *Astron. and Astrophys.*, 2007, v. 472, p. 967.
2. М.И. Дивлекеев // *Солнечно – Земная физика*, 2008, т. 12, №1, с. 34.
3. R.C. Canfield, A.L. Kiplinger, M.J. Penn, J.-P. Wülser // *Astrophys.J.*, 1990, v. 363, p. 318.
4. R. Ramesh, C. Kathiravan, S.S. Kartha, N. Gopalswamy // *Astrophys.J.*, 2010, v. 712, p. 188.

## **ОЦЕНКА И СОПОСТАВЛЕНИЕ ДОЛГОВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ АРТЕРИАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ И ПУЛЬСА С СОЛНЕЧНЫМИ И АТМОСФЕРНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ**

**Исайкина О.А.<sup>1</sup>, Кукса Ю.И.<sup>2</sup>, Шибяев И.Г.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>ГИИМ (Государственный институт профилактической медицины), Москва

<sup>2</sup>ЦГЭМИ ИФЗ РАН, Троицк

<sup>3</sup>ИЗМИРАН, Троицк

## **ESTIMATION AND COMPARISON OF LONG-TERM DYNAMICS ARTERIAL PRESSURE AND PULSE WITH SOLAR AND ATMOSPHERIC PARAMETERS**

**Isajkina O.J.<sup>1</sup>, Kuksa J.I.<sup>2</sup>, Shibaev I.G.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>SRCPM (the State research centre of preventive medicine), Moscow

<sup>2</sup>GEMRC IPE RAS, Troitsk

<sup>3</sup>IZMIRAN, Troitsk

*In the given work long supervision are analyzed Systolic arterial pressure (SAP), Diastolic arterial pressure (DAP) and Pulse: heartbeats per minute (HPM) taken from a diary self-checking of the patient with hypertonic disease, on a background of reception pharmacologic preparations. Pharmacologic the preparation was accepted once in day in the morning. Measurements were carried out from March, 25, till April, 02 2010 (only 4758 days) twice per day: in the morning, before reception of a preparation, and in the evening.*

*Morning and evening data the SAP, DAP and HPM are analyzed separately and their estimations are compared to results of the analysis of daily data atmospheric pressure (AP). Except for comparison of statistical characteristics of data the spectral harmonic with the period in 7 days is in detail analyzed, typical for evening data and its modulation. In morning data follows to note display "lunar" components with the period~27.35 days. Also comparison of researched data to daily series Wolf's numbers is carried out, in which the harmonic with the period in 26.6 days is obviously allocated.*

### **Введение**

В данной работе анализируются длительные наблюдения систолического артериального давления (САД), диастолического артериального давления (ДАД) и частоты сердечных сокращений (ЧСС), взятых из дневника самоконтроля пациента с гипертоническим заболеванием, на фоне приема гипотензивных препаратов. Гипотензивный препарат принимался один раз в сутки утром. Измерения проводились с 25 марта 1997 г. по 02 апреля 2010 г. (всего 4758 дня) дважды в сутки: утром, до приема препарата, и вечером. Утренние и вечерние ряды САД, ДАД и ЧСС анализируются отдельно и их оценки сопоставлены с результатами анализа ежедневного ряда атмосферного давления (Н). Кроме сравнения статистических характеристик рядов подробно анализируется спектральная гармоника с периодом в 7 дней, типичная для вечерних рядов, и её модуляция. В утренних рядах следует отметить проявление "лунной" компоненты с периодом ~27.35

дня. Также проведено сопоставление исследуемых рядов с суточными числами Вольфа, в которых явно выделяется гармоника с периодом в 26.6 суток.

### Общие оценки

Статистические оценки утренних и вечерних рядов и атмосферного давления представлены в Таблице, где приведены среднее, корень из дисперсии, эксцесс (коэффициент Куртосиса – kurtosis) и асимметрия (skewness) для рассматриваемых рядов.

Таблица.

	mean	$\sigma^{1/2}$	kurtosis	skewness	
ЧСС	58.21	4.63	3.89	0.57	утро
	62.02	6.47	3.20	0.43	вечер
САД	125.95	8.59	4.52	0.62	утро
	123.10	10.15	3.60	0.35	вечер
ДАД	82.12	4.91	4.15	0.68	утро
	80.02	5.83	3.54	0.14	вечер
Н	746.23	8.30	3.56	-- 0.158	

Наглядную оценку САД, ДАД и ЧСС дают гистограммы (Рис. 1). На гистограммы наложены графики нормальных распределений, соответствующие параметрам этих рядов. Видно хорошее соответствие этого распределения с реальными данными, несмотря на различную степень локальной гладкости. Для пульса и давлений относительный разброс (отношение корня из дисперсии к среднему) находится в диапазоне [6.0–10.4]%, этот параметр у атмосферного давления равен 1.1%. Важно подчеркнуть положительность асимметрии распределений САД, ДАД и ЧСС в отличие от отрицательной асимметрии распределения Н.

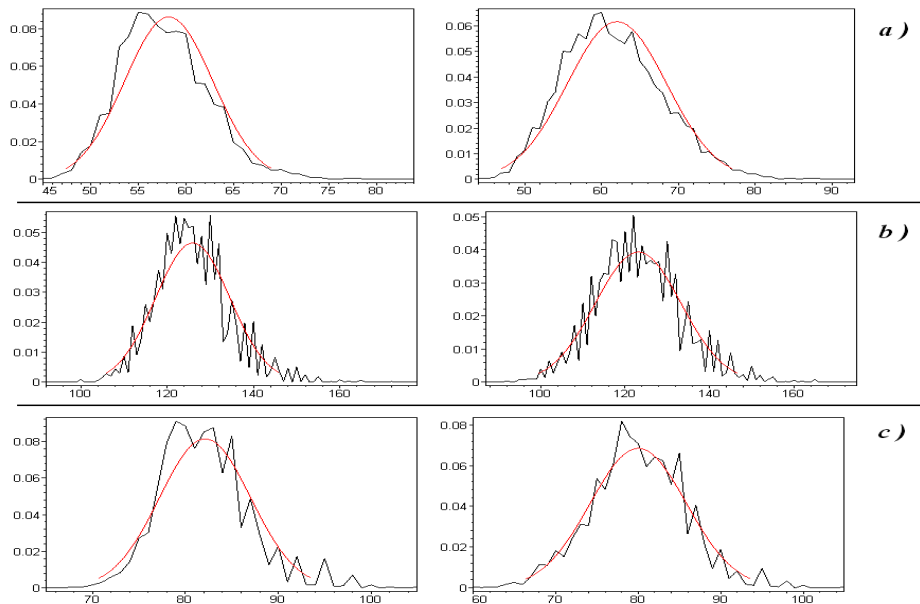
### Недельная и полунедельная гармоника

Существенные отличия в характеристиках утренних и вечерних рядов прослеживаются в различных спектральных компонентах. На Рис. 2. представлена окрестность недельной компоненты и обращает внимание её отсутствие в утренних рядах (Рис. 2а,2с – сплошная линия) пульса и нижнего давления. В вечерних рядах семидневная компонента явно выделяется, а у пульса ещё и модулируется (появление двух боковых пиков) с периодом ~ 3 года (Рис. 2а, прерывистая линия). **В целом у недельных компонент вечерние амплитуды превосходят утренние.** У полунедельных спектральных компонент ситуация похожая, но отношение утренних и вечерних амплитуд иное (Рис. 3.).

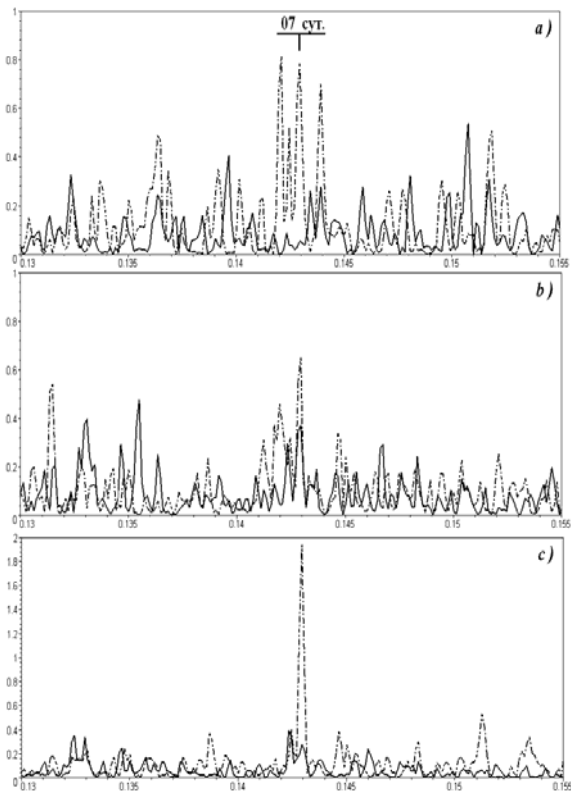
**27-дневка.** Интересен анализ спектров окрестности 27-дневки для пульса, верхнего и нижнего давлений (Рис. 4а,b,c) и, соответствующее сравнение, с ежедневными числами Вольфа (Рис. 4d). **Теперь явно преобладает утренняя компонента пульса с периодом  $T = 27.35$  суток.** Ос-



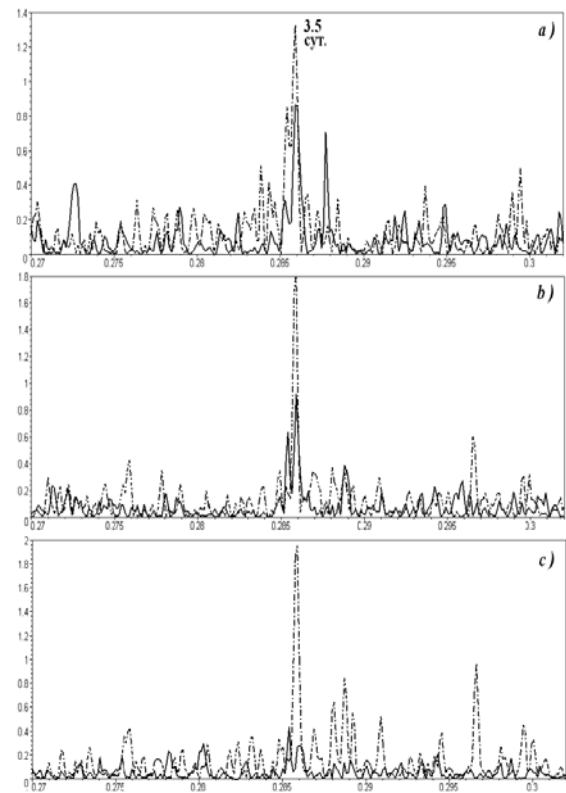
новная гармоника чисел Вольфа соответствует периоду в 26.6 суток. К этому следует добавить, что тройной "лунный" период  $3 \cdot T = 81.9$  суток четко выделяется в пульсе и атмосферном давлении (Рис. 5).



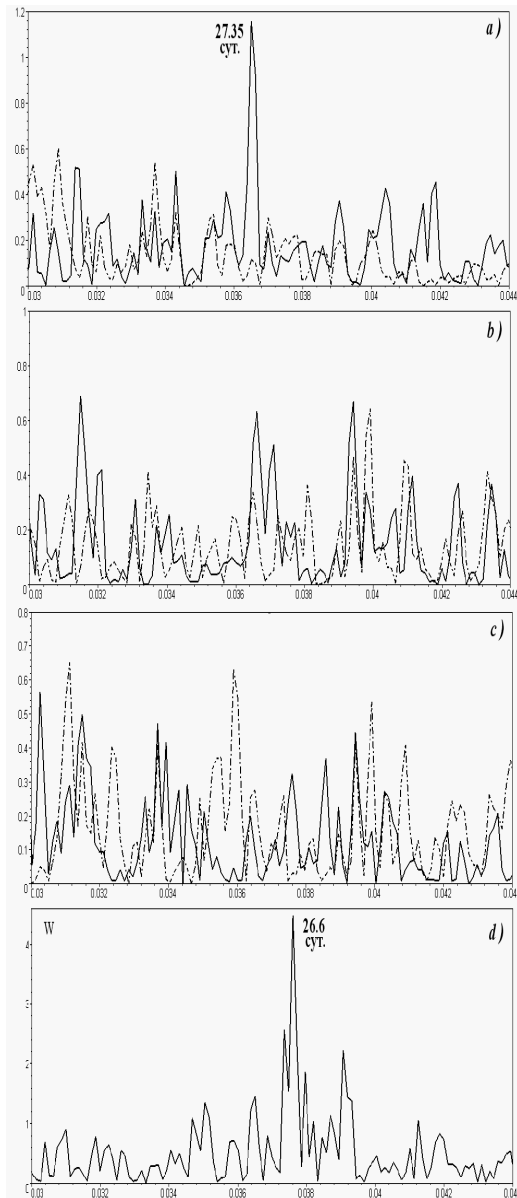
**Рис. 1.** Гистограммы: *a)* пульс; *b)* верхнее давление; *c)* нижнее давление.  
Левая колонка – утро; правая колонка – вечер.



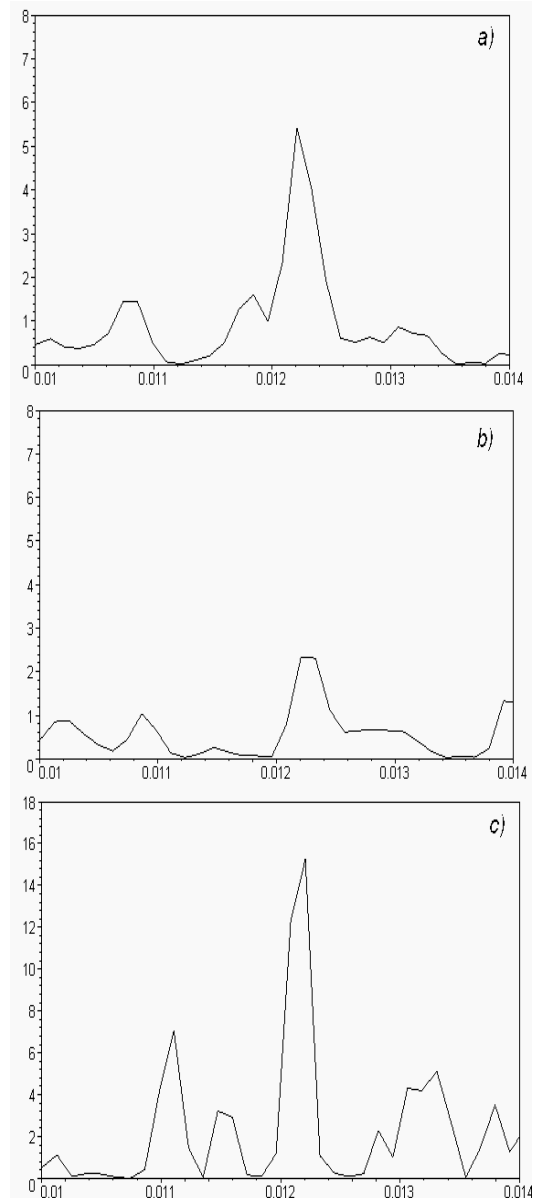
**Рис. 2.** Спектр, окрестность 7-дневки.  
*a)* ЧСС; *b)* САД; *c)* ДАД.  
..... – утро; ..... – вечер.



**Рис. 3.** Спектр, окрестность 3.5-дневки.  
*a)* ЧСС; *b)* САД; *c)* ДАД.  
..... – утро; ..... – вечер.



**Рис. 4.** Спектр, окрестность 27-дневки.  
*a)* ЧСС; *b)* САД; *c)* ДАД; *d)* W-daily.  
 ..... – утро; ..... – вечер.



**Рис. 5.** Спектр, окрестность 81.9-дневки.  
*a)* ЧСС – утро; *b)* ЧСС – вечер; *c)* Н.

### Краткие выводы

У вечерних рядов САД, ДАД и ЧСС и атмосферного давления эксцесс сравним. Асимметрия утренних рядов может значительно превосходить асимметрию вечерних массивов. Это все говорит о более устойчивом функционировании организма к вечеру и достаточно быстрой его релаксации от ритмических нагрузок, что подчеркивается отсутствием "недельной" и присутствием "лунной" компонент в утренних рядах.

Авторы считают разумным провести в дальнейшем более подробное сопоставление рядов САД, ДАД и ЧСС не только с фоновыми данными, но и лунными параметрами.

## **ХАРАКТЕРИСТИКИ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ И СОПУТСТВУЮЩИХ ЯВЛЕНИЙ НА СОЛНЦЕ**

**Порфирьева Г.<sup>1</sup>, Якунина Г.<sup>1</sup>, Делоне А.<sup>1</sup>, Боровик В.<sup>2</sup>, Григорьева И.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва*

<sup>2</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург*

## **CHARACTERISTICS OF CORONAL MASS EJECTIONS AND ASSOCIATED EVENTS ON THE SUN**

**Porfir'eva G.<sup>1</sup>, Yakunina G.<sup>1</sup>, Delone A.<sup>1</sup>, Borovik V.<sup>2</sup>, Grigoryeva I.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*State Astronomical institute by P.K. Sternberg, Moscow*

<sup>2</sup>*Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo, St. Petersburg, Russia,*

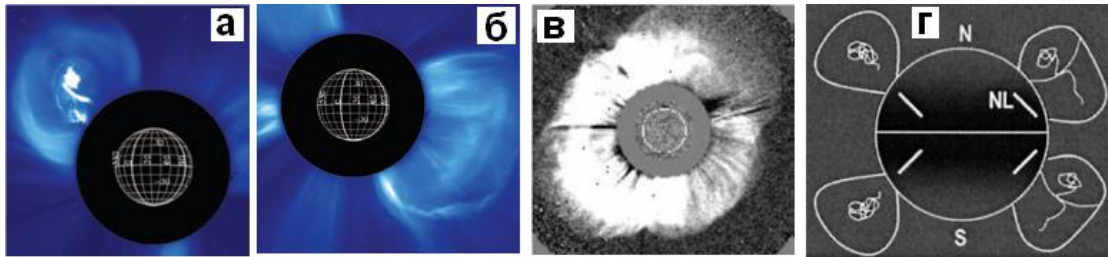
*On the base of observations in H $\alpha$ , EUV, X-ray, and white-light on the ground and aboard SOHO, STEREO and GOES, data on coronal mass ejections (CMEs) on the Sun have been collected. Observed morphology of CMEs in white light depends on magnetic field topology at low corona and sight of view. Statistical relationships between CMEs characteristics and associated flares properties are considered. Data from published papers and Internet have been used.*

Представлен краткий обзор результатов наблюдений корональных выбросов массы (CMEs) и связанных с ними явлений. CMEs могут наблюдаться в связи со вспышками, эруптивными протуберанцами и сопровождаются радиовсплесками разных типов. Расширяющиеся арки, активизация волокон рассматриваются как предвспышечные события. Постэруптивные арки и димминги являются постэруптивными событиями. Эрупция CMEs связана с открытием магнитных полей (МП) и перестройкой магнитных структур в короне в результате пересоединения. Используются данные, полученные за последние десятилетия с борта SOHO и STEREO.

Необходимым условием связи CME со вспышкой считаются временное и пространственное совпадение. Согласно анализу большого массива данных наблюдений за 11-летний период (1996–2006) события должны возникать в одном и том же квадранте, т. е. разница их позиционных углов  $PA \leq \pm 45^\circ$ , а разница между временем появления CME в поле зрения коронографа и началом вспышки должна составлять 10–80<sup>m</sup> [1].

Наблюдаемая морфология CME зависит от топологии МП в нижней короне Солнца и ориентации CME по отношению к наблюдателю. Типичный выброс CME состоит из трех частей и имеет яркий ведущий фронт, за которым следует темная полость и хвостовое яркое ядро, представляющее собой выброшенное волокно (рис. 1а). Существуют также и диффузные CMEs с размытой структурой и уплощенной формой (рис. 1б). CMEs типа гало наблюдаются в виде яркого ореола, окружающего диск Солнца. Такие CMEs представляют собой выбросы, возникающие вблизи центрального

меридиана и направленные к Земле или от Земли в зависимости от того, зародились ли они на видимой или противоположной от наблюдателя стороне Солнца (рис. 1в). Различают симметричные и асимметричные формы. Выбросы типа гало являются наиболее геоэффективными.



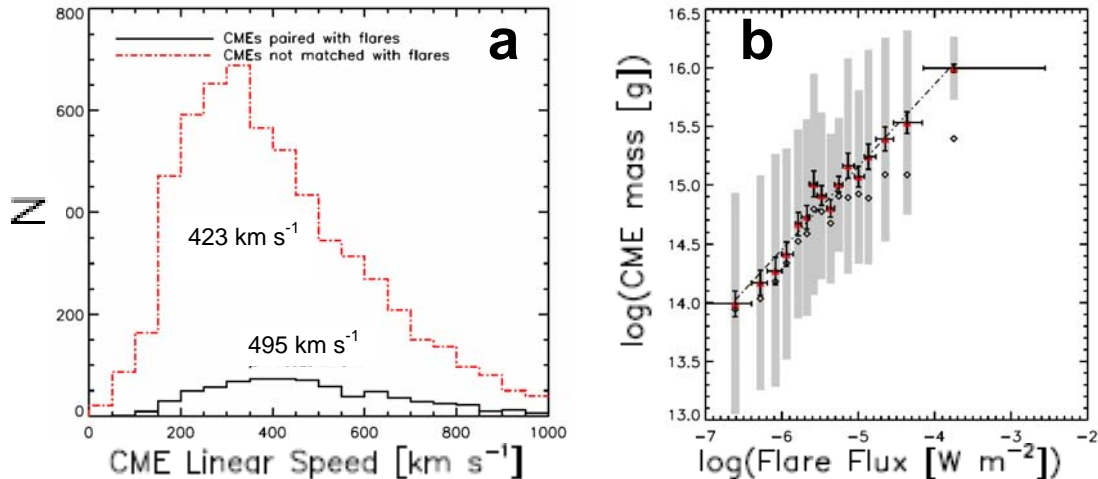
**Рис. 1.** Наблюдаемый вид CME: **а)** типичный, LASCO C2 SOHO, 04.01.2002 г., по рис. 13 [2]; **б)** диффузный, LASCO C2 SOHO, 22.05.2002 г., по рис. 14 [2]; **в)** гало, COR2 STEREO B, 26.04.2008 г., по рис. 1.6.6. [3]; **г)** схема 4-х CMEs в проекции на картинную плоскость, по рис. 15 [2].

CMEs представляют собой оптически тонкие образования, и мы видим их в проекции на картинную плоскость. Наблюдения, полученные в белом свете одновременно из разных точек пространства со STEREO, дают разные изображения (см. рис. 1 [4]). Обычно полагают, что CME представляет собой цилиндрический магнитный жгут, ось которого в межпланетном пространстве представляет собой огромную петлеобразную структуру. Основания этой большой петли закреплены на поверхности Солнца (рис. 1 [5]). Анализ, проведенный в [2, 6], показал, что наблюдаемый вид CME определяется положением нейтральной линии NL в активной области, где возник CME, относительно лимба Солнца. В зависимости от ориентации NL CME может быть виден или вдоль оси жгута, и тогда выявляется его структура, или виден сбоку, и тогда он будет завуалирован обволакивающим магнитным полем и выглядит диффузным. Схема проекций CMEs для 4-х событий вблизи лимба на видимом диске Солнца представлена на рис. 1г. NL – нейтральная линия. Согласно закону Хейля-Никольсона NLs как в северном, так и в южном полушарии наклонены в сторону солнечного экватора.

Распространяясь в гелиосфере, CME сохраняет направление закрученности (магнитной спиральности) выброшенного МП. Статистически в северном полушарии сохраняется левосторонняя, а в южном правосторонняя спиральность. В ноябре 2003 г. NOAA 10501 показала высокую всплещечную активность, 18 ноября были зарегистрированы 3 вспышки и выбросы волокон, сопровождавшиеся CMEs со скоростями  $\sim 1223 \text{ км с}^{-1}$  и  $\sim 1660 \text{ км с}^{-1}$ , 20 ноября КА ACE зафиксировал магнитное облако положительной спиральности, вызвавшее самую сильную в 23 цикле солнечной активности геомагнитную бурю. Анализ данных показал, что вспышки и CMEs были связаны с выбросами сегментов большого волокна положи-

тельной спиральности, в то время как АО и основная часть волокна имело отрицательную магнитную спиральность [7].

В [1] рассматриваются корреляции между характеристиками CME и вспышками. Используются данные за 1996.01–2006.12 гг. Каталог NASA, Catholic University of America, NRL (по наблюдениям в белом свете WL на LASCO SOHO) содержит 13862 CMEs, из них с хорошо измеряемыми массами – 6733 CMEs (известны масса, линейная скорость, ускорение, угловая ширина), по данным GOES зарегистрированы 22674 вспышки, из них с хорошо известными координатами – 12050 вспышек. Было найдено 826 пар связанных событий CME/flare. Статистически CMEs, сопровождающиеся вспышками, имеют большие скорости ( $V = 495 \pm 8 \text{ км с}^{-1}$ ) по сравнению с CMEs, не связанными со вспышками ( $V = 422 \pm 3 \text{ км с}^{-1}$ ) (рис. 2а). Наиболее массивные и широкие CMEs связаны с наиболее энергичными вспышками (рис. 2б и таблица)]. Ширина CME увеличивается с массой CME (рис. 13 [1]).



**Рис 2.** а) Зависимость скорости CME от связи со вспышкой, по рис. 7 [1];  
 б) связь массы CME с мощностью вспышки, по рис. 16 [1].

**Таблица**

Flare class	CME width
B	$42 \pm 14^\circ$
C	$53 \pm 0.9^\circ$
M	$63 \pm 1.8^\circ$
X	$80 \pm 10^\circ$

Таблица составлена авторами по материалам, взятым из ([1], рис 12).

Прохождение CMEs через корону Солнца сопровождается потоками ускоренных частиц, радиовсплесками и ударными волнами. Возмущения в гелиосфере, вызываемые наиболее сильными CMEs, могут достигать Земли и являться причиной магнитных бурь. CMEs, сопровождающиеся радиовсплесками II типа в метровом диапазоне, имеют  $V \sim 600 \text{ км с}^{-1}$ , и CMEs,

связанные с длинноволновой радиоэмиссией (вплоть до км волн), являются наиболее быстрыми ( $V \sim 1500 \text{ км с}^{-1}$ ). Радиоявления, связанные со вспышками, эрупцией волокон и СМЕ, исследованы многими авторами [8–12].

### **Заключение**

Представлен краткий обзор результатов наблюдений корональных выбросов массы (СМЕs) и связанных с ними явлений, полученных за последние десятилетия с борта SOHO и STEREO. Наблюдение СМЕ разных морфологических типов можно объяснить структурой магнитного поля в нижней короне Солнца и ориентацией СМЕ в пространстве по отношению к наблюдателю. Свойства вспышек и выбросов корональной массы, возникающих в одних и тех же АО, коррелируют между собой. Обнаруживаются статистические связи между характеристиками СМЕ и сопутствующих явлений. СМЕs, связанные со вспышками, имеют большие скорости, чем СМЕs, не связанные со вспышками ( $495 \pm 8 \text{ км с}^{-1}$  и  $422 \pm 3 \text{ км с}^{-1}$  соответственно [1]). Ширина СМЕs, связанных со вспышками, пропорциональна рентгеновскому потоку вспышки:  $80^\circ \pm 10^\circ$  для СМЕs, связанных с вспышками X класса и  $42^\circ \pm 1.4^\circ$  для СМЕs, связанных с вспышками B класса. Наиболее массивные и широкие СМЕs связаны с наиболее энергичными вспышками [1].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 11-02-00843 а, ОФН-15 и НШ-3645.2010.2.

### **Литература**

1. Aarnio A. N. et al., *Solar Phys.*, 2011, **268**, 195.
2. Cremades H., Bothmer V., *A&A*, 2004, **422**, 307.
3. Кузнецов В. Д., “*Плазменная гелиофизика*”, 2008, ИКИ РАН, Москва, **1**, 82.
4. Colaninno R. C., Vourlidas A., *Ap. J.*, 2009, **698**, 852.
5. Wang Y. et al., *J. Geophys. Res.*, 2009, **114** (A13), 10104.
6. Cremades H., Bothmer V., Tripathi D., *Adv. Space Res.*, 2006, **38**, 461.
7. Chandra R. et al., *Solar Phys.*, 2010, **261**, 127.
8. Wagner W. J., Hildner E., House L. L. et al., *Ap. J.*, 1981, **244**, L123.
9. Gopalswamy N. and Kundu M. R., *Solar Phys.*, 1993, **143**, 327.
10. Akmal A., *Ap. J.*, 2001, **553**, 922.
11. Grechnev V. V., et al., *Solar Phys.*, 2004, **225**, 379.
12. Borovik V. N., et al., *Proc. IAU No 226*, 2005, 108, K.P. Dere, J. Wang and Y. Yan eds.

## **ПРОГНОЗИРОВАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПОСРЕДСТВОМ НЕЛИНЕЙНОГО РЕГРЕССИОННОГО ЧАСТОТНО-ВРЕМЕННОГО АНАЛИЗА РЯДА ЧИСЕЛ ВОЛЬФА**

**Пятигорский А.Г., Пятигорский Г.А.**

*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,  
194021 С.-Петербург, Политехническая 26, E-Mail: pga.crlab@pop.ioffe.rssi.ru*

## **PREDICTION OF SUN ACTIVITY BY MEANS OF RESEARCHING THE WOLF NUMBERS USING NONLINEAR FREQUENCY-TIME REGRESSION ANALYSIS**

**Piatigorsky A.G., Piatigorsky G.A.**

*Ioffe Physico-Technical Institute, Politekhnikeskaya 26,  
St.-Petersburg, Russia, 194021, E-Mail: pga.crlab@pop.ioffe.rssi.ru*

*Results of Wolf sunspot numbers prediction by the method of the nonlinear frequency-time regression analysis are reported. New mathematical model for extrapolation of Wolf sunspot numbers are considered.*

Начиная с 1998 года, авторы исследовали в частотно-временной области помесечный ряд Вольфа  $W(t)$  [1] и на основании этого делали попытки прогноза солнечной активности (СА) [2]. Первоначально для изучения  $W(t)$  использовался разработанный нами метод «Пилот» Он является средством предварительного анализа данных в ФТ-области и позволяет оценить вид объектов на таких диаграммах. Анализ  $W(t)$  посредством этого метода показал, что для большинства мощных объектов на ФТ-диаграмме приемлемой формой описания является модель волнового пакета (ВП) (1) с огибающей  $A(t)$ , спадающей по его краям при постоянной или квазипостоянной частоте несущей  $\Omega$ .

$$M_i(t) = A_i(t) \cdot (U_i + S_i \cdot \sin(\Omega_i t) + C_i \cdot \cos(\Omega_i t)) \quad (1)$$

При этом исходный временной ряд является суммой таких ВП и аддитивного шума. С тех пор нами было построено и проверено большое количество моделей ВП с целью улучшения качества прогноза. Основным результатом явилось понимание, что появление новых и исчезновение старых ВП приводит к ошибкам прогноза, увеличивающихся с ростом их амплитуды в зоне прогноза.

Для определения параметров ВП используется программа нелинейной минимизации с ограничениями в виде неравенств. Это является особенностью данного метода. Неравенства учитываются при помощи идеологии барьерных поверхностей (подмножество методов штрафных функций). Их «изюминка» – отсутствие штрафа в точках, принадлежащих разрешённым областям и квадратичный штраф за каждое из нарушений разрешённых

границ. Результирующая функция обладает овражными свойствами на границах разрешённых областей.

Все предыдущие модели ВП, использовавшиеся нами ранее были одновариантными, т.е. они могли менять свою форму только за счёт изменения значений своих параметров. В данной работе мы впервые предлагаем вашему вниманию прогноз, основанный на многовариантной модели ВП.

В процессе поиска наилучших моделей ВП за последние 12 лет нами было проверено большое количество моделей. В самом общем виде они могут быть разделены на 4 класса:

1. Ограниченные во времени слева и справа
2. Ограниченные слева и не ограниченные справа
3. Ограниченные справа и не ограниченные слева
4. Не ограниченные с обоих концов.

Каждый из этих вариантов на тестах доказал право на своё существование хотя бы формально. Трудностью для их совместного использования была необходимость автоматизации выбора между этими вариантами в процессе минимизации, параметрами которой являются сугубо вещественные числа. Выходом из этого тупика явилась «перегрузка» одного из параметров минимизации, а именно коэффициента асимметрии волнового пакета « $k$ », использовавшегося нами уже достаточно давно в различных моделях ВП для возможности «перекашивания» ВП влево или вправо относительно его центра. Для этого пришлось «зажать»  $k$  в пределах  $]-1 + \epsilon; +1 - \epsilon[$  ( $\epsilon = 0.01$ ) и поменять определение по его использованию для преобразования времени на следующее:

$$R(t) = \left\{ \begin{array}{ll} -1 + (1+k)/(1-k) \cdot (p-k+1), & p \in ]-\infty; k-1[ \\ p/(k \cdot p - k \cdot k + 1), & p \in [k-1; k+1] \\ +1 + (1-k)/(1+k) \cdot (p-k-1), & p \in ]k+1; +\infty[ \end{array} \right\} \quad (2)$$

где  $p = (t - t_0) / \Delta t$ ;  $t$  – время;  $t_0$  – время, соответствующее центру волнового пакета;  $\Delta t$  – его полуширина. При таком подходе оказалось возможным «транслировать» значение « $k$ » на его же собственную ось сколько угодно раз со смещением на двойку. При этом  $k = K - 2(Q - 1)$ , где  $Q$  – номер варианта из вышеперечисленных, а  $K$  – «перегруженный» коэффициент асимметрии. При этом номер вида огибающей  $A(t)$  в (3) зависит от значения номера варианта  $Q$ , равного  $1 + \text{int}((1 + K)/2)$ , где «int» используется для обозначения функции целой части вещественного числа.

На основании этой модели волновых пакетов был произведён прогноз СА по данным 1749–2011 года и оценка достоверности такого прогноза посредством попытки восстановления пропущенных данных для 4 последних циклов СА. При этом использовалось 57 ВП. В качестве входных данных использовался модифицированный ряд Вольфа (4).



$$A(t) = \left\{ \begin{array}{l} A_1(t) = 1 + R^2 \cdot (R^2 - 2), \quad R \in [-1; +1] \\ A_2(t) = 2 \cdot (1 + R) / (1 + (1 + R)^2), \quad R \in [-1; +\infty[ \\ A_3(t) = 2 |1 - R| / (1 + (1 - R)^2), \quad R \in ]-\infty; +1] \\ A_4(t) = 1 / (1 + R)^2, \quad R \in ]-\infty; +\infty] \end{array} \right\} \quad (3)$$

$$K(t) = \pm \sqrt{W(t)} \quad (4)$$

В  $K(t)$  знак определяется чётностью номера цикла СА. Также была предпринята попытка восстановления пропущенных данных 4 циклов СА по исходному ряду Вольфа  $W(t)$ . При этом использовалось 66 ВП. «Традиционно» для сложных моделей ВП она оказалась неудачной. Прогноз для исходного ряда  $W(t)$  не приводим по причине бессмысленности.

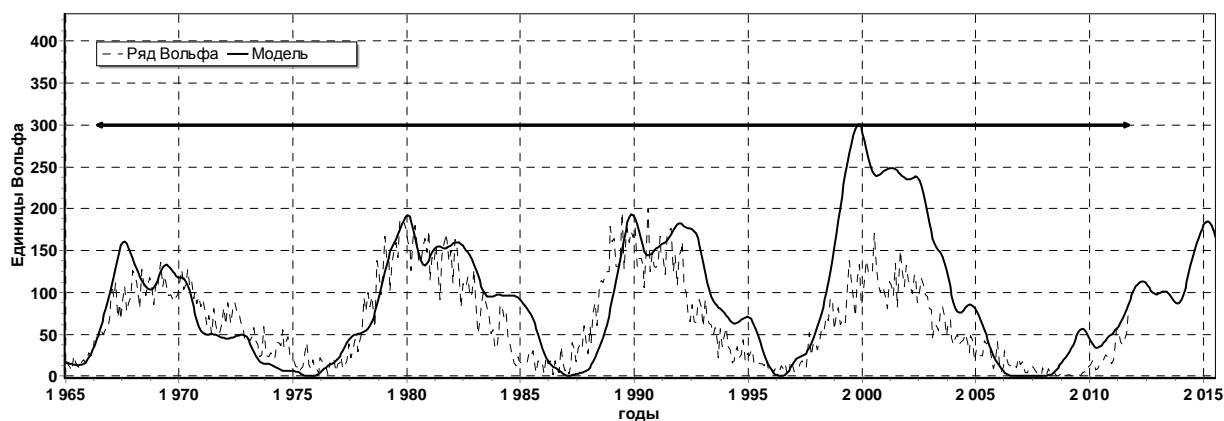


Рис. 1. Восстановление отброшенных данных для модифицированного ряда Вольфа.

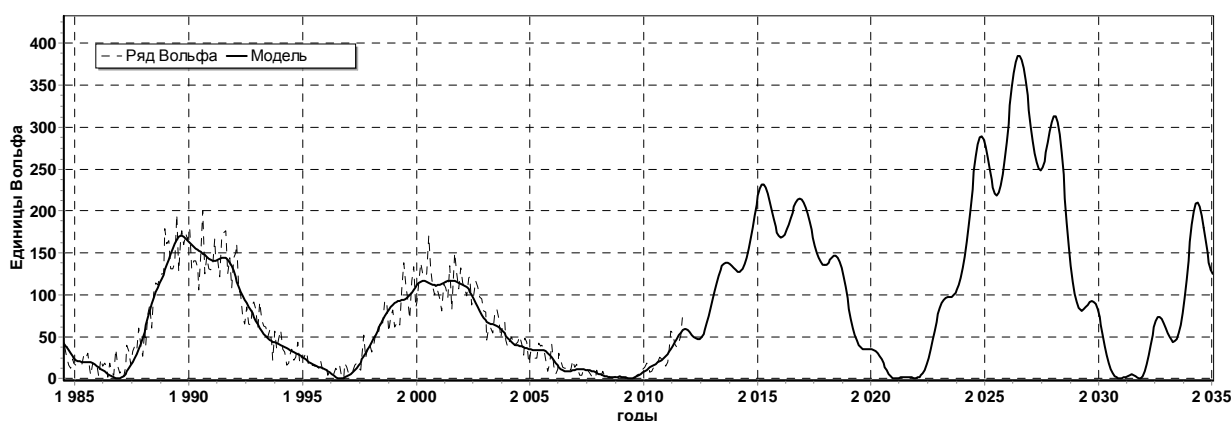
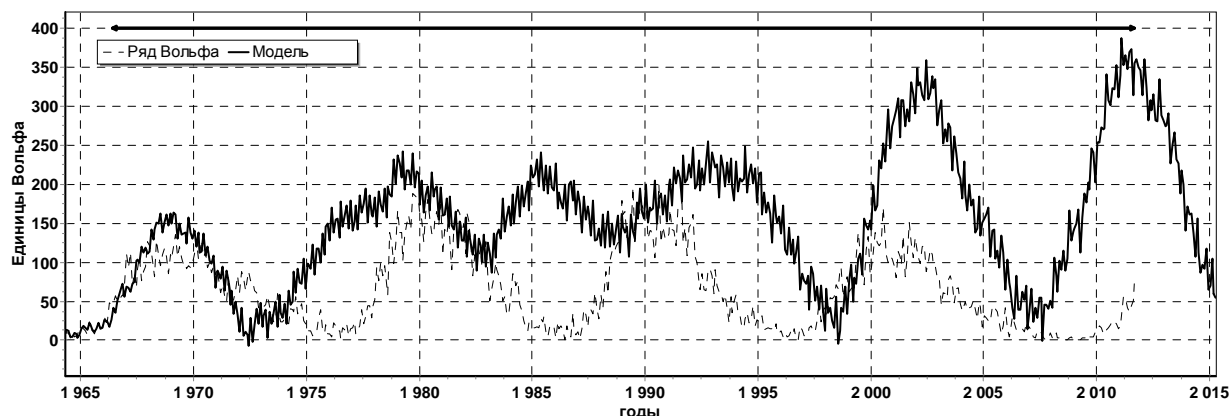


Рис. 2. Прогноз СА для модифицированного ряда Вольфа.



**Рис. 3.** Восстановление отброшенных данных для исходного ряда Вольфа.

### **Выводы**

1. Данный метод показал возможность восстановления пропущенных данных СА вплоть до 3 из 4 отброшенных циклов СА с достаточно высокой точностью при использовании в качестве входных данных модифицированного ряда Вольфа.

2. Аналогичная попытка для исходного ряда Вольфа оказалась неудачной.

На основании расчётов с использованием модифицированного ряда Вольфа получены следующие оценки:

- Для нового 24 цикла СА величина максимума оценена в 230 единиц Вольфа, его время – 2015–2016 гг.;
- Минимум между 24–25 циклами СА оценен 2021–2022 гг.;
- Для 25 цикла СА величина максимума оценена в 380 единиц Вольфа, его время – 2027 год;
- Минимум между 25 и 26 циклами СА в 2032–2032 годах.

### **Литература**

1. Интернет-сайт Sunspot Index Data Center <http://sidc.oma.be/index.php3>
2. А.Г. Пятигорский, Г.А. Пятигорский. Исследование ряда чисел Вольфа месячного разрешения методом обобщённого регрессионного частотно-временного анализа. В трудах конференции «Крупномасштабная структура солнечной активности: достижения и перспективы». 21–25 июня 1999 года. ГАО РАН. Санкт-Петербург. С. 255–258.
3. Куклин Г.В. Частное сообщение.

## **ГИГАНТСКИЕ СОБЫТИЯ 23-ГО ЦИКЛА: СХОДСТВА И РАЗЛИЧИЯ**

**Струминский А.Б.**

*Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия*

## **GIANT EVENTS OF THE 23-RD SOLAR CYCLE: DIVERSITIES AND SIMILARITIES**

**Struminsky A.B.**

*Space Research Institute, Moscow, Russia*

*We consider three giant X-ray events ( $>X17$ ) of the 23 rd solar cycle (2003 October 28 and November 4, 2005 September 7), which were observed by INTEGRAL (ACS SPI  $>150$  keV), but only partly by RHESSI, and compare them with the two largest events well observed by RHESSI (X8.3 2003 November 2 and X7.1 2005 January 20). Time profiles of effective plasma temperature deduced from GOES SXR data during these five events have a similar structure that allows choosing a zero time for each event and comparing dynamics of their development. The HXR and microwaves intensities were above background more than one hour. The non-thermal emission starts about 10 min before the zero time (a pre-impulsive phase). The active impulsive phase of the giant flares lasted about 20 min and has several peaks of ACS SPI count rate more than four orders of magnitude above background indicating several episodes of electron acceleration with varying spectrum and plasma heating with different efficiency. Observations of  $\pi^0$  decay and onset of relativistic protons at the Earth show that the acceleration of relativistic protons should start after the fourth minute. The HXR decay phase has a similar slope in spite of the maximum intensity. Since the HXR spectral information is not available, which of the events has the largest total energy?*

### **1. Введение**

Гигантскими событиями мы называем рентгеновские вспышки балла  $>X17$  GOES. Это редкие, но чрезвычайно важные события, определяющие предельные параметры энергетики солнечных вспышек. В 23-ем цикле солнечной активности было зарегистрировано всего четыре таких события: (см. таблицу). Так как ни одно из них не наблюдалось все время своего развития и во всем энергетическом диапазоне, то большое значение принимают возникающие аналогии и подобие событий. Отметим, что только одно из четырех событий (2 апреля 2001) произошло в эпоху YOKHON, но не наблюдалось этим КА. В случае наблюдения событий КА КОРОНАС-Ф детектором СОНГ регистрировалось  $\gamma$ -излучение от  $\pi^0$ -распада [1].

В работе [2] было впервые замечено сходство временных профилей рентгеновского и микроволнового излучения в мощных протонных вспышках при соответствующем выборе нулевого момента времени. Метод подобия позволяет сравнивать между собой временные профили различных событий. Здесь мы продолжаем развивать эти идеи, и сравниваем гигантские события с другими мощными событиями (таблица), наблюдавшимися RHESSI – 2 ноября 2003 и 20 января 2005. В результате сравнения

возникают вопросы. Является ли правильной оценка балла вспышки 4 ноября 2003 X28 [3] и X40 [4]? Какие параметры могли бы обеспечить такой SXR балл при сравнимых и даже меньших интенсивностях HXR?

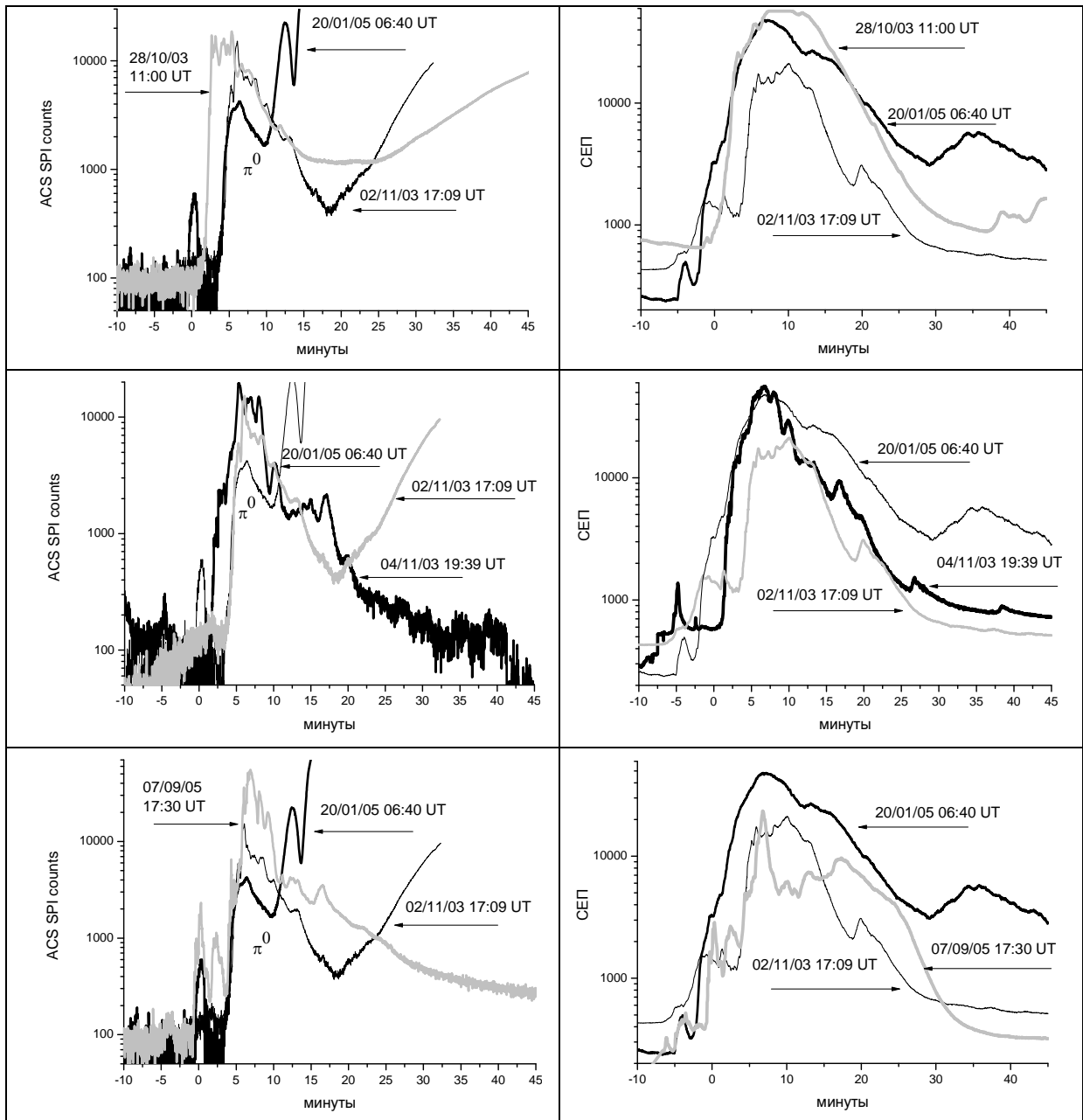
Дата, время UT	Класс Корд.	LASCO C2 CME, км/с	RHESSI	КОРОНАС	ИНТЕГРАЛ ACS SPI
02.04.2001 21:41	?? >X18.5 N19W90	2505 22:06 UT	нет	нет	нет
28.10.2003 11:00	4B >X18.4 S16E08	2459 11:30 UT	После 11:06	До 11:12 $\pi^0$ с 11:04	полностью
02.11.2003 17:09	2B X8.3 S14W56	2598 17:30 UT	полностью	нет	полностью
04.11.2003 19:39	3B >X18.4 S19W83	2657 19:54 UT	До 19:39	Полностью $\pi^0$ с 19:43	полностью
20.01.2005 06:40	2B X7.1 N12W58	2200-2600 * [3]	полностью	До 06:49 $\pi^0$ 06:46	До 06:49
07.09.2005 17:30	3B X18.1 S06E89	Не было на- блюдений	нет	нет	полностью

## 2. Обзор наблюдений и обсуждение

**28 октября 2003.** Переполнение в канале с 6 по 14 мин и на 10 минуте в канале 1–8 А. Спад темпа счета ACS SPI (антисовпадательная защита спектрометра на ИНТЕГРАЛЕ) совпадает со спадом в событие 2 ноября 2003. Первые 4 мин после нуля ускорение электронов с жестким спектром, возможно, двух эпизодах выделения энергии в различных местах активной области. Наибольшая интенсивность микроволнового излучения из всех гигантских событий, фазы роста и спада аналогичны 20 января 2005.

**4 ноября 2003.** Наибольшая длительность пополнения каналов GOES с 3 по 20 мин (0.5–4 А) и с 4 по 18 мин (1–8 А), считается наибольшим событием 23-го цикла [3–5]. По оценкам [3], максимум вспышки X30.6 должен был быть в 19:47 UT, которому соответствует максимальная температура  $41.9 \times 10^6$  К в 19:42 UT и необычайно большой логарифм меры эмиссии в  $51.2 \log(n_e^2 \text{cm}^{-3})$  с максимумом в ~19:48:40 UT. Данные ионосферных наблюдений [4] дают оценку SXR балла вспышки X40. Наблюдения HXR проводились на КА Коронас [1], Ulysses [5] и ИНТЕГРАЛ. Счет ACS SPI первые 5 мин больше, чем 7 сентября 2005, но меньше, чем 28 октября 2003. Однако по максимальной интенсивности HXR это второе событие ACS SPI, характер спада напоминает 2 ноября 2003. Точного расчета энергетики в этом событии не проводилось, хотя он возможен по данным прибора СПР-Н на борту КОРОНАС-Ф [1]. Фаза роста микроволнового излучения как 20 января 2005, а спада – 2 ноября 2003.

**7 сентября 2005.** Зарегистрирована наибольшая интенсивность HXR (ACS SPI) за все время наблюдений, но наименьшая интенсивность микроволнового и SXR излучения среди рассматриваемых гигантских событий.



При сравнении интенсивности SXR 1–8 А в этих трех событиях видно, что максимумы 28 октября 2003 и 7 сентября 2005 практически совпадают, а 7 сентября еще наблюдается плато интенсивности, тогда как все это время в событии 4 ноября 2003 переполнены оба SXR канала GOES. Так как наибольшие потоки HXR >150 кэВ, а, следовательно, и ускоренных электронов наблюдались 7 сентября 2005 года, то можно предположить, что гигантских событиях достигается предельный режим нагрева плазмы SXR источника, который связан с предельной интенсивностью пучка электронов 20 кэВ. Согласно [6] интегральный поток фотонов с энергией более 20 кэВ приближается к предельным значениям при росте интенсивности солнечных вспышек, указывая на насыщение процесса генерации нетепловых фотонов высокоэнергичными электронами. В некото-

рых событиях, наблюдавшихся RHESSI, спектр фотонов был локально столь плоским, что восстановленный спектр электронов должен иметь провал в районе 17–31 кэВ [7]. Эти результаты показывают, что кинетическая мощность потока электронов, нагревающих SXR плазму, может быть ограничена. В предположении энергетического баланса должно быть ограничено изменение внутренней энергии (температуры) плазмы.

### **3. Выводы**

Предельные потоки SXR излучения во всех рассмотренных событиях могут быть связаны с вариациями меры эмиссии около  $51 \log(n_e^2 \text{cm}^{-3})$ . Временной масштаб всех рассматриваемых событий одинаков, также практически равны скорости СМЕ (LASCO C2), т.е. можно ожидать, что одинаков и пространственный масштаб событий (объем, входящий в меру эмиссии). Таким образом, основную роль при излучении предельных потоков SXR играет концентрация плазмы, которая изменяется в результате «хромосферного испарения». По нашим представлениям рентгеновский балл события 4 ноября 2003 не превышал X20. Отметим, что авторы работ [3] и [4] не располагали данными по HXR. Ионосферные расчеты [4] не учитывают аномальную ионизацию ионосферы, которая может быть вызвана потоками солнечного HXR излучения.

Автор благодарит И.В. Зимовца за плодотворные обсуждения и помощь в обработке наблюдательных данных. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант **10-02-1285**), Президиума РАН (программа **П-04**) и Минпромнауки РФ (грант **НШ-3200.2010.2**).

### **Литература**

1. Курт Виктория Г., Юшков Б., Кудела К. и др. Высокоэнергичное гамма излучение солнечных вспышек как индикатор ускорения энергичных протонов. // Космические Исследования. 2010. Том 48. № 1. С. 72–80.
2. Струминский А.Б. и Зимовец И.В.. Динамика развития мощных протонных вспышек на Солнце. // Письма в АЖ. 2007. Т. 33(9). С. 690–697.
3. Kiplinger A.L. and Garcia H.A. Soft X-ray Parameters of the Great Flares of Active Region 486. // BAAS. 2004. V. 36. P.739.
4. Brodrick D., Tingay S., Wieringa M. X-ray magnitude of the 4 November 2003 solar flare inferred from the ionospheric attenuation of the galactic radio background. // Journ. Geophys. Res. 2005. V. 110. A9. ID A09S36.
5. Kane S., McTiernan, J., Hurley K. Multispacecraft observations of the hard X-ray emission from the giant solar flare on 2003 November 4. // Astron&Astrophys. 2005. V. 433. P. 1133–1138.
6. Alexander&Daou, Saturation of Nonthermal Hard X-Ray Emission in Solar Flare // Astrophys. J. 2007. V. 666. P. 1268–1276.
7. Kontar E. &Brown J. A Solar flare hard X-ray spectra possibly inconsistent with the collisional thick target model. // Adv. Space Res. 2006. V. 38. Issue 5. P. 945–950.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ НОВОГО СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДАННЫХ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА PROBA2**

**Файнштейн В.Г., Егоров Я.И.**

*Институт солнечно-земной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, Россия, а/я-291.  
e-mail: vfain@iszf.irk.ru*

## **INVESTIGATING OF NEW SOLAR CICLE CORONAL MASS EJECTIONS USING DATA FROM NEW PROBA2 SPACECRAFT**

**Fainshtein V.G., Egorov Ya.I.**

*Institute of solar-terrestrial physics SB RAS, 664033, Irkutsk, Russia, P.O 291*

*It has been shown that the new SWAP/PROBA2 telescope is an effective device for studying the initial phase of motion of limb eruptive structures (coronal mass ejection (CME), etc.). The telescope has been used to examine the initial phase of motion of six limb CMEs of the new solar cycle.*

### **1. Введение**

Физические механизмы формирования корональных выбросов массы (КВМ) во многом остаются неясными. Нахождение экспериментальных закономерностей движения КВМ сразу после его возникновения может помочь выбрать наиболее адекватную модель формирования корональных выбросов массы. В последнее десятилетие исследование начальной стадии движения КВМ по данным различных инструментов проводилось неоднократно (см. статьи [1–3] и цитируемую в них литературу). В то же время некоторые детали начальной фазы движения КВМ остаются неизученными, и это стимулирует продолжение исследования таких движений.

2 ноября 2009 г. был запущен новый космический аппарат (КА) европейского космического агентства – PROBA2 с несколькими инструментами на борту, в том числе с двумя для солнечных наблюдений. В настоящей работе приводятся первые результаты изучения характеристик КВМ нового солнечного цикла на начальной стадии их движения с использованием данных КА PROBA2, которые объединяются с данными коронографов SOHO/LASCO C2 и C3.

### **Данные и методы исследования**

Для анализа кинематики КВМ мы использовали калиброванные изображения Солнца с уровнем обработки данных Level 1, полученные телескопом SWAP [<http://proba2.oma.be/swap/data/bsd>], установленным на борту КА PROBA2, который обеспечивает наблюдение Солнца в линии крайнего ультрафиолета с длиной волны 171 Å (FeX, FeXI) с временным разрешени-

ем 1 минута. Для изучения движения КВМ на больших расстояниях использовались данные коронографов LASCO C2, C3, [<http://sharp.nrl.navy.mil/cgi-bin/swdbi/lasco/images/form>].

Для получения сведений о вариациях со временем в период начальной фазы движения КВМ интенсивности солнечного излучения в диапазоне длин волн от мягкого рентгеновского излучения до ультрафиолета использовались данные инструмента PROBA2/LYRA [<http://proba2.oma.be/index.html/science>]. Для одного события изменение со временем основного ускорения сравнивалось с зависимостью от времени интенсивности жесткого рентгеновского излучения, зарегистрированного RHESSI [<http://sprg.ssl.berkeley.edu/~tohban/browser>] в диапазоне энергий 25-50 кэВ из области связанной с КВМ вспышки. В работе проанализированы практически все лимбовые КВМ, зарегистрированные SWAP в период июнь 2010 г. – март 2011 г.: 13.06.2010; 14.08.2010; 18.08.2010; 11.02.2011; 08.03.2011; 27.03.2011.

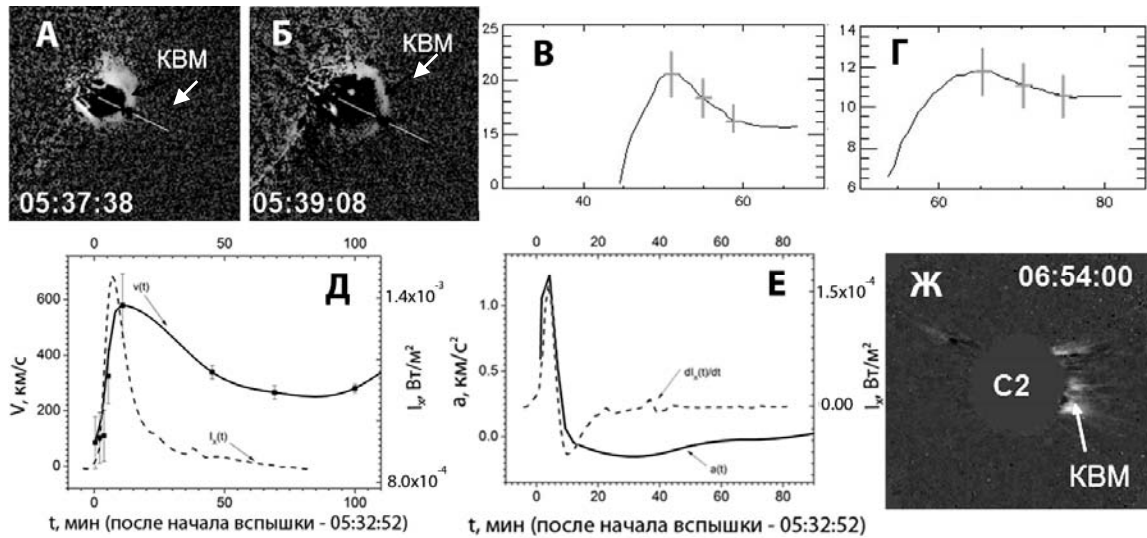
Скорость КВМ  $V_i$  находилась с помощью формулы  $V_i = (L_{i+1} - L_i) / (t_{i+1} - t_i)$ , где  $L_i$  – расстояние фронта КВМ от выбранной точки на видимом диске Солнца в общем случае вдоль криволинейной траектории в момент времени  $t_i$ . При этом полагалось, что значение скорости  $V_i$  достигается в момент  $t_{i+1} = (t_{i+1} + t_i) / 2$ . Полученные значения  $V_i(t)$  аппроксимировались бисплайнами (B-splines) 3-го порядка с учетом погрешности определения  $V_i(t)$  в каждый момент времени. В результате получалась гладкая функция  $V(t)$ . В случае расчетов скорости в поле зрения коронографов LASCO положение фронта КВМ определялось из каталога [[http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list](http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list)]. Ускорение КВМ находилось из соотношения:  $a(t) = dV(t)/dt$ .

### 3. Результаты

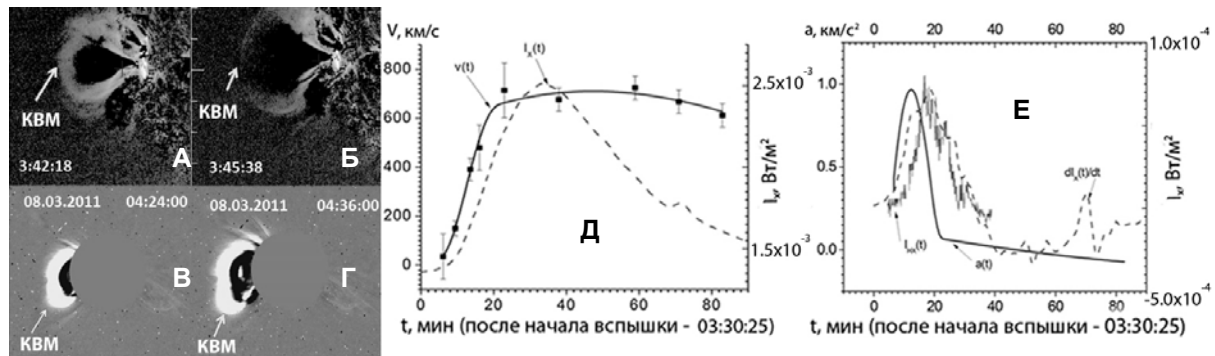
В качестве иллюстрации рассмотренных событий на Рис. 1, 2 показаны КВМ, зарегистрированные 13.06.2010 и 08.03.2011, а также приведены кинематические характеристики этих КВМ  $V(t)$  и  $a(t)$ . Для выяснения связи начальной стадии движения КВМ с солнечными вспышками, на этих рисунках также изображены зависимости интенсивности мягкого рентгеновского излучения  $I_X(t)$ , а для события 08.03.2011 – и жесткого рентгеновского излучения  $I_{HX}(t)$  из области связанной с КВМ вспышки. Ускорение КВМ  $a(t)$  сравнивается также с временным профилем  $dI_X(t)/dt$ , который, согласно эффекту Ньюперта (Neupert), близок к профилю  $I_{HX}(t)$ .

Приведем некоторые обобщающие результаты нашего анализа рассмотренных КВМ. 1). Установлено, что 5 из 6 рассмотренных КВМ начали свое поступательное движение после начала связанных с ними вспышек; один КВМ, возможно, начал двигаться до начала или во время начала вспышки. Заметим, что этот вывод для всех изученных КВМ является предварительным. Окончательный вывод по этому поводу предполагается





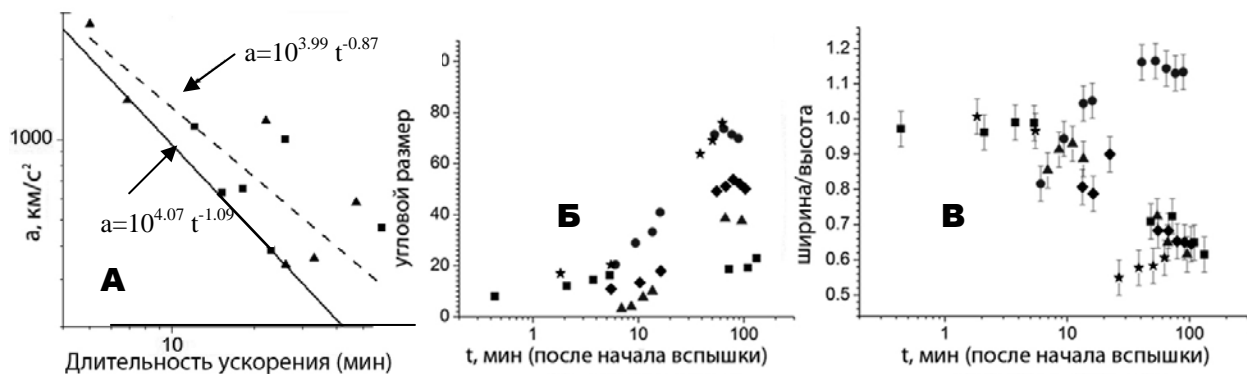
**Рис. 1.** КВМ 13.06.2010 г. А, Б – примеры КВМ на начальной стадии движения (разностные изображения Солнца, получаемые при вычитании из более позднего изображения более раннего) по данным PROBA2/SWAP, стрелкой указан КВМ.; В, Г – фрагменты сканов яркости в области фронта КВМ вдоль его оси для моментов времени, соответствующим моментам получения изображений А и Б, на которых показаны вершина, середина и основание фронта. Д – зависимости от времени скорости фронта КВМ (символами указаны значения скорости, полученные по измерениям положений вершины и основания фронта КВМ, плавная сплошная линия – аппроксимация экспериментальных значений скорости бисплайнами 3-го порядка и обозначенная  $V(t)$  и интенсивности мягкого рентгеновского излучения  $I_X(t)$  по данным LYRA; Е – сравнение ускорения КВМ  $a(t) = dV(t)/dt$  с производной интенсивности мягкого рентгеновского излучения  $dI_X(t)/dt$ ; Ж – разностное изображение по данным LASCO C2.



**Рис. 2.** КВМ 08.03.2011 г. А, Б, В, Д, Е – то же, что, что на Рис. 1(А, В, Ж, Д, Е).

сделать после анализа данных нового космического аппарата SDO с более высоким временным разрешением. 2). Показано, что в зависимости от временного профиля скорости КВМ можно выделить две группы выбросов. В одном случае (3 события, включая событие 13.06.2010) скорость КВМ относительно быстро достигает максимального значения, затем резко уменьшается на  $\approx(5-50)\%$ , и далее, в поле зрения LASCO C2 и C3 слабо меняется. Вторую группу формируют 3 КВМ, скорость которых достигает максимального значения за время 10–20 минут, а затем меняется слабо (пример – событие 08.03.2010). 3). Подтверждена обнаруженная в работе [Zhang and Dere., 2006] обратно-пропорциональная связь между максимумом ускорением  $a_M = V_{MAX}/t_{acc}$  и измеренной длительностью основного ускорения  $t_{acc}$ , либо  $V_{MAX}/t_X$  и  $t_X$ , где  $V_{MAX}$  – максимальная скорость КВМ,

$t_x$  – длительность нарастания интенсивности мягкого рентгеновского излучения из области вспышки, связанной с КВМ, до максимального значения (Рис. 4А). 4). Показано, что угловой размер 5 из 6 рассмотренных КВМ растет со временем и для некоторых выбросов меняется в 4–5 раз в течение времени основного ускорения, Рис. 4(Б). Для одного КВМ не удалось определить его геометрические характеристики. 5). Отношение поперечного размера КВМ к продольному для 2-х выбросов увеличивается или уменьшается в течение основной фазы ускорения КВМ, но слабо меняется в поле зрения коронографов LASCO (Рис. 4В). Это может означать, что в поле зрения LASCO движение КВМ становится автотельным. В трех случаях это отношение уменьшается как в период основного ускорения, так и в поле зрения LASCO.



**Рис. 3.** А – связь между максимумом ускорения КВМ  $a_M$  и измеренным временем ускорения  $t_{acc}$  (квадраты), а также временем нарастания интенсивности мягкого рентгеновского излучения от начала вспышки до максимального значения  $t_x$  (треугольники). Длинная сплошная прямая линия – линия регрессии для аналогичной зависимости из работы [1]; Б – изменение углового размера КВМ в зависимости от времени. Для 4 событий вершина угла, определяющего размер КВМ, помещалась в центре солнечного диска, для КВМ от 14.08.2010 г. и 18.08.2010 г. центр угла помещался на линии, проходящей через середину петли КВМ и источник КВМ на расстоянии одного радиуса Солнца; В – изменение со временем отношения ширины КВМ к его высоте. Квадраты – 13.06.2010, ромбы – 14.08.2010, треугольники – 11.02.2011, круги – 08.03.2011, «звезды» – 27.03.2011.

Таким образом, мы можем сделать вывод, что новый телескоп SWAP, установленный на космическом аппарате PROBA2, является эффективным инструментом для изучения начальной стадии движения лимбовых корональных выбросов массы (КВМ).

Мы благодарим команды PROBA2, LASCO, GOES и RHESSI за возможность свободно использовать их данные, Л. Кашапову за помощь в обработке данных RHESSI, В.В. Гречнева за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Zhang J. and Dere K.P. // The Astrophysical Journal. 2006. V. 649, P. 1100–1109.
2. Temmer M., Veronig A.M., Vršnak B., Rybak J., Gjmory P., Stoiser S. and Maričić D. // The Astrophysical Journal. 2008. V. 673, P. 95–98.
3. Temmer M., Veronig A.M., Kontar E.P., Krucker S. and Vršnak B. // The Astrophysical Journal. 2010. V. 712, P. 1410–1420.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ДВИЖЕНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ ТИПА ГАЛО ПО ДАННЫМ GOES-12/SXI**

**Файнштейн В.Г., Загайнова Ю.С.**

*Институт солнечно-земной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, а/я-291.*

E-mail: vikkey@iszf.irk.ru

## **EXAMINING THE INITIAL PHASE OF MOTION OF HALO CORONAL MASS EJECTIONS ON GOES-12/SXI DATA**

**Fainshtein V.G., Zagaynova Yu.S.**

*Institute of solar-terrestrial physics SB RAS, 664033, Irkutsk, Russia, P.O 291*

*GOES/SXI data have been used to study the initial phase of motion of six halo coronal mass ejections (HCME) and to trace their motion in the LASCO C2 and C3 SOHO observatory fields of view.*

### **1. Введение**

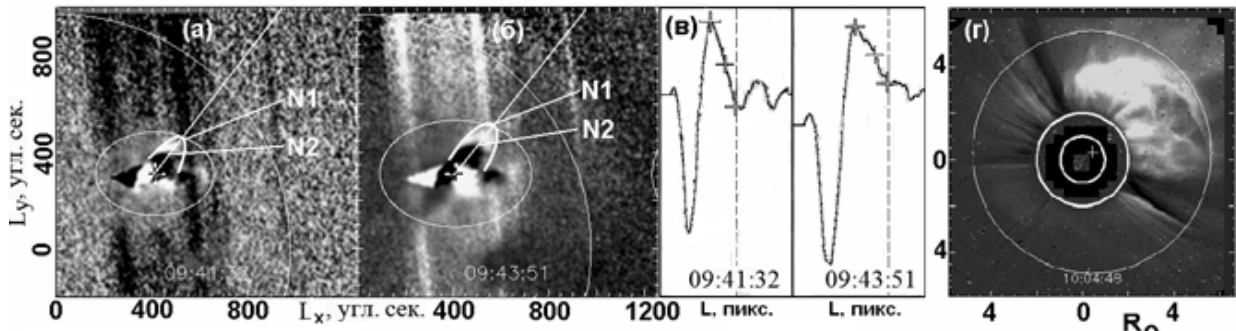
Изучение начальной стадии движения корональных выбросов массы (КВМ) является необходимым этапом для выяснения механизмов их формирования. К настоящему времени выполнен ряд таких исследований с использованием различных инструментов (см. [1–4] и цитируемую в этих работах литературу). Однако в большинстве выполненных ранее работ исследовалось движение КВМ, источники которых находились вблизи солнечного лимба. Это затрудняет установление связи свойств таких КВМ с характеристиками структур и явлений в окрестности места возникновения выбросов (например, со свойствами магнитного поля). С другой стороны исследование свойств КВМ типа гало (ГКВМ) [5] с источниками на видимом диске Солнца, лишено указанных недостатков.

В настоящей работе исследована начальная стадия движения 6 ГКВМ из группы самых быстрых выбросов в 23 солнечном цикле со скоростью  $V > 1500$  км/с по данным телескопа Solar X-ray Imager (SXI) [6], установленного на борту космического аппарата (КА) GOES-12; временное разрешение инструмента составляет ~1 минуту. Для изучения движения ГКВМ на расстояниях более  $2R_{\odot}$  использовались данные [7] коронографов LASCO C2 и C3 обсерватории SOHO (здесь  $R_{\odot}$  – радиус Солнца).

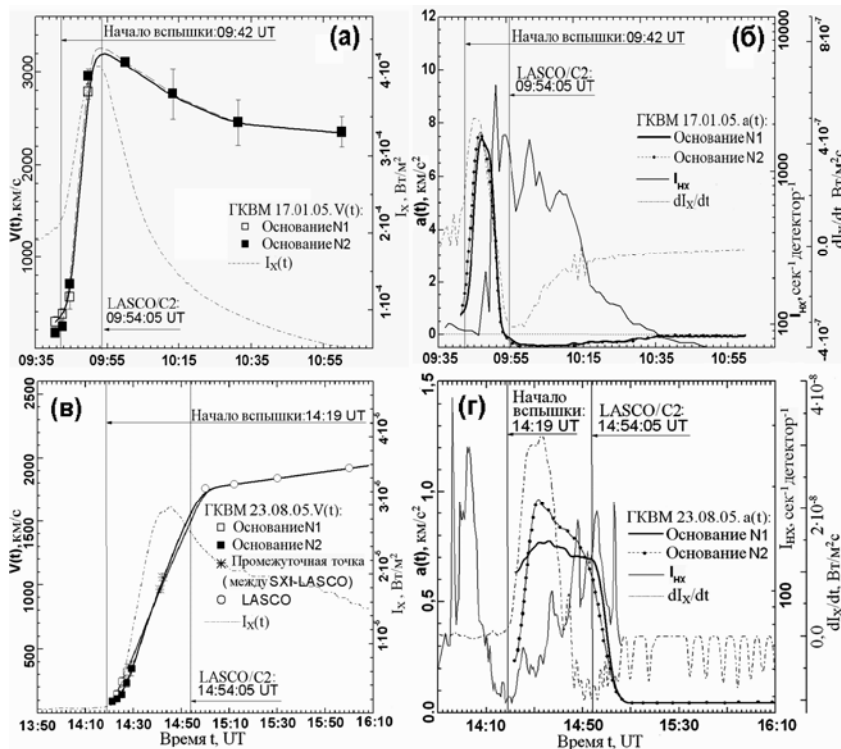
### **2. Данные и методы исследования**

Исследованы свойства ГКВМ на начальной стадии их движения, зарегистрированных 17.01.2005 (Рис. 1.) и 15.01.2005 (два события) в активной области (АО) 10720, 23.08.2005 (Рис. 2.) и 22.08.2005 в АО 10798, 29.10.2003 (Рис. 3.) в АО 10492. Исследуемые ГКВМ сопровождалась

мощными рентгеновскими вспышками класса M и X и не были связаны с эрупцией H-alpha волокон.



**Рис. 1.** ГКВМ 17.01.2005 г.: **а, б** – SXI-изображения, полученные делением друг на друга яркостей двух последовательных по времени изображений; N1 обозначает светлую петлеобразную структуру, N2 – темную; также указаны направления, проходящих через вершины данных петлеобразных структур, используемые для получения сканов яркости; **в** – фрагменты сканов яркости вдоль выделенных на Рис. 1а, б направлений в указанные моменты наблюдения ГКВМ; крестиками отмечены вершина, середина и основание N1; **г** – изображение ГКВМ в поле зрения LASCO C2. Овалами и окружностями на рис. **а, б, г** отмечены границы тела ГКВМ, приблизительно совпадающие с основанием фронта ГКВМ.



**Рис. 2.** **а** – скорость ГКВМ 17.01.2005  $V(t)$  в сравнении с интенсивностью мягкого рентгеновского излучения  $I_X(t)$ . Символами указаны значения скорости, полученные по светлым петлеобразным структурам N1 и по темным N2; максимальная скорость на рисунке – промежуточная скорость, полученная по данным SXI и LASCO; **б** – сравнение ускорения ГКВМ  $a(t)$  с производной интенсивности мягкого рентгеновского излучения  $dI_X(t)/dt$  и интенсивностью жесткого рентгеновского излучения  $I_{HX}(t)$  в диапазоне энергии й 50-100 кэВ; **в, г** – аналогичные зависимости  $V(t)$ ,  $I_X(t)$ ,  $a(t)$  и  $I_{HX}(t)$  для ГКВМ от 23.08.2005.

Аналізу данных SXI предшествовала их предварительная обработка, включавшая исправление изображений за плоское поле, устранение высокочастотного шума на изображениях, совмещение изображений и др.

Скорость фронта ГКВМ рассчитывалась по формуле  $V_i = (L_{i+1} - L_i)/(t_{i+1} - t_i)$ , где  $L_i(t)$  – расстояние, пройденное фронтом КВМ вдоль криволинейной траектории в момент времени  $t_i$ . При этом полагалось, что значение скорости  $V_i$  достигается в момент  $t_{vi} = (t_{i+1} + t_i)/2$ . Значения  $V_i$  аппроксимировали би-сплайнами (B-splines) 3-го порядка с уче-

том погрешности определения  $V_i$ ; в результате получалась гладкая функция  $V(t)$ . Ускорение ГКВМ  $a(t)$  находилось из соотношения:  $a(t) = dV(t)/dt$ . Для расчета  $V(t)$  в поле зрения коронографов LASCO положение фронта КВМ определялось из каталога [7]. Временной профиль скорости ГКВМ  $V(t)$  сравнивался с интенсивностью мягкого рентгеновского излучения  $I_X(t)$  в диапазоне длин волн 1–8 Å по данным КА GOES-10 [8], а профиль  $a(t)$  – с интенсивностью жесткого рентгеновского излучения  $I_{HX}(t)$  в диапазоне энергий 50–100 кэВ, зарегистрированного КА RHESSI [9], а также с профилем  $dI_X(t)/dt$ .

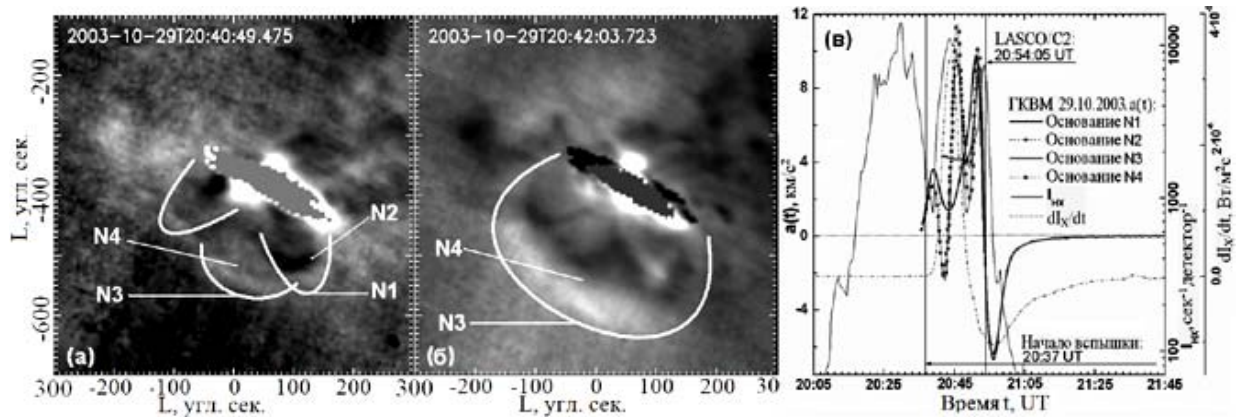
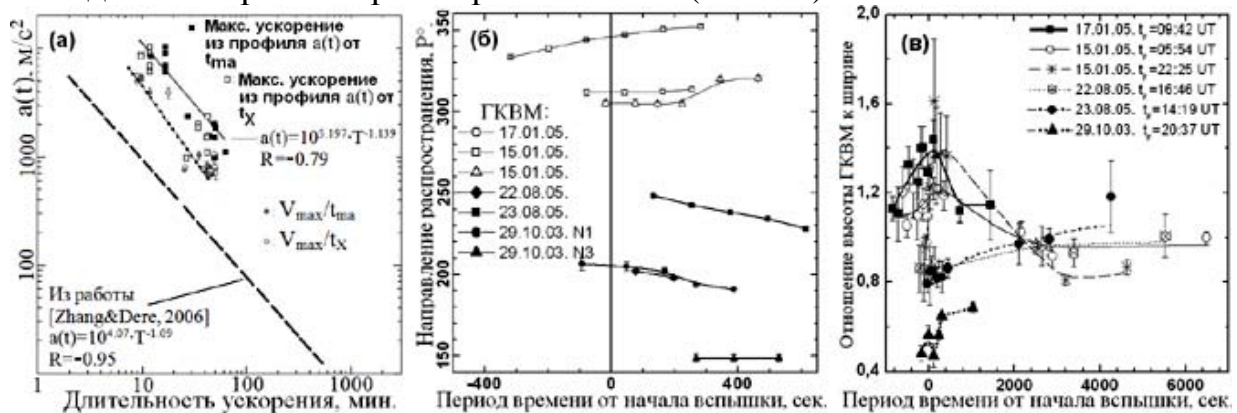


Рис. 3. ГКВМ 29.10.2003 г. а, б – SXI- изображения, полученные делением друг на друга яркостей двух последовательных по времени изображений; в – сравнение ускорения ГКВМ  $a(t)$  с производной интенсивности мягкого рентгеновского излучения  $dI_X(t)/dt$  и интенсивностью жесткого рентгеновского излучения  $I_{HX}(t)$ .

### 3. Результаты

Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом: 1). Показано, что 5 из 6 рассмотренных ГКВМ начинают поступательное движение с основным ускорением до начала связанной с ГКВМ вспышки; один ГКВМ от 22.08.2005, в пределах ~30 секунд после ее начала. 2). Пять из шести рассмотренных ГКВМ в течение периода от нескольких до нескольких десятков минут до начала поступательного движения видны как одиночные петлеобразные структуры. Исключением является ГКВМ 29.10.2003, когда на первом этапе он регистрируется в виде движущихся поступательно аркады петель или трех «петель» (по данным [6, 10, 11]), а на втором этапе наблюдается в виде одной петлеобразной структуры с широким фронтом и угловыми размерами, сопоставимыми с размерами аркады. 3). Установлено, что характер изменения скорости  $V(t)$  и ускорения  $a(t)$  для ГКВМ, возникших в одной АО, оказывается подобным. 4). Измеренное время основного ускорения ГКВМ  $t_{ma}$  близко ко времени  $t_X$  нарастания интенсивности мягкого рентгеновского излучения, связанной с ГКВМ вспышки, до максимального значения. Подтвержден вывод работы [1] о существовании обратной корреляции между ускорением ГКВМ  $V_{max}/t_{ma}$ , а также  $V_{max}/t_X$ , и длительностью ускорения  $t_{ma}$  ( $t_X$ ), Рис. 4(а). В нашей работе эта зависимость получена для значений  $V_{max}$  и  $a_{max}$ , которые

существенно больше, чем в работе [1]. 5). На начальном этапе траектории ГКВМ являются криволинейными и отклоняются от экватора; причем, ГКВМ, возникшие в северном полушарии Солнца, отклоняются от экватора к северному полюсу, а ГКВМ, возникшие в южном полушарии – к южному, Рис. 4(б). 6). Показано, что угловой размер всех рассмотренных ГКВМ резко (в несколько раз) увеличивается со временем в первые минуты движения, а в поле зрения LASCO C2 и C3 изменяется слабо. При этом вершина угла, определяющего размер выброса, помещается в центр солнечного диска. 7). Показано, что в первые минуты движения ГКВМ отношение продольного размера к поперечному заметно изменяется со временем, а после выхода ГКВМ в поле зрения коронографа LASCO C2 это отношение изменяется слабо, что, возможно, указывает на установление автотомодельного режима расширения ГКВМ (Рис. 4в).



**Рис. 4.** а – зависимость максимума ускорения от длительности ускорения  $t_{ma}$  и  $t_x$ . Сплошной линией с точками показана линия регрессии  $a(t)=10^{5.17}t_{ma}^{-1.45}$  для значений ускорения ГКВМ  $V_{max}/t_{ma}$  и  $V_{max}/t_x$ ; б – траектории ГКВМ в картинной плоскости; в – изменение со временем отношения высоты ГКВМ к его ширине.

Авторы благодарны командам GOES-12/SXI, GOES, RHESSI, SOHO/EIT и SOHO/LASCO за возможность свободно использовать данные этих инструментов. Выражаем также благодарность В.В. Гречневу за полезные дискуссии и за консультации по обработке данных GOES-12/SXI.

### Литература

1. Zhang J., and K.P. Dere. Ap. J., 2006, v. 649, p. 1100.
2. Temmer M., A.M. Veronig, B. Vršnak, J. Rybák, P. Gömöry, S. Stoiser, and D. Maričić. Ap. J., 2008, v. 673, p. L95.
3. Maričić D., B. Vršnak, and D. Roza. Solar Phys., 2009, v. 260, p. 177.
4. Temmer M., A.M. Veronig, E.P. Kontar, S. Krucker, and B. Vršnak, Ap. J., 2010, v. 712, p. 1410.
5. Howard, R.A., D.J. Michels, N.R. Sheeley Jr., and M.J. Koomen., Ap. J., 1982, v. 263, p. L101.
6. SXI-archive: <http://satdat.ngdc.noaa.gov/sxi/archive/>.
7. SOHO LASCO CME CATALOG: [http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/](http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/).
8. GOES-archive: <http://goes.ngdc.noaa.gov/data/avg/>.
9. RHESSI: <http://sprg.ssl.berkeley.edu/~tohban/browser/>.
10. TRACE DATA CENTER: [http://trace.lmsal.com/trace\\_cat.html](http://trace.lmsal.com/trace_cat.html).
11. SOHO EIT Catalog Interface: <http://umbra.nascom.nasa.gov/eit/eit-catalog.html>.

## **МАГНИТНЫЕ БУРИ С ВНЕЗАПНЫМ И ПОСТЕПЕННЫМ НАЧАЛОМ КАК ИНДЕКСЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Шельтинг Б.Д., Обридко В.Н.**

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В. Пушкова, Троицк, 142190, Россия*

## **MAGNETIC STORMS WITH INSTANT AND GRADUAL ONSET AS THE INDEXES OF SOLAR ACTIVITY**

**Shelting B.D., Obridko V.N.**

*The Pushkov institute of terrestrial magnetism, ionosphere and radiowave propagation Russian Academy of Sciences, Troitsk, 142190, Russia*

*The data of the magnetic observatory IZMIRAN were analysed. It is shown that the geomagnetic storms with sudden and gradual onset form two independent populations not associated in time of appearance, not in the nature of the disturbance. This difference is determined by the fact that sources at the Sun, causing these perturbations are different: the storms with a sudden onset caused by coronal mass ejections, the storms with gradual beginning caused by the high-speed solar wind streams flowing from coronal holes. It is shown that the delay of the maxima on the geomagnetic curves relative to the maximum of sunspot number is changing with time, and is not the same for different levels of geomagnetic disturbance. The latter is determined by the fact that among the storms with low and medium intensity the share of storms associated with coronal holes is increasing. The number of weak storms during the minimum of the cycle correlates with the height of the next cycle with a correlation coefficient of 0.90.*

### **1. Постановка задачи**

Изучение связи солнечной активности с геомагнитными возмущениями имеет давнюю историю и огромную литературу. Наибольшее число работ относится, конечно, к прямому эффекту, то есть изучению магнитных возмущений как следствия нестационарных процессов в атмосфере Солнца. Однако после пионерских работ Оля [1] возникло новое направление, которое связывает геомагнитную активность с числом солнечных пятен в следующем цикле. Таким образом, возникла на первый взгляд парадоксальная ситуация, при которой данные на Земле становятся прогностическим индексом для солнечных процессов. Однако довольно скоро выяснилось, что здесь есть вполне понятное объяснение. Поиск связи между геомагнитными возмущениями и числами Вольфа в следующем цикле опирается на вполне резонное представление о том, что геомагнитные возмущения определяются глобальными магнитными полями на Солнце, которые в свою очередь являются строительным материалом для следующего цикла солнечных пятен. Связь глобальных полей с последующим циклом показана во многих работах, в частности в предыдущей нашей работе [2].

Кстати, сопоставление величины aa-индекса с числом пятен в следующем цикле приводит к обнаружению некоторой связи, хотя и с большой дисперсией. Однако такой прямолинейный подход не совсем корректен. Суммарная величина aa-индекса за некоторый интервал времени (месяц или год) не совсем подходит для этой задачи. Дело в том, что магнитные возмущения имеют две популяции. Сильные магнитные возмущения, как правило, связаны с корональными выбросами массы, которые отражают нестационарные процессы в уже сложившихся магнитных конфигурациях в тесной связи с числом солнечных пятен (SSN) и, хотя связь эта статистически очень значима, она не имеет прогностического значения. Более слабые бури с постепенным началом (GD) отражают влияние корональных дыр и поэтому связаны с глобальным полем и могли бы быть таким индексом. Поэтому необходимо рассматривать их независимо и учитывать как величину, так и число возмущений разного типа. Когда мы просто используем суммарное значение aa-индекса, вклад сильных бурь с внезапным началом нарушает картину. Таких бурь в 3 раза меньше, но они, как правило, более интенсивные.

В качестве основных признаков для разделения геомагнитных возмущений разного типа мы использовали следующие:

- 1) Частота встречаемости геомагнитной возмущенности разной величины по Dst-индексу
- 2) Частота встречаемости бурь с внезапным и постепенным началом в зависимости от величины бури.
- 3) Частота встречаемости возмущений разной величины по aa-индексу

## **2. Dst и число солнечных пятен**

В этом анализе был реализован традиционный подход, в котором учитывается только величина возмущения без учета частоты встречаемости событий разной мощности. Обнаруженная связь оказалась довольно сложной и неоднозначной. Так в 19–21 циклах максимуму чисел пятен соответствует минимум Dst. Во всех циклах наблюдается двухвершинность распределения Dst, причем вторичный максимум сдвинут на 2–3 года в сторону минимума цикла и часто выше, чем первичный.

## **3. Два типа бурь – разные популяции**

В этом разделе мы сопоставим частоту встречаемости бурь разной мощности с числом солнечных пятен.

Из сравнения этих рисунков видно, что все бури с внезапным началом хорошо согласуются с кривой чисел солнечных пятен, а бури с постепенным началом смещены на 1–3 года. При этом сильных бурь обоих типов приблизительно одинаковое число, но средних и слабых бурь с постепенным началом значительно больше, чем бурь той же мощности с внезапным началом.



Можно рассчитать корреляцию встречаемости бурь этих двух типов с числом солнечных пятен. Коэффициент корреляции встречаемости бурь с внезапным началом с числом солнечных пятен довольно велик и составляет  $0.872 \pm 0.06$ . Коэффициент корреляции встречаемости бурь с постепенным началом с числом солнечных пятен наоборот очень мал и фактически равен нулю:  $0.014 \pm 0.13$ . Однако если построить кросскорреляционную функцию, сдвигая график чисел солнечных пятен вперед, то коэффициент корреляции начинает расти. При сдвиге на 3 года коэффициент корреляции достигает максимума и составляет  $0.41 \pm 0.12$ .

#### **4. Солнечные агенты –**

##### **Корональные дыры и Корональные выбросы массы**

Солнечные геоэффективные агенты многообразны, но условно их можно подразделить на две группы. Корональные выбросы массы, часто связанные со вспышками, представляют собой магнитное облако, приходящее к Земле с относительно высокой скоростью 600–1000 км/сек. Обычно они имеют впереди резкий фронт и приводят к возникновению магнитных бурь с внезапным началом (ВН). Поскольку на Солнце эти агенты чаще связаны с активными областями (то есть с тем, что принято называть локальными магнитными полями), можно ожидать (и это подтверждено статистикой) высокой корреляции чисел бурь с внезапным началом и чисел солнечных пятен. Высокоскоростные потоки солнечного ветра распространяются со скоростью 450–700 км/сек и приводят к возникновению бурь с постепенным началом. Они связаны с корональными дырами на Солнце, которые достигают наибольшего развития через 5–6 лет после максимума чисел солнечных пятен. Поэтому можно ожидать (и это подтверждено статистикой) сдвиг на полцикла между числом бурь с постепенным началом (ПН) и числами солнечных пятен.

На рис. 1 (слева) показано распределение по годам в 23 цикле корональных выбросов массы (вверху), числа солнечных пятен и бурь с внезапным началом (внизу) [3]. На том же рисунке (справа) показано аналогичное сравнение распределений числа корональных дыр [4] и чисел солнечных пятен (вверху) и бурь с постепенным началом (внизу).

Общее совпадение распределений бурь с внезапным началом, числа солнечных пятен и корональных выбросов массы несомненно. Распределения корональных дыр и бурь с постепенным началом одинаковым образом смещены по отношению к максимуму числа солнечных пятен и их коэффициент корреляции составляет  $0.6 \pm 0.17$ .

В данном цикле на фазе спада было необычно большое число экваториальных корональных дыр [4].

Вторичный максимум встречаемости сильных бурь через 3 года после максимума чисел солнечных пятен отметили ранее Legrand and Simon [5], однако не связали его непосредственно с корональными дырами, о кото-

рых тогда было мало что известно. Позднее Tsurutani, et al [6] высказали предположение, что этот сдвиг связан с циклической вариацией открытых магнитных полей на Солнце, а в дальнейшем [7] прямо указали на связь коротирующих потоков с корональными дырами.

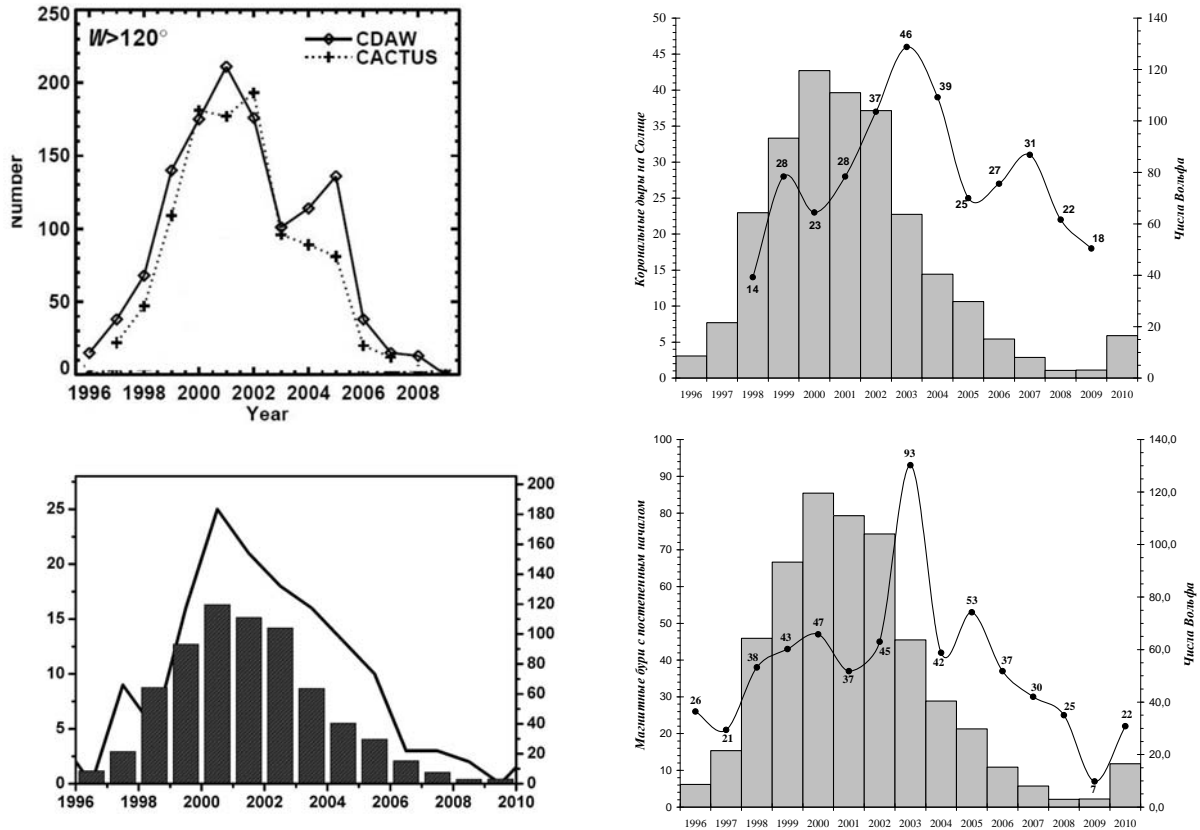


Рис. 1.

Таким образом, причина двухвершинности в распределении геомагнитных бурь определяется тем, что на Солнце присутствуют два геоэффективных агента – корональные выбросы массы и корональные дыры.

### 5. aa-индекс и число солнечных пятен

Самый длинный ряд геомагнитных данных на сегодня – это данные по aa-индексу. К сожалению, разделить их по типу возмущения невозможно, для этого нет данных. Поэтому было выполнено разделение по мощности возмущения. Были вычислены годовые числа трехчасовых интервалов, в которых aa-индекс был в пределах  $aa < 10$ ,  $10 < aa < 30$ ,  $30 < aa < 70$ ,  $aa > 70$ .

Анализ показал постепенное увеличение геомагнитной активности, уменьшение числа практически спокойных интервалов с  $aa < 10$  и постепенное нарастание возмущенности со временем во всех остальных диапазонах. При этом максимумы на кривых геомагнитной возмущенности относительно максимума чисел пятен запаздывают, и это запаздывание меняется со временем, причем не одинаково для разного уровня геомагнит-

ной возмущенности. Сдвиг максимума частоты встречаемости относительно максимума чисел пятен с течением времени уменьшается, особенно для самых больших событий.

Обнаружилось, что частота встречаемости событий средней мощности в минимуме коррелирует с высотой следующего цикла.

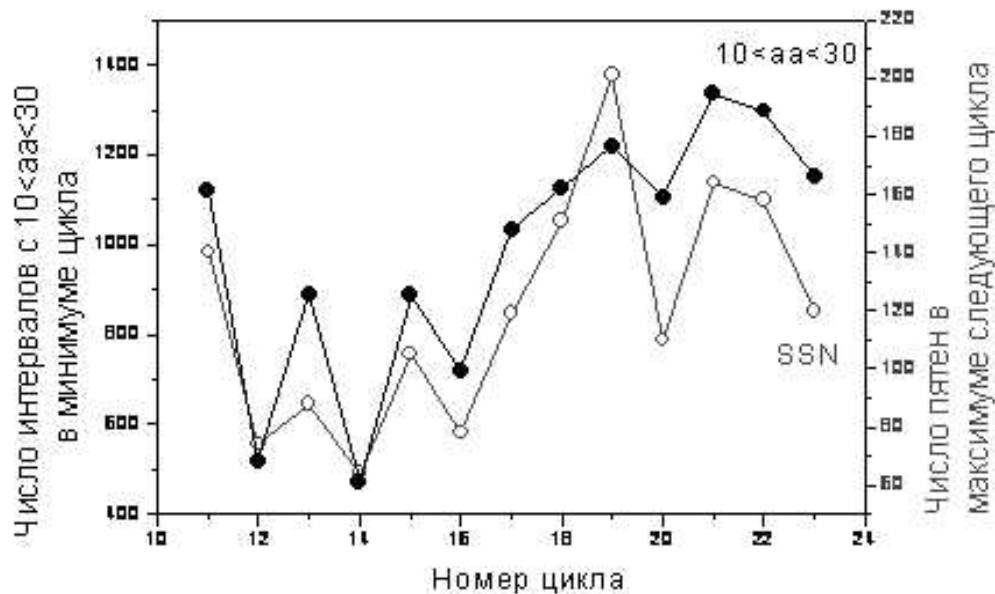


Рис. 2.

На рисунке 2 показана зависимость частоты встречаемости возмущений в диапазоне  $10 < aa < 30$  в минимумах циклов и величины максимума следующего цикла от номера цикла. Все экстремумы обеих кривых совпадают и таким образом можно уверенно говорить, что повышение или понижение числа геомагнитных возмущений средней мощности в минимуме несомненно указывает на повышение или понижение высоты следующего цикла. Коэффициент корреляции составляет  $0.90 \pm 0.13$ . Для 2009 года мы имеем на оси абсцисс по  $aa$ -индексу 725, тогда для максимума 24 цикла получаем среднегодовое число пятен 83. Эта корреляция самая высокая именно для бурь среднего уровня мощности. Для событий более мощных коэффициент корреляции сильно падает и составляет  $0.51 \pm 0.21$ .

## 6. Заключение

Таким образом, геомагнитные бури с внезапным и постепенным началом образуют две независимые популяции, не связанные ни временем появления, ни характером самого возмущения. Это различие определяется тем, что источники на Солнце, вызывающие эти возмущения, различны: бури с внезапным началом вызываются корональными выбросами масс, бури с постепенным началом вызываются высокоскоростными потоками солнечного ветра, истекающими из корональных дыр.

### Литература

1. *Оль А.И.*, Солн. данные. 1966, №12, с. 84–86.
2. *Obridko V.N., Shelting B.D., Livshits I. M. and Asgarov A.B.*, Solar Phys., 2009, V. 260, p. 191–206.
3. *Канониди Х.Д., Митрофанова Т.А., Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д.* Геомагнетизм и аэрономия, 2011, в печати.
4. *Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д., Лившиц И.М.* Астрон. Ж., 2011, Т. 88, №3, с. 313–320.
5. *Legrand, J.P., & Simon, P.A.*, Astron & Astrophys, 1985, 152, 199.
6. *Tsurutani, B.T., Gonzalez, E.D., Gonzalez, A.L. C. et al.*, J. Geophys. Res., 1995, 100, 21717.
7. *Tsurutani, B.T., Gonzalez, W.D., Gonzalez, A.L.C. et al.*, J. Geophys. Res. 2006, 111, A07S01.

## СПИСОК АВТОРОВ

- Lemen J.* 19  
*Slater G.* 19  
*Абдусаматов Х.И.* 295, 299, 303, 307  
*Абрамов-Максимов В.Е.* 223  
*Авакян С.В.* 291  
*Акмаров А.А.* 99  
*Акмаров К.А.* 99  
*Алиев А.Х.* 351  
*Анфиногентов С.А.* 227  
*Астапов И.И.* 357  
*Бадалян О.Г.* 15  
*Бадушев С.О.* 103, 113  
*Бальбина А.С.* 311  
*Баранов А.В.* 105, 109  
*Баранов Д.Г.* 31  
*Барбашина Н.С.* 357  
*Бембитов Д.Б.* 103, 113  
*Venevolenskaya E.E.* 19  
*Бикташ Л.З.* 255  
*Биленко И.А.* 363  
*Блудова Н.Г.* 23  
*Боровик В.Н.* 367, 379  
*Борог В.В.* 357  
*Бруевич Е.А.* 27  
*Варламов А.А.* 313  
*Васильев С.С.* 329  
*Васильева В.В.* 69, 89  
*Ватагин П.В.* 115, 197  
*Веретененко С.В.* 217  
*Вернова Е.С.* 31  
*Вильковиский Э.Я.* 277  
*Волобуев Д.М.* 119, 321  
*Воротков М.В.* 323  
*Георгиева К.* 3  
*Гетлинг А.В.* 35  
*Горшков В.Л.* 323  
*Гриб С.А.* 259  
*Григорьева И.Ю.* 367, 379  
*Гусева И.С.* 123  
*Гусева С.А.* 217  
*Давыдов В.В.* 327  
*Данилова О.А.* 285  
*Делоне А.* 379  
*Дергачев В.А.* 329, 347  
*Дивлекеев М.И.* 371  
*Дмитриев П.Б.* 347  
*Дмитриева А.Н.* 357  
*Дормидонтов Д.В.* 249  
*Егоров Я.И.* 391  
*Ерофеев Д.В.* 265  
*Ефремов В.И.* 231, 235  
*Загайнова Ю.С.* 395  
*Зайцев В.В.* 197  
*Иванов В.Г.* 39, 47  
*Иванов Е.В.* 43  
*Измайлов И.С.* 299, 303  
*Исаева Е.А.* 269  
*Исайкина О.А.* 375  
*Ихсанов Р.Н.* 47  
*Калинин А.А.* 127  
*Караханян А.А.* 311  
*Каримова Л.М.* 335  
*Карлин Л.Н.* 299, 303  
*Кацова М.М.* 51  
*Кашапова Л.К.* 151, 203  
*Князева И.С.* 57  
*Кожеватов И.Е.* 179  
*Кокоулин Р.П.* 357  
*Колстрём Т.* 347  
*Компаниец К.Г.* 357  
*Коржавин А.Н.* 131  
*Коста Ж.Э.Р.* 159  
*Кочанов А.А.* 227  
*Круглун О.А.* 335  
*Кудрявцев И.В.* 115, 135, 171, 207  
*Кузнецов С.А.* 139  
*Кузнецова М.А.* 61

- Кузовкова А.Ю.* 357  
*Кузьминых Ю.В.* 183  
*Кукса Ю.И.* 375  
*Кулагин Е.С.* 143  
*Куприянова Е.Г.* 147  
*Лазарева Л.Ф.* 109  
*Лазутков В.П.* 171  
*Лаповок Е.В.* 299, 303, 307  
*Лейко У.М.* 65  
*Лепишников Д.Х.* 69  
*Лившиц М.А.* 151  
*Лих Ю.С.* 123  
*Лопатин Е.В.* 347  
*Лотова Н.А.* 273  
*Макаренко Н.Г.* 57, 313, 335  
*Манкаева Г.А.* 157  
*Матвеев Г.А.* 171  
*Мельников В.Ф.* 139, 147, 159, 175, 197, 207  
*Мерзляков В.Л.* 163, 167  
*Милецкий Е.В.* 73  
*Миллер Н.О.* 323  
*Минасянц Г.С.* 277  
*Минасянц Т.М.* 277  
*Михаляев Б.Б.* 103, 113, 157  
*Можаровский С.Г.* 109  
*Моргачев А.С.* 175  
*Моторина Г.Г.* 171  
*Наговицын Ю.А.* 3, 73, 239, 291, 313, 335  
*Наговицына Е.Ю.* 239  
*Найденов В.О.* 339  
*Нерушев А.Ф.* 299, 303  
*Нестеренок А.В.* 339  
*Никольская К.И.* 279  
*Обридко В.Н.* 3, 179, 273  
*Огурцов М.Г.* 77, 317, 343, 399  
*Папушев П.Г.* 143  
*Парфиненко Л.Д.* 231, 235  
*Петерова Н.Г.* 131  
*Петрухин А.А.* 357  
*Поляков В.Е.* 175  
*Попова Т.Е.* 203  
*Порфирьева Г.* 379  
*Прокудина В.С.* 81  
*Просовецкий Д.В.* 227  
*Пятигорский А.Г.* 85, 383  
*Пятигорский Г.А.* 85, 383  
*Распопов О.М.* 329, 347  
*Руденчик Е.А.* 179  
*Рыбак А.Л.* 239  
*Савченко М.И.* 171  
*Сдобнов В.Е.* 285  
*Середжинов Р.Т.* 245, 249  
*Сидоров В.И.* 183  
*Симоев П.Ж.А.* 159  
*Склярова Е.М.* 187  
*Скородумов Д.В.* 171  
*Соловьев А.А.* 191, 231, 235  
*Старкова Л.И.* 167  
*Степанов А.В.* 115, 197  
*Струминский А.Б.* 387  
*Тавастшерна К.С.* 89  
*Тлатов А.Г.* 69, 89, 93, 351  
*Топчило Н.А.* 131  
*Третьяков Н.Д.* 299, 303  
*Туфанов Д.А.* 357  
*Тясто М.И.* 31, 285  
*Файнштейн В.Г.* 203, 391, 395  
*Ханков С.И.* 299, 303, 307  
*Цап Ю.Т.* 269  
*Чариков Ю.Е.* 115, 135, 171, 187, 197, 207  
*Шельтинг Б.Д.* 399  
*Шибасев И.Г.* 375  
*Шибасаки К.* 223  
*Шрамко А.Д.* 213, 217  
*Шутенко В.В.* 357  
*Юдин А.А.* 299, 303  
*Юнгнер Х.* 329  
*Язев С.А.* 183  
*Яковлева Е.И.* 357  
*Якунина Г.В.* 27, 379  
*Яшин И.И.* 357

## СО Д Е Р Ж А Н И Е

<b>Обридко В.Н., Наговицын Ю.А., Георгиева К.</b> Необычный солнечный минимум – вызов теории солнечного динамо	3
---	---

### Секция 1.

### ЦИКЛ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ: НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АСПЕКТЫ

<b>Бадалян О.Г.</b> Скорость вращения Солнца как звезды на большом временном интервале .....	15
<b>Benevolenskaya E.E., Slater G. &amp; Lemen J.</b> Polar magnetic flux evolution inside and outside a coronal hole inferred from the solar dynamics observatory (SDO) .....	19
<b>Блудова Н.Г.</b> Долговременные изменения относительной доли тени пятен в зависимости от площади и конфигурации группы .....	23
<b>Бруевич Е.А., Якунина Г.В.</b> Индексы солнечной активности в 21, 22 и 23 циклах .....	27
<b>Вернова Е.С., Тясто М.И., Баранов Д.Г.</b> Дисбаланс фотосферных магнитных полей положительной и отрицательной полярностей .....	31
<b>Гетлинг А.В.</b> Спиральность конвективных течений во вращающейся жидкости .....	35
<b>Иванов В.Г.</b> Закон Джоя и его особенности по данным трёх каталогов солнечных пятен .....	39
<b>Иванов Е.В.</b> О циклических изменениях структуры крупномасштабного магнитного поля Солнца и циклических вариациях наиболее заметных проявлений солнечной активности .....	43
<b>Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.</b> Широтно-временная эволюция крупномасштабного магнитного поля в 21-м и 22-м циклах солнечной активности .....	47

<b>Кацова М.М.</b> Особенности активности солнечного типа звёзд с различной толщиной конвективной зоны .....	51
<b>Князева И.С., Макаренко Н.Г.</b> Сетевые методы анализа гелиообусловленных временных рядов .....	57
<b>Кузнецова М.А.</b> Каталог активных областей по наблюдениям с космической обсерватории SDO .....	61
<b>Лейко У.М.</b> Цикличность магнитных полей Солнца (21–23 циклы) .....	65
<b>Лепшоков Д.Х., Тлатов А.Г., Васильева В.В.</b> Реконструкция характеристик солнечных пятен за период 1853–1861 гг. ....	69
<b>Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А.</b> Особые моменты 11-летних циклов в вариациях широтных характеристик пятенной активности Солнца .....	73
<b>Огурцов М.Г.</b> Гипотеза о «потерянном» солнечном цикле и основные статистические закономерности солнечной цикличности .....	77
<b>Прокудина В.С.</b> Анализ возможных причин продолжительного минимума 24 цикла	81
<b>Пятигорский А.Г., Пятигорский Г.А.</b> Анализ особенностей нового 24 цикла солнечной активности в частотно-временной области .....	85
<b>Тавастшерна К.С., Васильева В.В., Тлатов А.Г.</b> Корональные дыры по наблюдениям в линии He10830 Å и в рентгеновском диапазоне в период 21–23 циклов активности .....	89
<b>Тлатов А.Г.</b> Долговременные вариации размера солнечной супергрануляции по наблюдениям в линии К CaII .....	93



**Секция 2.  
МОДЕЛИРОВАНИЕ АКТИВНЫХ СОЛНЕЧНЫХ  
ОБРАЗОВАНИЙ, ПРОЦЕССОВ И ЯВЛЕНИЙ**

<b><i>Акмаров К.А., Акмаров А.А.</i></b> Образование турбулентных вихревых колец в центральных областях Солнца .....	99
<b><i>Бадушев С.О., Михалев Б.Б., Бембитов Д.Б.</i></b> Об отражении короткопериодических быстрых магнитозвуковых волн от границы между средней и верхней хромосферы .....	103
<b><i>Баранов А.В.</i></b> Некоторые особенности поведения экстремумов профилей Стокса магнитоактивных линий в фотосфере Солнца .....	105
<b><i>Баранов А.В., Лазарева Л.Ф., Можаровский С.Г.</i></b> Инверсии наблюдаемых профилей круговой поляризации в спектральных магнитоактивных линиях различных элементов в солнечной атмосфере .....	109
<b><i>Бембитов Д.Б., Михалев Б.Б., Бадушев С.О.</i></b> Определение частоты отсечки звуковых волн в нижней и средней хромосфере .....	113
<b><i>Ватагин П.В., Чариков Ю.Е., Степанов А.В., Кудрявцев И.В.</i></b> Рентгеновское излучение в солнечных вспышках с суб-ТГц радиоизлучением .....	115
<b><i>Волбуев Д.М.</i></b> Алгоритм идентификации нейтральной линии по магнитограммам SDO .....	119
<b><i>Гусева И.С., Лих Ю.С.</i></b> Изменение блеска звезд при затмении их короной Солнца (по снимкам LASCO C3) .....	123
<b><i>Калинин А.А.</i></b> Линии H CaII и H $\epsilon$ в спектрах солнечных протуберанцев .....	127
<b><i>Коржавин А.Н., Петерова Н.Г., Топчило Н.А.</i></b> О кольцеобразной структуре источника циклотронного излучения над солнечным пятном по наблюдениям с разрешением в 1 угл. сек. ....	131
<b><i>Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е.</i></b> Жесткое рентгеновское излучение релятивистских электронов, ускоренных в солнечных вспышках .....	135

<b>Кузнецов С.А., Мельников В.Ф.</b> Влияние плотности плазмы во вспышечной петле на динамику микроволнового спектра солнечных вспышечных петель .....	139
<b>Кулагин Е.С., Папушев П.Г.</b> Испытания узкополосной широкоугольной перестраиваемой ступени оптического фильтра, выполненной на основе двухлучевого интерферометра .....	143
<b>Куприянова Е.Г., Мельников В.Ф.</b> Пространственная структура квазипериодических пульсаций на основной и второй гармониках кинк моды в одиночной вспышечной петле .....	147
<b>Лившиц М.А., Кашанова Л.К.</b> Связь нетепловых и газодинамических процессов в мощных солнечных вспышках .....	151
<b>Манкаева Г.А., Михалев Б.Б.</b> Равновесие корональной аркады с винтовой структурой .....	157
<b>Мельников В.Ф., Коста Ж.Э.Р., Симоес П.Ж.А.</b> Суб-ТГц излучение солнечных вспышек: формирование спектра .....	159
<b>Мерзляков В.Л.</b> Изменение плотности вещества над активной областью перед эрупцией .....	163
<b>Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.</b> Особенность неоднородности магнитного поля солнечной короны .....	167
<b>Моторина Г.Г., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., Матвеев Г.А., Савченко М.И., Скородумов Д.В., Чариков Ю.Е.</b> Восстановление энергетического распределения электронов, ускоренных во время солнечной вспышки 26 июля 2002 года, по данным жесткого рентгеновского излучения .....	171
<b>Поляков В.Е., Моргачев А.С., Мельников В.Ф.</b> Моделирование пространственно-временной динамики степени поляризации и спектра микроволновых вспышечных петель .....	175
<b>Руденчик Е.А., Обридко В.Н., Кожеватов И.Е.</b> Космический спектромагнитограф для миссии “Интергелиозонд” .....	179
<b>Сидоров В.И., Кузьминых Ю.В., Язев С.А.</b> О причинах расхождения фотосферных оснований магнитных трубок на примере АО 10930 .....	183

<b>СклярOVA Е.М., Чариков Ю.Е.</b> Рентгеновское излучение тепловых вспышек на Солнце .....	187
<b>Соловьев А.А.</b> Моделирование жгутовой структуры хромосферной вспышки .....	191
<b>Степанов А.В., Зайцев В.В., Мельников В.Ф., Ватагин П.В., Чариков Ю.Е.</b> Суб-терагерцовое излучение солнечных вспышек: плазменный механизм излучения хромосферы? .....	197
<b>Файнштейн В.Г., Попова Т.Е., Кашанова Л.К.</b> Исследование динамики магнитного поля по данным SOHO/MDI в области вспышек, связанных с корональными выбросами массы типа гало .....	203
<b>Чариков Ю.Е., Кудрявцев И.В., Мельников В.Ф.</b> Пространственное распределение интенсивности и степени поляризации жесткого рентгеновского излучения вдоль петли магнитного поля во время солнечных вспышек .....	207
<b>Шрамко А.Д.</b> Новая система регистрации на радиотелескопах РТ-2 и РТ-3 на ГАС ГАО РАН .....	213
<b>Шрамко А.Д., Гусева С.А.</b> Солнечные локальные источники в радиодиапазоне по частному затмению 04.01.2011 на ГАС ГАО РАН .....	217

### Секция 3. ГЕЛИОСЕЙСМОЛОГИЯ

<b>Абрамов-Максимов В.Е., Шибасаки К.</b> Особенность в спектре короткопериодических колебаний микроволнового излучения NOAA 10139 .....	223
<b>Анфиногентов С.А., Кочанов А.А., Просовецкий Д.В.</b> Гибридный метод восстановления радиоизображений Солнца на ССРТ .....	227
<b>Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.</b> Синхронность долгопериодических колебаний в солнечных пятнах .....	231
<b>Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.</b> Спектральный состав фонового магнитного поля на магнитограммах HMI(SDO) .....	235

***Наговицын Ю.А., Рыбак А.Л., Наговицына Е.Ю.***

Вариации магнитного поля и пространственные конфигурации долгопериодических колебаний солнечных пятен по данным КА SOHO 239

***Середжинов Р.Т.***

Методика калибровки хромосферных изображений солнечного патрульного телескопа ..... 245

***Середжинов Р.Т., Дормидонтов Д.В.***

Система удержания на активной области ..... 249

**Секция 4.**

**СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР И КОСМИЧЕСКАЯ ПОГОДА**

***Бикташ Л.З.***

Высокоскоростные потоки солнечного ветра и вариации Dst-индекса в 19–23 солнечных циклах ..... 255

***Гриб С.А.***

Возможно ли ударное возмущение планетарной магнитосферы из-за влияния стационарного тангенциального разрыва солнечного ветра? 259

***Ерофеев Д.В.***

Симметрия флуктуаций магнитного поля и скорости в солнечном ветре ..... 265

***Исаева Е.А., Цап Ю.Т.***

Об ускорении солнечных космических лучей ..... 269

***Лотова Н.А., Обридко В.Н.***

Изучение солнечного ветра новыми методами ..... 273

***Минасянц Г.С., Минасянц Т.М., Вильковиский Э.Я.***

Влияние активных процессов на плотность альфа-частиц в солнечном ветре ..... 277

***Никольская К.И.***

Области на Солнце, ответственные за быстрые потоки перманентного солнечного ветра ..... 279

***Тясто М.И., Данилова О.А., Сдобнов В.Е.***

Геоманнитные пороги обрезания космических лучей в магнитном поле эмпирических моделей в период сильного возмущения в ноябре 2003 г.: сравнение моделей ..... 285

**Секция 5.  
КОСМИЧЕСКИЙ КЛИМАТ И КЛИМАТ ЗЕМЛИ**

<b><i>Авакян С.В., Наговицын Ю.А.</i></b> О комиссии по физическим проблемам современного изменения климата .....	291
<b><i>Абдусаматов Х.И.</i></b> Двухвековое снижение солнечной постоянной приводит к несбалансированному тепловому бюджету Земли и малому ледниковому периоду .....	295
<b><i>Абдусаматов Х.И., Измайлов И.С., Карлин Л.Н., Лаповок Е.В., Нерушев А.Ф., Третьяков Н.Д., Ханков С.И., Юдин А.А.</i></b> Диагностика климата Земли на основе мониторинга альбеда Бонда из точки Лагранжа L1 .....	299
<b><i>Абдусаматов Х.И., Измайлов И.С., Карлин Л.Н., Лаповок Е.В., Нерушев А.Ф., Третьяков Н.Д., Ханков С.И., Юдин А.А.</i></b> Новая версия проекта «Астрометрия» для мониторинга альбеда Бонда Земли по пепельному свету Луны .....	303
<b><i>Абдусаматов Х.И., Лаповок Е.В., Ханков С.И.</i></b> Факторы, определяющие термоинерционные характеристики системы Земля – атмосфера .....	307
<b><i>Балыбина А.С., Караханян А.А.</i></b> Дендроиндикация солнечной активности в Восточной Сибири .....	311
<b><i>Варламов А.А., Макаренко Н.Г., Наговицын Ю.А.</i></b> Тысячелетняя реконструкция глобального климата Земли: новые подходы к имеющимся данным .....	313
<b><i>Веретененко С.В., Огурцов М.Г.</i></b> Стратосферный циркумполярный вихрь как связующее звено между солнечной активностью и циркуляцией нижней атмосферы .....	317
<b><i>Волобуев Д.М.</i></b> Солнечная активность в «мире маргариток»: двумерная модель с учетом влажности .....	321
<b><i>Горшков В.Л., Миллер Н.О., Воротков М.В.</i></b> Проявление солнечной активности в структуре рядов параметров вращения Земли .....	323

**Давыдов В.В.**

Кросс рекуррентность в индексах VAI и числах Вольфа солнечных пятен ..... 327

**Дергачев В.А., Васильев С.С., Распопов О.М., Юнгнер Х.**

Непрямое солнечное воздействие на климат: геомагнитное поле, галактические космические лучи ..... 329

**Макаренко Н.Г., Наговицын Ю.А., Каримова Л.М., Круглун О.А.**

Региональные инструментальные ряды в реконструкциях глобальных изменений климата Земли ..... 335

**Нестеренок А.В., Найденов В.О.**

Космогенный радиоуглерод в полярных льдах как метод исследования солнечной активности ..... 339

**Огурцов М.Г.**

Наземная солнечная радиация и глобальный климат Земли в конце 20-го века ..... 343

**Распопов О.М., Дергачев В.А., Лопатин Е.В., Колстрём Т., Дмитриев П.Б.**

Анализ комбинированного воздействия солнечных и внутриатмосферных факторов на климатическую вариабельность в северо-восточном секторе Европейской части России ..... 347

**Глатов А.Г., Алиев А.Х.**

Увеличение уровня атмосферного ореола в 20-м веке как возможная причина изменения климата ..... 351

### **Секция 6.**

## **ПРОГНОЗИРОВАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ЕЁ ГЕОЭФФЕКТИВНЫХ ПРОЯВЛЕНИЙ**

**Астапов И.И., Барбашина Н.С., Борог В.В., Дмитриева А.Н., Кокотин Р.П., Компаниец К.Г., Кузовкова А.Ю., Петрухин А.А., Туфанов Д.А., Шутенко В.В., Яковлева Е.И., Яшин И.И.**

Изучение высокоэнергичных динамических процессов на Солнце и во внутренней гелиосфере методом мюонной диагностики ..... 357

**Биленко И.А.**

Закономерности формирования корональных выбросов массы в цикле солнечной активности ..... 363

***Боровик В.Н., Григорьева И.Ю.***

Микроволновый "пекулярный" источник в радиоизлучении вспышечно-активных областей NOAA 11158 (февраль, 2011) и NOAA 10030 (июль, 2002) накануне мощных рентгеновских вспышек ..... 367

***Дивлекеев М.И.***

Корональные выбросы масс 30 июля 2005 года ..... 371

***Исайкина О.А., Кукса Ю.И., Шibaев И.Г.***

Оценка и сопоставление долговременной динамики артериального давления и пульса с солнечными и атмосферными параметрами ..... 375

***Порфирьева Г., Якунина Г., Делоне А., Боровик В., Григорьева И.***

Характеристики корональных выбросов массы и сопутствующих явлений на Солнце ..... 379

***Пятигорский А.Г., Пятигорский Г.А.***

Прогнозирование солнечной активности посредством нелинейного регрессионного частотно-временного анализа ряда чисел Вольфа ..... 383

***Струминский А.Б.***

Гигантские события 23-го цикла: сходства и различия ..... 387

***Файнштейн В.Г., Егоров Я.И.***

Исследование корональных выбросов массы нового солнечного цикла с использованием данных космического аппарата PROBA2 ..... 391

***Файнштейн В.Г., Загайнова Ю.С.,***

Исследование начальной стадии движения корональных выбросов массы типа гало по данным GOES-12/SXI ..... 395

***Шельтинг Б.Д., Обридко В.Н.***

Магнитные бури с внезапным и постепенным началом как индексы солнечной активности ..... 399

**Список авторов ..... 405**