

ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

*XX ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ  
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА*

**СОЛНЕЧНАЯ  
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ  
ФИЗИКА – 2016**

**ТРУДЫ**



Санкт-Петербург  
2016

Сборник содержит тезисы докладов, представленных на XX Всероссийскую ежегодную конференцию по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2016» (10 – 14 октября 2016 года, ГАО РАН, Санкт-Петербург). Конференция проводится Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, секции «Солнце» Научного совета по астрономии РАН и секции «Плазменные процессы в магнитосферах планет, атмосферах Солнца и звезд» Научного совета «Солнце-Земля».

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

В конференции принимали участие учёные Российской Федерации, Болгарии, Азербайджана, Австралии, Австрии, Бельгии, Великобритании, Израиля, Китая, Финляндии, США, Украины.

### **Оргкомитет конференции**

**Сопредседатели:** А.В. Степанов (*ГАО РАН*), В.В. Зайцев (*ИПФ РАН*)  
*Зам. сопредседателей* – Ю.А. Наговицын (*ГАО РАН*)

### **Члены оргкомитета:**

В.М. Богод ( <i>САО РАН</i> )	М.А. Лившиц ( <i>ИЗМИРАН</i> )
И.С. Веселовский ( <i>НИИЯФ МГУ, ИКИ РАН</i> )	Н.Г. Макаренко ( <i>ГАО РАН</i> )
К. Георгиева ( <i>ИКСИ-БАН, Болгария</i> )	В.Н. Обридко ( <i>ИЗМИРАН</i> )
В.А. Дергачев ( <i>ФТИ РАН</i> )	А.А. Соловьёв ( <i>ГАО РАН</i> )
Л.К. Кашапова ( <i>ИСЗФ СО РАН</i> )	Д.Д. Соколов ( <i>МГУ</i> )
Л.Л. Кичатинов ( <i>ИСЗФ СО РАН</i> )	А.Г. Тлатов ( <i>ГАС ГАО РАН</i> )

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

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

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

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

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

Компьютерная верстка Е.Л. Терёхиной

**ISBN 978-5-9651-1008-7**

© Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2016

## **ДИАГНОСТИКА ТУРБУЛЕНТНОГО ДИНАМО ПО РЕЖИМУ ВСПЛЫТИЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ**

**Абраменко В.И.<sup>1,2</sup>, Тихонова О.И.<sup>1</sup>, Куценко А.С.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия*

<sup>2</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

## **DIAGNOSTICS OF TURBULENT DYNAMO FROM THE FLUX EMERGENCE RATE IN ACTIVE REGIONS**

**Abramenko V.I.<sup>1,2</sup>, Tikhonova O.I.<sup>1</sup>, Kutsenko A.S.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia*

<sup>2</sup>*Central (Pulkovo) Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

*Line-of-sight magnetograms acquired by the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) onboard the Solar Dynamic Observatory (SDO) and by the Michelson Doppler Imager (MDI) onboard the Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) for 14 emerging ARs were used to study the derivative of the total unsigned flux – the flux emergence rate,  $R(t)$ . We found that the emergence regime is not universal: each AR displays a unique emergence process. Nevertheless, two types of the emergence process can be identified. First type is a regular emergence with quasi-constant behavior of  $R(t)$  during a 1–3 day emergence interval with a rather low magnitude of the time average of flux derivative,  $\langle R(t) \rangle = (0.57 \pm 0.22) \cdot 10^{22} \text{ Mx day}^{-1}$ . The second type can be described as accelerated emergence with a long interval ( $> 1$  day) of the rapidly increasing flux derivative  $R(t)$  that result in a rather high magnitude of  $(0.92 \pm 0.29) 10^{22} \text{ Mx day}^{-1}$ , which later changes to a very short (about a one third of day) interval with  $R(t) = \text{const}$  followed by a monotonous decrease of  $R(t)$ . The first type events might be associated with emergence of a flux tube with a constant amount of flux that rises through the photosphere with a quasi-constant speed. Such events can be explained by the traditional large-scale solar dynamo generating the toroidal flux deep in the convective zone. The second-type events can be interpreted as a signature of sub-surface turbulent dynamo action that generates additional magnetic flux (via turbulent motions) as the magnetic structure makes its way up to the solar surface.*

Всплытие магнитного потока через поверхность Солнца является одним из существенных проявлений действия солнечного динамо внутри конвективной зоны. Мы рассмотрели процесс всплытия магнитного потока в качестве теста для диагностики турбулентного динамо в конвективной зоне. Режим всплытия АО может указать на то, какой из двух процессов – глобальное динамо или турбулентное – доминирует в формировании АО. Когда трубка с постоянным количеством магнитного потока поднимается вверх и проникает в фотосферу с квазипостоянной скоростью, то прирост магнитного потока через поверхность фотосферы происходит в квазипостоянном режиме. Другими словами, скорость всплытия (определяемая как производная по времени от общего потока без учета знака полярности) является квазипостоянной. Тем не менее, если в этот процесс вмешивается турбулентное динамо (генерация магнитного поля в подфотосферных сло-

ях за счет турбулентных движений), то прирост магнитного потока может нарастать по мере всплытия трубки. Это рассуждение побудило нас исследовать скорость всплытия различных АО с целью выявить характерные черты разных режимов всплытия. Подчеркнем, что под скоростью всплытия в данной работе подразумевается мера нарастания потока, но не скорость подъема трубки.

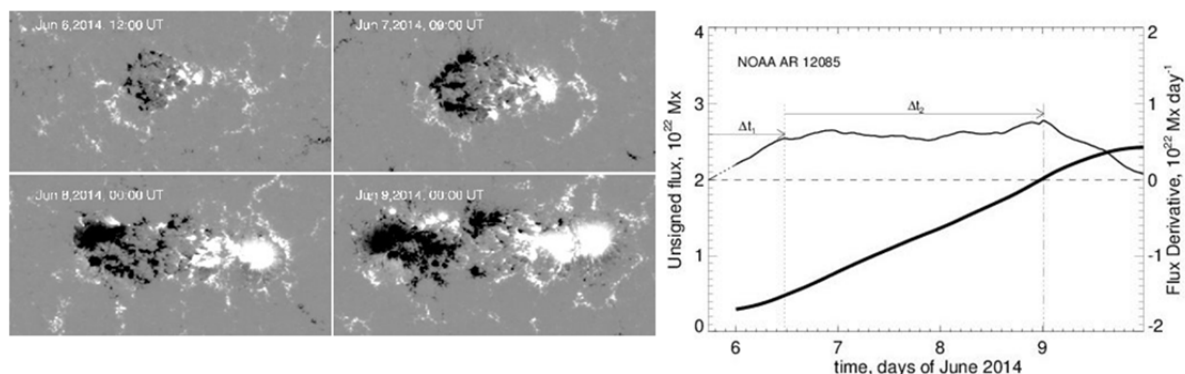
Для исследования режима всплытия активных областей были выбраны 14 АО, которые появились на видимой части солнечного диска в пределах 50 градусов от центра диска. Для 12 из них мы использовали 720-секундные SDO/HMI магнитограммы с размером пикселя 0".5. Для двух оставшихся АО, а именно NOAA 10488 и 10798, мы использовали данные SOHO/MDI с размером пикселя 2". Известно, что SDO/HMI данные демонстрируют искусственные колебания магнитного потока с периодами 24 и 12 часов, вызванных инструментальными эффектами, см., например, [1]. Мы применили низкочастотную фильтрацию, чтобы удалить эти искусственные колебания в общем магнитном потоке АО по методу, предложенному в работе [1]. Влияние проекции на величину магнитного потока было откорректировано путем деления на косинус углового расстояния от центра магнитограммы до центра солнечного диска. Общий магнитный поток вычислялся как сумма абсолютных величин потоков в пикселях, где измеренная плотность потока выше уровня шумов. Скорость нарастания потока рассчитывалась, как производная по времени от общего магнитного потока,  $F(t): R(t) = d(F(t))/dt$ .

Анализ временных изменений функции  $R(t)$  в течение первых 3–5 дней жизни АО показал, что каждая АО обладает своей специфической формой функции  $R(t)$ , однако при этом могут быть идентифицированы, по крайней мере, два типичных режима всплытия потока. Типичный пример первого типа – регулярное всплытие – показан на рис. 1, АО NOAA 12085. После короткого периода ускоренного всплытия (обозначен стрелкой  $\Delta t_1$  на рис. 1, правая панель) следует длительный период (около 2.5 дней, обозначен стрелкой  $\Delta t_2$ ) линейного роста потока и, следовательно, почти постоянной производной  $R(t)$ , плавно меняющейся вокруг своего среднего значения  $0.55 \cdot 10^{22}$  максвелл в день. В течении последнего дня наблюдения, скорость роста потока снижается до нуля, т.е. до момента насыщения потока. Эта АО является весьма типичной: среднего размера биполярная группа, подчиняющаяся закону Хейла. Мы будем называть этот тип возникновения АО регулярным типом всплытия.

В нашем наборе данных было семь таких областей. Среднее в течение интервала  $\Delta t_2$  по ним значение  $R(t)$  составляет  $(0.57 \pm 0.22) 10^{22}$  максвелл в день, а средняя величина интервалов  $\langle \Delta t_1 \rangle = 0.79 \pm 0.12$  и  $\langle \Delta t_2 \rangle = 2.17 \pm 0.94$ .

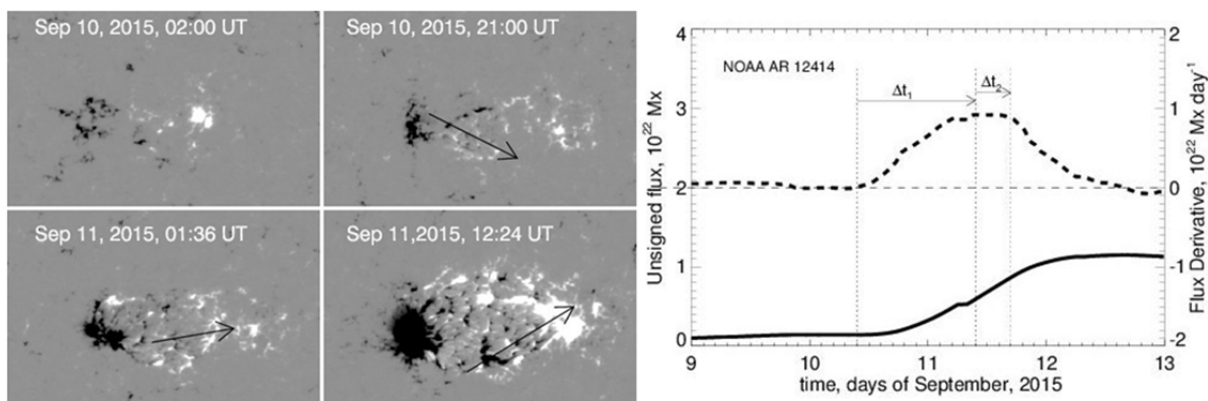
Другой тип всплытия потока показан на рис. 2. На начальной стадии всплытия АО скорость роста потока возрастает в течение дня или даже

дольше ( $\Delta t_1$  на рис. 2). Период  $\Delta t_2$  постепенной (квазипостоянной) производной очень короткий и, как правило, длится меньше, чем полдня, после



**Рис. 1.** Пример регулярного всплытия с доминированием линейного нарастания потока ( $\Delta t_1 < \Delta t_2$ ).

чего темп роста начинает постепенно уменьшаться, пока насыщение потока не будет достигнуто (черной стрелкой на магнитограммах показано вращение всплывающего в середине группы диполя). Таких АО было также семь в нашем наборе данных. Среднее (в течение интервала  $\Delta t_2$ ) по ним значение  $R(t)$  составляет  $(0.92 \pm 0.29) \cdot 10^{22}$  максвелл в день (что заметно выше, чем для случаев регулярного всплытия), а средняя величина интервалов  $\langle \Delta t_1 \rangle = 1.53 \pm 0.61$  и  $\langle \Delta t_2 \rangle = 0.32 \pm 0.18$ .



**Рис. 2.** Пример ускоренного всплытия с доминированием нелинейного нарастания потока ( $\Delta t_1 > \Delta t_2$ ).

Таким образом, фаза всплытия АО протекает в индивидуальном режиме, в то время как на стадии распада АО исчезновение магнитного потока, согласно работе [2], происходит по единому сценарию. Универсальность поведения потока при распаде и индивидуальность на фазе всплытия можно объяснить, если учесть, что в фазе распада магнитная конфигурация должна подчиняться общим крупномасштабным солнечным поверхностным процессам (меридиональная циркуляция, дифференциальное враще-

ние, турбулентная диффузия и т.д.) которые регулируют поток. И наоборот, всплытие потока происходит в сильно турбулентной конвективной зоне, которая способна генерировать магнитные поля по-разному в разных местах.

Мы интерпретируем наш вывод следующим образом. Простейшая ситуация, когда монолитная магнитная трубка с квази-постоянным потоком, сгенерированная в области тахоклина, равномерно поднимается и пересекает фотосферу, ее поток будет меняться пропорционально времени, т.е. нарастание потока будет линейным и производная потока по времени будет постоянной, что мы и наблюдаем для областей первого типа всплытия. Такой сценарий всплытия согласуется с моделью генерации поля классическим глобальным динамо.

С другой стороны, если в конвективной зоне работает турбулентное динамо (см. например, [3]), то возможен дополнительный прирост магнитного потока по мере всплытия трубки, и можно ожидать нелинейный режим нарастания потока (второй тип всплытия). Если эта интерпретация верна, то проявление турбулентного динамо – не редкое явление, так как половина анализируемых событий выявляют ускоренный режим всплытия.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 16-02-00221 А, 16-42-910493, Программы № 7 Президиума РАН.

#### **Литература**

1. *Kutsenko, A.S., Abramenko, V.I.* // Solar Physics, 2016, v. **291**, p. 1613–1623.
2. *Ugarte-Urra, I., Upton, L., Warren, H.P., Hathaway, D.H.* // Astrophys. Journal, 2015, v. **815**, p. 90–99.
3. *Sokoloff, D., Khlystova, A., Abramenko, V.* // MNRAS, 2015, v. 451, p. 1522–1527.

**ОСОБЕННОСТИ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ NOAA 12242 ПЕРЕД ВСПЫШКОЙ X1.8  
ПО ДАННЫМ RATAN-600 И SDO/HMI**

**Абрамов-Максимов В.Е.<sup>1</sup>, Боровик В.Н.<sup>1</sup>, Опейкина Л.В.<sup>2</sup>,  
Тлатов А.Г.<sup>1</sup>, Яснов Л.В.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>САО РАН, Нижний Архыз, Россия

<sup>3</sup>СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

**THE FEATURES OF MICROWAVE EMISSION  
OF ACTIVE REGION NOAA 12242 BEFORE X1.8 FLARE  
AS BASED ON RATAN-600 AND SDO/HMI DATA**

**Abramov-Maximov V.E.<sup>1</sup>, Borovik V.N.<sup>1</sup>, Opeikina L.V.<sup>2</sup>,  
Tlatov A.G.<sup>1</sup>, Yasnov L.V.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup>Special astrophysical observatory RAS, Nizhnii Arhiz, Russia

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

*Context.* We continue to study solar active regions (ARs) where strong flares occurred. The research of ARs on pre-flare phase (during a few days before the flare) can reveal features in microwave emission of AR and its magnetic-field characteristics that indicate that a powerful flare is about to take place.

*Aims.* The aim of this research is to study evolution of AR NOAA 12242, where X1.8 flare occurred, using radio and magnetographic observations and simulations.

*Methods.* We analysed microwave emission and magnetic-field characteristics of AR NOAA 12242 as based on RATAN-600 and SDO/HMI data. We also compared observational results with simulations.

*Results.* We find the appearance of new microwave source above neutral line of the photospheric magnetic field a day before X1.8 flare. The magnetic field gradient reached the highest value for 30 hours prior to the flare. We suppose that emergence of new magnetic field and convergence of the magnetic fields of opposite polarities could cause the flare.

Работа выполняется в рамках задачи по выявлению признаков подготовки больших вспышек на Солнце (класса выше M5 по классификации GOES) по микроволновому излучению активных областей (АО) и их магнитографическим характеристикам. Обобщение таких признаков, найденных для большого числа различных эруптивных событий, и их статистический анализ позволит как продвинуться в понимании физической природы вспышек, так и развить методы их прогноза. Ранее авторами из анализа ряда АО 2011–2014 гг. [1], в которых произошли большие вспышки, было установлено, что в подавляющем большинстве случаев за 1–2 дня до сильной вспышки регистрировалось появление и развитие нового источника микроволнового излучения АО над местом наибольшего градиента фото-

сферного магнитного поля около нейтральной линии. Подобные заключения были сделаны также на основе ранних наблюдений Солнца в 80-х гг. на РАТАН-600 и других радиоастрономических инструментах, а также по результатам наблюдений солнечных затмений (см. обзор в [1]).

В данной работе анализируется развитие активной области NOAA 12242 перед вспышкой класса X1.8 20 декабря 2014 г.

Микроволновое излучение АО исследовалось по данным регулярных многоволновых (в диапазоне 1.6–6.0 см) спектрально-поляризационных наблюдений Солнца, выполненных на радиотелескопе РАТАН-600 (на волне 2.0 см диаграмма антенны 17"×13') на Многооктавном спектрально-поляризационном комплексе высокого разрешения [2]. Ежедневно выполнялось 31 наблюдение Солнца в интервале времени от 07:00 до 11:30 UT при различных позиционных углах Солнца, благодаря чему угол между вертикальной диаграммой направленности антенны и осью Солнца изменялся от  $-14.5^\circ$  до  $+14.5^\circ$  при наблюдениях в крайних азимутах. Это позволило исследовать как эволюцию источников радиоизлучения в течение 4-х часов, так и выполнить их двумерное отождествление с изображениями на диске Солнца.

Магнитографический анализ АО выполнялся по данным SDO/HMI (одновременно полученные изображения АО в континууме и магнитограммы) [5].

Группа 12242 впервые была зарегистрирована 14 декабря с площадью 100 м.д.п. Максимальной ее площадь была 19 декабря – 1080 м.д.п. По мере развития группы в ней возрастало количество вспышек классов C и M, а 20 декабря произошла вспышка X1.8 (00:28 UT). Основное внимание в данной работе было обращено на выявление признаков подготовки этой мощной вспышки в АО по ее микроволновому излучению и по магнитографическим характеристикам.

На рис. 1 приведены фрагменты сканов Солнца (РАТАН-600) на нескольких волнах за 16–20 декабря 2014 г., отождествленные с АО 12242. Под сканами – изображение группы пятен в белом свете и магнитограмма АО (по данным SDO/HMI). Видно, что в структуре микроволнового излучения АО 18 декабря появились новые компоненты, одна из которых (2) 19 декабря стала доминирующей, а 20 декабря (после вспышки X1.8) значительно уменьшилась.

Отождествление компонент микроволнового излучения АО, сделанное с использованием наблюдений на РАТАН-600 в разных азимутах с различными позиционными углами, с изображением группы по наблюдениям 19 декабря показало, что источник 2 однозначно отождествляется с областью вблизи нейтральной линии в том месте, где появилось поле отрицательной полярности вблизи ранее существующего поля положительной полярности. Источник 3 отождествляется с хвостовым пятном в группе.



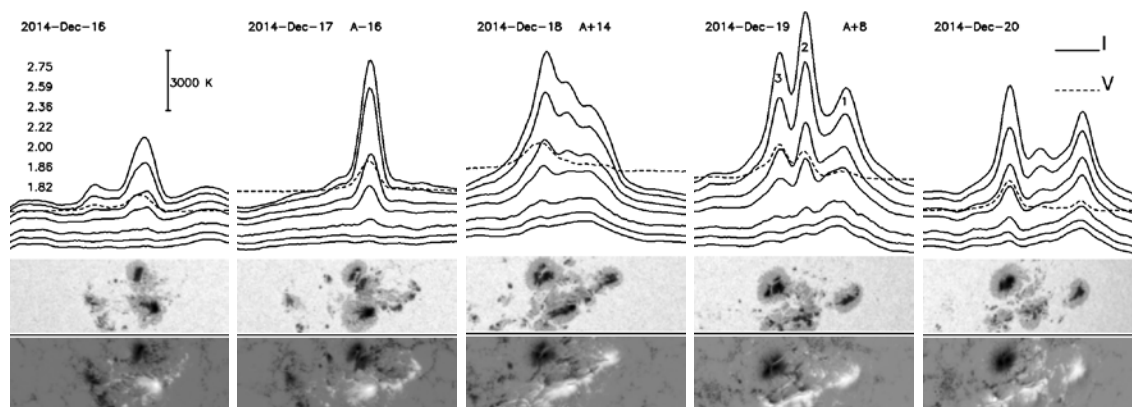


Рис. 1.

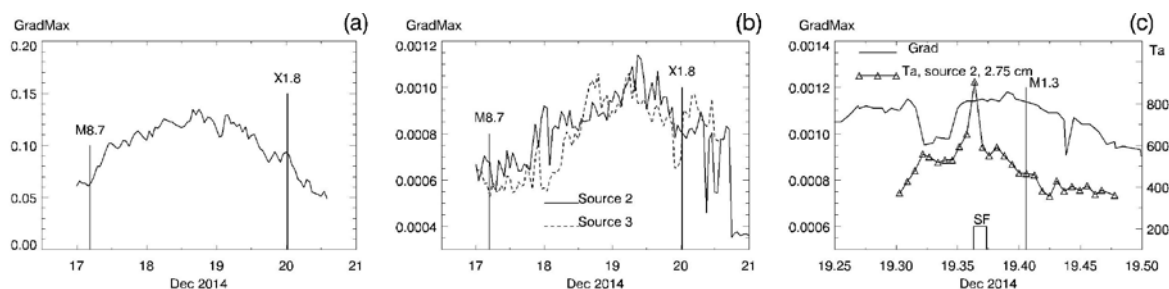


Рис. 2.

Магнитографические характеристики АО приведены на рис. 2 (а, б и с). На рис. 2а показана эволюция суммарного градиента по всей АО за период 17–21 декабря. Видно быстрое нарастание градиента до 18–19 декабря, обусловленное всплыванием двух полей отрицательной полярности и сближением их с ранее существующими полями положительной полярности, и дальнейшее его уменьшение перед вспышкой X1.8. Заметим, что подобная эволюция градиента АО перед большими вспышками отмечалась в ранее рассмотренных нами событиях, а также в работах других исследователей. На рис. 2б приведена эволюция максимальных градиентов отдельно для областей, отождествленных с источниками 2 (сплошная линия) и 3 (пунктирная линия). В обоих случаях магнитографический анализ показал, что места *максимального* градиента находятся вблизи нейтральной линии фотосферного поля. Более детально сопоставить эволюцию максимального градиента с интенсивностью отождествленного с ним радиоисточника представилось возможным только для источника 2. На рис. 2с дано сопоставление изменения интенсивности источника 2 (антенная температура  $T_a$  на волне 2.75 см) с изменением величины максимального градиента в области, отождествленной с этим источником. Видно, что изменение интенсивности микроволнового источника и эволюция максимального градиента магнитного поля подобны. Отметим возрастание интенсивности источника 2 во время субвспышки и в то же время отсутствие изменения интенсивности во время вспышки M1.3,

которая, согласно данным SDO/HMI, развивалась в головной части группы.

Приведем данные векторного магнитного поля под источником 2. Напряженность поля – 2500 Гс отрицательной полярности, с наклоном 140 град. То есть поле практически равно полю в основном источнике 3. Такое поле должно давать излучение сравнимое с излучением источника 3, что и имеет место, в том числе и по знаку поляризации. То, что такое поле появилось рядом с NL, и стало причиной вспышки X. У этого поля заметный наклон – 140 град, то есть оно направлено под углом в 50 град к плоскости фотосферы. Поле с таким наклоном должно приводить к значительному перемещению радиоисточника с длиной волны по сравнению с положением источника 3, где силовые линии практически перпендикулярны фотосфере (173 град). Это и имеет место в наблюдениях.

По спектрам плотности потоков источников 2 и 3 были сделаны оценки полей на уровне переходной области, которые оказались почти в два раза меньше полей на фотосфере. В силу большого наклона силовых линий в источнике 2 можно сделать вывод о том, что высота переходной области в нем существенно ниже, чем в источнике 3.

Сравнение полученных радиохарактеристик источников 2 и 3 (спектров плотностей потоков и яркостных температур) с модельными расчетами, выполненными по методике, описанной в [6], для двух моделей распределения плотности и температуры в АО над максимальным фотосферным полем и над нейтральной линией («модели Мока» [3]) и для «модели Сельхорста» [4], показало, что «модель Сельхорста» дает лучшее соответствие наблюдательным данным, чем «модель Мока».

Выводы: За два дня до вспышки X1.8 в АО 12242 было зарегистрировано появление и развитие нового микроволнового источника над нейтральной линией над областью максимального градиента фотосферного магнитного поля. Вспышка произошла через 30 часов после того, как интегральный градиент фотосферного магнитного поля по активной области достиг своего максимального значения.

Предполагается продолжение поиска признаков подготовки сильных вспышек на Солнце по микроволновому излучению и по магнитографическим характеристикам АО на основе архива данных РАТАН-600 и по текущим наблюдениям Солнца.

#### Литература

1. Abramov-Maximov V., Borovik V., Opeikina L., Tlatov A. Solar. Phys., **290**, 53, 2015.
2. Богод В.М., Алесин А.М., Перваков А.А. Астрофиз. бюллетень, **66**, № 2, с. 223, 2011.
3. Mok Y. et al. Aph.J, **621**, 1098, 2005.
4. Selhorst et al. A.A., **488**, 1079, 2008.
5. Tlatov A.G., Vasil'eva V.V., Makarova V.V., Otkidychev P.A. Solar Phys. **289**, 1403, 2014.
6. Yasnov L.V. Solar Phys., **289**, 1215, 2014.

## **СУПРАМОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫХ СВЯЗЕЙ: КЛИМАТОЛОГИЧЕСКИЕ И БИОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ**

**Авакян С.В.**

*ВНЦ «Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург  
ЦНИИ робототехники и технической кибернетики, Санкт-Петербург  
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого*

## **SUPRAMOLECULAR PHYSICS OF THE SOLAR-TERRESTRIAL COUPLING: CLIMATOLOGY AND BIOPHYSICAL ASPECTS**

**Avakyan S.V.**

*All-Russian Scientific Center “S.I. Vavilov State Optical Institute”, Saint-Petersburg  
Russian State Scientific Center for Robotics and Technical Cybernetics, Saint-Petersburg  
Peter the Great Saint-Petersburg Polytechnic University*

*New paradigm is substantiated of solar-magnetospheric, weather-climate and biospheric links during the periods of greatest manifestation of solar geomagnetic activity: solar flares and geomagnetic storms. For this purpose we have taken into account contribution of the ionospheric microwave into formation of clusters as a result of water vapor condensation in tropospheric cloudiness. The similar approach is proposed for the mechanism of water associates formation in a human organism. The research is made in the framework of a new supramolecular physics which describes processes outside molecules under the influence of the external electromagnetic radiation. In this case the threshold problems typical for the physics of solar-weather links and elctromagnetobiology are absent.*

В [1] предложена новая концепция физики солнечно-земных связей. До наших работ наиболее сложным являлось понимание физических механизмов воздействия на земные явления главных проявлений солнечно-геомагнитной активности – увеличенных потоков рентгеновского и крайнего УФ излучения во время вспышек на Солнце и прихода на умеренные широты интенсивных потоков электронов кэВ-энергий, высыпающих при мировых магнитных бурях из радиационных поясов. Как известно, все эти потоки проходят только до высот около 50–60 км и до нижней атмосферы не доходят.

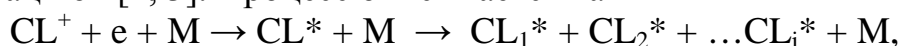
Целью работы является краткое подведение итогов десятилетних исследований по программе [1], в результате которых обоснована необходимость нового подхода к проблеме воздействия микроволнового излучения на окружающую среду с помощью супрамолекулярной физики – физики за пределами молекулы (молекулярного остова), в эволюции которой к сложным формам (кластерам, ассоциатам) принимает участие электромагнитное излучение внешнего происхождения, поглощаемое ридберговски возбуждёнными составляющими атомно-молекулярного комплекса с усилением его стабильности. В этих целях учитывается роль микроволнового

излучения ионосферы, возмущённой при повышении солнечно-геомагнитной активности, как в регулировании содержания кластеров при конденсации паров воды в тропосферной облачности, так и ассоциатов из молекул жидкой воды в живом организме.

Основное преимущество предлагаемых нами механизмов регулирования образования кластеров и ассоциатов потоком микроволн состоит в отсутствии энергетического порога соответствующих физико-химических процессов и вклада окружающего теплового фона («проблемы  $kT$ »). Так, поскольку в обоих процессах осуществляется кулоновское взаимодействие кластерного иона и нейтрализующего ридберговского электрона, то нет энергетического порога. Нет и обычной для магнитобиологии проблемы  $kT$ , ибо энергия возбуждения ридберговских уровней в атомах и молекулах доходит до  $\sim 10$  эв. Наконец, отсутствует и квантово-механический запрет в переходах с поглощением кванта микроволн  $l \rightarrow l'$ , где  $l' = l + 1$ , поскольку это чисто разрешённые в атомах и молекулах электрические дипольные переходы.

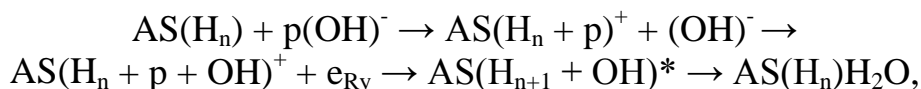
Наш анализ существующих в литературе механизмов диссоциации и ассоциации сложных атомно-молекулярных образований с участием молекул воды позволил [1] привлечь два процесса для гипотезы о возможности управления развалом кластерных положительных ионов при поглощении квантов микроволнового излучения, с возбуждением нейтрализующего ридберговского электрона в более высокое (по величине орбитального углового момента) состояние, когда орбита электрона не заходит в атомный остов:

1) трёхчастичную электрон-ионную «столкновительную диссоциативную рекомбинацию» [2, 3]. Процесс описывается как



где  $CL^+$  – кластерный положительный ион,  $e$  – свободный электрон, образованный при тропосферной ионизации естественными радиоактивными источниками и космическими лучами,  $M$  – ансамбль нейтральных молекул окружающего газа,  $CL^*$  – нейтральный кластер с электроном, захваченным на высоковозбуждённую (ридберговскую) орбиту,  $CL_1^* \dots CL_i^*$  – осколки кластера (с меньшим, чем у первичного кластерного иона числом атомно-молекулярных частиц).

2) ассоциацию молекул, включая воду, аммиак и метан, т.е. образование сложных комплексов; «процесс идет через добавление протона к прародительским молекулам благодаря их высокому сродству к протону. Образующиеся положительные ионы нейтрализуются захватом электрона на ридберговскую орбиталь» [4, 5]. Следовательно, и в этом случае гипотетически возможно управление, через увеличение орбитального момента электрона, степенью стабилизации образующегося нейтрального ассоциата, в том числе из воды в живом организме. Этот процесс [4, 5] можно описать так:



где  $AS(H_n)$  – нейтральная сложная молекула (молекулярный комплекс, ассоциат), с большим сродством к протону, содержащая несколько ( $n$ ) атомов водорода ( $H$ ),  $p(OH)^-$  – молекула воды около такого молекулярного комплекса, обладающего высоким сродством к протону ( $p$ ),  $e_{Ry}$  – электрон на ридберговской орбитали, нейтрализующий заряд присоединённого протона,  $AS(H_{n+1} + OH)^*$  – нейтральный ридберговски возбуждённый молекулярный комплекс, ассоциат, поглощающий микроволновый квант в индуцированном электронном переходе, в результате которого увеличивается орбитальный квантовый момент  $l$  электрона на ридберговской орбитали ( $e_{Ry}$ ),  $AS(H_n)H_2O$  – молекулярный комплекс после присоединения молекулы воды (ассоциат).

Следует особо подчеркнуть, что используемые нами процессы могут идти активно и в жидкостях [3, 6], но «вероятность образования ридберговских орбиталей в конденсированной фазе меньше, чем в газе, хотя есть много экспериментальных результатов, где определено их наличие, например, по энергии переноса между высоковозбуждёнными состояниями [6, с. 370 и 393]». Для живого организма ограничимся учётом второго процесса – ассоциации молекул воды, из-за вклада высокого сродства к протону. Здесь не требуется наличия свободного электрона, образующегося при ионизации внешним источником, что в организме человека в обычных случаях не реализуется. Наоборот, при образовании конденсационно-кластерной дымки в тропосфере, наиболее эффективным процессом, управляемым потоком микроволн, является столкновительная диссоциативная рекомбинация с участием электрона, образованного при ионизации тропосферы.

Оба выявленных процесса использованы для количественных подтверждений реальности вклада потока микроволн из ионосферы в тропосферную кластеризацию паров воды и для оценки вероятности преобразования жидкой воды в ассоциаты в организме человека. В расчётах учтено значение сечения  $\sigma$  ( $\sigma = \sim 1,2 \cdot n^6 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$ , где  $n$  – главное квантовое число) индуцированного поглощения, полученное в [7]. Можно оценить число кластеров  $P$  в тропосферной дымке (предтечи оптически тонкой, как правило – перистой облачности), испытавших индуцированный поглощением потока микроволновых квантов из ионосферы переход ридберговского электрона с изменением (увеличением) орбитального момента

$$P = \sigma \times N \times \Phi \times R \times 0,5,$$

где  $N = 10^4 \text{ см}^{-3}$  – средняя плотность кластерных ионов в тропосфере,  $R = 10^{-1} - 10^{-13} \text{ сек}$  – диапазон средней длительности процесса диссоциативной рекомбинации. Учитывается (коэффициентом, равным 0,5), что вероятности индуцированных переходов с возбуждением и девозбуждением электрона примерно равны, хотя вверх они идут чаще. На начальном этапе

кластеризации молекул водяного пара в тропосфере необходимо иметь порядка 10–15 ридберговски возбужденных частиц в  $\text{см}^3$ , поскольку такова плотность «молодых» перистых облаков [8]. Наш расчёт для главной фазы мировой магнитной бури (с величиной потока микроволн из ионосферы  $\Phi = \sim 10^{12}$  квантов/ $\text{см}^2 \cdot \text{с}$  и с учётом средней длительности главной фазы около 6 часов) дал значения  $P$  от 8 до  $1,2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ , так что вклад магнитной бури практически во всех её фазах совершенно реален.

В жидкости организма величина вероятности  $p$  образования ассоциатов, стабилизированных индуцированным поглощением потока микроволн электроном на ридберговской орбитали [4, 5] с увеличением величины его  $l$  на единицу

$$p = \sigma \cdot \Phi \cdot R,$$

где  $R = 10^{-12}$  сек – среднее значение времени продолжительности процесса ассоциации сложной молекулы через нейтрализацию ридберговским электроном положительного заряда атомно-молекулярного комплекса, присоединившего протон, например, той же молекулы воды [4, 5].

Расчетная оценка для  $n = 100$  по приведенной формуле дает величину  $p = 0,26$ , т.е. заведомо в каждом из четверти случаев поглощения кванта из потока микроволн, излучаемого ионосферой в главную фазу мировой магнитной бури, возможно создание стабильного ассоциата в скин-слое (толщиной вплоть до  $>10$  см в дециметровом диапазоне), в первую очередь из молекул воды, поскольку её в живом организме по массе – до 70%. Значение  $n = 100$  выбрано исходя из оценки вероятного размера «шубы» из молекул воды ( $\sim <1\mu$ ), облепляющей биополимеры, поскольку таков и диаметр ридберговской (боровской) орбиты с данным  $n$ .

### Литература

1. Авакян С.В. Физика солнечно-земных связей: результаты, проблемы и новые подходы // Геомагнетизм и аэрономия. 2008. Т. 48. № 4. С. 435–442.
2. Bates D.R. Electron-ion recombination in an ambient molecular gas // J. Phys. B. Atom. Molec. Phys., 1981. V. 14. № 18. P. 3525–3534.
3. Morgan Wm.L. Computer experiments on electron-ion recombination in an ambient medium: gases, plasmas and liquids // Recent studies in atomic and molecular processes. Ed. A.E. Kingston. N.-Y.-L. Plen. Press. 1987. P. 149–166.
4. Gallas J.A.C., Leuchs G., Wallher H., Figger H. Rydberg atoms: high-resolution spectroscopy and radiation interaction - Rydberg molecules // Adv. in Atomic and Molec. Phys. V. 20. P. 413–466. 1985.
5. Dabrowski I, Herzberg G. The electronic emission spectrum of triatomic hydrogen. 1. Canad. J. Phys. 1980. V. 58. N 8. P. 1238–1249.
6. Charged particle and photon interactions with matter (Eds. A. Mozumder, Y. Hatano)/ N.Y.-Basel, Taylor and Frances Inc., 2004. 858 p.
7. Авакян С.В., Девдариани А.З. Роль ридберговских состояний и микроволнового излучения в тропосферной кластеризации водяных паров // Оптический журнал. 2016. Т. 83. № 5. С. 76–78.
8. Ивлев Л.С. Аэрозольное воздействие на климатические процессы // Оптика атмосферы и океана. 2011. Т. 24. № 5. С. 392–410.

## **РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ КОРОНЫ В 17–24 ЦИКЛАХ АКТИВНОСТИ**

**Алиев А.Х.<sup>1</sup>, Гусева С.А.<sup>1</sup>, Тлатов А.Г.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН*

<sup>2</sup>*Калмыцкий государственный университет, Элиста*

## **RESULTS OBSERVATION OF SPECTRAL CORONA IN 17-24 ACTIVITY CYCLE**

**Aliev A.H.<sup>1</sup>, Guseva S.A.<sup>1</sup>, Tlatov A.G.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Kislovodsk Mountain Astronomical Station*

<sup>2</sup>*Kalmyk State University, Elista*

*This paper discusses the results of the global observation network and comparative analysis of data from different coronal observatories. On the basis of data from different observatories reconstructed coronal index of activity in the period 1939–2015 in Kislovodsk system. For this was carried out the digitization of daily corona intensity maps Sacramento Peak observatories and Lomninsky Stit according to the Solar-Geophysical Data, which complement the data of other observatories, previously published in the Quarterly Bulletin of Solar Activity. Confirmed uniformity and continuity of Kislovodsk coronal series of observations including data for the 24th activity cycle.*

### **Введение**

После изобретения Б. Лио в 1932 г. схемы внеатмосферного коронографа в 1939 г. в обсерватории Ароза (Швейцария) начались наблюдения спектральной короны в линии Fe XIV 5303Å, а чуть позже и в линии Fe XIV 6374Å [1]. Вскоре были организованы наблюдения и на других обсерваториях: Climax (США), Pic du Midi (Франция), Norikura (Япония), Кисловодск (СССР), Sacramento Peak (США), Lomninsky Stit (Словакия). К сожалению, в 2009 г. были прекращены наблюдения в обсерваториях Norikura и Lomninsky Stit, а в сентябре 2015 в обсерватории Sacramento Peak. В тоже время, в КНР ведется строительство двух корональных обсерваторий, но к данному моменту они еще не вступили в строй. Таким образом, в настоящее время единственной обсерваторией, продолжающей наблюдения спектральной короны, является Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН (ГАС). Так как наблюдения короны требуют особых условий прозрачности атмосферы, данные отдельных станций призваны дополнять друг друга. В этой связи большую роль играет система наблюдений и фотометрической обработки короны. Наиболее совершенным является способ измерений, при котором сравнивается яркость корональной линии с яркостью участка спектра шириной 1Å центра диска Солнца.

В данной работе рассмотрены результаты работы мировой наблюдательной сети, и выполнен сравнительный анализ данных различных коро-

нальных обсерваторий. На основании данных различных обсерваторий реконструирован индекс корональной активности за период 1939–2015 гг. в системе Кисловодска.

### **Данные**

При международной кооперации обсерваторий, участвующих в службе короны, взаимно заполняющих данными пропуски в наблюдениях, необходима строгая стандартность наблюдений всех обсерваторий. Ранее в работе [2] был выполнен сравнительный анализ данных различных обсерваторий. В работе [3] описана методика построения сводного ряда в системе Кисловодска и представлен ряд сводной короны за период 1947–2006 гг. В данной работе представлена новая, дополненная версия сводного ряда. Для этого была проведена оцифровка ежедневных карт интенсивности короны обсерваторий Сакраменто Пик и Ломнинский Штит по данным зарисовок интенсивности спектральной короны в журналах *Solar-Geophysical Data* и с изображений, взятых с сайта обсерватории Сакраменто Пик за период 1977–2014 гг. Таким образом, сводный ряд короны в линии  $5303\text{\AA}$  включает в себя данные Кисловодска (1957–2015), Ароза с (1939–1976), Клаймакс (1942–1965), Пик дю Миди (1947–1974), Норикура (1947–2009), Ломнинский Штит (1966–2009), Сакраменто Пик (1948–1965; 1977–2015).

Мы также выполнили измерения и провели сравнительный анализ интенсивности короны над лимбом Солнца по данным наблюдений спутников SOHO/EIT и SDO/AIA в различных спектральных линиях. К сожалению, данные спутниковых наблюдений не обладают стабильностью на длительностях порядка цикла активности. Поэтому их привлечение для создания сводного долговременного ряда короны остается открытым.

### **Результаты**

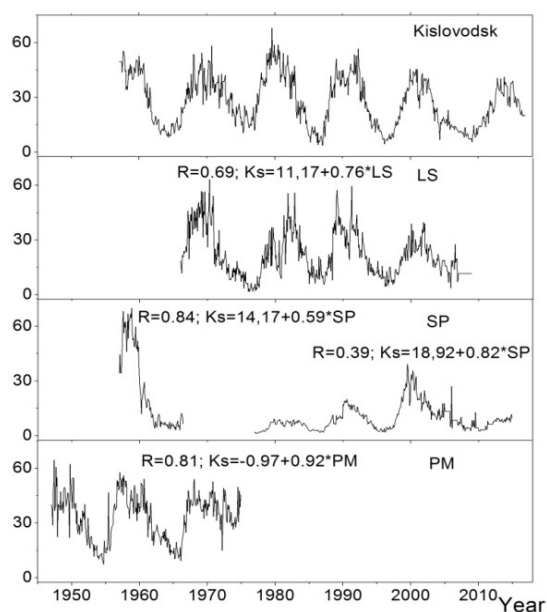
На рис. 1. представлены индексы солнечной короны для различных обсерваторий в сравнении с Кисловодском. Наблюдения Кисловодска обладают наибольшей стабильностью. Это позволило создать сводный ряд, основанный только на данных корональных наблюдений. Ранее в работе [4] был также предложен сводный ряд короны в линии  $5303\text{\AA}$ , в системе обсерватории Ломнинский Штит. Однако из-за плохой стабильности ряда LS, авторы провели ее калибровку по данным радиоизлучения 10.7 см. Таким образом, этот ряд не может служить основой для получения корональных индексов.

На рис. 2 представлены данные сводного ряда короны в системе Кисловодска во времени и сравнение и индексом активности солнечных пятен. Коэффициент корреляции между двумя рядами достаточно высок  $R = 0.882$ .

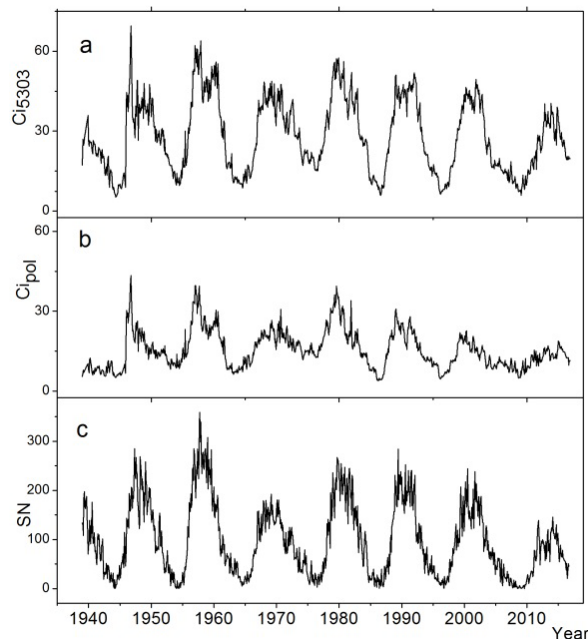
На рис. 3 представлено широтно-временное распределения интенсивности сводной короны в 23–24 циклах активности, а также распределение



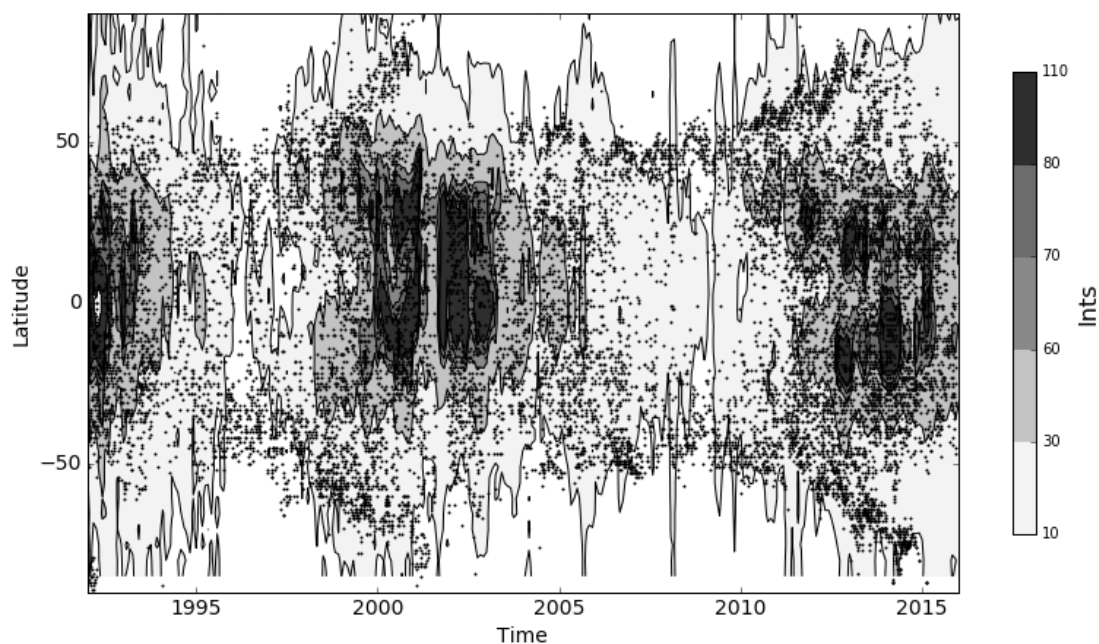
протуберанцев в этот период. Можно отметить, что полярные ветви интенсивности двух видов активности близки по широте и времени.



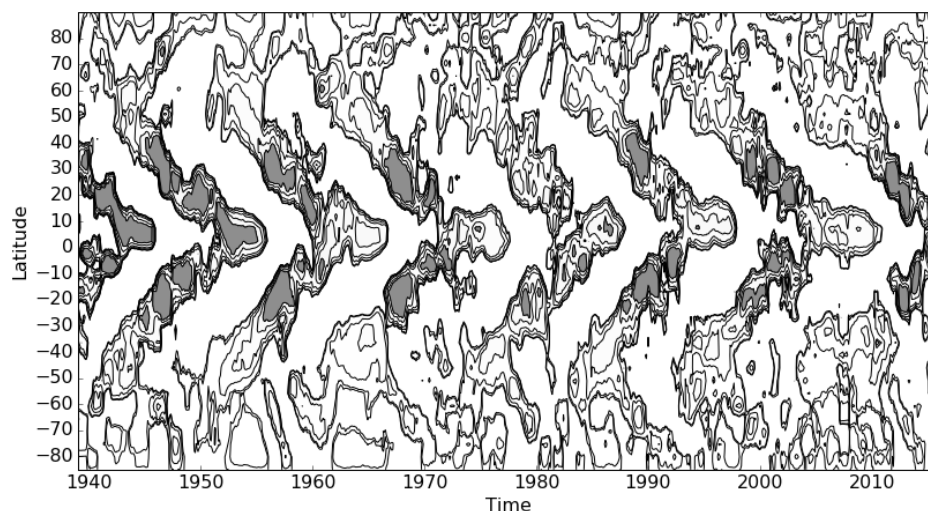
**Рис. 1.** Вариации коронального индекса интенсивности короны  $5303\text{\AA}$  по данным наблюдений Кисловодска, Ломницкого Штита, Сакраменто Пик и Пик дю Миди, усредненных за месяц.



**Рис. 2.** а) Корональный индекс  $Ci_{5303}$  сводный ряд короны в системе Кисловодска а в период 1939–2016 гг. б) Интенсивность полярной короны на широтах  $\theta > 50^\circ$  по данным сводного ряда. в) Индекс солнечных пятен для сравнения.



**Рис. 3.** Широтно-временная диаграмма интенсивности сводной короны  $5303\text{\AA}$  в 23–24-м циклах активности. Также наложены положения протуберанцев.



**Рис. 4.** Широтно-временная диаграмма положения локальных максимумов короны.

На рис. 4 представлена широтно-временная диаграмма положения локальных максимумов короны. Такие диаграммы полезны для изучения расширенного циклов активности [5]. На этой диаграмме мы можем отметить начало 25-го цикла активности, полярная ветвь которого более заметна в северном полушарии, чем в южном.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта РФФИ 15-02-03900 и проекта РНФ № 15-12-20001.

#### Литература

1. Waldmeier, M. In: Die Sonnenkorona, vol. 2. Birkhauser, Basel, 1957.
2. Глазов А.Г., Гусева С.А., Ким Гун-дер. Сравнительный анализ наблюдений спектральной короны на кисловодской станции в период 1957–2000 // Труды конф. «Солнце в эпоху смены знака магнитного поля», 2001, с. 385.
3. Глазов А.Г. Долговременные вариации вращения и распределения крупномасштабных магнитных полей Солнца: дисс. д. ф.-м. н.: 01.03.03 Санкт-Петербург, 2006, 281 с. РГБ ОД, 71:07-1/256.
4. Rybanský M., Rušin V., Minarovjech M., Klocok L. Reexamination of the coronal index of solar activity // Journal of Geophysical Research, V. 110, A08106, doi:10.1029/2005JA011146, 2005
5. Altrock, R. Forecasting the Maxima of Solar Cycle 24 with Coronal Fe XIV Emission // 2014, Sol. Ph., V .289, p. 623.

## **HELIOSPHERIC CURRENT SHEET AND GEOMAGNETIC FIELD**

**Asenovski S.**

*Space Research and Technology Institute-BAS, Sofia, Bulgaria*

## **ГЕЛИОСФЕРНЫЙ ТОКОВЫЙ СЛОЙ И ГЕОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ**

**Асеновски С.**

*ИКИТ-БАН, София, Болгария*

*Гелиосферный токовый слой (ГТС), который разделяет гелиосферу на две области с разной магнитной полярностью, модулирован солнечной активностью. Во время солнечного максимума ГТС сильно наклонен, а во время солнечного минимума он почти совпадает с экваториальной плоскостью. Некоторые исследования показывают, что параметры солнечного ветра (протонная температура, скорость солнечного ветра, плотность и др.) сильно меняются вблизи ГТС. Земной магнитный диполь пересекает ГТС несколько раз каждый месяц. Целью данной работы является исследование поведения геомагнитного поля на пересечении ГТС. Для этой цели были использованы экспериментальные данные для геомагнитных индексов DST и AE представленные мировым центром для геомагнитных данных Киото, Япония; данные для параметров солнечного ветра из OMNI data base, а также данные о секторной структуре солнечного ветра, представленные от Свалгард.*

### **Introduction**

Geomagnetic activity is driven by dynamical processes occurring in the near Earth solar wind. Interplanetary coronal mass ejections (ICME) and high speed solar wind streams (HSS) are most commonly recognized as main generators of magnetic storms [2]. However, small fluctuation of the geomagnetic field ( $0 < K_p < 3$ ) appears in more than 60% of the time in the last four solar cycles (Fig. 1). Such fluctuation may be caused by properties of the slow solar wind, which originates from regions near equatorial coronal streamers; properties of the fast solar wind, coming from polar coronal holes or conditions inside the magnetosphere. This research examines a possible influence of the heliospheric current sheet crossings on the geomagnetic fluctuations.

### **Heliospheric current sheet crossings**

Heliospheric current sheet (HCS) is a dynamic object which can be described as a plane separating the heliosphere into two regions with opposite magnetic polarity. It is roughly  $\sim 10000$  km thick at 1 AU [5] and its inclination is modulated by the solar activity - during solar minimum it nearly matches the solar equatorial plane and it is highly inclined during solar maximum [3–4]. A highly variable and high-beta region covers HCS named heliospheric plasma sheet (HPS) [1]. Its thickness ranges from 220000 to 400000 km [5].

Each year the Earth crosses the HCS from 10 to 45 times (according to L. Svalgaard’s list of the sector boundaries), or several times per month and the number of the crossings seems not to depend on the solar activity (Fig. 2).

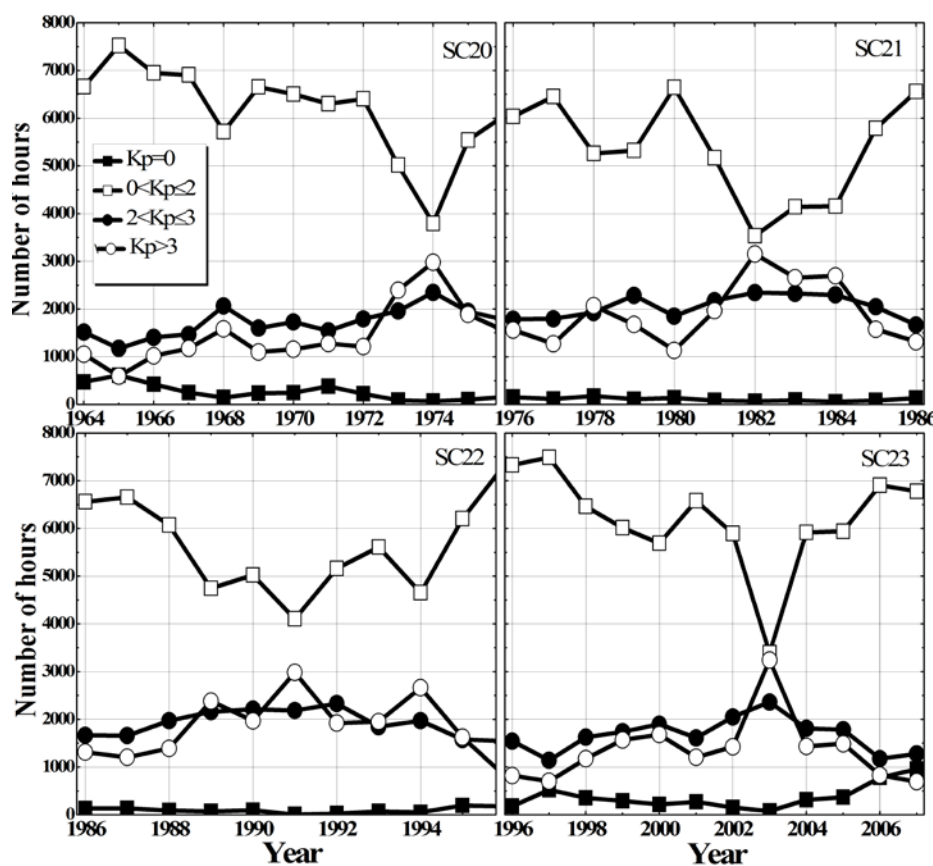


Fig. 1. Geomagnetic Kp index in the last four solar cycles.

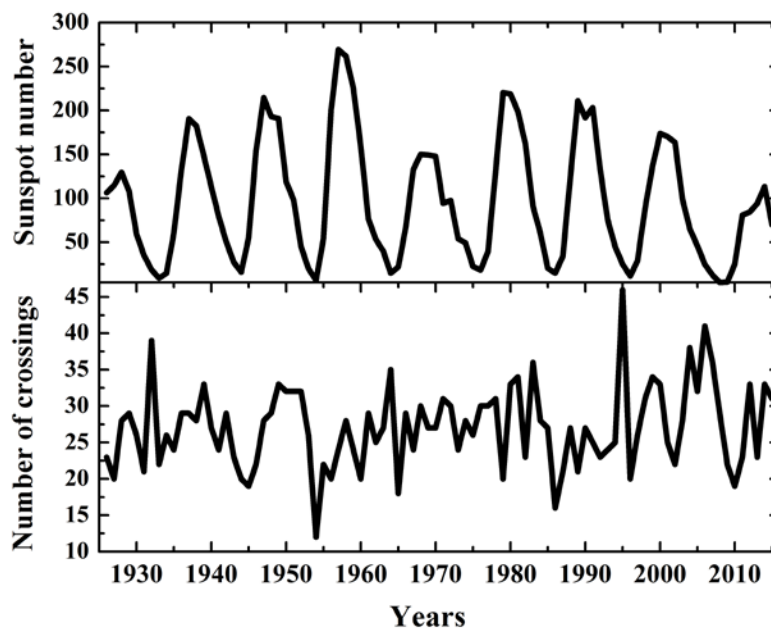
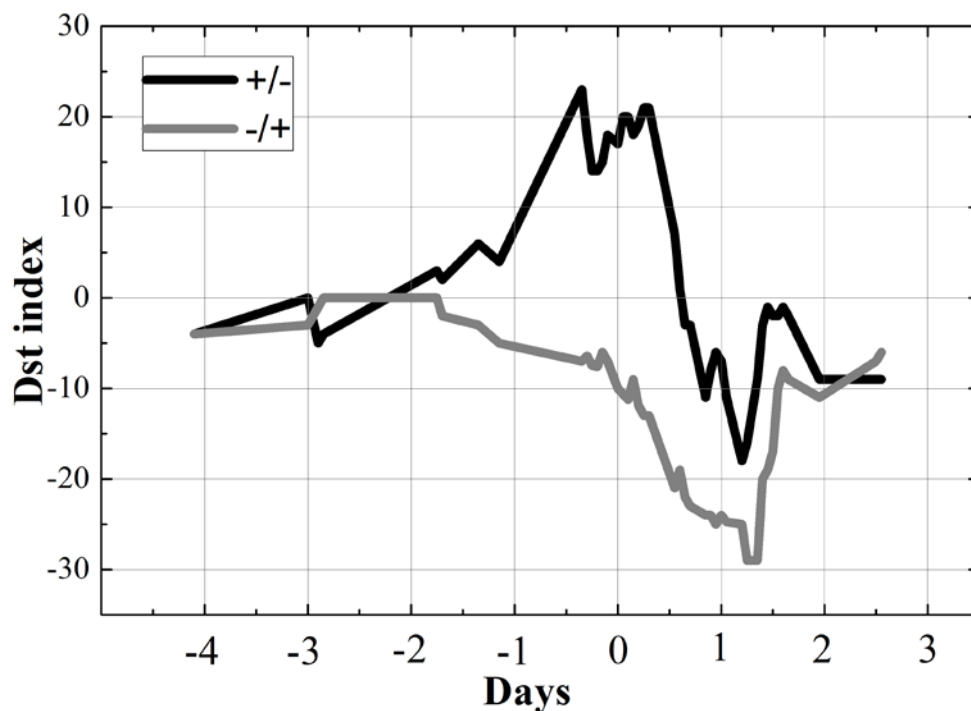
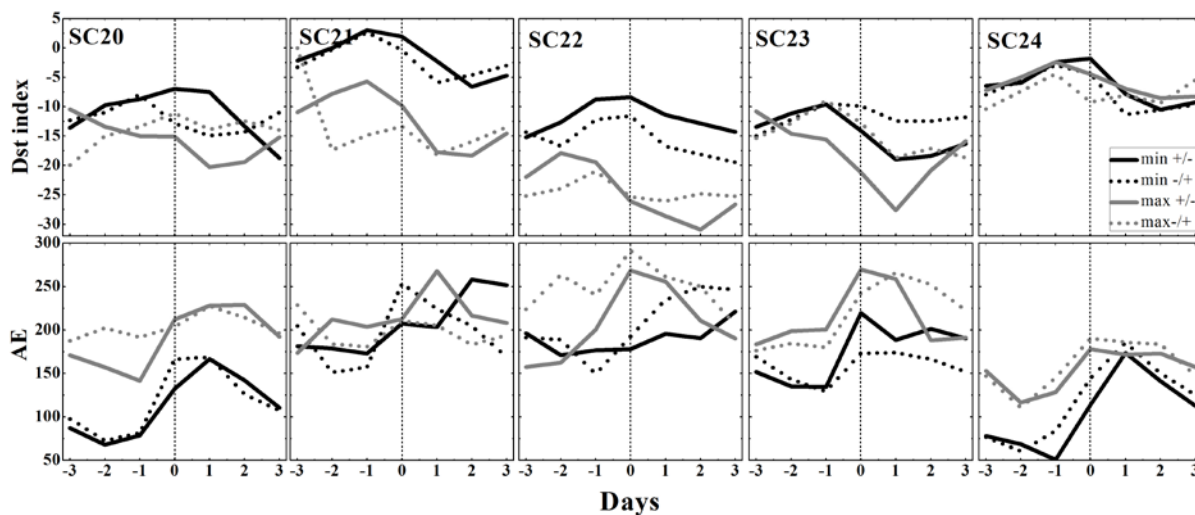


Fig. 2. Sunspot number (*upper panel*) and number of HCS crossing per year (*bottom panel*).

### Crossing effects



**Fig. 3.** Dst index determined by superposed epoch analysis for ten heliospheric current sheet crossings. The black solid line represents the crossing effect from sector with positive “+” to sector with negative “-” polarity. The grey solid line represents “-” to “+” crossing events.



**Fig. 4.** Behavior of Dst and AE indices determined by superposed epoch analysis for the heliospheric current sheet crossings (all events in two years around solar minimum and maximum according L. Svalgaard’s list of the sector boundaries in the solar wind) in the last five solar cycles. The solid lines (black and grey) represent the crossing events from sector with positive “+” to sector with negative “-” polarity during solar minimum (black solid line) and solar maximum (grey solid line). Respectively, the dotted lines represents “-” to “+” crossing events.

## **Conclusions**

This study considers the last five solar cycles and the averaged behavior of the Dst and AE indices during the HCS crossings. In Fig. 3 and Fig. 4 are presented the main results which can be summarized in the following statements:

- HCS crossings cause geomagnetic fluctuation (based on the Dst and AE indices behavior)
- close to the HCS (one day around crossing) it is observed decreasing of the Dst index and increasing of the AE index
- the behavior of the indices does not depend on the magnetic polarity
- the interplanetary magnetic field configuration does not contribute to the small variations of the geomagnetic field during HCS crossings
- the same picture is observed for the different solar activity cycles

## **Acknowledgments**

This work was supported by the Young Scientists Support Program of the Bulgarian Academy of Sciences under grant 112 "Variation of the background solar wind using space and ground base experimental data".

## **References**

1. Crooker N.U., Huang C.-L., Lamassa S.M., Larson D.E., Kahler S.W., Spence H.E. // J. Geophys. Res., 2004, vol. 109, A03107.
2. Richardson I.G., Cane H.V. // J. Space Weather Space Clim, 2012, 2, A01.
3. Smith E.J. // J. Geoph. Res., 2001, 106, 15819.
4. Suess A.T., Ko Y.-K., R. von Steiger, Moore R.L. // J. Geoph. Res., 2009, 114, A04103.
5. Winterhalter D., Smith E.J., Burton M.E., Murphy N., McComas D.J. // J. Geophys. Res., 1994, 99, 6667–6680.

## **СТАТИСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ И КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР**

**Биленко И.А.**

*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга  
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

## **STATISTICAL STUDIES OF THE CORONAL MASS EJECTIONS AND CORONAL HOLES**

**Bilenko I.A.**

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

*A review on statistical studies of coronal mass ejections (CMEs) and coronal holes (CHs) is presented. The review summarizes some historical and modern results of different author investigations based on space and ground based observations. The parameters of CMEs and CHs and their solar cycle variations are discussed. CMEs and CHs are the main drivers of the space weather and they play the main role in geomagnetic field disturbances. It was found that CMEs and CHs have a different but significant impact on geomagnetic activity. The knowledge of CME and CH parameters, time-space distribution, and direction of CME propagation in the solar corona are of great importance in geomagnetic activity forecasting. The observations revealed that CMEs are associated with other solar activity phenomena such as flares, prominence eruptions, type II and IV radio bursts. The majority of CMEs are associated with erupting prominences. Much attention is paid to the investigation of the mutual influence of CMEs and CHs. CMEs were found to affect the topology of nearby CHs. In several statistical studies, it was shown that CHs influence on the geoeffectiveness of CMEs. CHs might have deflected the associated CMEs away from the Sun-Earth line or to the Earth direction. The results of the statistical studies have greatly expanded our knowledge of the physical nature of CMEs and CHs, allowing to classify them according to various criteria and parameters, including the assessment of their geoeffectiveness.*

### **Введение**

Корональные выбросы массы (КВМ) и корональные дыры (КД) являются важнейшими факторами, определяющими космическую погоду на орбите Земли и геомагнитную активность. Принципы их воздействия различны. КВМ – это спорадические явления, в то время как КД – это долгоживущие образования, вызывающие рекуррентные геомагнитные бури. Одной из главных целей изучения этих явлений является выявление критериев и параметров, необходимых для прогнозирования состояния плазмы в околоземном космическом пространстве и для построения моделей воздействия солнечной активности на геомагнитную активность.

К настоящему времени, с помощью как наземных, так и космических обсерваторий, получен огромный наблюдательный материал, позволивший выявить многие закономерности формирования и эволюции этих явлений.

Созданы различные базы данных и каталоги, дающие возможность проводить самые разнообразные статистические исследования.

В предлагаемом обзоре представлены результаты ряда статистических исследований КВМ и КД как отдельных проявлений солнечной активности, так и их взаимного влияния на геомагнитную активность.

### **Статистические исследования КВМ**

Первые КВМ наблюдались на космических коронографах спутников *OSO-7* и станции “*SkyLab*” как быстрые изменения яркости в структуре короны. Первоначально они были названы “транзиенты” [2, 23]. КВМ могли наблюдаться во время солнечных затмений 1860, 1893, 1941, 1980 гг. [2, 11, 3]. В значительной степени интерес к изучению КВМ объясняется их влиянием на геомагнитную активность. Так, например, 71% геомагнитных бурь с  $K_p > 6$  связаны с КВМ типа HALO [31].

В настоящее время считается общепринятым определение КВМ как дискретных уярчений в поле зрения коронографа на временных масштабах порядка десятков минут, которые движутся по направлению от Солнца [40]. В разное время КВМ наблюдались на космических обсерваториях *OSO-7*, в начале 1970, *SkyLab* 1973–1974, 1974, *P78-1 (Solwind)* 1979–1985, *SMM* 1980, 1984–1989. С декабря 1995 на *SOHO/LASCO* были получены беспрецедентные по объему и качеству данные по КВМ. С конца 2006 данные предоставляются космическими аппаратами *STEREO CORs*.

Кроме космических обсерваторий, КВМ наблюдаются также и на наземных станциях: *Mauna Loa Solar Observatory*, обеспечивающей наблюдения от 1,2  $R_s$  до 2,9  $R_s$ , и *Sacramento Peak*, США, в зеленой корональной линии, а также и в радиодиапазоне: *Norikura*, Япония.

В таблице 1 приведены средние статистические параметры КВМ разных авторов по данным различных космических обсерваторий.

**Таблица 1.**

V (km/s)	W (deg)	a (km/s <sup>2</sup> )	M (gr)	Литература
470	-	-	-	Gosling J.T. et al., 1976, Sol. Phys., 48, 386
-	-	-	2.5 10 <sup>15</sup>	Hundhausen A.J. et al., 1994, ESA SP-373
349	-	-	-	Hundhausen A.J. et al., 1994, JGR, 99, 6543
-	-	-	1.5 10 <sup>15</sup>	Vourlidis A., et al., 2010, ApJ., 722., 1522
470	45	-	4.1 10 <sup>15</sup>	Howard R.A., 1985, JGR, 90, 8173
424	72	9.6	-	St.Cyr O.C., 2000, JGR, 105., 18169

Изучение КВМ показало, что параметры КВМ изменяются в зависимости от фазы солнечного цикла [17, 33, 34]. Частотность КВМ возрастает от 0,5 в день в минимуме активности до 5 в максимуме. Средняя скорость изменяется от 250–330 км/сек в минимуме до 500–550 км/сек в максимуме [18, 28]. С ростом солнечной активности растет не только число КВМ, но



также меняется и их распределение по диску Солнца. От при экваториального в минимуме оно становится все широтным в максимуме солнечной активности [5, 28].

КВМ связаны с различными проявлениями солнечной активности, такими как вспышки, эруптивные протуберанцы, стримеры. Статистика связи КВМ со вспышками и протуберанцами приведена в таблице 2.

**Таблица 2.**

Вспышки (%)	Протуберанцы (%)	Литература
40	50	Munro R.H., 1979, Solar Phys., 61, 201
10-17	30-40	Wagner W.J., 1984, Ann.Rev.Astro.Astroph., 22, 267
37-38	68-91	Webb D.F., et al., 1987, Solar Phys., 108, 383
-	72	Gopalswamy N., 2003, Astrophys. J., 586, 562
-	46-94	Gilbert H.R., 2003, Astrophys. J., 537, 503

С КВМ связаны радио всплески II и IV типа, которые являются индикаторами формирования ударных волн [18]. Примерно 32–41% КВМ связаны с радио всплесками II и IV типа [40]. Средние параметры КВМ, связанных с радио всплесками II типа значительно отличаются от средних параметров всех КВМ [6].

В ряде работ было показано, что КВМ тесно связаны с крупномасштабными структурами магнитного поля Солнца и циклическими изменениями глобального магнитного поля [4, 5, 14].

### **Статистические исследования КД**

КД впервые были отмечены на фотографиях солнечной короны во время солнечных затмений. Первые обстоятельные исследования КД были выполнены Вальдмайером [35, 36] при наблюдении в линии 5303Å. Он наблюдал долгоживущие области с пониженной яркостью в короне на лимбе. Вальдмайер классифицировал наблюдаемые им большие объемные области как дыры (Löcher) а протяженные узкие образования как каналы (Kanal) и ручьи, желоба (Rinne). Всестороннее изучение КД началось с расширением исследований в область ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов. В настоящее время установлено, что КД располагаются над областями фотосферных магнитных полей с доминированием одной из полярностей, при этом структура и значения магнитного поля внутри КД и не возмущенной фотосферы значительно отличается [3, 22, 32].

КД разделяются на две группы: полярные и не полярные КД, которые различаются не только по своему широтному расположению на диске Солнца, как это следует из их названий, но и по параметрам, и характеру их изменений в циклах солнечной активности [7, 10, 16, 24, 25, 37]. В каждой из этих групп могут быть выделены отдельные подгруппы КД [24].

Ванг [38] показал, что КД располагаются в областях с открытой конфигурацией магнитного поля. Это означает, что КД находятся в областях, являющихся источниками потоков солнечного ветра [10], что определяет их роль в формировании космической погоды и их влияние на геомагнитную активность.

Ряд исследований показали, что КД являются трассерами крупномасштабных магнитных структур и эволюционных изменений глобального магнитного поля в циклах солнечной активности [7, 16, 29].

### **Статистические исследования взаимосвязи между КВМ и КД**

Исследуя 49 КВМ, наблюдавшихся на P78-1/Solwind с 1979 по 1982, и их пространственную связь с КД и активными областями Браво и др. [9] нашли, что в большинстве случаев, когда КВМ были связаны с межпланетными ударными волнами, то на расстоянии  $\sim 30^\circ$  по долготе от ближайшего лимба наблюдались КД. Они предположили, что ударные волны генерировались вследствие резкого возрастания скорости потока солнечного ветра, истекающего из соответствующих КД.

Вебб и др. [39], изучая корональные транзиенты в рентгеновском диапазоне, наблюдавшиеся вне активных областей, по данным Skylab, в течение 7 КО с использованием синоптических карт в линии  $\text{H}\alpha$ , определил, что транзиенты происходили над нейтральными линиями магнитного поля и большинство были связаны с волокнами в линии  $\text{H}\alpha$  или каналами волокон. Он доказал, что наблюдается статистически значимая тенденция наблюдения транзиентов над нейтральными линиями, являвшимися границами КД. Транзиенты были связаны с крупномасштабными, краткими по времени, изменениями площадей КД.

Бхатнагар [8], анализируя фильмы 15 событий уярчения в мягком рентгеновском диапазоне (так называемое “X-ray blow-out”) по данным YONKON/SHT с мая 1992 г. по ноябрь 1993 г., отметил, что во всех случаях они происходили на границах КД, вдоль линии раздела полярности магнитного поля. Ни одно из этих событий не было связано с хромосферной активностью. Он предположил, что эти уярчения в рентгеновском диапазоне (X-ray blow-out), являющиеся, возможно, источниками КВМ, генерируются благодаря магнитному пересоединению силовых линий открытой конфигурации магнитного поля КД с противоположно направленным магнитным полем прилегающих структур.

Последующие наблюдения позволили выявить связь между кратковременными топологическими изменениями как полярных, так и экваториальных КД и эрупцией близлежащих протуберанцев, сопровождавшихся одним или несколькими КВМ [21].

В последнее время большое внимание уделяется изучению взаимосвязи между крупномасштабными магнитными полями КД и КВМ. В ряде работ было показано, что направление распространения КВМ не является

всегда строго радиальным, что свидетельствует о влиянии на них окружающей корональной структуры магнитного поля. Найдены статистические закономерности влияния КД на направление распространения КВМ, а следовательно, и на их геоэффективность. Было показано, что полярные КД отклоняют высокоширотные КВМ в сторону экватора [12, 15], а также, что имеется тенденция отклонения движения КВМ по направлению от открытых конфигураций магнитного поля КД [19, 30]. Это отклонение, возможно, объясняется влиянием открытых конфигураций магнитного поля на малых высотах, вдоль которых распространяются (истекают) высокоскоростные потоки солнечного ветра. Детальное изучение влияния КД на направление распространения КВМ было проведено в серии работ Гопалсвами и др. и Макела [20, 26, 27]. Они показали, что КД могут отклонять КВМ от радиального направления их распространения таким образом, что КВМ произошедшие в центре солнечного диска и которые по своим параметрам должны бы были быть геоэффективными, не оказывали никакого влияния на геомагнитную активность. Ими был введен коэффициент, позволяющий количественно оценить влияние КД на КВМ. Коэффициент рассчитывается с учетом таких параметров КД как площадь, напряженность фотосферного магнитного поля в области КД, расстояние до предполагаемого места эрупции КВМ. Согласно результатам их статистических исследований, наибольшее влияние оказывает значение расстояния между КД и источником КВМ. Результаты этих исследований позволяют прогнозировать геоэффективность КВМ, в зависимости от ситуации на Солнце: КВМ, первоначально классифицируемые как геоэффективные, могут быть отклонены КД в сторону от Земли, а КВМ произошедшие на лимбе и которые, по сути, первоначально не могли считаться геоэффективными, могут быть отклонены КД таким образом, что вызовут значительные геомагнитные возмущения.

### **Выводы**

Статистические исследования позволили значительно расширить наши знания о физической природе КВМ и КД, выявили закономерности позволяющие классифицировать и КВМ, и КД по различным признакам и параметрам, в том числе и с оценкой их геоэффективности.

Результаты, полученные с помощью современных статистических исследований, позволяют улучшить прогнозирование космической погоды на орбите Земли, а также повысить качество и заблаговременность прогнозов геомагнитной активности.

### **Литература**

1. Гуляев Р.А., 2000, Изв. РАН, серия физическая, 64, 1788.
2. Черток И.М., 1993, АЖ, 70, 165.
3. Belenko, 2001, Solar Phys., 199, 23.
4. Bilenko I.A., 2012, G&A., 52, 1005.

5. *Bilenko I.A.*, 2014, *Solar Phys.*, 289, 4209.
6. *Bilenko I.A.*, 2015, *G&A.*, 544, 1141.
7. *Bilenko I.A., Tavastsherna K.S.*, 2016, *Solar Phys.*, 291, 2329.
8. *Bhatnagar A.*, 1996, *Ap&SS*, 243, 105.
9. *Bravo S. et al.*, 1994, *RMxAA*, 28, 17.
10. *Bravo S., Stewart G.A.*, 1997, *Astrophys. J.*, 489, 992.
11. *Cliver E.W.*, 1989, *Solar Phys.*, 122, 319.
12. *Cremades H., Bothmer V., Tripathi D.*, 2006, *Adv. Space Res.*, 38, 461.
13. *Eddy*, 1974, *A&A*, 34, 235.
14. *Fainshtein V.G., Ivanov E.V.*, *Sun and Geosphere*, 2010; 5(1), 28.
15. *Filippov B.P., Gopalswamy N., Lozhechkin A.*, 2001, *Sol. Phys.*, 203, 119.
16. *Fox P., McIntosh P., Wilson P.R.*, 1998, *Solar Phys.*, 177, 375.
17. *Gopalswamy N., et al.*, 2003, *ESA SP-535*, 403.
18. *Gopalswamy N. et al.*, 2004., *Adv., Space Rev.*, 34, 391.
19. *Gopalswamy N. et al.*, 2009, *Astrophys. J.Lett.*, 691, L123.
20. *Gopalswamy N. et al.*, 2009, *JGR*, 114.
21. *Gutierrez H., Taliashvili L., Mouradian Z.*, 2013, *AdSR*, 51, 1824.
22. *Harvey R.L., Harvey J.W., Sheeley N.R.Jr.*, 1982, *Solar Phys*, 79, 149.
23. *Hildner et al.*, 1976, *Solar Phys.*, 48, 127.
24. *Ikhsanov R.N., Tavastsherna K.S.*, 2015, *G&A*, 55, 877.
25. *Insley J.E., Moore V., Harrison R.A.*, 1995, *Solar Phys.*, 160, 1.
26. *Makela, P., et al.*, 2013, *Solar Phys.*, 284, 59.
27. *Mohamed A. A. et al.* 2012, *JGR*, 117.
28. *Moussas X. et al.*, 2002, *ESA SP-505, IAU 188*, 513.
29. *Obridko V.N., Shelting B.D.*, 1989, *Solar Phys.*, 124, 73.
30. *Panasenco O., et al.*, 2011, *JASTP*, 73, 1129.
31. *St.Cyr O.C. et al.*, 2000, *JGR*, 105., 18169.
32. *Tavastsherna K.S., Tlatov A.G.*, 2004, *IAU*, 223, 301.
33. *Vourlidas A. et al.*, 2002, *ESA SP-506*, 91.
34. *Vourlidas A., et al.*, 2010, *Astrophys. J.*, 722, 1522.
35. *Waldmeier M.*, 1955; *Z. Astrophys.*, 36, 275.
36. *Waldmeier M.*, 1957; *Z. Astrophys.*, 38, 219.
37. *Waldmeier M.*, *Solar Phys.*, 1981, 70, 251.
38. *Wang Yi-M., Hawley S.H., Sheeley N.R.Jr.*, 1996, *Science*, 271, 464.
29. *Webb D. F. et al.*, 1978, *Solar Phys.*, 58, 389.
40. *Webb D.F., Hundhausen A.J.*, 1987, *Solar Phys.*, 108, 383.

## **КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ КАК ТРАССЕРЫ ГЛОБАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА В 21–24 ЦИКЛАХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Биленко И.А.<sup>1</sup>, Тавастшерна К.С.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга  
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
Санкт-Петербург, Россия*

## **CORONAL HOLES AS SOLAR GLOBAL MAGNETIC FIELD TRACES IN CYCLES 21–24**

**Bilenko I.A.<sup>1</sup>, Tavastsherna K.S.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, Russian Academy of Sciences,  
St. Petersburg, Russia*

*The spatial-temporal distribution of coronal holes (CHs) during 1976–2012 (cycles 21–24) is analyzed and compared to that of the solar global magnetic field (GMF). The results show that CHs are the traces of the GMF cycle evolution. The polar CHs reflect the solar polar field reversals. Non-polar CHs are mostly formed during the stable GMF structure. When the rate of the structure changes in the GMF increases, the parameters of non-polar CHs are diminished. Non-polar CHs are separated into two populations depending on the strength of the GMF.*

### **Введение**

Корональные дыры (КД) – протяженные области пониженной плотности в солнечной короне, являющиеся, согласно современным представлениям, источниками высокоскоростных потоков солнечного ветра [7]. На изображениях в крайнем ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах они проявляются как области с пониженной яркостью. КД подразделяются на два класса: полярные и не полярные КД [5, 6, 8]. Они отличаются не только по широтному расположению на диске Солнца, но также по параметрам [3, 5, 6] и характеру поведения в циклах солнечной активности [3, 10].

Целью данной работы является рассмотрение пространственно-временных распределений КД и сопоставление их с циклическими изменениями глобального магнитного поля (ГМП) Солнца.

В работе использован каталог КД Кисловодской Горной астрономической станции Главной (Пулковской) астрономической обсерватории РАН. Ряд КД получен из наблюдений обсерватории Китт-Пик в линии HeI 10830 Å и SOHO/EIT 195 Å [10]. Параметры ГМП рассчитаны на основе данных обсерватории WSO (Wilcox Solar Observatory) [1, 4, 9].

### Сопоставление параметров КД и ГМП

На рис. 1 показаны: (а) изменение напряженности ГМП ( $B_s$ ), полученной из долготной диаграммы распределения магнитных полей Солнца на поверхности источника ( $2,5 R_s$ ) рассчитанных в потенциальном приближении для каждого Кэррингтоновского оборота (КО) [2] за 1976–2012 годы (21–24 циклы). Красным (синим) цветом (сплошная тонкая линия) обозначены магнитные поля положительной (отрицательной) полярности, черным цветом (толстая линия) – сумма их модулей; (б) коэффициент  $K_{lon}$ , характеризующий степень изменения структуры ГМП при переходе от одного КО к другому [2]; (с) положение центров КД по широте на диске Солнца. Красным цветом (крестики) отмечены центры КД расположенных над областями фотосферы с доминирующей положительной полярностью магнитного поля, синим (точки) – отрицательным. Напряженность ГМП изменяется не плавно от минимума солнечной активности к максимуму, а в виде отдельных импульсов (рис. 1а), соответствующих определенным структурам ГМП [2]. Напряженность ГМП наиболее низкая в 23 цикле (рис. 1а).

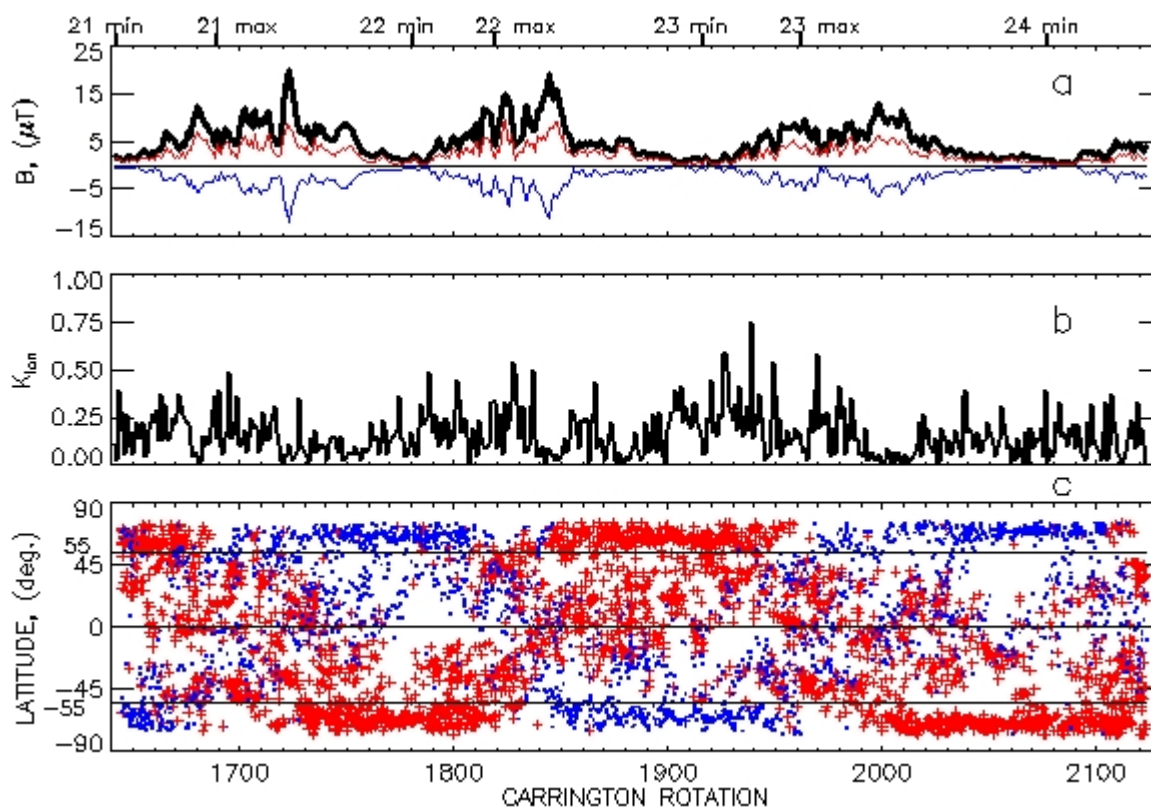


Рис. 1.

Структурные изменения ( $K_{lon}$ ) ГМП (рис. 1b) выше на фазах роста каждого цикла и они наиболее значительны в 23 цикле.  $K_{lon}$  имеет минимальные значения на фазах спада, что соответствует стабильным долгоживущим структурам ГМП формирующихся в эти периоды. В широтном рас-

пределении КД четко выделяются две популяции: полярные и не полярные КД. Горизонтальные линии на уровне  $\pm 55^\circ$ , на рис. 1с, разделяют полярные

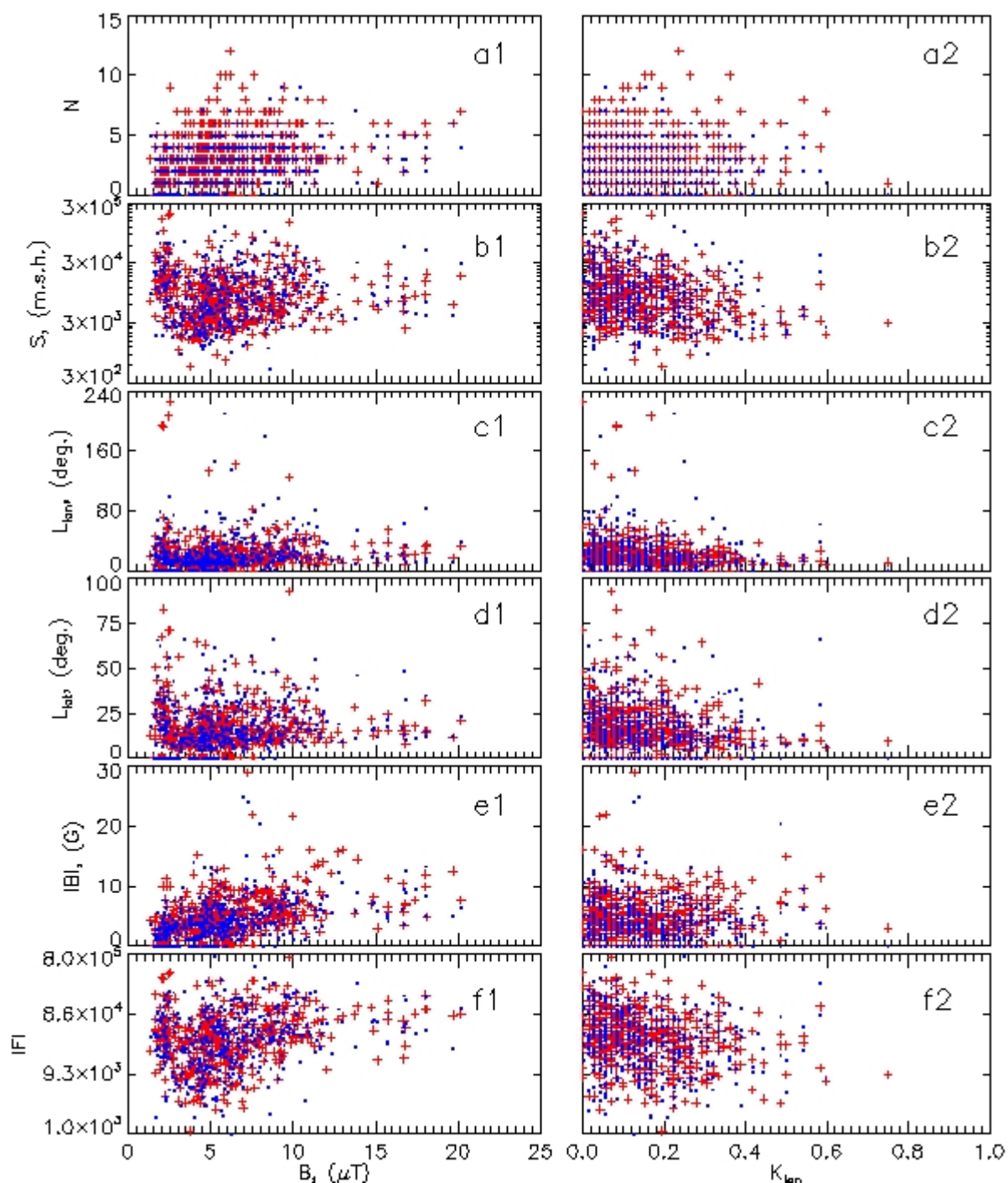


Рис. 2.

и не полярные КД. В максимуме каждого цикла полярные КД исчезают и появляются вновь уже в полярных областях с доминированием новой полярности, отражая тем самым процесс смены знака ГМП. Не полярные КД формируют крупномасштабные ветви КД, связанные с положительными и отрицательными доминирующими фотосферными магнитными полями [3].

Максимальное число не полярных КД наблюдается при повышенных значениях ГМП. При низких значениях ГМП, на фазах спада солнечной активности, ветви не полярных КД достигают наивысших, для каждого цикла, широт в северном и южном полушариях. Полярности не полярных КД соответствуют полярностям полярных КД в соответствующих полушариях в эти периоды.

На рис. 2 представлены зависимости усредненных за КО параметров не полярных КД: числа ( $N$ ), площади ( $S$ ), протяженности по долготе ( $L_{lon}$ ) и по широте ( $L_{lat}$ ), модуля напряженности магнитного поля ( $B$ ) и потока ( $F$ ) от значений суммы модулей положительного и отрицательного ГМП ( $B_s$ ) и  $K_{lon}$ . Наибольшее число КД соответствует значениям  $B_s$  ГМП  $\sim 3,5\text{--}12$   $\mu\text{T}$ . Этому интервалу соответствуют наибольшие значения числа, напряженности магнитного поля в КД и потока. Причем, в пределах этого интервала наблюдается некоторый рост средних значений этих параметров. Выделяется также подгруппа КД в области  $\sim 1\text{--}3$   $\mu\text{T}$ . КД этой подгруппы достигают наивысших значений площади, протяженности по долготе и широте.

Большинство КД концентрируются к низким значениям  $K_{lon}$ , менее 0,4 – это означает, что наибольшее число КД формируются в периоды стабильной структуры ГМП. С ростом  $K_{lon}$ , т. е. с ростом скорости структурных изменений ГМП, значения всех параметров КД уменьшаются.

### **Выводы**

Динамика полярных КД отражает процесс смены знака ГМП.

Максимальное число не полярных КД соответствует повышенным значениям ГМП. При низких значениях ГМП, на фазах спада, не полярные КД достигают наивысших, для каждого цикла, широт. Полярности не полярных КД соответствуют полярностям полярных КД в соответствующих полушариях в эти периоды.

В зависимости от величины ГМП не полярные КД разделяются на две подгруппы: соответствующие  $\sim 1\text{--}3$   $\mu\text{T}$  и  $3,5\text{--}12$   $\mu\text{T}$  ГМП.

Большинство не полярных КД формируются при стабильной структуре ГМП. С ростом скорости структурных изменений ГМП значения всех параметров КД уменьшаются.

### **Литература**

1. Altschuler M.D., Newkirk, G., Solar Phys., 1969, 9, 131.
2. Bilenko I.A., 2014, Solar Phys., 289, 4209.
3. Bilenko I.A., Tavastsherna K.S., Solar Phys., 2016, 291, 2329.
4. Hoeksema J.T., Scherrer P.H., Solar phys., 1986, 105, 205.
5. Ikhsanov R.N., Ivanov V.G., 1999, Solar Phys., 188, 245.
6. Insley J.E., Moore V., Harrison R.A., 1995, Solar Phys., 160, 1.
7. Nolte J.T., et al., Solar Phys., 1976, 46, 33.
8. Sanches-Ibarra A., Barraza-Paredes M., 1992, Report UAG – 102.
9. Schatten, K.H., Wilcox, J.M., Ness N.F., Solar Phys., 1969, 6, 442.
10. Tlatov A., Tavastsherna K., Vasil'eva V., Solar Phys., 2014, 289, 1349.



## **КРУПНЫЕ ВСПЫШКИ (M1–X7) В 24 ЦИКЛЕ АКТИВНОСТИ**

**Бруевич Е.А.<sup>1</sup>, Казачевская Т.В.<sup>2</sup>, Якунина Г.В.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>ГАИШ МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

<sup>2</sup>ИИГ Госкомгидромета им. Е.К. Федорова, Москва

## **LARGE FLARES (M1–X7) IN A 24 CYCLE OF ACTIVITY**

**Bruevich E.A.<sup>1</sup>, Kazachevskaya T.V.<sup>2</sup>, Yakunina G.V.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Sternberg Astronomical Institute, MSU, Moscow

<sup>2</sup>Fedorov Institute of Applied Geophysics (IGA), Moscow

*The data on large (X-class > M1) and very large (X-class > X1) flares (according to the observations of GOES-15 and Preliminary data from Current Catalog of Flare Events) in solar activity cycle 24 were analyzed. The average values of optical Flare Index (FI) for 2010–2015 were calculated. The distribution of flares of different power versus of the phase of the cycle is shown. The values of the total energy of the flare  $E$  (Joule/m<sup>2</sup>) in the 1–8 Å range at the level of the earth's atmosphere were estimated. The energy spectrum (the dependence of the number of flares with the full energy  $E$  from the value of this full energy) for 115 flares of M5–X7 classes was built. The comparative study of the monthly averaged FI versus monthly averaged values of several indices of solar activity in the current cycle was made.*

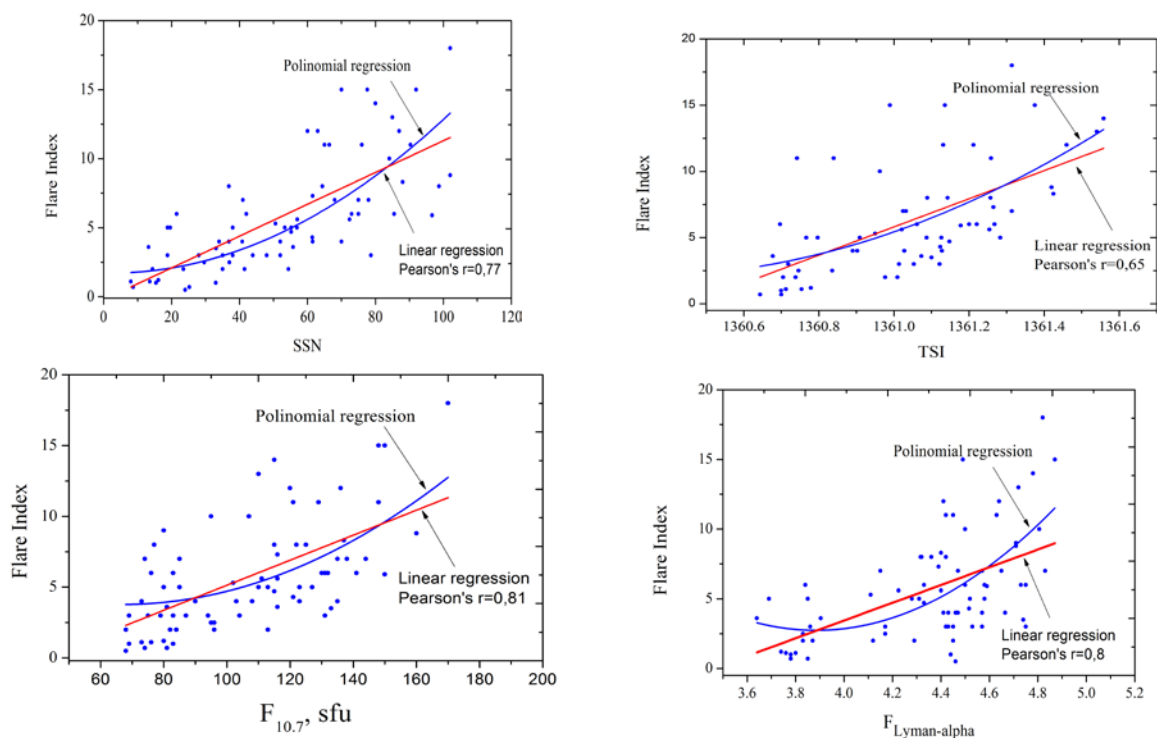
Проанализированы данные каталога МЦД «Preliminary Current Catalog of Solar Flare Events with X-ray Classes M1–X17.5 24 cycle of Solar Activity (I.2009 – XII.2015)» [1] о 745 вспышках класса > M1. Из них выбраны 115 вспышек классов M5–X7 и 44 классов X1–X7 с февраля 2010 г. по декабрь 2015 г. Для этого периода нами вычислены значения Flare Index (FI).

Проведено сравнение FI в 24 цикле с вариациями FI в 21–23 циклах [2] по данным NGDC, Solar Data Service, Sun, Solar Activity and Upper Atmosphere Data, 2016, [3]. На рис. 1. показана связь FI с числами Вольфа (SSN), радиопотоком на волне 10.7 см ( $F_{10.7}$ ), солнечной постоянной (TSI) и потоком излучения в линии Лайман-альфа ( $F_{Ly-\alpha}$ ). В 21–23 циклах наибольшее число крупных вспышек произошло на ветвях спада и в максимуме 22 цикла [4].

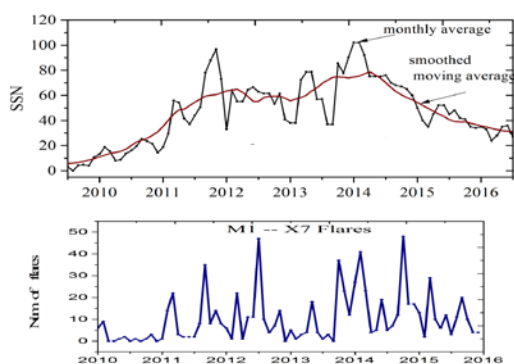
В 24 цикле крупные вспышки бала X не наблюдались на фазе спада цикла в отличие от циклов 21–23. Среднемесячное распределение числа вспышек показано на рис. 3. Видно, что наибольшее количество вспышек произошло на ветви спада после первого максимума, во время второго максимума и на ветви спада 24 цикла.

На рис. 4 показано распределение вспышек разной мощности от фазы цикла. Оценены величины полной энергии вспышки  $E$  (Джоуль/м<sup>2</sup>) в диапазоне 1–8 Å на уровне земной атмосферы. Для 115 вспышек M5–X7 построен энергетический спектр. Показатель спектра  $\beta = d \log E / d \log N$  зависит от фазы цикла активности – ветви роста, фазы максимума и фазы миниму-

ма [5]). Нами получено, что  $\beta$  по абсолютной величине в 24 цикле соответствует фазе максимума 11-летнего цикла, см. рис. 5.



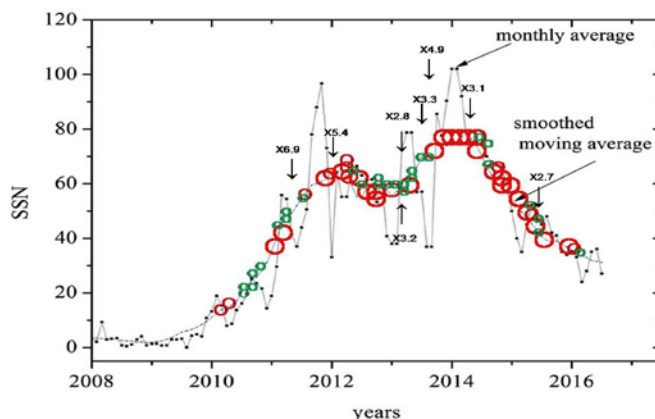
**Рис. 1.** Связь среднемесячных значений FI с SSN, TSI,  $F_{10.7}$ ,  $F_{Ly-\alpha}$  в 24 цикле. Показаны линейная и квадратичные регрессии.

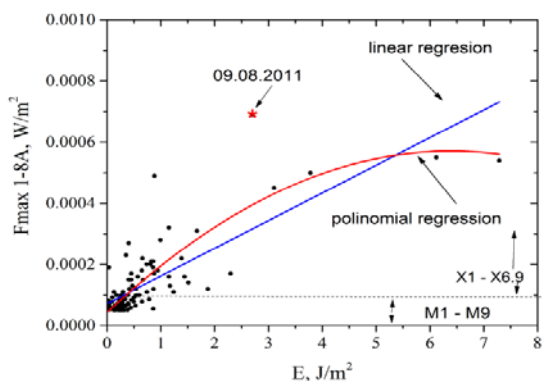


**Рис. 2.** Среднемесячное распределение числа вспышек M1-X7 (745 вспышек) в 24 цикле.

Максимумы числа вспышек (M1-X7) не совпадают с максимумами чисел пятен SSN в 24 цикле, за исключением 2014 г.

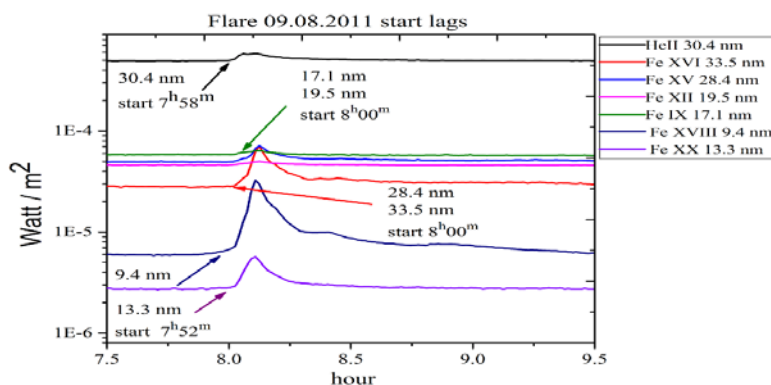
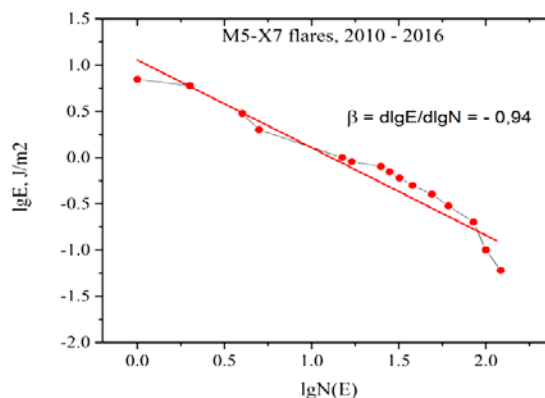
**Рис. 3.** Положение крупных вспышек ( $>X2.8$ ) в 24 цикле. Малые кружки – N вспышек за месяц  $< 10$ . Большие кружки –  $> 10$  шт. за месяц. Наибольшее количество вспышек произошло после первого максимума, во время второго максимума и на ветви спада 24 цикла. Наиболее крупные рентгеновские вспышки балла  $> X2.7$  произошли на ветви роста и в максимуме 24 цикла.





**Рис. 4.** Зависимость амплитуды  $F_{\max}$  1–8 Å от полной энергии вспышек  $E$ . Расчеты проведены для вспышек M5–X7. Видно, что энергия вспышки  $E$ , как наиболее важная характеристика вспышки по воздействию на земную атмосферу, не имеет достаточно тесной связи с амплитудой вспышки в мягком рентгене. Отмечена вспышка 09.08.2011.

**Рис. 5.** Энергетический спектр вспышек – зависимость числа вспышек с некоторой полной энергией излучения от значения этой полной энергии, построенная нами с использованием данных, полученных на спутнике GOES-15. Распределения интегральных по времени значений энергии вспышек можно представить степенной функцией  $N \sim E^{-\beta}$ .



**Рис. 6.** Развитие самой крупной вспышки X 6.9 в 24 цикле 9.08.2011 в различных длинах волн EUV-диапазона SDO.

Проведен анализ наблюдений GOES-15 и SDO/EVE вспышки (X 6.9) 09.08.2011, позволивший сравнить потоки излучения и развитие вспышки в диапазоне длин волн от рентгеновского ( $\lambda\lambda = 0.1-0.8$  нм) до крайнего ультрафиолетового ( $\lambda\lambda < 165$  нм), см. рис. 6 и Таблицу.

### Выводы

Анализ данных о крупных вспышках (GOES-15, класс M1-X7) и SDO/EVE (линии EUV-диапазона) показал, что вспышечная активность в 24 цикле была значительно ниже, чем в 21–23 циклах. Особенностью исследованной вспышечной активности является то, что коэффициент линейной корреляции  $k$  для связи среднемесячных значений FI (рассчитанных

нами для 2010–2015 гг.) с другими индексами в 24 цикле меньше ( $k \sim 0.6-0.7$ ), чем в циклах 21–23 ( $k \sim 0.8-0.9$ ), см. [2]. Наиболее крупные вспышки ( $> X2.7$ ) произошли на ветви роста и максимума цикла 24, в отличие от 21–23 циклов, где наибольшее количество вспышек наблюдалось на ветви спада.

**Таблица.** Моменты начала и максимума вспышки 09.08.2011 в различных линиях EUV-спектра, SDO/EVE

Линия (Å)	Ион, спутник	Начало вспышки	Максимум вспышки
133 Å	Fe XX, SDO	7 ч 50–51 м	8 ч 05–06 м
94 Å	Fe XVIII, SDO	7 ч 52–53 м	8 ч 06–07 м
1–8 Å	GOES 15	7 ч 54–55 м	8 ч 05 м
131 Å	Fe VIII, SDO	7 ч 56–57 м	8 ч 06–07 м
304 Å	He II, SDO	7 ч 58–59 м	8 ч 03–04 м
335 Å	Fe XVI, SDO	8 ч 00–01 м	8 ч 06–07 м
284 Å	Fe XV, SDO	8 ч 00–01 м	8 ч 07–08 м
195 Å	Fe XII, SDO	8 ч 00–01 м	8 ч 06–07 м
171 Å	Fe IX, SDO	8 ч 00–01 м	8 ч 07–08 м

Получено, что в 24 цикле не наблюдается достаточно тесной связи полной энергии вспышек  $E$  (рассчитанной для 115 вспышек M5–X7) от  $F_{\max}$  – максимальной амплитуды потока в диапазоне 1–8 Å: необходимо отдельно учитывать параметр  $E$ , который является важной характеристикой вспышки по воздействию на земную атмосферу.

Построен энергетический спектр вспышек в 24 цикле с использованием данных, полученных на спутнике GOES-15 для 115 вспышек классов  $> M5$ . Показатель спектра  $\beta$  зависит от фазы цикла активности: по абсолютной величине  $\beta$  для 115 крупных вспышек в 24 цикле соответствует фазе максимума цикла.

По данным SDO/EVE о потоках в EUV- линиях и GOES-15 для самой крупной вспышки 24 цикла (X6.9) 09.08.2011 обнаружены сдвиги моментов начала вспышки для линий 9.4 нм и 13.3 нм на 3–4 мин. относительно 1–8 Å, на 5–6 мин. относительно времени начала вспышки в линии 30.4 нм и на 7–8 мин. относительно времени начала вспышки в линиях 17.1 нм, 19.5 нм, 28.4 нм и 33.5 нм, см. Таблицу.

#### Литература

1. Каталог МЦД – [http://www.wdcb.ru/stp/data/Solar\\_Flare\\_Events/Fl\\_XXIV.pdf](http://www.wdcb.ru/stp/data/Solar_Flare_Events/Fl_XXIV.pdf)
2. Bruevich E.A., Bruevich V.V., Yakunina G.V. // J. Astrophys. Astron., 2014, **35**, 1.
3. NGDC, Solar Data Service – <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/solar/sgd.html>
4. Хлыстов А.И. // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics, 2014, **50**, No. 8, 776.
5. Sotnikova R.T. // Geomagnetizm and Aeronomy, 2010, **50**, 905.

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЯДЕР,  
УСКОРЕННЫХ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ,  
С ФОТОСФЕРОЙ СОЛНЦА  
И ИЗОТОПНЫЙ СОСТАВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА**

**Васильев Г.И.<sup>1</sup>, Остряков В.М.<sup>2</sup>, Павлов А.К.<sup>1</sup>, Чакчурина М.Е.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*ФТИ им. А.Ф. Иоффе*  
<sup>2</sup>*СПбГПУ Петра Великого*

**THE INTERACTION OF NUCLEI ACCELERATED IN FLARES  
WITH THE PHOTOSPHERE AND THE ISOTOPIC COMPOSITION  
OF THE SOLAR WIND**

**Vasilyev G.I.<sup>1</sup>, Ostryakov V.M.<sup>2</sup>, Pavlov A.K.<sup>1,2</sup>, Chakchurina M.E.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Ioffe Institute*  
<sup>2</sup>*Peter the Great St. Petersburg State Polytechnic University*

*Nuclei interactions of protons and helium ions, accelerated in flares, with solar atmosphere are considered on the basis of Geant4 approach. These interactions result in the production of different isotopes in upper photosphere and chromosphere. Depth profiles of the <sup>6</sup>Li, <sup>7</sup>Li and <sup>14</sup>C generation are simulated. Small grammage of matter required to produce these isotopes is a limiting factor to restrict the mechanisms of their escape into interplanetary space with coronal mass ejections. Gamma-ray line observations and lunar experiments on implanted solar wind isotopes are invoked for our modeling to be checked. Further perspectives of the present work are also discussed.*

**Введение**

Ускоренные во время солнечных вспышек протоны и альфа частицы взаимодействуют с ядрами солнечной фотосферы и хромосферы. В результате ядерных реакций образуются нейтроны, гамма-кванты и различные изотопы, что приводит к изменениям их концентрации. В данной работе мы рассматриваем производство <sup>6</sup>Li, <sup>7</sup>Li и <sup>14</sup>C с последующим их вовлечением в поток солнечного ветра. Наблюдаемые в образцах лунного грунта аномальные соотношения (относительно средней солнечной распространенности) имплантированных изотопов солнечного ветра на глубинах в несколько сотых микрон [1, 2] могут быть объяснены такими изменениями в изотопном составе солнечной атмосферы. Возможны два механизма выхода образованных изотопов в межпланетное пространство с солнечным ветром. В первом случае он возникает в результате коронального выброса, сопровождающего вспышку. В этом случае солнечный ветер обогащается изотопами, произведенными в тонком слое вещества (0.01–0.1 г·см<sup>-2</sup>). Во втором случае происходит накопление долгоживущих радиоактивных и стабильных изотопов в конвективной зоне Солнца с последующим их выходом с солнечным ветром.

Сопутствующие генерации изотопов гамма-кванты дают возможность проверять правильность применяемой модели, а соотношение интенсивностей гамма-линий может дать информацию о спектрах, угловом распределении и составе ускоренных частиц.

### Метод

С помощью пакета GEANT4 нами выполнено моделирование взаимодействия ускоренных в солнечных вспышках протонов и изотопов гелия с солнечной атмосферой (её первоначальный химический и изотопный состав взят из работы [3]). При этом фиксировалось образование изотопов в ядерных реакциях по глубине (в  $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$ ). Спектр падающих частиц аппроксимировался степенной зависимостью с показателем  $\gamma$ , а направление их движения было выбрано вертикальным, чтобы оценить максимальную глубину образования изотопов. Наши расчеты выполнены для различных показателей спектра  $\gamma$ . Дополнительным фактором, уменьшающим реальную глубину, является ларморово вращение в магнитном поле. Степень этого влияния зависит от начального соотношения скоростей частиц вдоль и поперёк поля и будет исследовано в последующих работах.

### Результаты

На рисунках 1–3 приведены результаты расчётов образования изотопов лития в солнечной атмосфере в реакциях с протонами и изотопами гелия. Видно, что отношение скоростей образования  ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$  существенно зависит от глубины. Для глубин менее  $0.05\text{--}0.1 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$  преобладает образование  ${}^6\text{Li}$ , тогда как для больших глубин –  ${}^7\text{Li}$ . Зависимости от показателя  $\gamma$  представлены на рисунке 3. Из него следует, что абсолютное значение выхода  ${}^6\text{Li}$  на одну падающую частицу возрастает в несколько раз при умень-

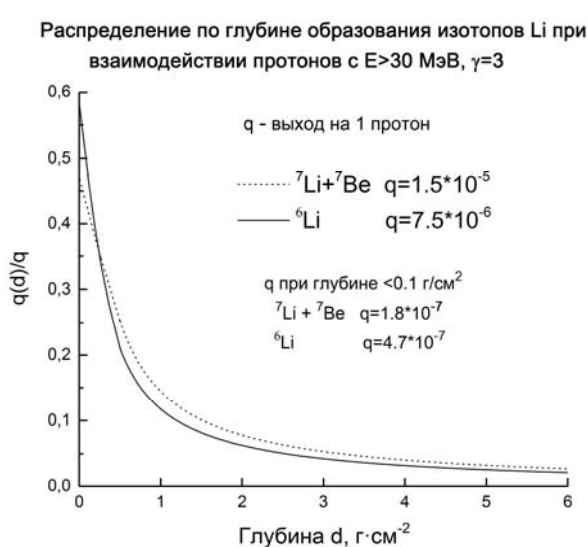


Рис. 1.

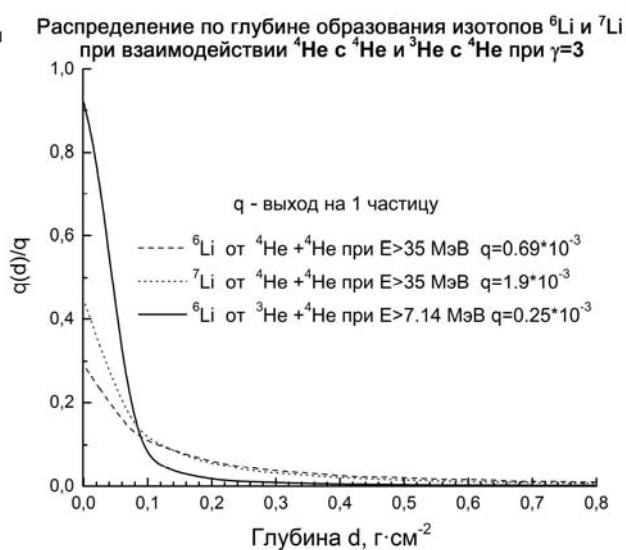


Рис. 2.

шении значения  $\gamma$  от 4 до 2, но при этом относительный выход для небольших глубин резко падает. На рисунке 4 показаны результаты расчётов образования изотопа  $^{14}\text{C}$ . Эта величина для  $^{14}\text{C}$  меняется более плавно по сравнению с  $\text{Li}$  при существенно меньшем абсолютном выходе.

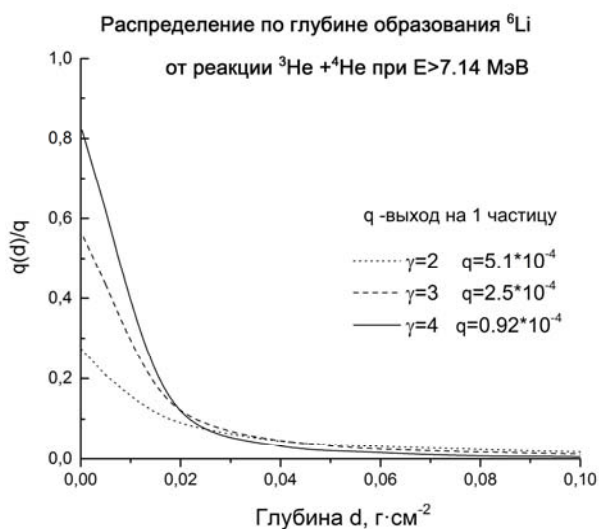


Рис. 3.

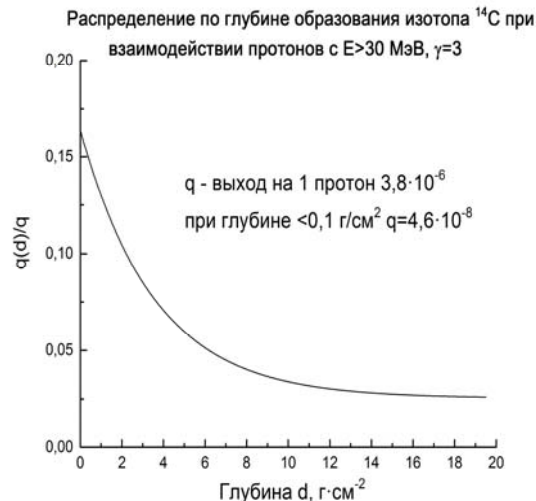


Рис. 4.

Спектры  $\gamma$ -квантов, выходящих из фотосферы при взаимодействии с ней протонов и  $\alpha$ -частиц

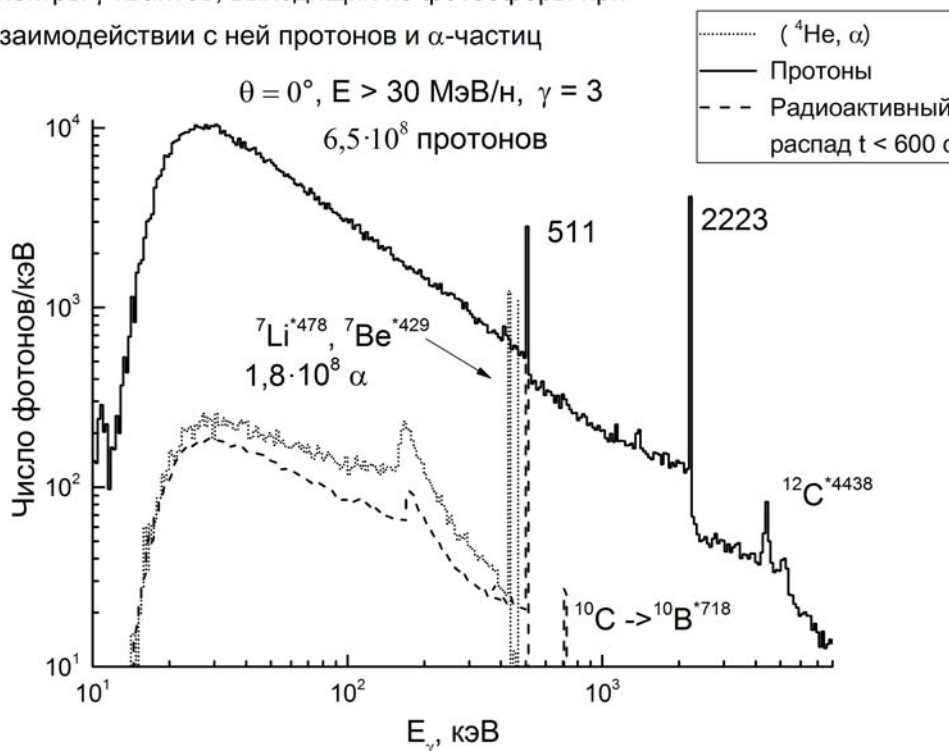


Рис. 5.

На рисунке 5 приведены результаты расчётов сопутствующего образованию изотопов гамма-излучения. Этот спектр представляет собой

наложение линий, возникающих в ядерных реакциях, с учётом последующих процессов распространения гамма-квантов в солнечной атмосфере (комptonовское рассеяние, рождение пар, фотопоглощение). Для событий с большим содержанием ускоренных альфа-частиц линии 429 и 478 кэВ, сопровождающие образование возбуждённых  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$ , существенно превышают континуум. Наши результаты хорошо согласуются с результатами работы [5].

### **Заключение**

Результаты нашего моделирования показывают, что наблюдаемое обогащение солнечного ветра изотопами  ${}^{14}\text{C}$  и  ${}^6\text{Li}$  может объясняться их генерацией в солнечных вспышках с последующим выходом в межпланетное пространство с корональным выбросом.

Сопутствующее гамма-излучение может быть использовано для экспериментальной проверки корректности модели образования изотопов в верхнем слое солнечной атмосферы.

### **Литература**

1. *Chaussidon M., Robert F.* // Nature. 1999. V. 402. P. 270.
2. *Jull T. et al.* // Geochimica et Cosmochimica Acta. 1998. V. 62. P. 3025.
3. *Asplund M. et al.* // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 2009. V. 47. P. 481.
4. *Ramaty R. et al.* // Astrophysical J. 2000. V. 534. L207.
5. *Kotov Yu.D. et al.* // Astrophysical J. 1996. V. 473. P. 514.



## ШИРОТНЫЕ ПРОФИЛИ ФОТОСФЕРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

**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

## LATITUDINAL PROFILES OF THE PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELD

**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

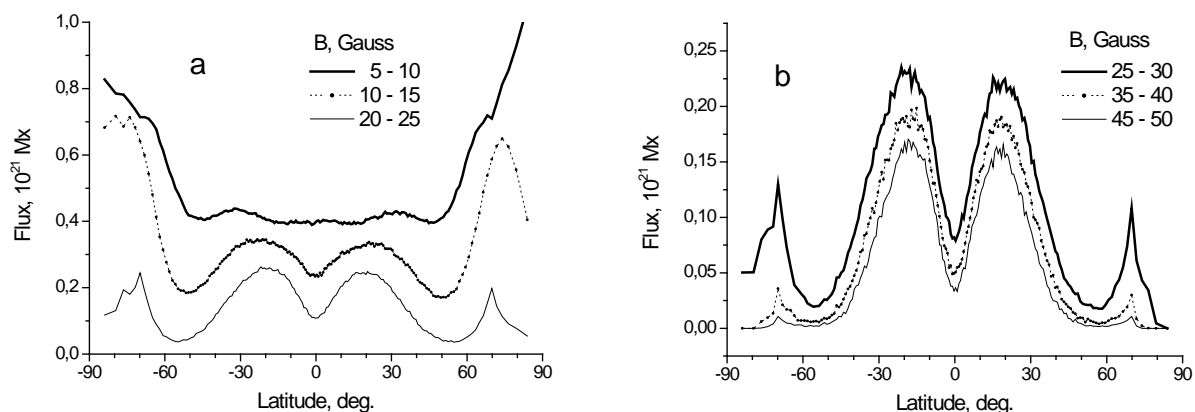
e-mail: helena@EV13934.spb.edu

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

*For different groups of photospheric magnetic fields of various strength, averaged synoptic maps were obtained using the National Solar Observatory, Kitt Peak data (1976–2003). Latitudinal profiles of magnetic fields were considered separately for each 5 G interval of the field strength. The changes of the latitudinal profile maxima and their positions were studied. For the fields with  $B > 5$  G the flux maximum decreased steadily with the increase of the strength. The weakest fields  $B < 5$  G represent quite a special group which is in antiphase with the stronger fields both in its localization and in the time changes.*

Интерес к изучению широтного распределения солнечной активности связан с такими важными проблемами как смещение зоны пятнообразования в ходе 11-летнего цикла, периодическое появление полярных факелов в высоких широтах, эволюция полярных корональных дыр и др. (см. обзор и ссылки в [1]). Все многообразие проявлений солнечной активности связано с магнитными полями различной напряженности и их локализацией на поверхности Солнца. Основная цель нашей работы – рассмотреть изменения гелиоширотного распределения магнитных полей в зависимости от величины напряженности поля.

Мы использовали синоптические карты фотосферного магнитного поля обсерватории Китт Пик за 1976–2003 гг. Чтобы выделить устойчивые особенности широтного распределения, синоптические карты были усреднены за три солнечных цикла. Раздельно построены синоптические карты для различных интервалов напряженности поля: от 0 до 5 Гс, от 5 до 10 Гс и т.д. [2]. Усреднение такой карты по долготе дает широтный профиль магнитного поля в выбранном интервале напряженности. На рис. 1а приведены широтные профили, усредненные за 21–23 солнечных цикла, для трех интервалов напряженности поля: 5–10 Гс, 10–15 Гс и 20–25 Гс. Широтный профиль для полей 5–10 Гс почти постоянен от  $-60^\circ$  до  $+60^\circ$  и нигде не опускается ниже  $0.39 \times 10^{21}$  Мкс.



**Рис. 1.** Широтные профили фотосферных магнитных полей, усредненные за три солнечных цикла (1976–2003 гг.): (а) магнитные поля с напряженностью от 5 до 25 Гс; (б) магнитные поля с напряженностью от 25 до 50 Гс.

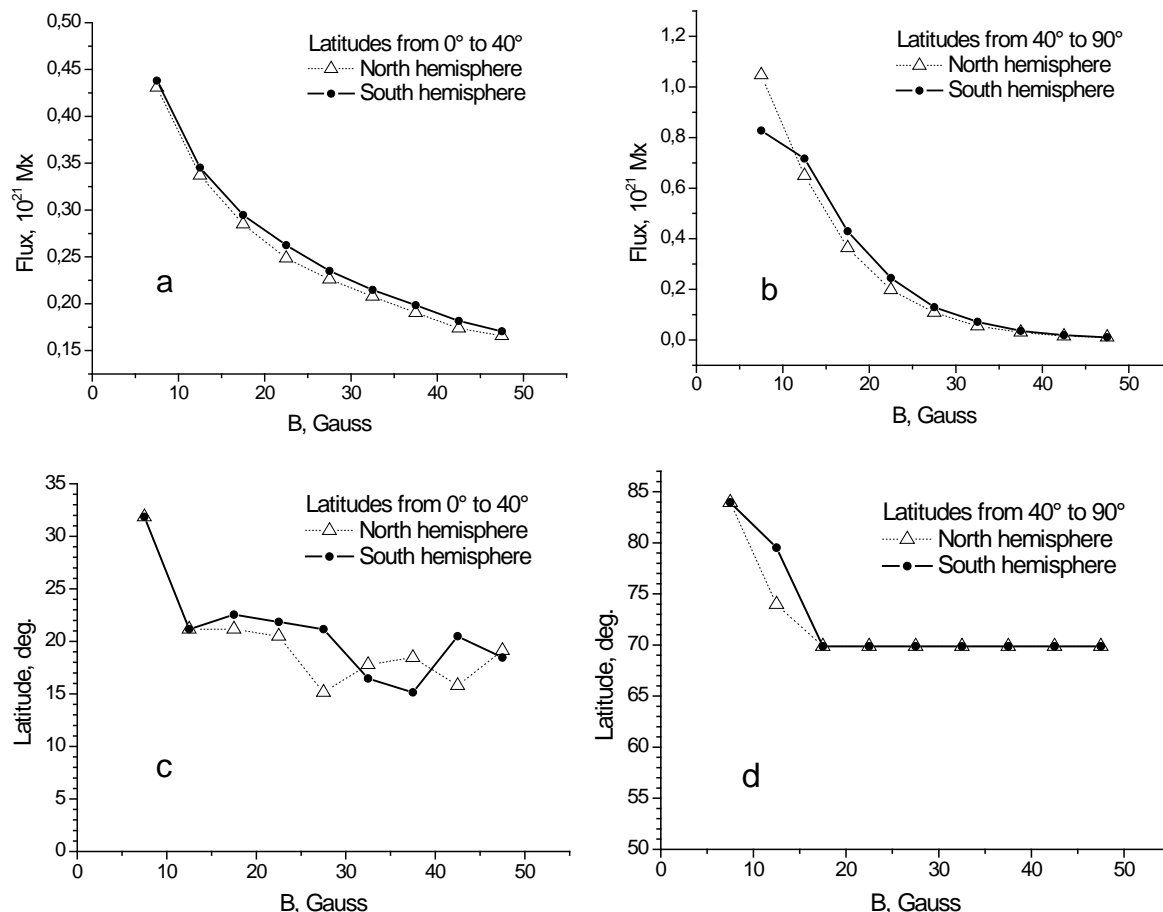
В высоких широтах магнитный поток этих полей возрастает более чем в два раза. Несмотря на приблизительное постоянство потока, в нем уже видно небольшое увеличение в зоне пятен. При дальнейшем увеличении напряженности ( $B > 10$  Гс) профиль начинает постепенно изменять форму: увеличивается поток в зоне пятен, и максимум потока смещается от полюсов к зоне полярных факелов. Для следующих групп (10–15 Гс и 20–25 Гс), все отчетливее проявляется увеличение потока в двух зонах: пятен и полярных факелов. Причем для группы 10–15 Гс поток в зоне полярных факелов значительно превосходит поток в зоне пятен, но при увеличении напряженности поля до 20–25 Гс потоки в зоне пятен и в зоне полярных факелов практически равны.

Начиная с 25 Гс и выше, все широтные профили близки по форме и имеют два максимума: в зоне пятнообразования и в зоне полярных факелов на широте около  $70^\circ$  (рис. 1б). Максимум потока в зоне пятен значительно превосходит поток в зоне полярных факелов. При напряженности в 45–50 Гс поток в зоне полярных факелов практически равен нулю. Таким образом, величина поля 50 Гс является той границей, выше которой на широтном профиле проявляется только зона пятен.

Из рис. 1а,б видно, что магнитный поток уменьшается с ростом напряженности поля. Величина потока в максимуме широтного профиля показана на рис. 2а,б отдельно для широт  $\pm 40^\circ$  и для широт выше  $40^\circ$ . Виден непрерывный спад потока с ростом магнитного поля, причем поток южного полушария систематически превышает поток северного полушария. Сходные выводы были сделаны на основе совсем других данных и за другой период времени: SOHO/MDI, 2003–2011 гг. Было показано, что фоновые поля имеют большую напряженность в южной полусфере по сравнению с северной [3].

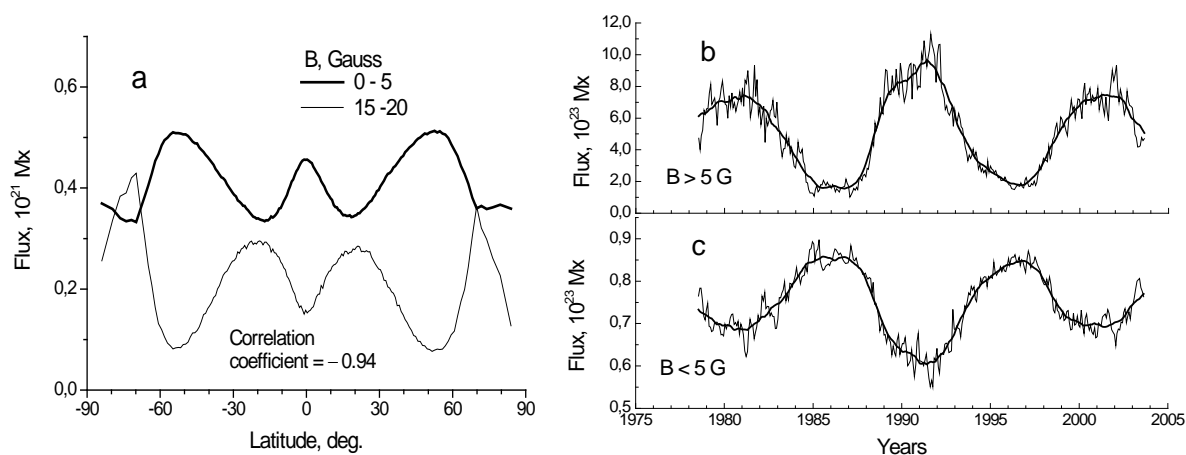
По мере увеличения магнитного поля скорость падения потока замедляется. Различие высоких и низких широт проявляется в том, что самое

большое значение потока для высоких широт, которое соответствует группе полей 5–10 Гс, вдвое больше, чем для низких широт. Кроме того, в отличие от низких широт, поток для высоких широт падает почти до нуля для самых сильных полей (для группы 45–50 Гс).



**Рис. 2.** Изменение широтного профиля в зависимости от напряженности магнитного поля для широт  $\pm 40^\circ$  (левые панели) и выше  $40^\circ$  (правые панели): (a, b) – максимальные величины потока; (c, d) – положение максимума по широте.

На рис. 2c,d показаны изменения широты расположения максимума профиля в зависимости от величины магнитного поля для северного и южного полушарий. Для низких широт положения максимумов двух полушарий совпадают для самых слабых полей 5–10 и 10–15 Гс. Затем северное и южное полушария развиваются по разному, но изменения широт невелики и колеблются в пределах от 15° до 22°. Таким образом, максимумы потока этих полей находятся в зонах пятнообразования. Для высоких широт видно, что слабые поля 5–10 Гс и 10–15 Гс локализованы на самых высоких широтах и, очевидно, связаны с корональными дырами. Начиная с 15–20 Гс, оба полушария показывают одну доминирующую широту равную 70° и связаны с локализацией полярных факелов на этой широте. Если для широтных профилей, начиная с 10–15 Гс, наблюдается увеличение потоков в двух широтных зонах: пятен и полярных факелов, то магнитные поля  $B < 5$  Гс



**Рис. 3.** Особенности изменения самых слабых полей по сравнению с более сильными: (а) широтные профили полей 0–5 Гс и 15–20 Гс (коэффициент корреляции  $R = -0.94$ ); временные изменения магнитных полей  $B > 5$  Гс (b) и  $B < 5$  Гс (c).

находятся в противофазе с более сильными полями и обнаруживают минимумы потока именно в зонах пятнообразования и полярных факелов (рис. 3а). Поля меньше 5 Гс имеют максимумы на широтах  $\pm 53^\circ$  и на экваторе. Не только широтный профиль для самых слабых полей ( $B < 5$  Гс) противофазен более сильным полям, но и временной ход слабых полей также развивается в противофазе с сильными полями. На рис. 3b показан временной ход магнитного потока для полей с напряженностью  $B > 5$  Гс. Виден четкий 11-летний цикл с максимумами, смещенными ко второму максимуму Гневывшева. На рис. 3c показан временной ход для полей  $B < 5$  Гс. Видно, что слабые поля развиваются в противофазе с сильными полями (коэффициент корреляции  $-0.96$ ), но максимальные значения потоков примерно на порядок меньше, чем у сильных полей. Этот результат согласуется с данными SOHO/MDI за 1996–2011 гг., анализ которых показал, что магнитные структуры со слабым потоком изменяются в противофазе с солнечным циклом [4].

Полученные результаты свидетельствуют о том, что широтное распределение магнитных полей радикально изменяется при определенных значениях напряженности поля: 5 Гс, 15 Гс и 50 Гс. Магнитный поток для различающихся по напряженности групп полей монотонно падает с ростом напряженности, при этом потоки южного полушария превосходят потоки северного полушария. Совершенно особую группу представляют самые слабые поля  $B < 5$  Гс, которые по локализации и временным изменениям находятся в противофазе с более сильными полями.

#### Литература

1. Hathaway D.H. // Living Rev. Sol. Phys. 12, no. 4, 2015.
2. Vernova E.S., Tyasto M.I., Baranov D.G. // Solar Phys., 291, 741, 2016.
3. Obridko V.N., Chertoprud V.E., Kuzanyan K.M. // Solar Phys., 289, 2867, 2014.
4. Jin C.L., Wang J.X. // J. Geophys. Res.: Sp. Phys., 119, 11, 2014.

## **ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ РЕЖИМОВ МЕЖДУ СИНХРОНИЗАЦИЕЙ И УПРАВЛЕНИЕМ ДЛЯ ПОЛУШАРИЙ СОЛНЦА**

**Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г.**

*ГАО РАН, Санкт-Петербург*

## **DYNAMICAL TRANSITIONS FROM SYNCHRONIZATION TO CONTROL FOR SOLAR HEMISPHERES**

**Volobuev D.M., Makarenko N.G.**

*Pulkovo Observatory, St.-Petersburg*

*The activity of the Sun described by sunspots areas develops unevenly in the Northern and Southern hemispheres. This effect is particularly noticeable on the descending phase and in the epoch of the minimum of 11-year cycle.*

*In this study, using the technique of chaotic dynamics, we calculate indices of dynamical coupling between the hemispheres in a sliding time window of 4 years from daily indices Greenwich sunspot areas. It was possible to identify periods of synchronization and control in the dynamic game of two hemispheres. During the high solar cycles 21 and 22 the hemispheres have been synchronized. In the neighboring, lower cycles (20 and 23), there is a pronounced "control bursts" where one hemisphere controls another. Such control is observed mainly in the descending phase of 11-year cycle. The gaps between significant "control bursts" are from two to four 11-year cycles with the synchronous activity of the hemispheres and indeterminate direction of coupling. Perhaps such "control bursts" are one of the signs of strong solar proton events have occurred in cycles 20 and 23, and been absent in cycles 21 and 22.*

Асимметрия солнечной активности по полушариям хорошо известна [1], однако статистическую значимость самого существования асимметрии как физического явления невозможно доказать [2]. В данной работе, как и в предшествующих [3, 4], мы применяем подход нелинейной динамики [5] к полушариям как к отдельным динамическим системам. Существует, по меньшей мере, два обстоятельства в пользу такого разделения. Первое из них связано с наличием магнитного взаимодействия широтных полос [6]; второе – с возможным существованием квази-независимых источников полоидального поля в полушариях [7]. В настоящее время известно несколько подходов для анализа причинных связей динамических систем по временным рядам [5, 8, 9]. Однако их эквивалентность не доказана, и границы применимости к различным видам синхронизации до сих пор не описаны. Поэтому в данной работе для тестирования нашего метода мы используем модель генератора Ван дер Поля. Эта модель достаточно универсальна в рамках теории детерминированного хаоса и применялась, например, для описания динамики солнечных циклов [10].

Таким образом, для моделирования синхронизации динамо-процессов в каждом из полушарий, мы должны решать систему связанных идентичных уравнений Ван дер Поля:

$$\frac{dx_1}{dt} = x_2; \frac{dx_2}{dt} = k(x_1 - w_1)(x_1 - w_2)x_2 - b_1x_1 + c_1(x_3 - x_1) \quad (1)$$

$$\frac{dx_3}{dt} = x_4; \frac{dx_4}{dt} = k(x_3 - w_1)(x_3 - w_2)x_4 - b_2x_3 + c_2(x_1 - x_3) \quad (2)$$

Здесь константы  $b_1 = 1$ ,  $b_2 = 1.01$ ,  $k = 1.45$ ,  $w_1 = -0.2$ ;  $w_2 = 1.9$  обеспечивают незатухающие колебания [11], при этом константы связи  $c_1$  и  $c_2$  изменяются поочередно, обеспечивая возможность изменения силы и направления однонаправленной связи.  $c_2 \in [0.02 \ 0.3] | c_1 = 0$ ; и  $c_1 \in [0.02 \ 0.3] | c_2 = 0$ ; в диапазоне решений от слабой связи к сильному управлению и синхронизации (рис.1).

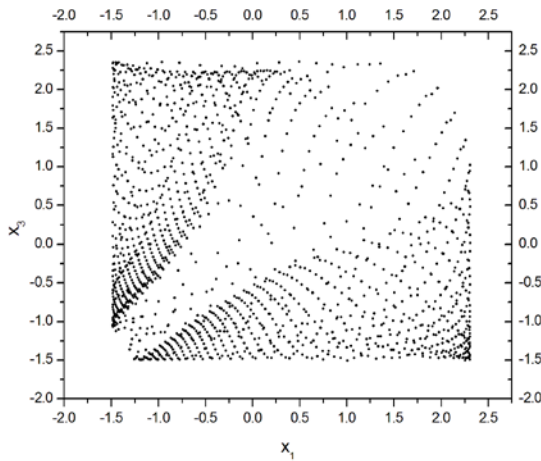


Рис. 1. Пример слабосвязанных решений уравнений (1–2).

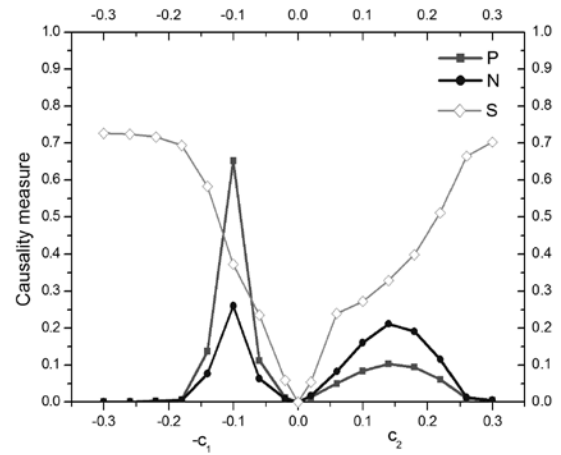


Рис. 2. Меры причинной связи для уравнений Ван дер Поля (1–2) в зависимости от параметра связи.

Представим теперь, что наше знание о системе (1) ограничено «наблюдаемыми» временными рядами  $x_1(t)$  и  $x_3(t)$ . Можно ли обнаружить наличие связи между ними при полном отсутствии линейной корреляции (рис. 1)? Следуя подходу [5], восстановим псевдофазовое пространство, называемое также пространством Такенса для каждой из переменных

$$X_1^M(i) = M^{-1/2} \{x_1(i), x_1(i + \tau), \dots, x_1(i + \tau(M - 1))\}, \quad (3)$$

$$X_3^M(i) = M^{-1/2} \{x_3(i), x_3(i + \tau), \dots, x_3(i + \tau(M - 1))\}, \quad (4)$$

здесь  $M = 7$  – размерность пространства вложения.  $\tau = 1$ ; Условная дисперсия зависит от масштаба ( $\varepsilon$ ):

$$\sigma_{13}^M(\varepsilon) = \left( \frac{\sum_{i \neq j} \|X_3^M(i) - X_3^M(j)\|^2 \theta(\varepsilon - \|X_1^M(i) - X_1^M(j)\|)}{\sum_{i \neq j} \theta(\varepsilon - \|X_1^M(i) - X_1^M(j)\|)} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

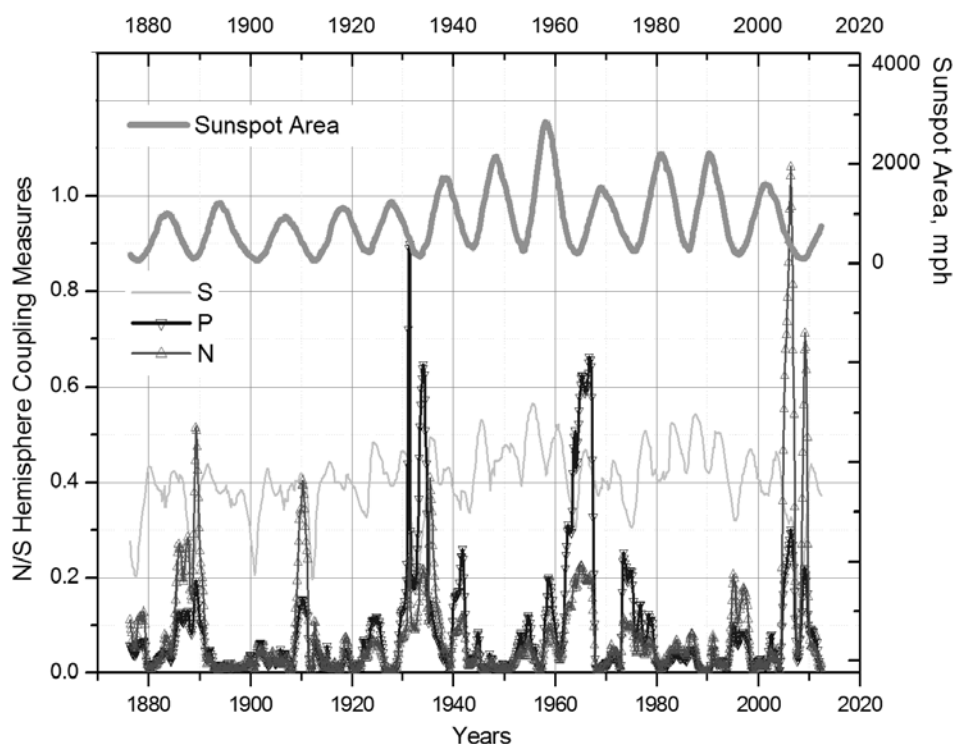
здесь  $\theta$  – функция Хевисайда,  $\sigma_{13}^M$  показывает дисперсию точек траекторий  $X_3^M$  при ограничении соответствующих (по времени) точек  $X_1^M$  в пределах  $\varepsilon$ -шара. Заметим, что условная дисперсия (5) несимметрична по отношению к перестановке  $X_1, X_3$ . Вычислим меры этой асимметрии, меру Пирсона  $P$ , меру Неймана  $N$ :

$$P = 2(\sigma_{13}^M - \sigma_{31}^M)^2 / \sigma_{13}^M; \quad N = 2(\sigma_{13}^M - \sigma_{31}^M)^2 / \sigma_{31}^M \quad (6)$$

Смысл этих мер можно увидеть из рис. 2. На правой ветви ( $c_2 \in [0.02 \ 0.3] | c_1 = 0$ )  $X_1$  управляет  $X_3$ ,  $N > P$  при изменении направления связи (левая ветвь)  $N < P$ . При отсутствии связи (начало координат)  $N = P = 0$ , как и при полной синхронизации. Чтобы отличить эти два случая, мы ввели индекс

$$S = 1 - (\sigma_{13}^M + \sigma_{31}^M) / 2, \quad (7)$$

который монотонно растет при усилении синхронизации (рис. 2).



**Рис. 3.** Меры асимметрии динамической связи и Гринвичская площадь пятен. Меры  $S$ ,  $N$  и  $P$  (6–7) вычислены в скользящем окне 4 года, площадь пятен – средняя в том же окне.

Индексы  $N$ ,  $P$  и  $S$  мы вычислили для Гринвичского ряда площадей пятен <http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>. При этом траектории наблюдаемых ежедневных площадей для каждого полушария были сглажены сплайнами за 28 дней, а для реконструкции пространства Такенса (3) использовалось  $\tau = 50$  дней. Вычисления производились в скользящем

окне 4 года, которое обеспечило достаточную локализацию изменения индексов во времени, чтобы привязать характерные всплески к фазе 11-летнего цикла (рис. 3). Шаг дискретизации индексов  $\tau$ .

### **Результаты и выводы**

Индексы Неймана и Пирсона показали всплески управления, локализованные в конце ветви спада некоторых из 11-летних циклов. Время между сильными всплесками составляло 2, 2, 3 и 4 11-летних цикла в хронологической последовательности. Последний из всплесков наблюдался в конце 23-го цикла, следовательно, следующий можно ожидать не ранее конца 25-го цикла. Возможно, сильные всплески следуют за сильной вспышечной активностью, но это трудно проверить из-за малого числа таких событий.

Смена направления связи происходила всего дважды за историю Гринвичских наблюдений – на фазе минимума циклов 22/23 и 15/16.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 15-01-09156

### **Литература**

1. *Carbonell M., Oliver R., Ballester J.L.* On the asymmetry of solar activity // *Astronomy and Astrophysics*. 1993. Т. 274. С. 497.
2. *Carbonell M. et al.* The statistical significance of the North-South asymmetry of solar activity revisited // *Astronomy & Astrophysics*. 2007. Т. 476. № 2. С. 951–957.
3. *Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г.* Динамическая связь активности в северном и южном полушариях Солнца // Тр. конф. Солнечная и солнечно-земная физика – 2015, с. 59–62.
4. *Volobuev, D.M., Makarenko, N.G.* The Dynamic Relation between Activities in the Northern and Southern Solar Hemispheres // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2016. Vol. 56. No. 7. pp. 1–6.
5. *Čenys A., Lasiene G., Pyragas K.* Estimation of interrelation between chaotic observables // *Physica D: Nonlinear Phenomena*. 1991. Т. 52. № 2. С. 332–337.
6. *McIntosh, S.W., Leamon, R.J., Krista, L.D., et al.* The solar magnetic activity band interaction and instabilities that shape quasi-periodic variability // *Nature communications*. 2015. Т. 6., doi:10.1038/ncomms7491
7. *Passos D. et al.* A solar dynamo model driven by mean-field alpha and Babcock-Leighton sources: fluctuations, grand-minima-maxima, and hemispheric asymmetry in sunspot cycles // *Astronomy & Astrophysics*. 2014. Т. 563. С. A18.
8. *van Nes E.H. et al.* Causal feedbacks in climate change // *Nature Climate Change*. 2015. Т. 5. № 5. С. 445–448.
9. *McCracken J.M., Weigel R.S.* Convergent cross-mapping and pairwise asymmetric inference // *Physical Review E*. 2014. Т. 90. № 6. С. 062903.
10. *Passos D., Lopes I.* A low-order solar dynamo model: inferred meridional circulation variations since 1750 // *The Astrophysical Journal*. 2008. Т. 686. № 2. С. 1420.
11. *dos Santos A.M., Lopes S.R., Viana R.L.* Rhythm synchronization and chaotic modulation of coupled Van der Pol oscillators in a model for the heartbeat // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. 2004. Т. 338. № 3. С. 335–355.



## **ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОЛЯРНОСТИ ММП ПО ДАННЫМ МАГНИТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮЖДЕНИЙ НА КИСЛОВОДСКОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ**

**Вохмянин М.В.<sup>1</sup>, Понявин Д.И.<sup>1</sup>, Дормидонтов Д.В.<sup>2</sup>, Тлатов А.Г.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский государственный университет*

<sup>2</sup>*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН*

## **RECONSTRUCTION OF THE IMF POLARITY FROM THE GEOMAGNETIC OBSERVATIONS AT THE KISLOVODSK ASTRONOMICAL STATION**

**Vokhmyanin M.V.<sup>1</sup>, Ponyavin D.I.<sup>1</sup>, Dormidontov D.V.<sup>2</sup>, Tlatov A.G.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Saint Petersburg State University*

<sup>2</sup>*Kislovodsk Mountain Astronomical Station*

*The interplanetary magnetic field (IMF) affects ground magnetic perturbations which are analyzed to reconstruct various IMF parameters in the past. Different IMF polarities (direction of the IMF either away or toward the Sun) cause positive or negative perturbations in the mid-latitude azimuthal geomagnetic component. We find that this effect is also present at the Kislovodsk astronomical station which provides magnetic data for 2009–2015. In order to adjust the method of the IMF polarity reconstruction, we use the observations (1957–2001) from the nearby station Dusheti (Tbilisi). The daily IMF polarities inferred from the Kislovodsk magnetic data are correct in  $69\pm 6\%$  days. Regardless of the availability of the satellite IMF data, the IMF sector structure can be observed at the Kislovodsk station.*

### **Введение**

Магнитное поле короны Солнца, переносимое солнечным ветром, образует межпланетное магнитное поле (ММП). Ориентация ММП вблизи магнитопаузы определяет внутреннее состояние магнитосферы, и в том числе конфигурацию ионосферных токовых систем, что проявляется в вариациях приземного геомагнитного поля.

Важной для исследования солнечного магнитного поля характеристикой ММП является его полярность – направление вдоль линии распространения. Поле, направленное к Солнцу имеет отрицательную полярность и отрицательную  $B_y$  компоненту в GSM системе координат. Зависимость вариаций геомагнитного поля от полярности ММП в полярных широтах, «эффект Свальгарда-Мансурова» [1,2], вызвана токовой системой DPY [3], расположенной на дневной стороне ионосферы в области каспа.

За границей полярной шапки магнитный эффект DPY токов практически исчезает. Однако влияние  $B_y$  наблюдается вплоть до экваториальных широт, что обусловлено системой высокоширотных продольных токов, перестраивающейся в зависимости от ММП [4]. Если  $B_y > 0$ , в утреннем секторе наблюдаются положительные отклонения от спокойного уровня  $Y$

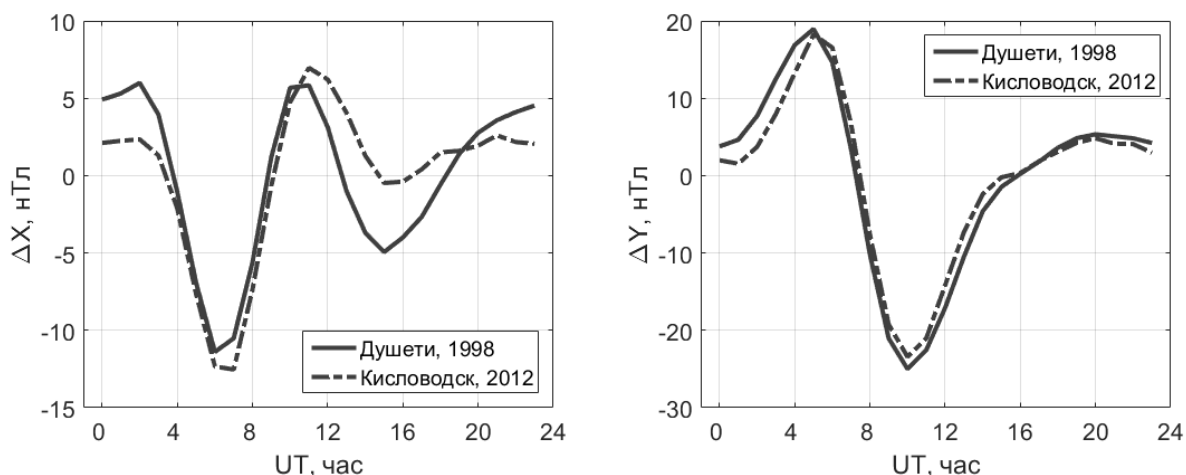
компоненты геомагнитного поля, в вечернем – отрицательные, и, наоборот, при  $B_y < 0$ . В  $X$  компоненте поля наблюдается обратный эффект.

Таким образом, по магнитным наблюдениям на средних широтах можно определять знак среднесуточной  $B_y$ . В частности, с помощью данных субавроральных магнитных обсерваторий в Хельсинки (геомагнитная широта –  $56.8^\circ\text{N}$ ) и Санкт-Петербурге ( $56.5^\circ\text{N}$ ) нам удалось восстановить секторную структуру ММП, начиная с 1844 года [5,6].

В этой работе мы определили полярности ММП, используя данные магнитометра на Кисловодской Горной астрономической станции.

### Данные

Измерения геомагнитного поля на Кисловодской Горной астрономической станции (геомагнитные координаты –  $39.6^\circ\text{N}$ ;  $115.2^\circ\text{E}$ ) ведутся, начиная с 2009 года. Этого недостаточно для того, чтобы корректно настроить метод восстановления полярности и оценить его результативность. Для этих целей мы используем данные ближайшей к Кисловодску магнитной станции Душети ( $37.9^\circ\text{N}$ ;  $117.3^\circ\text{E}$ ) доступные с 1957 по 2001 год.



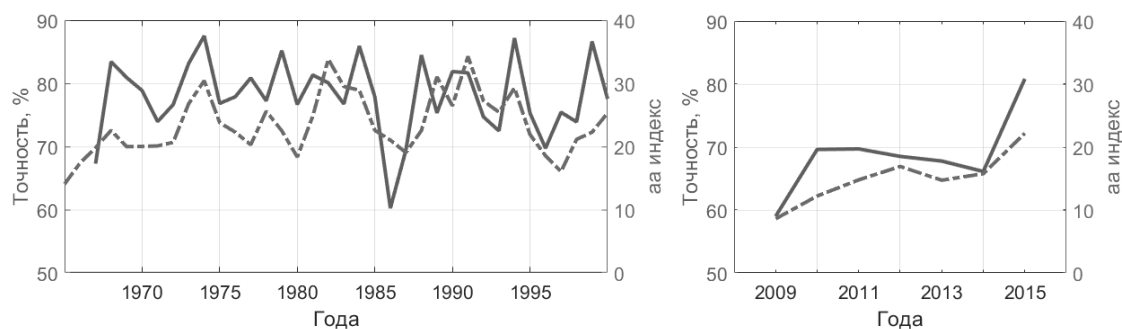
**Рис. 1.** Среднегодовой суточный ход  $X$  (слева) и  $Y$  (справа) компонент поля в Душети (сплошная кривая) и Кисловодске (пунктирная) в 1998 и 2012 годах.

Идентичность магнитных вариаций в Душети и Кисловодске подтверждается рисунком 1, где показан средний суточный ход  $X$  и  $Y$  компонент геомагнитного поля. Вариации поля в Душети в 1998 сравниваются с вариациями в Кисловодске в 2012, так как солнечная активность в эти года была примерно одинакова. Амплитуда и фаза вариаций совпадает в обеих компонентах.

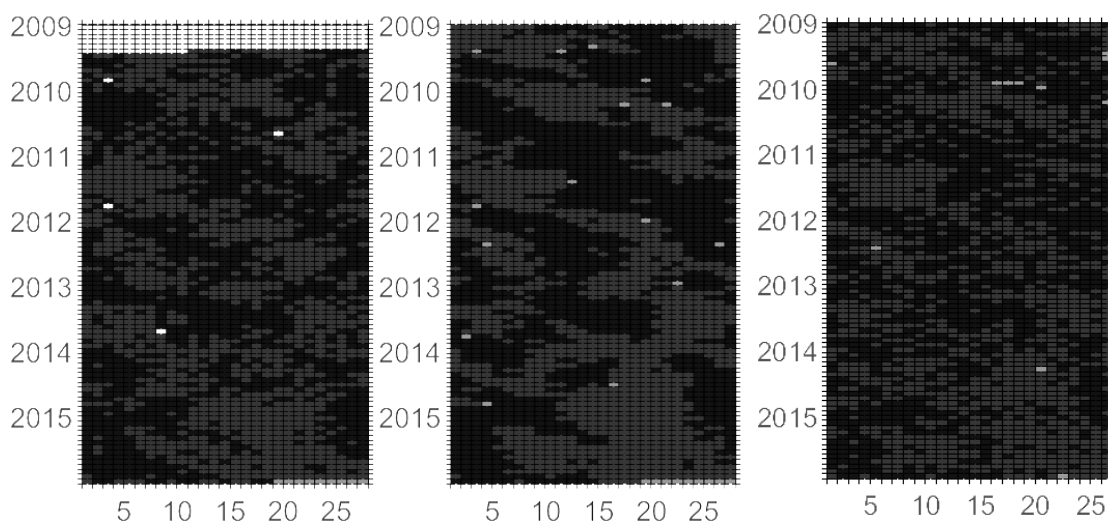
Для восстановления полярности используется метод, подробно представленный в работе [7]. Основной задачей является расчет отклонений магнитного поля от среднесуточного хода. Полярность ММП в исследуемый день определяется по знаку отклонений в утренние и вечерние часы.

## Результаты

Точность результатов оценивается как отношение числа дней, когда восстановленная и действительная полярности ММП (знак разности  $B_y$  и  $B_x$  компонент в GSE системе координат) совпадают, к общему числу дней за исследуемый период. На рисунке 2 показаны графики оценки полярностей, полученных по данным Душети и Кисловодска.



**Рис. 2.** Точность полярностей ММП, восстановленных по данным станции Душети (слева) и Кисловодской ГАС (справа); пунктиром показаны среднегодовые значения  $aa$  индекса геомагнитной активности.



**Рис. 3.** Диаграммы Бартельса полярностей ММП: восстановленная по данным Кисловодской ГАС (слева), по данным станции Восток (справа) и согласно спутниковым измерениям (в центре): черным цветом – отрицательная, серым – положительная.

За 1965–2001 гг. точность результатов восстановления составляет 78% (стандартное отклонение 6%). Пунктирная линия ( $aa$  индекс) демонстрирует, что в годы минимальной геомагнитной активности количество ошибок растёт. Восстановленная по данным Кисловодска секторная структура верна для 69% дней. Меньшая точность результатов обусловлена низкой геомагнитной активностью в период 2009–2015 гг., соответствующий минимуму 23-го и фазе роста 24-го циклов солнечной активности. В 2015 году для среднего  $aa$  индекса равного 22, мы получили порядка 80% совпа-

дений. Предполагается, что при геомагнитной активности выше среднего, точность результатов составит 75–80%.

На рисунке 3 изображены диаграммы полярностей ММП, определённых по данным Кисловодска (слева) и согласно спутниковым данным (в центре). Для сравнения справа показана секторная структура, восстановленная в ИЗМИРАНе по данным (для первой половины суток) полярной станции Восток. Видно, что, несмотря на низкую точность в 2009–2015 гг., наши результаты в большей степени совпадают со спутниковыми данными, отражая эволюцию крупномасштабной секторной структуры ММП.

Таким образом, магнитометрические данные Кисловодской станции, совместно с наблюдениями крупномасштабного магнитного поля Солнца, позволяют непрерывно следить за полярностью ММП вне зависимости от наличия доступа к данным спутников и их работоспособности.

### Литература

1. *Svalgaard, L.*, Sector structure of the interplanetary magnetic field and daily variations of the geomagnetic field at high latitudes, Geophys. Paper R-6, Danish Meteorol. Inst., Charlottelund, Denmark, 1968.
2. *Мансуров, С.М.*, Новые доказательства связи между магнитными полями в космическом пространстве и Земли // Геомагнетизм и аэрономия, Т. 9, № 4. 768–770, 1969.
3. *Friis-Christensen, E., and J. Wilhjelm*, Polar cap currents for different directions of the interplanetary magnetic field in the Y-Z plane // J. Geophys. Res., 80, 1248–1260, 1975.
4. *Vennerstrom, S., F. Christiansen, N. Olsen, and T. Moretto*. On the cause of IMF By related mid- and low latitude magnetic disturbances // Geophys. Res. Lett., 34 (16), doi:10.1029/2007GL030175, 2007.
5. *Vokhmyanin, M.V., and D.I. Ponyavin*, Sector structure of the interplanetary magnetic field in the nineteenth century // Geophys. Res. Lett., 40, 3512–3516, doi:10.1002/grl.50749, 2013.
6. *Вохмянин М.В., Понявин Д.И.*, Межпланетное магнитное поле в 19-м веке и геоэффективные секторные границы // Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2013», 51–54, 2013.
7. *Vokhmyanin, M.V., and D.I. Ponyavin*, Inferring interplanetary magnetic field polarities from geomagnetic variations // J. Geophys. Res., 117, A06102, doi:10.1029/2011JA017060, 2012.

**ПРОГНОЗИРОВАНИЕ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ В ИЗМИРАН  
И ИДЕИ ПО СОЗДАНИЮ  
НАЦИОНАЛЬНОЙ ГЕЛИОГЕОФИЗИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ**

**Гайдаш С.П.<sup>1</sup>, Белов А.В.<sup>1</sup>, Абунина М.А.<sup>1</sup>, Абунин А.А.<sup>1</sup>,  
Прямушкина И.И.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>ИЗМИРАН, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>ГАПОУ БНК, г. Бугуруслан, Россия

**FORECASTING OF THE SPACE WEATHER IN THE IZMIRAN  
AND IDEAS FOR THE CREATION  
NATIONAL HELIOGEOPHYSICAL SERVICE**

**Gaidash S.P.<sup>1</sup>, Belov A.V.<sup>1</sup>, Abunina M.A.<sup>1</sup>, Abunin A.A.<sup>1</sup>,  
Pryamushkina I.I.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>IZMIRAN, Moscow, Russia

<sup>2</sup>GAPOY BNK, Buguruslan, Russia

*This paper provide an overview about of the space weather prediction center IZMIRAN. Shows examples of the main products of this center: reviews and forecasts of space weather, alerts etc. Proposed the idea of creating a national heliogeophysical service in our country.*

Одной из актуальных фундаментальных и прикладных задач солнечно-земной физики является заблаговременное прогнозирование параметров космической погоды (КП) и оценка её влияния на различные природные, технологические и биологические системы, находящиеся как на Земле или в околоземном пространстве, так и в любой точке солнечной системы. Это явилось мотивацией создания в 1998 году в ИЗМИРАН Центра прогнозов космической погоды (далее ЦПКП). При этом был использован большой опыт исследований по этому направлению и наличие в ИЗМИРАН научных школ по основным проблемам солнечно-земной физики. ЦПКП работает в ежедневном и практически в круглосуточном режиме, выполняя функции гелиогеофизической службы, в которой результаты фундаментальных исследований по проблемам солнечно-земной физики на практике используются для ежедневного прогнозирования различных параметров космической погоды на различные сроки упреждения и для оперативного обеспечения этими прогнозами заинтересованных потребителей в сфере науки, экономики и обороны. Основными потребителями являются различные подразделения РОСКОСМОСа (ЦНИИмаш, ЦЭНКИ, НИИ КП и т.д.), МЧС России (Центр "Антистихия"), ОАО "Газпром космические системы", учреждения медицины и пр. ЦПКП интегрирован на уровне сегмента в состав отраслевой автоматизированной систе-

мы предупреждения об опасных ситуациях в околоземном космическом пространстве (АСПОС ОКП).

В ЦПКП разработаны и постоянно совершенствуются оригинальные методики прогнозирования, что позволяет с достаточно высокой точностью прогнозировать солнечную и геомагнитную активность, потоки солнечных космических лучей, потоки релятивистских электронов на геостационарных орбитах.

**Прогнозирование солнечной активности.** Из комплекса солнечных индексов прогнозируется наиболее используемый потребителями индекс F10.7 (среднесуточный поток радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см) [1]. Основной ежедневный прогноз делается на 55 суток вперед. По заданию заказчиков выполняются прогнозы на год и более продолжительные интервалы.

**Прогнозирование геомагнитной активности.** В ежедневном режиме прогнозируются среднесуточные Ap индексы на 8 и 55 суток, вероятность максимальных значений Kp индекса в сутках на 8-ми суточном интервалах и значения трехчасовых Kp индексов для каждого трех суток. По заданию заказчиков выполняются прогнозы на год и более продолжительные интервалы. Создана автоматическая система сверхкраткосрочного (1–3 часа) геомагнитного прогнозирования (наукастинга) Ap и Dst индексов, использующая измерения параметров солнечного ветра в точке либрации.

**Прогнозирование потока солнечных космических лучей.** В ежедневном режиме создаются прогнозы вероятности больших солнечных протонных событий на 28 суток. Под "большими" понимается поток частиц с энергиями более 100 МэВ выше  $10 \text{ частиц} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$  на геостационарных орбитах.

**Прогнозирование потока релятивистских электронов.** Реализована методика ежедневного прогнозирования на 28 суток суточного флюенса релятивистских электронов с энергиями более 2 МэВ на геостационарных орбитах.

В автоматическом виде создаются и отправляются предупреждения о резких изменениях основных прогнозируемых параметров КП (алерты).

Точность создаваемых прогнозов постоянно проверяется либо с помощью встроенных в систему прогнозирования подсистем ежедневной верификации, производящих сравнение прогнозных значений с измеренными, либо с помощью периодически проводимых процедур сравнения с измеренными значениями и с результатами других мировых Центров прогнозирования на интервалах – квартал, год, годы.

На сегодняшний день ЦПКП в ежедневном выдает более двадцати различных видов своей продукции для конкретных потребителей (обзоров состояния КП, прогнозов основных параметров КП, алертов и т.д.), что практически совпадает с номенклатурой продукции Центра прогнозов КП в США, конкурируя с ним по точности продукции.

Возможности ЦПКП позволяют разрабатывать методики новых видов прогнозов по требованию заказчиков, а также модернизировать имеющиеся с учетом новых экспериментальных данных и новых научных разработок, способных более полно учесть физику исследуемых процессов в КП. (см., напр., [2, 3]).

Вместе с тем необходимо четко обозначить большую проблему, требующую безотлагательного разрешения – связанную с острой недостаточностью отечественных информационных ресурсов по КП как наземного, так и космического базирования. В России нет единой наземной службы наблюдений за геомагнитным полем, ионосферой, оптических и радионаблюдений Солнца, которая бы обеспечивала равномерное покрытие огромной территории страны (не говоря уже о глобальном покрытии) и надежность оперативной выдачи данных. Причина – принадлежность ресурсов различным ведомствам, отсутствие согласованных планов работы, обмена данными и недостаточность финансирования. Кроме того, на данный момент нет ни одного отечественного космического аппарата, который бы обеспечивал данными либо по солнечному ветру, либо по солнечной активности. Поэтому практически все рабочие модели и методики, касающиеся прогнозирования состояния КП, используют иностранные информационные ресурсы, доступные в сети Интернет. Но при этом необходимо особо отметить, что доступность этих данных не регулируется международными соглашениями.

Такое положение дел нельзя считать терпимым, т.к. необходимо отчетливо понимать, что получаемые таким образом данные в любой момент могут стать недоступными и не только по причинам технического характера. Достаточно вспомнить ноябрь 2013 года, когда из-за правительственного кризиса в США, многие сайты по КП были отключены на месяц. Ряд важных экспериментальных данных выставляется с существенной задержкой с тем, чтобы их было невозможно использовать в оперативном режиме и т.д. Соображения информационной безопасности страны требуют комплексного решения этой проблемы на государственном уровне.

Примером правильного решения комплекса вопросов по космической погоде могут служить США, где приняты и неукоснительно выполняются документы [4–6], в которых отмечается важность вопросов КП для экономики и обороны страны, четко прописаны цели, задачи, зоны ответственности каждого ведомства (NASA, гидрометеослужба, министерство обороны, министерство транспорта, министерство геологии и др.), а также интерфейсы межведомственного обмена и объемы финансирования. При этом обращает на себя внимание факт широкого привлечения к работам по КП специальных подразделений министерства обороны США. Результаты таких работ используются в интересах этого ведомства и доступны для гражданских потребителей (через фильтр секретности).

В России требуется создать Национальную гелиогеофизическую службу. Для этого необходимо на самом высоком государственном уровне принять решение о том, что КП является опасным фактором, действующим на все социально-экономические и оборонные системы страны, и разработать комплексный план решения проблемы обеспечения всех структур страны собственной информацией о состоянии и прогнозах КП. Прототип одного из звеньев этой системы – гражданский Центр прогнозов КП, который уже около 18 лет функционирует в ИЗМИРАН [7, 8].

#### Литература

1. *Tapping K.F.* The 10.7 cm solar radio flux (F10.7) // *Space weather*. V. 11. P. 394–406. 2013.
2. *Филиппов Б.П.* Эруптивные процессы на Солнце. – Физматлит: Фундаментальная и прикладная физика. 216 с. 2007.
3. *Chertok I.M. et al.* Magnetic flux of EUV arcade and dimming regions as a relevant parameter for early diagnostics of solar eruptions – sources of non-recurrent geomagnetic storms and Forbush decreases // *Solar Physics*. V. 282. P. 175–199. 2013.
4. *Williamson S.P.* National space weather program strategic plan // FCM–P30–2010. Washington. 2010.
5. National space weather action plan // National science and technology council. 2015.
6. National space weather strategy // National science and technology council. 2015.
7. *Belov A.V., Gaidash S.P., Kanonidi K.D., Kanonidi K.K., Kuznetsov V.D., Eroshenko E.A.* Operative center of the geophysical prognosis in IZMIRAN // *Ann. Geophys.* 2005. 23. 3163-3170.
8. *Гайдаш С.П., Белов А.В., Абунин А.А., Абунина М.А.* Центр прогнозов космической погоды ИЗМИРАН // Практические аспекты гелиофизики. Серия "Прикладные аспекты космической погоды". С. 22–32. 2016.



## **НАЗЕМНОЕ ВОЗРАСТАНИЕ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ (GLE) И АТМОСФЕРНЫЙ ВОДЯНОЙ ПАР**

**Галкин В.Д., Никанорова И.Н.**

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

## **GROUND LEVEL ENHANCEMENT OF SOLAR COSMIC RAYS (GLE) AND ATMOSPHERIC WATER VAPOR**

**Galkin V.D., Nikanorova I.N.**

*Central Astronomical Observatory of Pulkovo, St. Petersburg*

*The behavior of atmospheric water vapor during ground proton enhancements (2000-2006) 23 solar activity cycle is studied. In seven cases (for which there were data on the measurement of water vapor) short-term decrease is found in atmospheric water vapor content after the beginning of the proton enhancements. Thus, it is shown that there is a response of the water vapor on the solar events, and further study of all the possible manifestations of the impact of solar events on the atmospheric water vapor is necessary.*

Водяной пар – существенный компонент земной атмосферы. На испарение вод земной поверхности тратится около 20% солнечной энергии, поступающей на поверхность Земли, и еще 10% энергии поглощается водяным паром атмосферы. В связи с этим представляется важным рассмотреть, как реагирует водяной пар на изменение уровня солнечной активности. В настоящей работе мы попытались проверить, реагирует ли водяной пар на солнечные космические лучи (KL) во время наземных протонных возрастаний (GLE), когда KL достигают земной поверхности и регистрируются нейтронными мониторами.

В этой работе нами рассмотрено поведение водяного пара во время наземных возрастаний 23 цикла солнечной активности на основе данных по измерению водяного пара, полученных в метеорологической обсерватории г. Линденберга (Германия) с помощью микроволнового радиометра, микроволнового радиометра-профайлера и GPS за период 2000–2006 гг. Этот период охватывает 12 наземных возрастаний 23 цикла солнечной активности. Временное разрешение микроволновых радиометров составляло 10 минут, GPS – 1 час.

Ионизирующее воздействие солнечных космических лучей способствует конденсации водяного пара в атмосфере, что может найти отражение в измеренных значениях интегрального содержания водяного пара в земной атмосфере. Изменение содержания водяного пара было сопоставлено с поведением космических лучей, регистрируемых нейтронным монитором (Московский нейтронный монитор) [1]. Основное внимание обращалось на время реакции водяного пара в моменты прихода космических лучей, регистрируемых нейтронными мониторами. Вблизи моментов

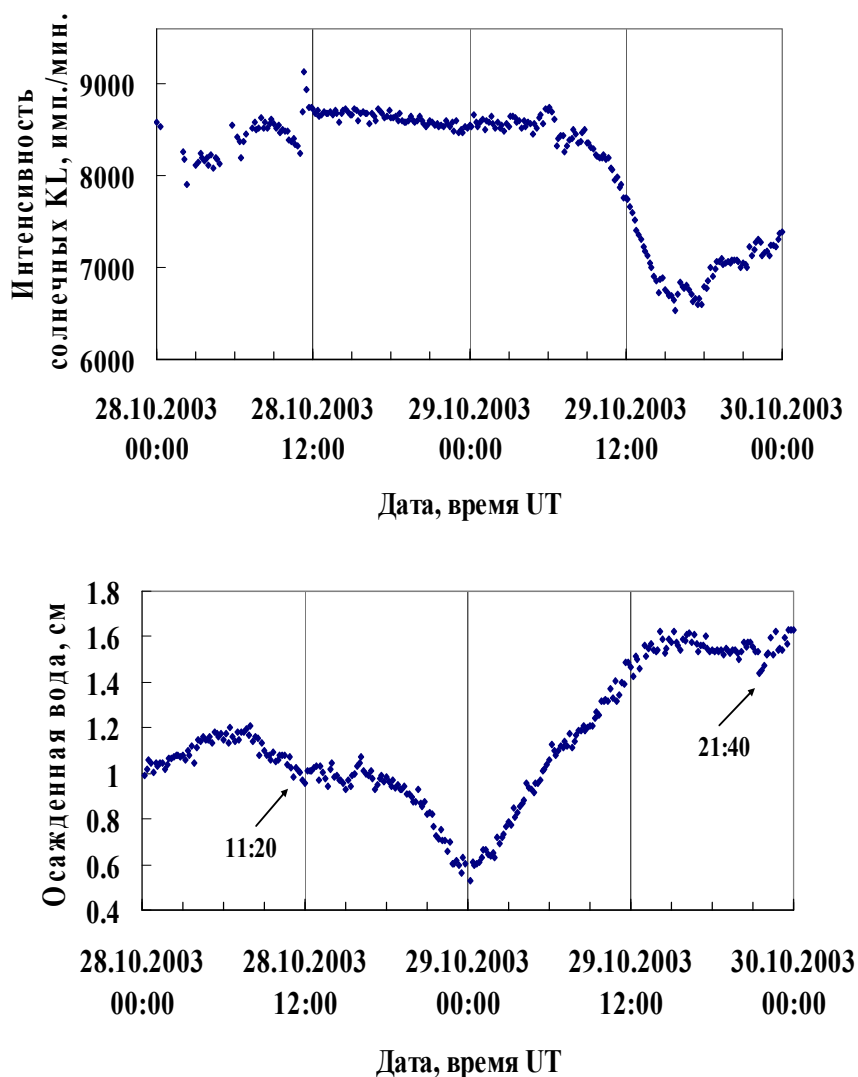
времени прихода и максимума космических лучей в соответствии с работой [2] отмечались время и величина отклонений содержания водяного пара (в процентах) от значений до начала возрастаний. Полученные результаты представлены в таблице 1. Здесь в первом столбце приведена дата события, далее во втором-пятом столбцах – порядковый номер и интенсивность события, а также время его начала и максимума [2]. В шестом и седьмом столбцах – время и величина понижения содержания водяного пара в атмосфере по данным микроволнового радиометра-профайлера. На рис. 1 сопоставлены графики изменений содержания водяного пара в атмосфере и интенсивности KL во время наземных возрастаний 28 и 29 октября 2003 года. Как следует из рисунка, действительно, в эти дни наблюдались самые большие и продолжительные отклонения содержания водяного пара в атмосфере. При сопоставлении моментов солнечных и атмосферных событий следует учитывать, что для солнечных событий временное разрешение дано с точностью до минуты, а данные по содержанию водяного пара в атмосфере имеют 10 минутный интервал.

**Таблица 1.**

Дата события	GLE				Водяной пар	
	№ GLE	Возрастание интенсивности, %	Начало, время	Максимум, время	Минимум ос. воды, время	Понижение содержания, %
1	2	3	4	5	6	7
14.07.2000	GLE 59	30%	10:30	11:00	-	-
15.04.2001	GLE 60	57%	14:00	14:35	-	-
18.04.2001	GLE 61	5%	02:35	03:10	2:30	2.70%
04.11.2001	GLE 62	3%	17:00	17:20	17:40	1.20%
26.12.2001	GLE 63	5%	05:30	06:10	-	-
24.08.2002	GLE 64	5%	01:18	01:18	01:20	4,4%
28.10.2003	GLE 65	5%	11:22	11:51	12:00	5.20%
29.10.2003	GLE 66	-	21:30	00:42	21:30	6.15%
02.11.2003	GLE 67	6%	17:30	17:55	18:00	3.00%
17.01.2005	GLE 68	3%	09:55	09:59	10:10	4%
20.01.2005	GLE 69	269%	06:51	07:00	-	-
13.12.2006	GLE 70	92%	02:45	03:05	-	-

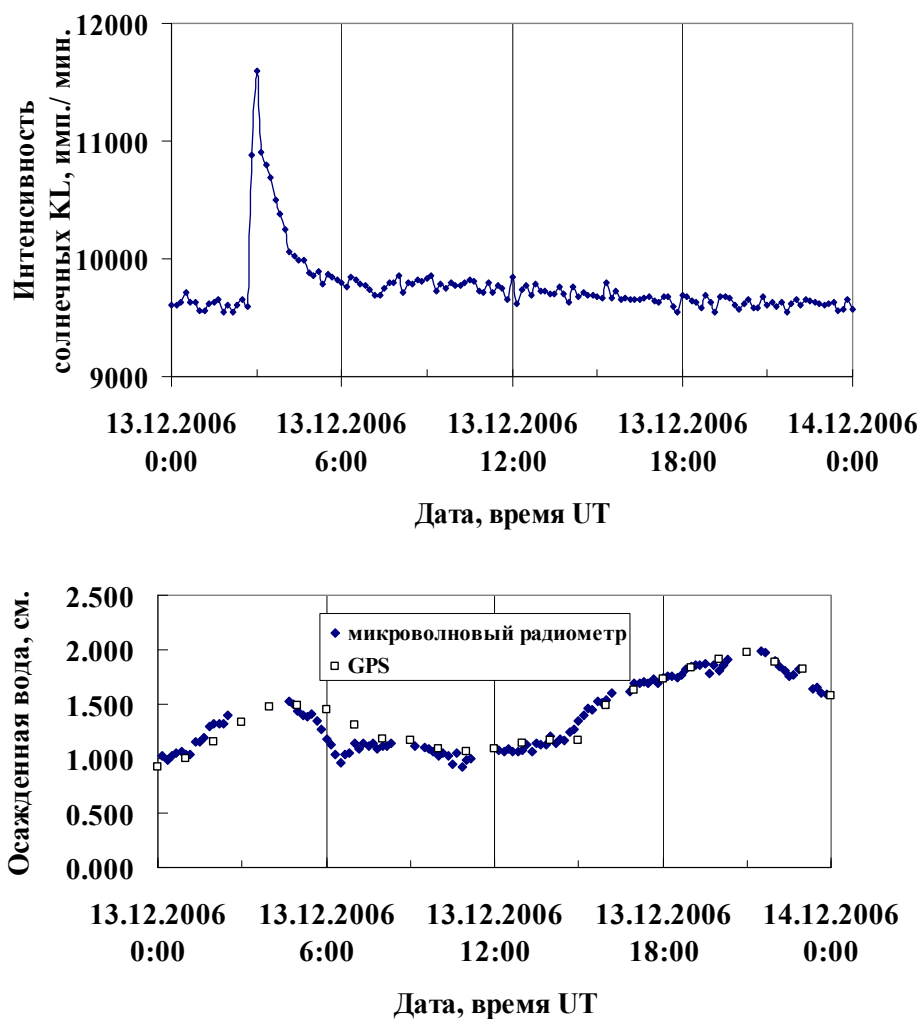
Интересной особенностью является появление дополнительных более протяженных ослаблений содержания водяного пара длительностью до нескольких часов после продолжительных крупных наземных возрастаний. На рис. 2 представлено изменение содержания водяного пара 13 декабря 2006 года. Как следует из рисунка, после события GLE 70 появляется глубокая депрессия, которая продолжается в течение почти 10 часов. Анализ метеорологической обстановки не показал изменений метеопараметров, которые можно было бы связать с изменением содержания водяного пара в атмосфере. Аналогичные депрессии продолжительностью 3–5 часов появляются после событий GLE 59, GLE 60, GLE 69. Мы обратили на это вни-

вание, поскольку [3] уже отмечали, что после сильных протонных возрас- таний наблюдается в среднем такая же депрессия продолжительностью в



**Рис. 1.**

одни сутки и с запаздываем на половину суток. Еще одна особенность, на которую хотелось бы обратить внимание (рис. 2), – это отсутствие данных микроволновых измерений во время самой сильной фазы события GLE 70, поскольку отсутствие данных во время максимальной фазы также имело место для событий GLE 59, GLE 60, GLE 69. Это может быть связано с тем, что в эти периоды имеет место сильная флюктуация данных измерения, и они удаляются, как ненадежные данные. Измерения GPS с временным разрешением 1 час позволяют по изменению наклона аппроксимирующей кривой грубо оценить, понижается ли содержание водяного пара в этот часовой промежуток. Такая оценка носит чисто качественный характер, поскольку продолжительность события в 10, 20 и даже 30 минут сильно размывается.



**Рис. 2.**

Для изучения поведения водяного пара в атмосфере во время наземных протонных возрастаний необходимо более высокое временное разрешение наблюдений.

Проведенное исследование показало, что существует отклик водяного пара на наземные возрастания солнечных космических лучей. Дальнейшее изучение поведения водяного пара во время наземных возрастаний с более высоким временным разрешением поможет выявить, чем такие наблюдения могут быть полезны в качестве метода регистрации и изучения этих событий.

### Литература

1. Moscow Neutron Monitor, <http://cr0.izmiran.rssi.ru/mosc/main.htm>
2. *Gopalswamy N. et al.* // Indian Journal of Radio and Space Physics. Vol. 39. October, 2010, pp. 240-248.
3. *Galkin V.D., Nikanorova I.N.* // Geomagnetism and Aeronomy, Vol. 55, Issue 8, 2015, pp. 1175-1179.

## **ABOUT THE RECALIBRATION OF THE SUNSPOT RECORD**

**Georgieva K.<sup>1</sup>, Kilçik A.<sup>2</sup>, Nagovitsyn Yu.A.<sup>3,4</sup>, Kirov B.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*SRTI-BAS, Sofia, Bulgaria*

<sup>2</sup>*Akdeniz University, Antalya, Turkey*

<sup>3</sup>*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia*

<sup>4</sup>*St. Petersburg State University of Aerospace Instrumentation, St. Petersburg, Russia*

## **О ПЕРЕКАЛИБРОВКЕ ЧИСЛА СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН**

**Георгиева К.<sup>1</sup>, Килчик А.<sup>2</sup>, Наговицын Ю.А.<sup>3</sup>, Киров Б.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*ИКИТ-БАН, София, Болгария*

<sup>2</sup>*Средиземноморский университет, Анталия, Турция*

<sup>3</sup>*ГАО РАН, Санкт Петербург, Россия*

<sup>4</sup>*ГУАП, Санкт Петербург, Россия*

*В 2015 было прекращено вычисление Международного (Дюрихского) числа солнечных пятен, и его заменили новой „перекалиброванной” серией. Был предложен и новый ряд Числа групп солнечных пятен. В результате эти две серии, которые в оригинале отличались в основном по долгосрочным трендам, были приведены „в согласие”, и у обоих тренд был минимизирован. Эта перемена привела к новым реконструкциям длительных изменений солнечной радиации и к пересмотру влияния вариаций солнечной активности на изменения климата. Мы использовали данные о числе солнечных пятен и групп солнечных пятен обсерватории с непрерывными и однородными наблюдениями с тем, чтобы оценить целесообразность этой перемены.*

The number of sunspots is the longest instrumental data record of solar activity, and is widely used for studies of both the Sun, and the solar effects on the terrestrial system. It plays a critical role in evaluating the relative contribution of natural versus anthropogenic factors for the observed climatic changes because it is the proxy for reconstructing the variations of total and spectral solar irradiance which are key parameters in climate models.

Total solar irradiance has been measured since 1978 [1]. For earlier periods, the evaluation of irradiance variations is based on proxies. The irradiance is determined by the darkening due to sunspots, plus brightening due to ephemeral regions, network, and faculae, plus the contribution of the quiet Sun [2]. The sunspots' darkness and the faculae's brightness are determined by their magnetic field [3] which is found to be proportional to their areas [4]. Further, there is a correlation between the total areas of faculae and sunspots [5], and the total area of sunspots is in turn proportional to the number of sunspots [6]. Full disc magnetograms from which sunspots' darkness and faculae's brightness can be estimated are available since 1974, sunspot and facular areas as a proxy for the magnetic field since 1874, sunspot number as a proxy for sunspot areas since 1700, and sunspot groups as a proxy for sunspot number since 1610. Therefore, progressively longer reconstructions of solar irradiance include progressively

fewer directly measured parameters, and all reconstructions starting before 1874 are based on the number of sunspots or sunspot groups as the only instrumentally measured parameter.

Until very recently there were two sunspot series used in reconstructions of long-term variations of the solar irradiance and other solar activity parameters:

- The original “relative sunspot number”, known also as “Zurich international sunspot number” or “Wolf number”, WN, was defined by Wolf as

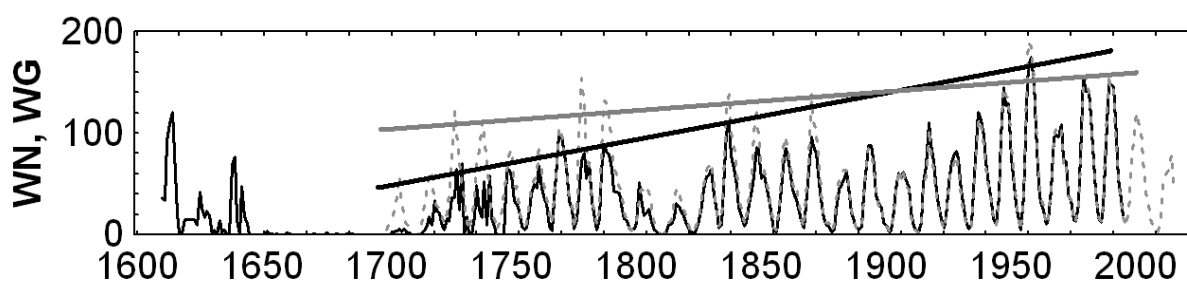
$$WN = k (10 \times GN + SN), \quad (1)$$

where GN is the number of sunspot groups, and SN – the number of individual sunspots [7]. The scaling coefficient k accounts for the differences in measurement technique, viewing conditions, observer’s experience, etc. This data series covers the period from 1700 to 2015.

- A second series expanded the sunspot record back to 1610: the group sunspot number WG [8]. It is based on the parameter GN in equation (1) – the number of sunspot groups which is more reliably determined and allows the inclusion of earlier observations. The normalization factor scaling WG to WN values for the period of 1874–1976 is 12.08:

$$WG = 12.08 \times GN. \quad (2)$$

Some reconstructions of solar irradiance based on the sunspot record, and studies using them to evaluate solar influences on climate, used WN as a proxy, others WG, and still others – both, because WN is not available before 1700, and WG is not available after 1995 [9]. The main difference between the two series is the long-term trend which is much larger in the case of WG (Fig. 1). Consequently, some studies using WG come to the conclusion that the second half of the 20<sup>th</sup> century was a period of unusually high solar activity, and that there was a substantial increase in the solar irradiance and overall solar forcing since the Maunder minimum, leading to estimated much higher role of the Sun in climate changes, as compared to studies using WN.



**Fig. 1.** Group sunspot number (black solid line) and Wolf sunspot number (grey dotted curve), yearly averages, with the respective trends.

The Wolf number was provided by the Zurich Observatory until 1980, after which its production was transferred to the Royal Observatory of Belgium in

Brussels [10] where the "Sunspot Index Data Center" (SIDC) as a part of the World Data Center was established. SIDC existed until 2013, when it was replaced by the new "Sunspot Index and Long-term Solar Observations" (SILSO) data center. This was not a simple transition, but, as stated by SILSO's director Frederic Clette [<http://www.sidc.be/silso/news001>], it was "just the visible part of an ongoing modernization and expansion of the historical Sunspot Number series". Actually, the process of replacement of the original sunspot data by an entirely new data series started in 2011 with the first Sunspot Number (SSN) Workshop, followed by several more similar workshops during 2012–2014. The justification of all this activity was that, "given the importance of the reconstructed time series, the co-existence of two conflicting series is a highly unsatisfactory solution which should be actively addressed" [11]. The stated goals were to "rectify discrepancy between Group and International sunspot number series", and to publish "a vetted and agreed upon single sunspot number time series" [11, 12]. As a result of this series of workshops and the related activities, a new sunspot number was produced [12]. In the meantime, the Group Sunspot Number data series WG was also reconstructed [13]. In Fig.2, presenting the comparison between these two new series, two important features are seen: the two series match very closely, and both have practically no long-term trend. At a press briefing during the IAU XXIX General Assembly it was announced that the corrected sunspot history suggests that "rising global temperatures since the industrial revolution cannot be attributed to increased solar activity" (<https://www.iau.org/news/pressreleases/detail/iau1508/>).

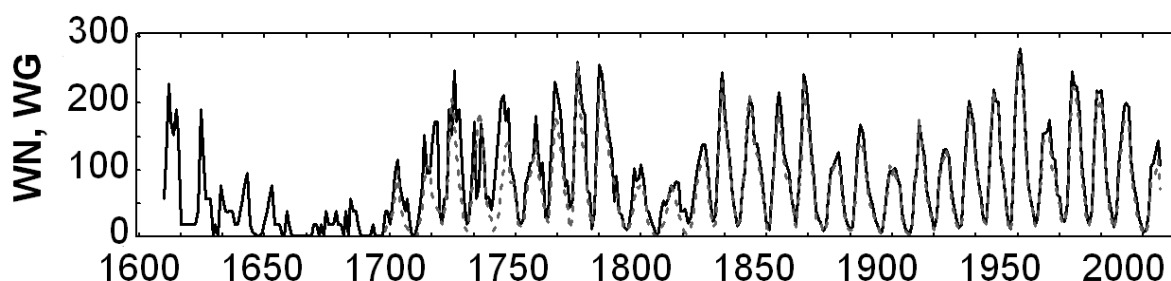


Fig. 2. The new versions of the group sunspot number (black solid line) and Wolf sunspot number (grey dotted curve), yearly averages.

Following the IAU XXIX General Assembly, on July 1, 2015 WDC-SILSO stopped the production of the original sunspot data and replaced it by the new ones (<http://www.sidc.be/silso/datafiles>). However, the goal to publish an "agreed upon single sunspot number time series" was not achieved, neither for the sunspot number nor for the sunspot group number. On the contrary, the new series were not unanimously accepted, and led to the ongoing creation of more still newer alternative series [[http://www.spaceclimate.fi/SC6/presentations/session2b/Frederic\\_Clette\\_SC6.pdf](http://www.spaceclimate.fi/SC6/presentations/session2b/Frederic_Clette_SC6.pdf)].

The other goal – to reconcile the two series – was more than fulfilled as not only the differences between the new WN and WG were minimized, but also the

trend in both series was removed. In the course of the work towards this goal, some questions were raised regarding the homogeneity of each of the original time series [11], and the new ones claim to have answered them. In the present study we are not dealing with the possible flaws in the original WN and WG, neither with the applied corrections to remove these flaws. Instead, we are examining whether it is justified to set as a goal to minimize the discrepancies between the two series.

Our earlier studies [14, 15] have demonstrated that the relations between the sunspot's magnetic field and area, between the total areas of sunspots and faculae, and between the sunspots' total area and number, all vary from cycle to cycle. The long-term variations of these relations can give some information about the long-term variations of the solar dynamo, and should be taken into account in the reconstructions. We will now compare the ratio between sunspot number and sunspot groups in different cycles.

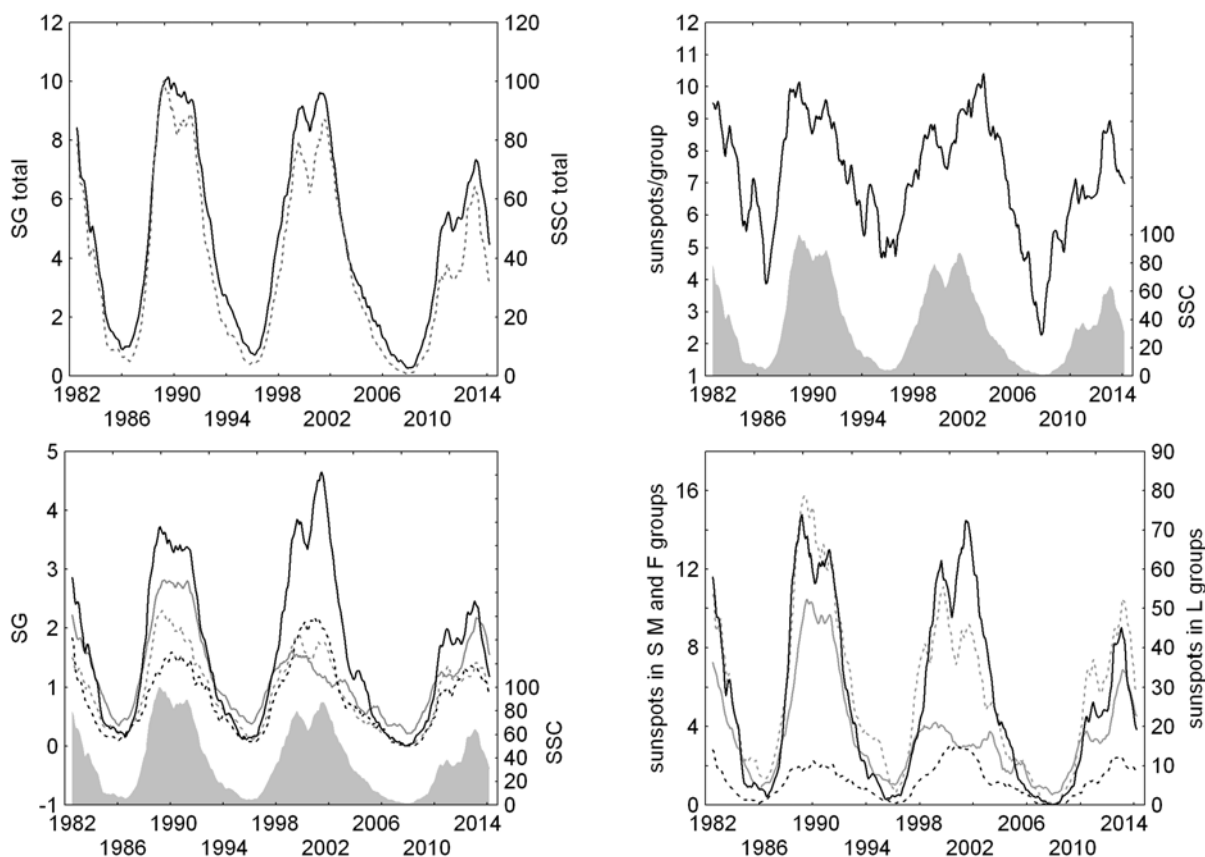
The National Geophysical Data Center ([ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR\\_DATA](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA)) provides various active region parameters including the sunspot group (SG) classification and sunspot count – the number of sunspots on the solar disk (SSC) determined for each day. The database collected by the US Air Force/Mount Wilson Observatory includes measurements from Learmonth, Hollarman, and San Vito Solar Observatories. We use the Learmonth data (LEAR) as the principal data source, while the data gaps are filled in with observational records from one of the other stations, so that a nearly continuous time series is produced.

Using data for the four most recent solar cycles, Kilcik et al. [16] separated SGs into large and small groups and found that, in general, the large SGs peaked about 2 yr after the peak of the small SG and that the temporal variations of the large SGs better correlate with the solar and geomagnetic activity indices. Later, Kilcik et al. [17] modified the separation criteria by additionally taking into account the sunspot evolution, thus separating active regions into four types: (1) “S” – simple (Zurich classes A and B), (2) “M” – medium (class C), (3) “L” – large (classes D–E and F), and (4) “F” – final (class H) types. Here we use this new separation scheme to investigate temporal variations of the SSCs and the number of SGs. The data includes the time interval from January 1982 to December 2015: the descending branch of cycle 21 (1982–1986), cycles 22 (1986–1996) and 23 (1996–2008), and the first half of cycle 24. To mitigate the effect of data gaps, we derived the total daily number of SGs and SSCs of a given group type and then averaged it over the month, thus obtaining a parameter, essentially independent of data gaps. To remove short-term fluctuations and to reveal long-term trends, the monthly averaged time series were smoothed with 12-month moving average.

Fig. 3a presents the total sunspot count and the total number of sunspot groups as measured by LEAR in the last 4 cycles. Though their variations are very similar as expected, there is no one to one correspondence between them.



To illustrate this further, in Fig. 3b the average number of sunspots per group are plotted with SSC added for reference. Clearly seen is that this ratio is not constant: it has a strong solar cycle variation, and varies from cycle to cycle. The most obvious feature is the deep minimum between cycles 23 and 24, and the lower maximum in the maximum of cycle 24. That is, not only the number of sunspots and the number of groups are less in cycle 24 and the minimum before it than in the previous cycles and minima, but also the average number of sunspots in the groups is much lower. In Fig. 3c the time evolution of group types is compared. Though the total SSC and SG in cycles 22 and 23 are very similar, the distribution of the different group types is very different. L groups are more than S groups in cycle 23 than in cycle 22 maximum, while the opposite is true for the S groups. In both maxima the number of L groups is higher than that of S groups, while their number is almost equal in cycle 24, due to the substantial decrease of L groups and a small increase of S groups. The number of M groups decreases slowly but persistently in consecutive maxima. The number of F groups is equal in the maxima of cycles 22 and 24 and higher in cycle 23 consis-



**Fig. 3** (a) total number of sunspots (grey dotted line) and total number of sunspot groups (black solid line) measured in LEAR; (b) average number of sunspots per group (black solid line) and the total sunspot count (grey area); (c) number of SG of type S (grey solid line), M (grey dotted line), L (black solid line) and F (black dotted line); (d) average number of sunspots in groups of type S (grey solid line), M (grey dotted line), L (black solid line) and F (black dotted line)

tent with the higher number of L groups. Variable is also the number of sunspot per group in the different group types (Fig. 3d). This number is a little lower in cycle 23 than in 22, and much lower in cycle 24 for L groups, persistently decreases from cycle to cycle for M groups, and practically doesn't change for F groups. Interesting features are the strong decrease of the number of sunspots in S groups in the maximum of cycle 23, and the prevalence of M groups throughout almost the whole cycle 24.

The presented results based on data from a single observatory with continuous and homogenous observations demonstrate that the variation in the ratio between the sunspot counts and number of sunspot groups, respectively between the sunspot number and group sunspot number calculated from them in the way in which the original WN and WG are calculated, is a real feature, and not a result of changing observational instruments, observers' experience, calculation schemes, etc. Therefore, the attempts to "rectify discrepancy" between the two data series and to "reconcile" them are not justified and the resulting new "recalibrated" series are misleading. Moreover, in this way important information is lost which can shed light on the long-term evolution of the Sun and the solar dynamo.

#### References

1. Hickey J.R. et al., Science, 208, 281, 1980.
2. Krivova N. and Solanki S., In: F.-J. Luebken (Ed.), CAWSES, 2013, XXI.
3. Abdussamatov H.I., Bull. Astron. Inst. Cz., 24, 118, 1973.
4. Nicholson S.B., PASP, 45, 51, 1933.
5. Chapman G.A. et al., Astrophys. J., 482, 541, 1997.
6. Kepenheuer K.O. In: The Sun, G.P. Kuiper (ed.), U. of Chicago Press, 6, 322, 1953.
7. Waldmeier M., In: Schulthess & Co., Zürich, Switzerland, p. 5, 1961
8. Hoyt D.V., Schatten K.H., Solar Phys., 179, 189, 1998.
9. Schmidt G.A., et al., Geosci. Model Dev., 5, 185, 2012.
10. Clette F. et al., Adv. Space Res., 40 (7), 919-928, 2007.
11. Cliver E.W. et al., Central Europ. Astrophys. Bull., 37, 401, 2013.
12. Clette F. et al., Space Sci. Rev. 186 (1-4), 35, 2014.
13. Svalgaard L., Schatten K., arXiv:1506.00755 [astro-ph.SR], 2016.
14. Наговицын Ю.А. и др., Труды Всероссийской ежегодной конференции „Солнечная и солнечно-земная физика – 2014”, Санкт-Петербург, с. 315
15. Georgieva K. et al., Труды Всероссийской ежегодной конференции „Солнечная и солнечно-земная физика – 2014”, Санкт-Петербург, с. 99.
16. Kilcik A. et al., The Astrophys. J. 731:30, doi:10.1088/0004-637X/731/1/30, 2011.
17. Kilcik A. et al., The Astrophys. J. 794:L2, doi:10.1088/2041-8205/794/1/L2, 2014.

## **ЭВОЛЮЦИЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ И МОДЕЛЬ ВСПЛЫВАЮЩЕЙ ТРУБКИ**

**Гетлинг А.В.**

*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына  
МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, A.Getling@mail.ru*

### **ACTIVE-REGION EVOLUTION AND THE RISING-TUBE MODEL**

**Getling A.V.**

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

*The development of an active region (AR) is studied using observations with the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) of the Solar Dynamics Observatory (SDO) to elucidate the adequacy of the model of the strong-magnetic-flux-tube rise as a model of the sunspot-formation mechanism. To this end, a Spaceweather HMI Active Region Patch (SHARP) is used, i.e., a data set including optical images, full-vector magnetic fields and line-of-sight-velocity fields, automatically computed for a given AR in the Lambert equal-area cylindrical projection.*

*Observational data for AR 12548 of 20–26 May 2016 are analysed. The bipolar structure of the magnetic field is found to originate via the field-sign inversion at the location of the growing leading sunspot. The spots develop as compact, fairly independent features, and no strong horizontal magnetic fields between the growing leading and following sunspots are observed. Also, no material upflows between these sunspots of the group are noted. Moreover, small-scale upflows and downflows are mixed, and downflows dominate at the early evolutionary stage. Thus, the pattern of AR evolution strongly disagrees with that definitely predictable based on the rising-tube model.*

### **Введение**

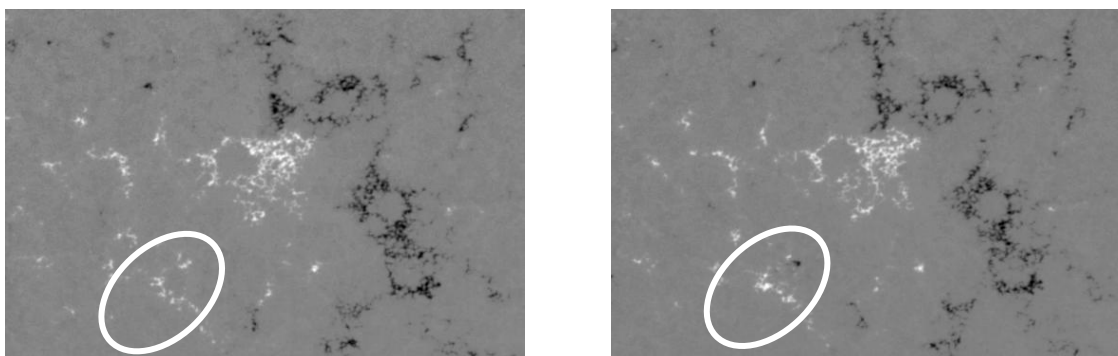
Одной из ключевых проблем физики Солнца является поиск механизма образования активных областей (АО) и групп солнечных пятен. Можно представить себе две качественно различные интерпретации этого явления: либо магнитное поле играет первичную роль в развитии АО (уже существующая трубка сильного магнитного потока создает плавучесть, которая выносит в верхние слои плазму с замороженным в нее полем), либо само течение вещества приводит к усилению магнитного поля *in situ*. В зависимости от того, какая ситуация имеет место, действующие физические механизмы должны быть существенно различными.

Здесь мы рассматриваем картину развития одной АО, интересуясь возможностью ее интерпретации с позиций модели всплывающей трубки. Конечно, отрицательный вывод, который мы сделаем, не может претендовать на универсальность, но он, как минимум, покажет, что «трубочная» интерпретация также не является универсальной. Заметим, однако, что аналогичный отрицательный вывод уже был сделан нами из наблюдений

другой АО по данным Солнечного оптического телескопа орбитальной обсерватории Хиноде [1, 2].

### Наблюдения

Эволюция биполярной группы пятен и связанной с ними магнитной структуры в АО 12548 исследовалась по данным инструмента Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) орбитальной Обсерватории солнечной динамики (Solar Dynamics Observatory – SDO), полученным 23–28 мая 2016 г. и имеющимся на сайте Joint Science Operation Center (JSOC). Для изучения выбранной АО использовался фрагмент, называемый Spaceweather HMI Active Region Patch (SHARP), где данные представлены в цилиндрической равновеликой проекции Ламберта. Зарождение и основной этап развития группы пятен пришлось на период 23.05.2016 20:00 TAI – 27.05.2016 05:00 TAI длительностью 3 сут 9 ч (81 ч); в этот период область находилась недалеко от центра диска Солнца. Размер площадки SHARP составлял  $547 \times 372$  пикселей размером  $0.5''$  дуги  $\approx 366$  км, или около  $200$  Мм  $\times$   $136$  Мм. Для каждого момента времени данные SHARP включают оптическое изображение площадки, полный вектор магнитного поля и доплерограмму. Интервал, с которым получены данные, составляет 12 мин; здесь используется выборка с интервалом 3 ч.

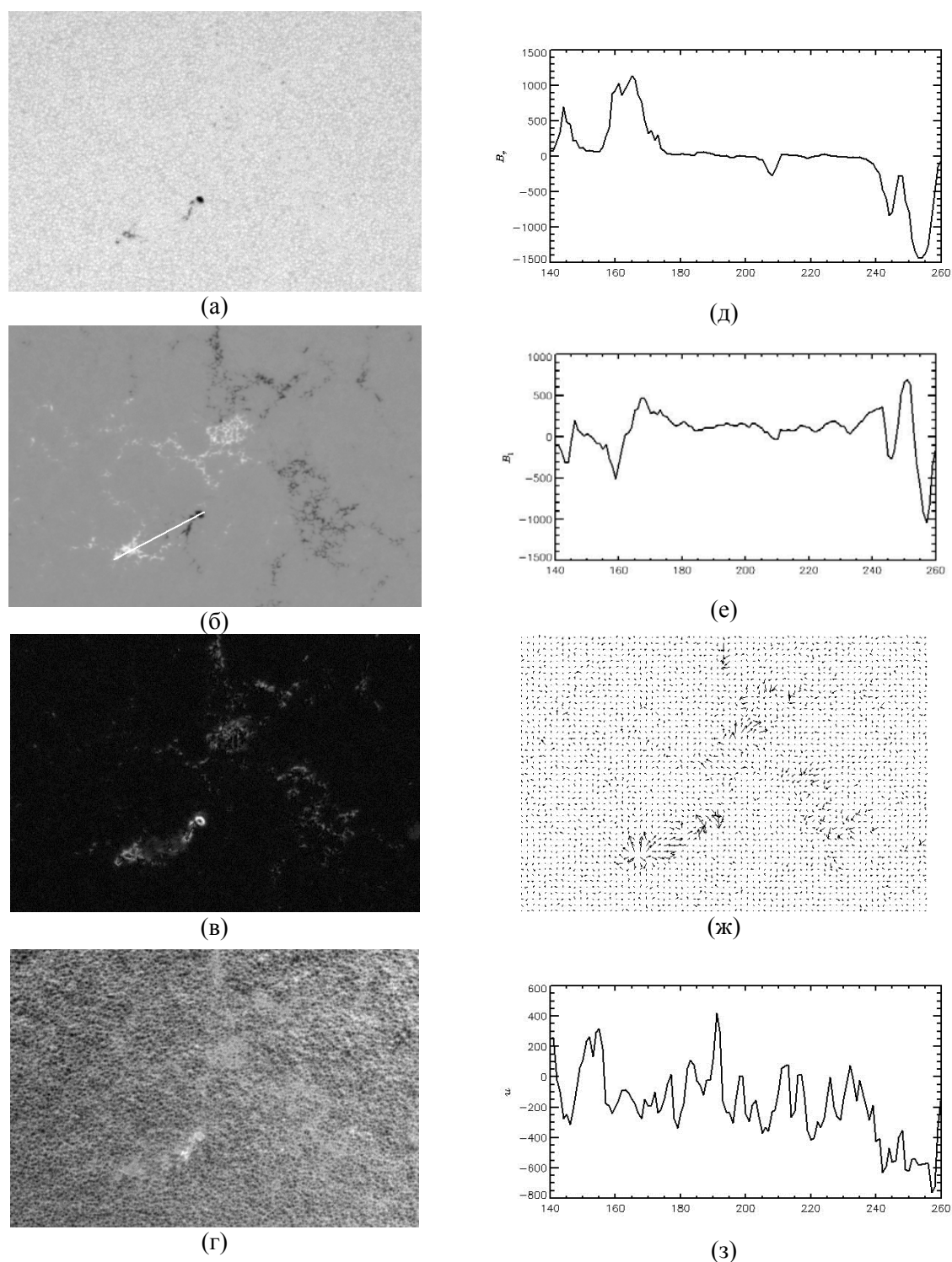


**Рис. 1.** Зарождение группы пятен. Показаны две магнитограммы, интервал времени между которыми составляет 3 ч. Отмечен участок, где возникает биполярность.

### Результаты

**Эволюция магнитного поля.** Зарождение биполярной магнитной структуры произошло 23.05.2016 между 20:00 и 23:00, когда в одном из маленьких магнитных островков изменился знак вертикальной компоненты магнитного поля  $B_v$  (рис. 1). Затем поле в этих островках усиливалось, а сами островки удалялись друг от друга (рис. 2). При этом распределения  $B_v$  и модуля горизонтальной компоненты ( $|B_h|$ ) оказывались визуально весьма схожи, но экстремумам  $B_v$  соответствовали локальные минимумы  $|B_h|$ , окруженные более сильным горизонтальным полем (эффект окаймления, указывающий на фонтанообразную структуру поля вокруг экстремумов  $B_v$  [2]; см. рис. 2в). Существование такой структуры и отсутствие сильного горизонтального поля, связывающего два магнитных полюса, подтвер-

ждаются векторными картами  $\mathbf{V}_h$  (рис. 2ж). Графики изменения  $V_v$  и проекции  $\mathbf{V}_h$  на ось группы (на вектор  $\mathbf{l}$ , проводимый вручную), т.е. величины  $(\mathbf{V}_h \cdot \mathbf{l})/l$ , вдоль этой оси (рис. 2д, 2е) показывают, что проекция  $\mathbf{V}_h$



**Рис. 2.** Магнитное поле и поле скоростей в АО 12548 на начальном этапе ее развития, 24.05.2016 в 14:00 TAI: (а) изображение в континууме; (б) карта  $V_v$  с прочерченным на ней отрезком оси группы пятен, изменение переменных вдоль которого представлено на графиках; (в) карта  $V_h$ ; (г) доплерограмма (карта лучевых скоростей); (д) изменение  $V_v$  вдоль оси группы; (е) изменение  $(\mathbf{V}_h \cdot \mathbf{l})/l$  вдоль оси группы; (ж) карта вектора  $\mathbf{V}_h$ ; (з) изменение вертикальной компоненты скорости (точнее, ее лучевой компоненты, взятой с обратным знаком) вдоль оси группы.

достигает значений, сравнимых по модулю с экстремальными значениями  $B_v$  только в непосредственной близости от экстремумов (эффект окаймления), а в промежутке между магнитными полюсами эта гораздо меньше.

**Сравнение магнитных полей с течениями.** Даже при визуальном изучении доплерограмм (рис. 2г) видно, что восходящие потоки, связанные со всей областью развития биполярной структуры, отсутствуют. Более того, в промежутке между магнитными полюсами растущей группы пятен имеются как восходящие, так и нисходящие локальные потоки, при некотором преобладании нисходящих. Это обстоятельство выявляется особенно четко, если построить графики изменения вертикальной скорости вещества  $u$  вдоль оси группы (рис. 2з; заметим, что положительная вертикальная скорость соответствует восходящему течению, тогда как положительная лучевая скорость – нисходящему).

### **Резюме и выводы**

Результаты исследования можно суммировать следующим образом (оставляя в стороне вопрос их общности):

- Зарождение биполярности происходит в результате *обращения знака* магнитного поля на месте возникающего головного пятна.
- Пятна развиваются как компактные, сравнительно независимые образования, а не как элементы единой магнитной структуры, связанной со всплывающей петлей силовой трубки.
- Нет сильного горизонтального магнитного поля между головным и хвостовым пятном, горизонтальные поля проявляют себя главным образом в эффекте окаймления, что указывает на фонтанообразную структуру поля пятен уже на ранней стадии их развития.
- Нет заметного восходящего течения в этой же области, имеются лишь перемешанные мелкомасштабные восходящие и нисходящие течения, причем *преобладают нисходящие*.

Таким образом, как и в ранее исследованной АО 11313, наблюдавшейся 9–10 октября 2011 г. [1, 2], картина эволюции магнитных полей и течений в исследуемой группе пятен находится в резком противоречии с ожидаемыми последствиями всплывания трубки сильного магнитного поля. Интерпретация процесса развития названных АО на основе механизмов усиления магнитного поля *in situ* представляется более перспективной.

### **Литература**

1. Getling A.V., Ishikawa R., Buchnev A.A. Doubts about the crucial role of the rising-tube mechanism in the formation of sunspot groups, *Adv. Space Res.*, 2015, v. 55, p. 862.
2. Getling A.V., Ishikawa R., Buchnev A.A. Development of active regions: flows, magnetic-field patterns and bordering effect, *Solar Phys.*, 2016, v. 291, p. 371.

## **ИДЕНТИЧНОСТЬ ТЕМПЕРАТУРНЫХ СВОЙСТВ КОРОНАЛЬНОЙ ДЫРЫ НАД СЕВЕРНЫМ ПОЛЮСОМ СОЛНЦА И КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР НА ФОНЕ СПОКОЙНОГО СОЛНЦА**

**Голубчина О.А.**

*Санкт-Петербургский филиал Специальной Астрофизической обсерватории РАН,  
Санкт-Петербург, Россия*

## **IDENTITY OF TEMPERATURE PROPERTIES OF THE CORONAL HOLE ABOVE NORTH POLE OF THE SUN AND CORONAL HOLES ON A BACKGROUND OF THE QUIET SUN**

**Golubchina O.A.**

*St. Petersburg Branch of Special Astrophysical Observatory RAN,  
St. Petersburg, Russia*

*This paper is devoted to the comparison of temperature characteristics of polar coronal hole and coronal holes on a background of the quiet Sun. The polar coronal hole has been observed with the RATAN-600 radio telescope during the solar eclipse of March 29, 2006. Coronal holes on a background of the quiet Sun were studied with the RATAN-600 radio telescope and LPR (Large Pulkovo Radio Telescope). It was shown, that identity of temperature characteristics of the coronal hole above North Pole of the Sun and coronal holes on a background of the quiet Sun exists during the solar minimum activity.*

### **Введение**

Корональные дыры (КД) это области пониженной температуры и плотности радиоизлучения Солнца. Это области униполярных магнитных полей с открытой конфигурацией. Полярные корональные дыры организуются дипольной компонентой магнитного поля в период минимальной солнечной активности. КД вне полярных областей организуются либо выходом открытого магнитного поля из конвективной зоны Солнца, либо пересоединениями силовых линий открытого магнитного поля с замкнутыми силовыми линиями [1]. Для установления идентичности температурных свойств корональной дыры над северным полюсом Солнца и корональных дыр на фоне спокойного Солнца сравнивались температурные свойства и значения яркостных температур сантиметрового радиоизлучения этих КД на близких волнах.

### **Наблюдения КД**

В сантиметровом диапазоне длин волн КД на Солнце наблюдаются как области пониженной интенсивности. Распределение яркостных температур от лимба Солнца до двух радиусов Солнца на сантиметровых волнах было получено по данным наблюдений солнечного затмения 29.03.06 г. на

северо-восточном секторе РАТАН-600 методом «эстафеты» [2] в период минимальной солнечной активности [3, 4].

Яркостные температуры спокойного Солнца и корональных дыр на фоне спокойного Солнца определены из более ранних наблюдений на радиотелескопах БПР и РАТАН-600 также в период минимальной солнечной активности: БПР (1964–1978), РАТАН-600 (1976–1977); (1984–1987) [5].

Для исследования КД над северным полюсом Солнца во время максимальной фазы (0.998) солнечного затмения 29.03.2006 г. центр ножевой диаграммы направленности радиотелескопа РАТАН-600 был смещён по высоте на +15 угл. мин. По данным наблюдения солнечного затмения 29.03.2006 г. и его модельного представления были получены распределения яркостной температуры КД над северным полюсом Солнца на волнах: 1.03, 1.38, 2.7, 6.2, 6.3, 13, 30.7 см на расстояниях от 1-го до 2-х радиусов Солнца [3, 4].

### Моделирование солнечного затмения 29.03.2006 г.

Модели Солнца и Луны на каждой длине волны наблюдения задавались в виде систем концентрических колец с равномерным распределением яркости внутри каждого кольца:

для Луны:  $R_L(1), R_L(2), \dots, R_L(N), T_{\beta L}(1), T_{\beta L}(2), \dots, T_{\beta L}(N)$ ;

для Солнца:  $R_C(1), R_C(2), \dots, R_C(N), T_{\beta C}(1), \dots, T_{\beta C}(N)$ , ( $N$  – номер кольца).

Для оценки качества модели сравнивались антенные температуры наблюдаемого сигнала и промоделированного. Наблюдаемое распределение антенной температуры  $T_a(\varphi)$ , связано с истинным распределением яркостной температуры по наблюдаемому источнику  $T_b(\beta)$  уравнением антенного сглаживания:

$$T_a(\varphi) = \int T_b(\beta)A(\varphi+\beta) d\beta, \quad (1)$$

где  $A(\varphi)$  – диаграмма направленности антенны.

При наблюдении методом «эстафеты» происходит переоблучение главного зеркала антенны, поэтому реальная кривая затмения по амплитуде гораздо меньше кривой модели (рис. 1). Учёт коэффициента переоблучения:  $m = n1/n2$ , где  $n1, n2$  – количество отражающих элементов поверх-

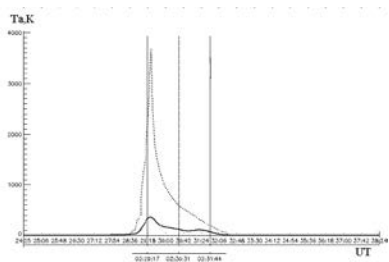


Рис. 1.

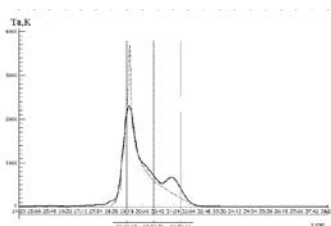


Рис. 2.

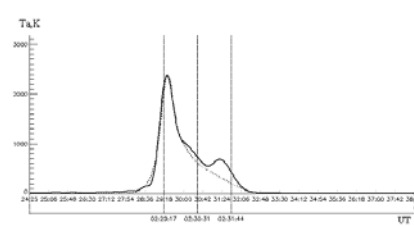


Рис. 3.



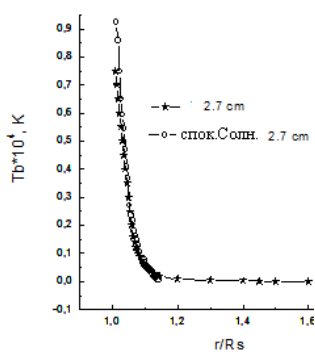
ности главного зеркала антенны при наблюдениях в «штатном» и «эстафетном» режимах устраняет влияние переоблучения (рис. 2).

Сглаживание моделируемого сигнала горизонтальной диаграммой антенны по мощности осуществляется функцией  $A(\varphi) = (\sin u/u)^2; \sin u/u$ , где  $u = \pi \cdot D \cdot \sin(\varphi)/\lambda$ ,  $D$  – апертура антенны в горизонтальном направлении,  $\lambda$  – длина волны,  $\sin(\varphi) = k \cdot \lambda/D$ ,  $k$  – количество лепестков диаграммы направленности антенны, которое при расчете модели задаётся (рис. 3).

Степень совпадения промоделированных распределений антенной температуры по Солнцу и Луне с реальной записью радиоизлучения Солнца и Луны во время наблюдения максимальной фазы солнечного затмения является оценкой качества модели [3, 4].

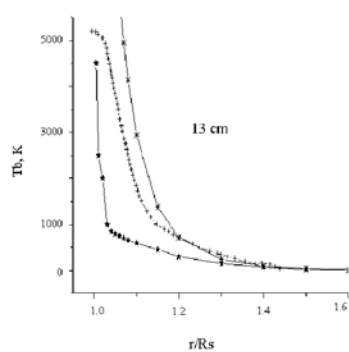
Яркостные температуры, полученные из наблюдений Солнечного затмения 29.03.06 г., сравнивались с температурными характеристиками спокойного Солнца и корональных дыр на фоне спокойного Солнца, полученными из более ранних наблюдений также в период минимальной солнечной активности [5].

Совпадение яркостных температур спокойного Солнца и яркостных температур, найденных из «затменных» наблюдений КД на короткой волне 2.7 см, свидетельствует о том, что на коротких волнах над северным полюсом Солнца КД не видна (рис. 4). Низкоширотные и среднеширотные корональные дыры на фоне спокойного Солнца на коротких волнах радиоизлучения так же не видны [5].



**Рис.4.**

**Рис. 4.** Распределения яркостных температур атмосферы Солнца с расстоянием от лимба до (1.15) радиуса Солнца от центра его оптического диска на волне 2.7 см. Здесь: (★) –  $T_b$ , определённые из наблюдений КД во время затмения, (o) –  $T_b$  – данные из работы [5] для спокойного Солнца на волне 2.7 см.



**Рис.5.**

**Рис. 5.** Распределения яркостных температур радиоизлучения Солнца с расстоянием от лимба до (1.4–1.6) радиуса Солнца от центра его оптического диска. Здесь: (★) –  $T_b$ , определённые из наблюдений КД во время затмения, (★) –  $T_b$  – расчётные значения для длин волн, указанных в поле рисунков, при  $T_e = 1.4 \cdot 10^6$ , (+) –  $T_b$  – данные из работы [5] для радиоизлучения спокойного Солнца на волне 13 см.

Яркостные температуры для спокойного Солнца, приведенные в работе [5], оказались выше яркостных температур, полученных из наблюдений

солнечного затмения на волнах  $\geq 6.2$  см, 13 см и 30.7 см на интервале  $(1.01-1.2) \cdot R_s$  [3], что и подтвердило действительную регистрацию корональной дыры над северным полюсом Солнца во время затмения (рис. 5).

При наблюдении солнечного затмения обнаружено резкое падение яркостных температур на волнах 6.2 см, 13 см, 30.7 см на интервалах расстояний  $(1.005-1.03) \cdot R_s$ , что свидетельствует о регистрации наличия КД при наблюдениях на этих длинах волн. Исследование низкоширотных и среднеширотных КД также констатировало регистрацию КД, начиная с волн больших 4 см. Сравнение средних эмпирически согласованных модельных значений температур для КД на фоне спокойного Солнца с яркостными температурами вблизи лимба Солнца, полученными из наблюдений солнечного затмения, показало их практическое совпадение на близких волнах (табл. 1) [3–5].

**Таблица 1.**

	$\lambda^{(1)}$ (см)	6	15	31.6	$\lambda^{(2)}$ (см)	6.2	13	30.7
КД	$T_b \cdot 10^3$ , К	19.6	39	86	$T_b \cdot 10^3$ , К	14	45	84
С	$T_b \cdot 10^3$ , К	24.7	63	174	r/Rs	1.017	1.005	1.01

Здесь: r/Rs – расстояние ближайшей к лимбу точки измерения во время затмения,

$\lambda^{(1)}$  (см) – данные из работы [5],

$\lambda^{(2)}$  (см) – результаты наблюдений затмения 29.03.2006 г. на РАТАН-600.

КД – корональная дыра, С – спокойное Солнце.

### Заключение

Механизм образования полярной КД отличается от организации КД вне полярных областей на фоне спокойного Солнца. Тем не менее, результаты исследований показали идентичность температурных характеристик КД независимо от места их расположения. Это означает, что в период минимума солнечной активности температурные характеристики КД не зависят от способа организации корональных дыр на Солнце.

### Литература

1. Fisk L.A. and Schwadron N.A. The Behavior of the Open Magnetic Field of the Sun // *ApJ*, V. 560, Issue 1, P. 425, 2001.
2. Голубчина О.А., Голубчин Г.С. Метод «эстафеты» // *Астрофизические исследования*, Т. 14, С. 125, 1981.
3. Golubchina O.A., and Korzhavin A.N. Comparative Analysis of the Distributions of Brightness Temperatures in the Solar Polar Region Based on Observational Data Obtained with RATAN-600 in the Microwave Range during the Solar Eclipse of March 29, 2006 // *Geomagnetism and Aeronomy*. V. 53. No. 6. P. 1025, 2013.
4. Golubchina O.A., and Korzhavin A.N. Brightness Temperatures and Electron Density in the Solar Polar Coronal Region on the Basis of MW Observations // *Geomagnetism and Aeronomy*. V. 54, No. 8, P. 1039, 2014.
5. Borovik V.N., Kurbanov M.S., Livshits M.A., and Ryabov B.I. Coronal holes again the quiet-Sun background: an analysis of RATAN-600 observations in the 2-32 cm wavelength range // *Sov. Astron.* V. 34, P. 522, 1990.

## **МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ МГД СТРУКТУРЫ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В ОКРЕСТНОСТИ ГРАНИЦЫ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ**

**Гриб С.А.<sup>1</sup>, Леора С.Н.<sup>2</sup>**

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

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия

## **MACROSCOPIC MHD STRUCTURE OF THE SOLAR WIND IN THE VICINITY OF THE BOUNDARY OF THE MAGNETOSPHERE OF THE EARTH**

**Grib S.A.<sup>1</sup>, Leora S.N.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Central Astronomical (Pulkovo) observatory of Russian academy of sciences,  
Saint-Petersburg, Russia

<sup>2</sup>Saint Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia

*The mechanisms of the appearance of macroscopic solar wind structures observed by the spacecrafts ISEE1, 2, 3, INTERBALL-1 are discussed. Different approaches to the description of nonhomogeneous structures like “the plateau with density” are considered. The conditions of the origin of the plasma inhomogeneity of the plateau type with the increase of the density and the decrease of the intensity of the magnetic field inside the magnetosheath due to the impact of the solar wind rotational discontinuity in the frame of the 3-dimensional ideal magnetohydrodynamics are found.*

**I.** Изучение процессов в магнитослое и на его границах, головной ударной волне и магнитопаузе, представляет значительный интерес для прогнозирования внезапных возмущений магнитосферы и ионосферы Земли, оказывающих влияние на распространение радиоволн, развитие геомагнитных бурь и на состояние атмосферы Земли. Магнитослой является интерфейсом между солнечным ветром (СВ) и магнитосферой Земли, и именно модифицированные в магнитослое плазма и межпланетное магнитное поле (ММП) взаимодействуют с магнитосферой. Процессы на границах магнитослоя во многом определяют трансформацию и перенос энергии и импульса от солнечного ветра во внутренние области магнитосферы.

Магнитослой характеризуется высоким уровнем неоднородности. Следует подчеркнуть, что отклик магнитосферы на изменение параметров СВ и ММП является нелинейным. Существенные изменения параметров плазмы солнечного ветра и межпланетного магнитного поля отражаются в возмущениях аналогичных параметров в магнитослое. Однако далеко не все наблюдающиеся в магнитослое вариации параметров имеют своим источником изменение параметров солнечного ветра или ММП, значительная часть из них возникает внутри магнитослоя или на его границах. Имеются наблюдения, подтверждающие, что даже при почти полном отсут-

ствии в солнечном ветре флуктуаций потока плазмы в магнитослое существуют вариации, имеющие, в среднем, весьма высокий уровень.

Источники вариаций в магнитослое могут быть как внешние, так и внутренние [1]. Внешние обусловлены вариациями параметров солнечного ветра, влиянием направления МПП, взаимодействием ГУВ с разрывными структурами, переносимыми солнечным ветром. К внутренним источникам можно отнести вторичные волны сжатия и разрежения, вторичные ударные волны, структуры типа «плато» и магнитные дыры, которые зарождаются внутри магнитослоя и на его границах.

**II.** Космическими аппаратами (КА) в магнитослое наблюдаются различного вида неоднородности, параметры которых значительно отличаются от параметров окружающей среды. Один из таких феноменов – область, которая характеризуется изменением величины плотности частиц, магнитного поля и динамического давления. Изучение таких неоднородностей представляет интерес, так как сопровождающее их повышенное динамическое давление может вызывать смещение магнитопаузы к Земле.

Во-первых, интересны причины их возникновения. Являются ли они результатом внешних воздействий или определяются процессами, происходящими внутри самого магнитослоя? На этот вопрос не так легко ответить в силу того, что отклик магнитослоя на внешнее воздействие носит нелинейный характер.

Подобным неоднородностям посвящено большое количество работ, где во многом похожие структуры получали различные названия, что связано, в первую очередь, с механизмом их образования (см. таблицу 1).

**Таблица 1.**

<b>Тип неоднородности</b>	<b>Ссылка</b>	<b>Метод</b>
TFEs (transient flux enhancements)	Němeček et al., 1990	Наблюдения КА: INTERBALL-1, MAGION-4, Wind, Geotail.
SMT (slow mode transition)	Song et al., 1990, 1992	Наблюдения КА: ISEE1-2-3.
Pressure pulses	Lin et al., 1996, 1998	Численное 3D моделирование, МГД модель.
TDE (transient density event)	Hubert, Harvey, 2000	Наблюдения КА: ISEE1-2-3.
Dynamic pressure enhancements	Archer et al., 2012	Наблюдения КА: THEMIS, ACE, WIND.

При некоторых условиях в магнитослое возникают плазменные структуры, имеющие повышенную плотность протонов и пониженное значение магнитного поля. Такие структуры наблюдались космическими аппаратами ISEE-1-2-3 [2, 3] перед магнитопаузой. На рис. 1 приведены результаты наблюдений плазменной неоднородности SMT [3].

Основные характеристики – протяженность около  $0.4R_E$ , повышение плотности до 44% по сравнению с окружающей средой и падение магнитного поля. Наблюдения показали, что эти вариации никак не связаны с вариациями в набегающем потоке солнечного ветра, а так же с ориентацией ММП. Это дало авторам возможность предположить, что источник находится внутри магнитослоя. Возникновение этих неоднородностей связано с возникновением медленных ударных волн, отсюда и название – SMT (slow mode transition).

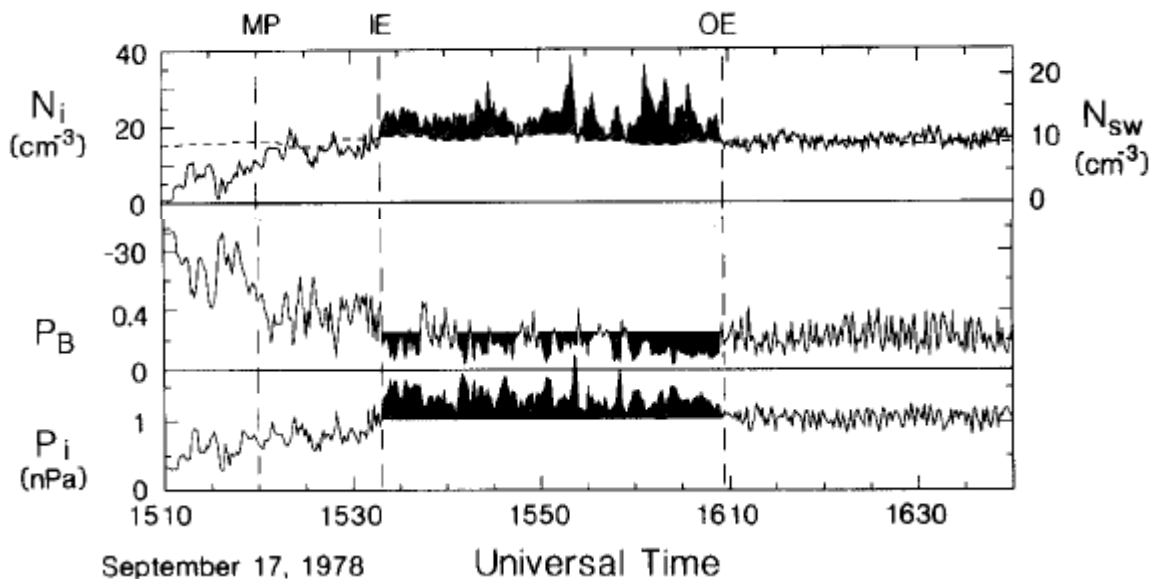


Рис. 1.

В работах [4, 5] проводилось численное моделирование взаимодействия вращательного разрыва с ГУВ. Показано, что при распаде произвольного разрыва образуется комбинация волн:

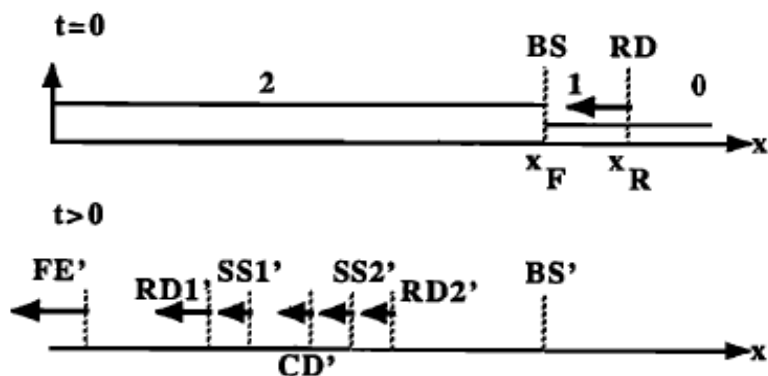


Рис. 2.

две модифицированные быстрые ударные волны, два вращательных разрыва, две медленные ударные волны и контактный разрыв (рис. 2). В результате образуется область повышенного давления, которая движется в направлении магнитопаузы. Такие неоднородности, возникающие в магнитослое, характеризующиеся увеличением полного давления до 100% и уменьшением величины магнитного поля, получили название pressure pulses [4].

Эти структуры связывают с взаимодействием вращательных разрывов с ГУВ и последующим образованием медленных ударных волн, которые

являются своеобразной границей для возникших неоднородностей. В медленных ударных волнах плотность и интенсивность магнитного поля изменяются в противофазе.

В работах [6, 7] также описывается возникновение в магнитослое структур, динамическое давление в которых в несколько раз выше, чем в окружающем магнитослое. Возникновение таких структур здесь связывают с взаимодействием сильных разрывов солнечного ветра с головной ударной волной, основываясь на космических данных аппарата THEMIS. Показано, что ориентация межпланетного магнитного поля, оказывает существенное влияние на магнитослой. При резком изменении ориентации направления ММП, которое может быть вызвано вращательным разрывом, возникают структуры, которым авторы дали название *dynamic pressure enhancements*.

В работе [8] приводится обзор неоднородностей в магнитослое и, основываясь на данных КА ISEE1-2-3, делается вывод о существовании в магнитослое неоднородности типа TDE (*transient density event*). Основные параметры –  $\rho \uparrow$  на 45%,  $B \downarrow \sim 35\%$ , протяженность  $0.5R_E$ . Такие структуры имеют два пика плотности и переносятся от ГУВ к магнитопаузе без расширения и могут проникать в магнитосферу. Подобные неоднородности также являются результатом взаимодействия вращательного разрыва с ГУВ.

**III.** Взаимодействие вращательного разрыва (ВР) солнечного ветра с ГУВ порождает различные комбинации разрывов, в зависимости от параметров солнечного ветра и ориентации межпланетного магнитного поля.

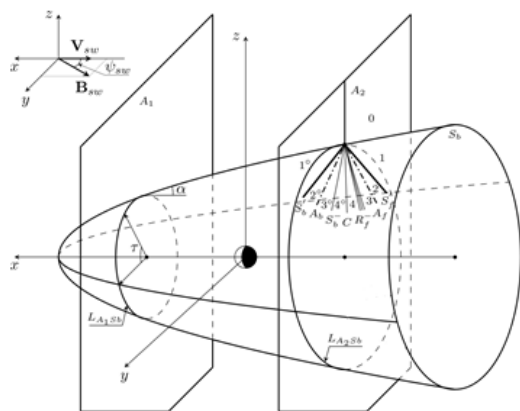


Рис. 3.

Эта картина меняется по мере продвижения разрыва, то есть возможны все 648 комбинаций, взаимодействие которых определяет во многом процессы, происходящие в магнитослое. Возникающая при распаде произвольного разрыва комбинация может содержать быстрые и медленные ударные волны, быстрые и медленные волны разрежения, альфвеновские волны и контактный разрыв [9].

На основании обзора, приведенного выше, можно сделать вывод, что вращательные разрывы могут быть при некоторых условиях причиной возникновения в магнитослое неоднородностей типа плато по плотности. Обобщая результаты наблюдений и численного моделирования, рассмотренные выше, можно построить общую схему образования эффекта «пла-

то», на котором плотность протонов возрастает, а интенсивность магнитного поля уменьшается, так что границами являются медленные ударные волны.

В рамках идеальной магнитной гидродинамики в трехмерной постановке рассматривается воздействие на околоземную головную ударную волну  $S_b$  и магнитослой плоского фронта вращательного разрыва  $A_f$ , движущегося от Солнца со скоростью  $V_{Af}$  относительно солнечного ветра, скорость которого  $V_{sw}$  [10]. При расчетах используются параметры, характерные для солнечного ветра на орбите Земли и ММП  $\mathbf{B}_{sw}$ , лежащего в плоскости эклиптики.

Средние значения параметров в спокойном солнечном ветре на орбите Земли:  $V_{sw} = 390$  км/сек,  $|\mathbf{B}|_{sw} = 6.2$  нТл, температура протонов  $1.2 \cdot 10^5$  °К, концентрация  $11 \text{ см}^{-3}$ , альфвеновская скорость  $V_{Af} \approx 55$  км/сек. Угол  $\psi_{sw}$  между  $V_{sw}$  и  $\mathbf{B}_{sw}$  равен  $45^\circ$ .

В точке взаимодействия  $A_f$  и  $S_b$  (локальная задача) состояние за  $S_b$  задается углами  $\alpha$  и  $\tau$ . Ищется решение задачи о распаде произвольного разрыва:  $A_f S_b \rightarrow R_f^+ A_f' S_f^- C S_b^- A_b S_b'$  или  $A_f S_b \rightarrow S_f^+ A_f' S_f^- C S_b^- A_b S_b'$ , при условии, что интенсивности  $|R_f^+| \approx |S_f^+| \approx 0$ .

Используя результаты точного решения, находим точки на ГУВ, в окрестности которых наблюдается эффект «плато» с повышенной плотностью и сильно ослабленным

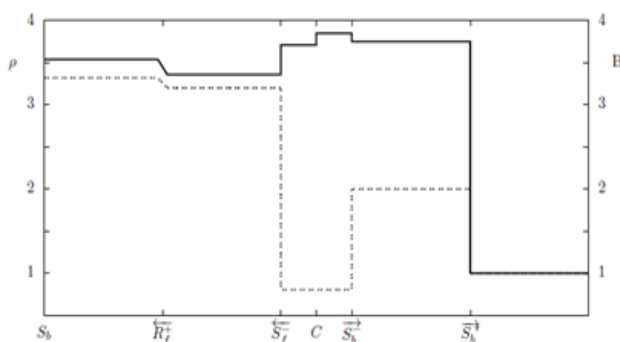


Рис. 4.

и сильно ослабленным магнитным полем. На рис. 4 приведены профили изменения плотности  $\rho$  (сплошная линия) и напряженности магнитного поля  $|\mathbf{B}|$  (пунктирная линия) в волнах, образующихся при падении вращательного разрыва ( $v_A = 180^\circ$ ) на ГУВ в точке  $\alpha = 70^\circ$ ,  $\tau = 0^\circ$ . Здесь  $\alpha$  – угол наклона элемента  $S_b$  к  $V_{sw}$ ,  $\tau$  –

угол наклона нормали  $\mathbf{n}_{S_b}$  к плоскости эклиптики,  $v_A$  – угол поворота магнитного поля на вращательном разрыве.

На контактом разрыве, покоящемся относительно среды, формируется скачок плотности. Оказывается, что увеличение плотности в области плато может составлять до 14% от характерных значений в магнитослое, магнитное же давление при этом падает в 16 раз. Данные наблюдений на ISEE 1,2,3 [3] указывают на возможность появления эффекта плато на флангах магнитослоя вблизи магнитопаузы, далеко от подсолнечной точки, что подтверждается результатами проведенного исследования. Полученные результаты качественно совпадают с результатами численного моделирования [5] и данными наблюдений на КА [8].

### **Выводы**

1. Магнитная гидродинамика сплошной среды успешно используется для описания как стационарных, так и нестационарных течений межпланетной плазмы с учётом нелинейных волновых процессов.

2. В настоящее время экспериментально доказана справедливость теоретического описания множества плазменных неоднородностей и внезапных возмущений в солнечном ветре методами МГД.

3. Показана возможность возникновения плазменной неоднородности, в потоке солнечного ветра за головной ударной волной, в виде «плато» с повышенной плотностью (на 10–14%) и значительным падением магнитного давления между противоположно направленными медленными ударными волнами.

Работа осуществлялась в рамках Программы П-7 Президиума РАН и при частичной поддержке грантом РФФИ № 14-01-00335а.

### **Литература**

1. Zhang X.X. *et al.* 1996, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 105.
2. Song P. *et al.* 1990, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 2035–2038.
3. Song P. *et al.* 1992, *Journ. Geophys. Res.*, 97, 8295–8305.
4. Lin Y., Lee L.C., Yan M. 1996, *Journ. Geophys. Res.*, 101 (A1), 479.
5. Yan M., Lee L.C. 1996, *Journ. Geophys. Res.*, 101 (A3), 4835–4848.
6. Archer M. O. *et al.* 2012, *Journ. Geophys. Res.*, 117, A05228.
7. Archer M. O., Horbury T. S. 2013, *Ann. Geophys.*, 31, 319–331
8. Hubert D., Harvey C.C. 2000, *Journ. Geophys. Res.*, 27 (19), 3149–3152.
9. Пушкаръ Е.А. 2015, *Изв. РАН, МЖГ*, 1, 152–169.
10. Grib S.A., Pushkar' E.A., Leora S.N. 2016, *Geomag. and Aeronomy*, 56 (7), 1–7.



**ВСПЫШЕЧНО-АКТИВНАЯ ГРУППА NOAA 11476  
10 МАЯ 2012 ГОДА С РЕГИСТРАЦИЕЙ СОЛНЦЕТРЯСЕНИЯ**

**Григорьева И.Ю.<sup>1</sup>, Лившиц М.А.<sup>2</sup>**

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

<sup>2</sup>Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн  
им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Москва, Россия

**THE FLARE PRODUCTIVE AR NOAA 11476 OF MAY 10, 2012  
WITH THE REGISTRATION OF THE SUNQUAKE**

**Grigoryeva I.Yu.<sup>1</sup>, Livshits M.A.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Central astronomical observatory at Pulkovo of RAS, St.-Petersburg, Russia

<sup>2</sup>Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,  
Troitsk, Moscow, Russia

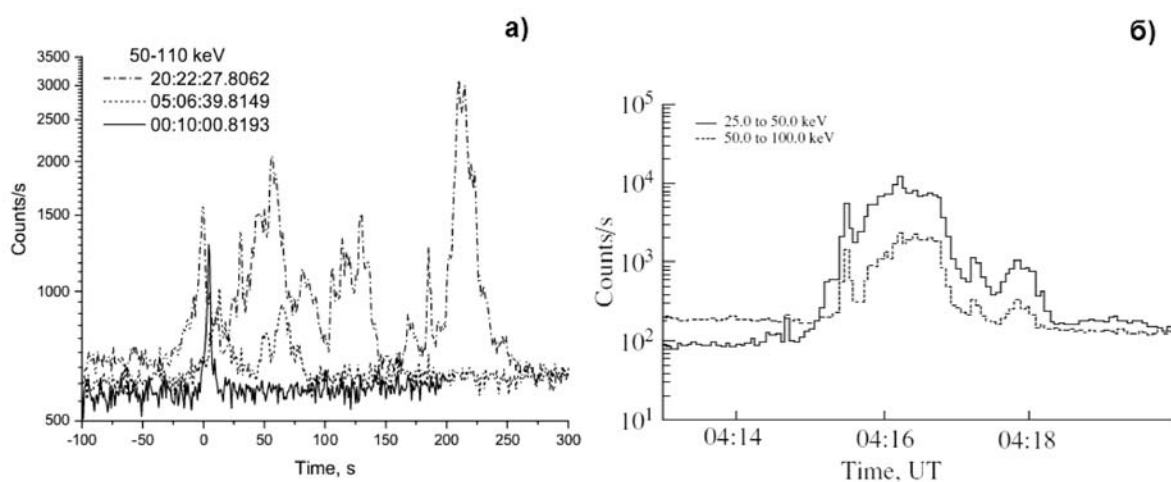
*We consider the phenomenon in a group of sunspots, whose area exceeds 800 mph. From May 6 to May 18, 2012 it produced a lot of subflares and some M-class flares. Really, sunquakes occur in the most powerful centers of flare activity, where they are associated with impulsive impact of accelerated particles or hot plasma into dense layers of the chromosphere. They are also associated with the formation and release of the plasma flux rope with the current. However, on May 10, after the emerging of the field in the shadow of one of spots in the considered AR, an event of an intermediate type occurred at the moment close to the starting of the explosive evaporation and a sigmoid started to develop without the subsequent ejection of the flux rope. We examine the flares C1.4, C7.9 and M1.7 that occurred on this day in 00:10 UT, 05:04 UT and 20:20 UT, respectively. During observed the flare event, after 04:11 UT, the perturbation extended from the small sunspot along the neutral line as the oscillatory process. For other flares in this day (mentioned above), it was characteristic that relatively harder events occur near the sunspots. We assume that a strong instability in this AR at a maximum of its development and its complicated topology did not permit the final formation and enhancement of the plasma flux rope with the current.*

При изучении нестационарных процессов на Солнце в последние годы стало уделяться внимание возмущению, идущему не вверх, а вниз от источника первичного выделения энергии. Эти явления солнцетрясения (sunquake (SQ) в англ. литературе) впервые выявленные Косовичевым и Жарковой в 1996 году [1], представляют собой акустические волны, возникающие в одном или двух глубоких очагах под поверхностью Солнца и затем наблюдающиеся в видимых слоях фотосферы. Они регистрируются достаточно редко, что связано не только со спецификой соответствующих наблюдений, но и с реальной частотой их развития на Солнце. Сейчас обсуждаются две основные причины, которые могут вызывать эти явления.

Во-первых, «мощная импульсная вспышка» ассоциируется обычно с внезапным нагревом значительного количества плазмы и эффективным ускорением частиц. В течение последующих нескольких секунд возникает газодинамический отклик хромосферы на воздействие ускоренных элек-

тронов, приводящий к заполнению корональных петель горячей плазмой и соответствующему электромагнитному излучению. Собственно вспышка является частью общего нестационарного процесса, который включает корональные выбросы массы (СМЕ). Хотя связь этих явлений очевидна, СМЕ и жёсткий рентгеновский всплеск возникают одновременно при мощных импульсных событиях. Однако в таких случаях газодинамическое возмущение уходит вниз по трубке достаточно сильного магнитного поля, и на глубинах в десятки километров формируется источник акустических волн.

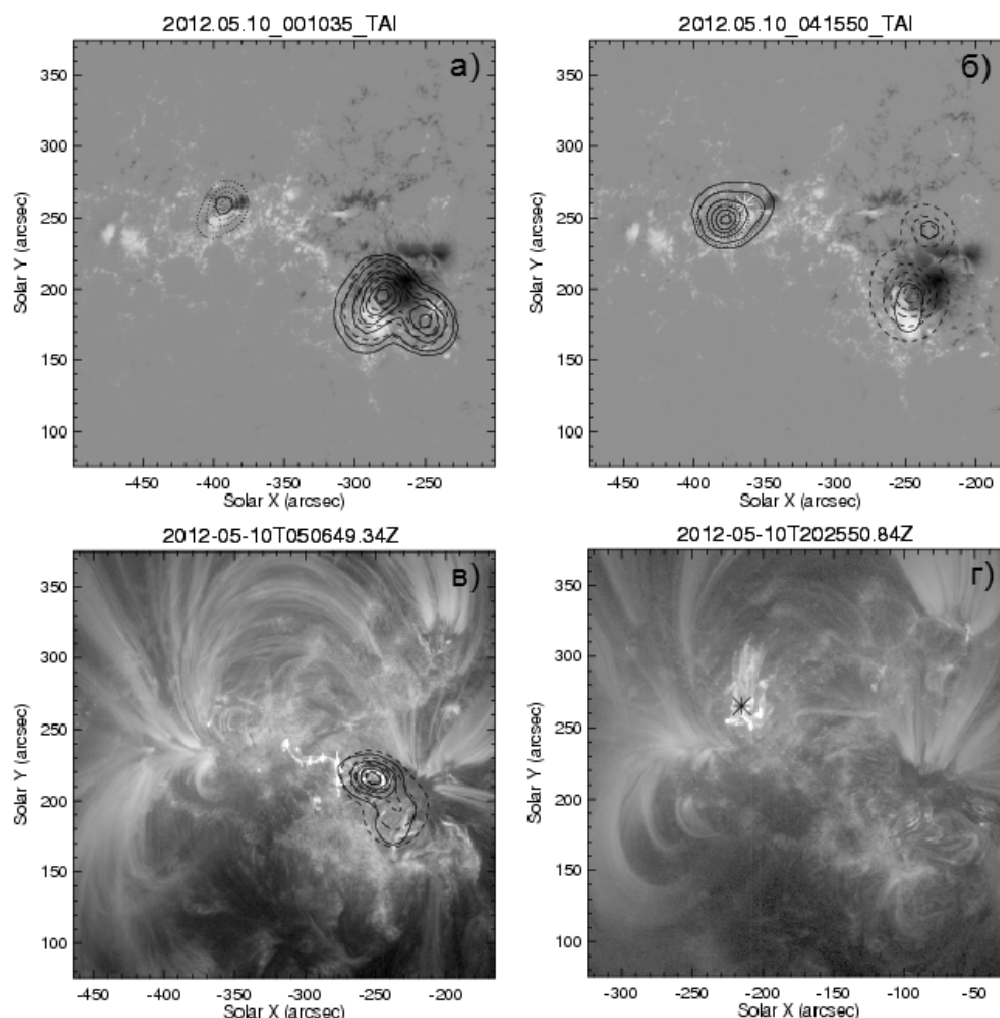
Вторая причина, приводящая к SQ в менее мощных и более длительных вспышках, скорее всего, связана с резким изменением тангенциальной составляющей магнитного поля в очаге вспышки, располагающемся вблизи нейтральной линии, разделяющей холмы достаточно сильного магнитного поля. Моделирование такого явления было недавно представлено в [2]. Начало SQ в этом случае может точно не совпадать с моментом основного выделения энергии и HXR-всплеска. Предположительно такой процесс развивается во вспышках типа сигмоида, связанных с образованием, постепенным усилением и последующим выбросом крупномасштабного плазменного жгута с током, текущим вдоль силовых линий над линией раздела полярностей.



**Рис. 1.** Вспышечное рентгеновское излучение 10 мая 2012 года: (а) поток жесткого рентгеновского излучения по данным каталога *Suzaku*/WAM для 3-х событий, (б) поток по данным RHESSI для вспышки в 04:15:30 UT. Слева на графиках: скорость счета в канале с  $E = 50\text{--}110$  кэВ и  $E = 25\text{--}50$  (50–100) кэВ, соответственно. Внизу: время в секундах с совмещенным 0-отсчетом для 3-х событий и время UT в чч:мм, соответственно.

В вышедшей недавно работе [3] мы рассмотрели весьма необычный случай – развитие SQ после всплытия нового магнитного поля в непосредственной близости от тени небольшого пятна. Событие 10.05.12, начавшееся в 04:11 UT (GOES), было обычной M-вспышкой, которые редко сопровождаются SQ. Особенностью явилось то, что момент всплытия поля и начала SQ совпал с максимумом импульсного жёсткого всплеска. Однако

затем над участком нейтральной линии начал развиваться сигмоид. Таким образом, рассмотренное нами событие явилось промежуточным между наиболее часто развивающимися явлениями. Мы поставили задачу проанализировать причины, не позволившие до конца развиваться в данном случае обычной вспышки типа сигмоида.



**Рис. 2.** Фон – фрагменты SDO данных: (а, б) HMI LOS-магнитограммы, содержащие область генерации вспышек в АО 11476 на моменты близкие к максимумам в 00:10:06 UT, C 1.4 и в 04:15:31 UT, M5.7 (RHESSI); (в, г) AIA EUV-изображения в линии 171 Å – в 05:06:40 UT (*Suzaku*) C7.9 и в 20:22:27 UT (RHESSI) M1.7. Контурсы (а-в): MW-излучение на 17.0 ГГц (NoRH), сплошной – интенсивность (Стокс, I); пунктирный/штриховой – поляризация (Стокс, +V/-V) на время близкое к указанным максимумам. Звездочки (а, б, г): HXR-излучение в канале 25–50 кэВ (RHESSI). Шкалы: расстояние от центра диска в угловых секундах для каждого события, соответственно.

Особенности вспышечной активности в АО 11476 были следующими:  
 1) Рассматриваемая АО за время существования на диске проявляла свою активность с 4 по 19 мая 2012 г., показывая повышенную вспышечную продуктивность, перемежающуюся с относительно спокойными днями. За указанный период в ней произошло 20 В-, 123 С- и 11 М-вспышек (GOES).

2) Обращает на себя внимание сложная топология этой группы по спутниковым данным на фотосферном уровне (фон на рис. 2 (а, б)). В этой группе было несколько центров вспышечной активности, и форма нейтральной линии магнитного поля была очень сложной (MW-контуры, HXR-звездочки на рис. 2 (а–г)). Наблюдался фликкеринг по УФ-данным (SDO/AIA) и возникали вспышки различной мощности [4].

3) Исследуемое нами вспышечное событие (см. рис. 1 (б)) с началом в 04:11 UT 10 мая 2012г. (GOES), является подтверждением изменения системы силовых линий и токов *до* и *после* вспышки, полученного ранее в работе [5], но произошедшего не во всей АО, а лишь в области образования сигмоида. В ходе развития нестационарного процесса образовалась низкая постэруптивная аркада с особенностью в ее вершине, над точкой предполагаемого импульсного выделения энергии, где произошел излом самого сигмоида. В этот день в указанной АО были зарегистрированы еще 3 вспышки в HXR-излучении (см. рис. 1 (а), *Suzaku*). В частности, более мощное повторение нашего случая наблюдалось в 20 часов, с широким и сильной закрученностью высоких корональных петель.

Таким образом, развитие обычной мощной вспышки типа сигмоида в событии 04:15:30 UT не произошло вследствие нескольких факторов, основными из которых явились большая неустойчивость процессов и сложная топология магнитной конфигурации данной АО.

Авторы благодарят И.И. Мышьякова, Г.В. Руденко (ИСЗФ СО РАН) за содействие в выполнении этого исследования. Все использованные данные (GOES, *Suzaku*, RHESSI, SDO и NoRH) находятся в открытом доступе.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 14-02-00922.

#### Литература

1. *Kosvchev, A.G., Zharkova, V.V.*, Nature, 393, p. 317 (1998).
2. *Russell, A.J.B., Mooney, M.K., Leake, J.E., et al.*, astro-ph 1602.08245v3, 22 Aug 2016.
3. *Лившиц М.А., И.Ю. Григорьева, И.И. Мышьяков и др.*, АЖ, 60(10) с. 841–850 (2016).
4. *A. Savcheva, E. Pariat, S. McKillop, et al.*, ApJ, 817(1), article id. 43, 22 pp. (2016).
5. *Sharykin I.N., A.G. Kosovichev*, ApJ, 808(1), article id. 72, 9 pp. (2015).

## **ПРОГНОЗ ГЛОБАЛЬНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ В ИОНОСФЕРЕ В ПРОЦЕССЕ РАЗВИТИЯ ГЕОМАГНИТНОЙ БУРИ**

**Гуляева Т.Л.**

*ИЗМИРАН, Калужское ш. 4, Троицк, 108840 Москва, Россия*

## **PREDICTION OF GLOBAL ELECTRON CONTENT OF THE IONOSPHERE AS GEOMAGNETIC STORM PROGRESSES**

**Gulyaeva T.L.**

*IZMIRAN, Kaluzskoe Sh. 4, Troitsk, 108840 Moscow, Russia*

*Global Electron Content, GEC, in the ionosphere and plasmasphere of the Earth is calculated from maps of Total Electron Content, GIM-TEC, for 1998–2016. The quiet state GECq is estimated from GEC data by spherical harmonic analysis with sliding window of 96 hrs. The relative deviation dGEC of hourly GEC from the quiet reference GECq normalized by GECq is produced. An analytical model of deviations dGEC is developed for the series of ionospheric-geomagnetic storms during 1999–2015 depending on the Auroral Electrojet AE index and the ring current Dst storms. GEC forecasting with proposed model is illustrated for the super-storm on 13–14 March, 1989, occurred in the epoch prior to routine observations of signals of navigational satellites when neither GIM-TEC nor GEC have been produced.*

Глобальное содержание электронов в ионосфере и плазмосфере Земли, *GEC*, является хорошим индикатором долговременных и краткосрочных изменений на Солнце и в межпланетном пространстве [1–5]. В отличие от других ионосферных параметров, *GEC* отражает глобальные изменения в ионосфере, в нем сглажены локальные и региональные вариации, что позволяет построить его прогностическую модель в зависимости от планетарных геомагнитных индексов, таких как *AE*, *Kp* и *Dst* [2, 4, 5]. В данной работе двухфазная аналитическая модель бури *GEC* в виде отклонения *dGEC* от спокойного уровня *GECq* [2] представлена зависимостью положительной фазы  $dGEC^+$  от авроральной электро-струи, *AE*, и отрицательной фазы  $dGEC^-$  от индекса кольцевого тока, *Dst*.

Глобальное содержание электронов *GEC* вычислено по картам полного содержания электронов JPL GIM-TEC с сентября 1998 по 2016 г. Методом сферического гармонического анализа со скользящим окном в 96 ч. по данным *GEC* рассчитаны фоновые значения *GECq* в спокойной ионосфере. Относительные отклонения *dGEC* за каждый час нормированы на *GECq*:

$$dGEC = (GEC - GECq) / GECq \times 100\%. \quad (1)$$

96-часовой фильтр соответствует 4хдневному периоду в быстром преобразовании Фурье, FFT, показывающем краткосрочные изменения солнечной активности и ее проявления в глобальном содержании электронов в ионосфере [3].

В [2] построена аналитическая модель в виде максимального отклонения  $dGEC$  от спокойного уровня для ряда ионосферно-геомагнитных бурь за 1999–2011 гг. Пример вариаций  $dGEC$  приведен на рис. 1а для двойной двухфазной бури 25–28 июля 2004 г.: момент  $t_0 = 0$  ч соответствует переходу от положительной фазы к отрицательной 25/07 17 ч UT ( $AE_{max} = 1635$  нТл,  $Dst_{min} = -148$  нТл, кривая 1) и 28/07 16 ч UT ( $AE_{max} = 1940$  нТл,  $Dst_{min} = -197$  нТл, кривая 2). Кривая 2 методом совмещения эпох воспроизводит 2-ю часть кривой 1 в привязке ее к  $t_0 = 0$  ч.

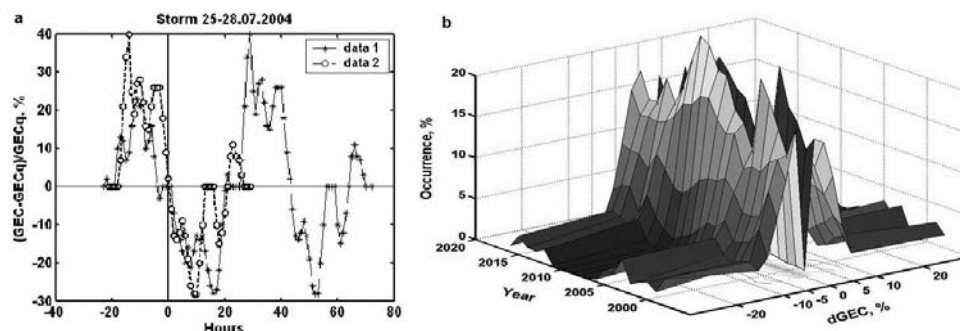


Рис. 1.

Относительное распределение отклонений  $dGEC$  для положительной и отрицательной фаз бурь в период 1999–2015 гг. приведено на рис. 1б. Анализ показывает, что отклонения  $dGEC$  свыше  $\pm 6\%$  характеризуют появление ионосферной бури с типичным профилем бури при максимальных отклонениях  $dGEC \cong \pm 10\%$  [2].

Для геомагнитных бурь авроральной электро-струи при  $AE \geq 500$  нТл и бурь кольцевого тока при  $Dst \leq -50$  нТл проведена оценка максимального положительного  $dGEC^+$  и отрицательного  $dGEC^-$  в течение 24-х часов до момента  $t_0$  и 48 часов после него. Зависимость полученных таким образом значений  $dGEC^+_{max}$  и  $dGEC^-_{min}$  от  $AE_{max}$  и  $Dst_{min}$  показана на рис. 2а,б.

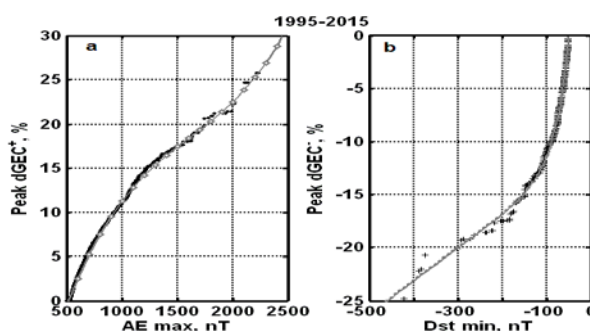


Рис. 2.

Учитывая синхронность по времени положительной фазы ионосферной бури с типичным профилем бури  $AE$  индекса, и отрицательной фазы с профилем  $Dst$  индекса [2, 5, 6], примем эти геомагнитные параметры в ка-

честве предвестников соответствующей фазы ионосферной бури. Обозначим  $x = AE_{max}/100$  и  $y = \log(|Dst_{min}|)$ . Аналитическая модель для экстремальных отклонений (рис. 2, сплошные кривые) выражается в виде:

$$dGEC^+_{max} = 0.006x^3 - 0.2919x^2 + 5.6847x - 22.3576 \quad (2a)$$

$$dGEC^-_{min} = -39.2704y^3 + 266.8018y^2 - 619.9132y + 475.3563 \quad (2b)$$

Подстановка этих значений в [2, уравнение 3] позволяет вычислить типичный профиль бури  $dGEC$ . Однако применение этого алгоритма возможно только при достижении экстремальных значений индексов  $AE_{max}$  и  $Dst_{min}$ . Чтобы осуществить прогноз  $GEC$  от момента появления предвестников в межпланетной среде [6] и первого признака геомагнитной бури при  $AE \geq 500$  нТл, рассмотрим связь показанных на рис. 3а типичного профиля бури  $dGEC$  (сплошная кривая) с профилем индексов  $AE$  (штриховая линия) и  $Dst$  (пунктир) (см. [2], рис. 4).

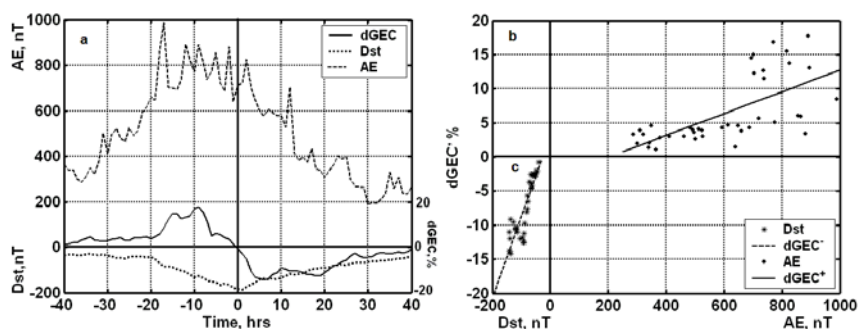


Рис. 3.

Регрессионная модель изменений  $dGEC$  в процессе развития геомагнитной бури выражается уравнением с весовыми коэффициентами  $\alpha$  и  $\beta$ :

$$dGEC = \alpha (0.016 AE - 3.23) + \beta (0.1185 Dst + 3.0301). \quad (3)$$

Выражения в скобках относятся к линейным зависимостям двух фаз бури (рис. 3b,c). Веса  $\alpha$  и  $\beta$  введены для перехода от положительной фазы бури к отрицательной фазе в окрестности  $t_0$ :  $\alpha = 1$  для  $t \leq t_0 - 5$  ч;  $\alpha = 0.2(t_0 - t)$  для  $t_0 - 5 \leq t \leq t_0$ ;  $\alpha = 0$  для  $t \geq t_0$ ;  $\beta = 0$  для  $t \leq t_0$ ;  $\beta = 0.2(t - t_0)$  для  $t_0 \leq t \leq t_0 + 5$ ;  $\beta = 1$  для  $t \geq t_0 + 5$ . Прогноз  $dGEC^+$  начинается по уравнению (3) с использованием  $AE$  индекса (первое слагаемое) при появлении предвестников в межпланетной среде [6] и превышении порогового значения  $AE \geq 500$  нТл. При переходе к отрицательной фазе  $dGEC^-$  в уравнении (3) активную роль играет второе слагаемое в зависимости от  $Dst$  индекса. Появление  $Dst_{min}$  позволяет зафиксировать момент  $t_0 = 0$  ч и использовать уравнения (2a, 2b) для оценки экстремальных отклонений  $dGEC$ .

Рассмотрим применение предложенной схемы прогноза на примере интенсивной бури за 13–14 марта 1989 г., произошедшей в эпоху до появления регулярных наблюдений за сигналами навигационных спутников и соответственно карт GIM-TEC и  $GEC$ . Геомагнитная обстановка в течение

этой супер-бури показана на рис. 4а, прогноз  $dGEC$  на рис. 4б, и прогноз  $GEC$  на рис. 4с. Экстремальные значения геомагнитных индексов наблюдались со сдвигом во времени:  $AE_{max} = 1884$  нТл (13.03.1989, 16 ч UT),  $Dst_{min} = -589$  нТл (14.03.1989, 01 ч UT  $\sim t_0 = 0$ ), кроме того, показаны возмущения в геомагнитных  $aa$  и  $ap$  индексах. В отсутствие наблюдений карт GIM-TEC в этот период спокойный фоновый уровень  $GECq$  спрогнозирован по модели IRI-Plas [2, 7].

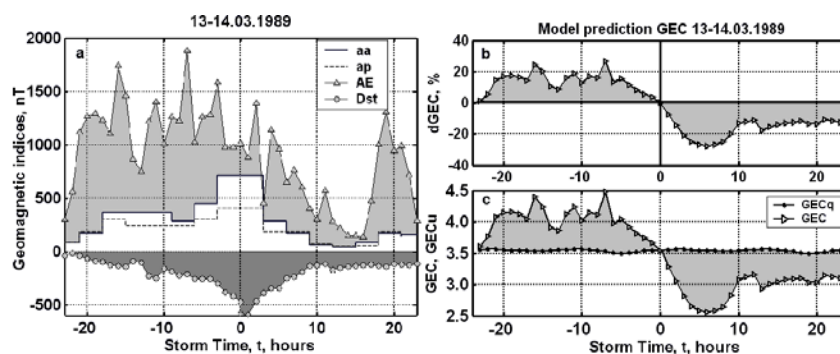


Рис. 4.

Таким образом, предложена двухфазная аналитическая модель для прогноза глобального электронного содержания в ионосфере. Фаза положительного возмущения с приращением электронной плотности прогнозируется в зависимости от  $AE$  индекса авроральной электро-струи. Момент перехода от положительной фазы ионосферной бури к отрицательной фазе и интенсивность отрицательной фазы ионосферной бури определяются по мере развития бури кольцевого тока, идентифицируемого по  $Dst$  индексу. На примере прогноза супер-бури 13–14 марта 1989 г., произошедшей до эпохи регулярных наблюдений за сигналами навигационных спутников, показана возможность применения предложенной модели для прогноза вариаций  $GEC$  в процессе развития геомагнитной бури. Дальнейшая апробация предложенной модели и сравнение ее с наблюдательными данными позволит применять ее на практике для оперативного прогноза глобального электронного содержания.

#### Литература

1. Афраймович Э.Л., Перевалова Н.П. // GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли. Иркутск: ИСЗФ СО РАН, 480 с., 2006.
2. Gulyaeva T.L., Veselovsky I.S. // J. Geophys. Res. 117(A9), A09325, 2012.
3. Chen Y., Liu L., Wan W. // J. Geophys. Res. 117, A03313, 2012.
4. Yenen S.D., Gulyaeva T.L., Arikian F., Arikian O. // Adv. Space Res. 56(7), 1343-1353, 2015.
5. Li Sh., Galas R., Ewert D., Peng J. // Acta Geophys. 51(1), 253-269, 2015.
6. Гуляева Т.Л. // Солнечная и солнечно-земная физика, СПб, ГАО РАН, 103–106, 2015.
7. Гуляева Т.Л. // Солнечно-земная физика. 2(3), 59–68, DOI:10.12737/20872, 2016.



## **ЦИКЛИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА В ЭПОХУ ПЛЕЙСТОЦЕНА**

**Дергачев В.А., Дмитриев П.Б.**

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
Санкт-Петербург, Россия*

E-mail: v.dergachev@mail.ioffe.ru

## **THE CYCLE CLIMATE VARIABILITY DURING THE PLEISTOCENE EPOCH**

**Dergachev V.A., Dmitriev P.B.**

*Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia*

E-mail: v.dergachev@mail.ioffe.ru

*Paleoclimatic data (the composite BDP-96 biogenic silica record which was generated by splicing BDP-96-1 and BDP-96-2 drill cores from Lake Baikal) with a spatial resolution about five hundred years have been studied in order to reveal the hidden periodicities of climate variability during the entire Pleistocene. There are sixteen hidden periodicities from 19 up to 251 thousand years were revealed with significance level more than  $4\sigma$ .*

*It has been indicated that some of the detected periodicities (periodicities about 19, 23, 41, 54, 92 and 120 thousand years) are often similar to Milankovich's cycles.*

### **Введение**

Наиболее достоверные данные об изменении климата Земли на протяжении сотен и тысяч миллионов лет хранятся в осадках океана, где в глубоких котловинах, далеких от штормов и ураганов, происходит непрерывное и постоянное накопление донных осадков со скоростью от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров в тысячу лет. Так по вариациям содержания относительной концентрации изотопа кислорода  $\delta^{18}\text{O}$  (‰) в карбонатных океанических илах кернов десятков скважин, пробуренных в местах, разбросанных по всему земному шару [1], установлена четкая связь отклика палеоклимата на вариации параметров солнечной орбиты Земли и наклона ее оси вращения к плоскости эклиптики [2, 3]. Но для того, чтобы восстановить более полную картину климатических изменений на Земле, необходимо исследовать не только температурные условия донных океанических отложений, но и изменение климата на континентах. В этом отношении озеро Байкал, расположенное в высоких широтах, где особенно четко и хорошо выражены сезонные климатические колебания, и имеющее 8 километровый осадочный разрез, в котором записана 25 миллионная история, становится источником изучения континентальной летописи климата Азии [4]. Поэтому в настоящей работе уделено внимание изучению вариаций процентного содержания биогенного кремнезема в композиционном образце двух скважин BDP-96-1 и BDP-96-2 [5], пробуренных в месте Академического хребта озера Байкал.

### **Исходные данные**

Исследуемые данные представляют собой неравномерный временной ряд измерений процентного содержания биогенного кремния в образцах двух объединенных кернов BDP-96-1 и BDP-96-2 со дна озера Байкал, пробуренных на глубине 321 метра под водой [5]. Объединенная «толща» кернов составляет 77 метров и охватывает по времени эпоху плейстоцена до 1.8 млн. лет назад, причем среднее значение его временного разрешения составляет 500 лет, а максимальные пропуски данных в ряде мест не превышают 3000–4000 лет. Данные доступны по адресу [6].

### **Метод анализа**

Поиск скрытых периодичностей во временной структуре исходных данных осуществляется при предположении, что исходный сигнал состоит из полигармонической и шумовой составляющих [7]:

$$X(t) = A_0 + \sum_{k=1}^{\nu} R_k \cos \left( \frac{2\pi}{T_k} t - \varphi_k \right) + n(t),$$

где  $A_0$  – постоянная величина,  $R_k$ ,  $\varphi_k$  – амплитуда и начальная фаза  $k$ -ой гармоники,  $\nu$  – число этих гармоник, а  $n(t)$  – случайная помеха. В этом случае целью исследования становится нахождение значений  $3\nu + 1$  неизвестных параметров:  $A_0, R_k, \varphi_k, T_k$ , которое осуществляется в два этапа: на первом – определяется величина  $\nu$  – число квазипериодов, и их значения  $T_k$  методом построения комбинированной спектральной периодограммы (КСП), на втором – при известном числе  $\nu$ , осуществляется оценка амплитуд  $R_k$ , начальных фаз  $\varphi_k$ , параметра  $A_0$  и их доверительных интервалов методом наименьших квадратов. Суть метода КСП кратко заключается в следующем: выборочная оценка нормированной спектральной плотности (ВОНСП) [8] для исходного временного ряда вычисляется в зависимости от «пробного» периода. Затем исходный ряд данных подвергается высокочастотной фильтрации [9] с заданной частотой «среза» фильтра на полови-не мощности сигнала, которой во временной области соответствует величина «разделительного» периода  $T_\phi$ , и для каждого отфильтрованного со своим конкретным значением параметра  $T_\phi$  высокочастотного компонента (ВЧК) снова вычисляется ВОНСП от периода. Все эти оценки, вычисленные для различных значений параметра  $T_\phi$ , накладываются друг на друга на одном и том же поле графика, образуя КСП. Достоверность выявленных периодов определяется на втором этапе обработки данных по доверительным оценкам соответствующих амплитуд полигармонической модели сигнала. Более полно применяемая методика изложена в работе [10].

### Результаты обработки палеоданных

Методика, изложенная выше, применяется для равномерных рядов измерений, поэтому исходный неравномерный временной ряд был приведен к равномерному виду путем усреднения его значений в ячейках равно-

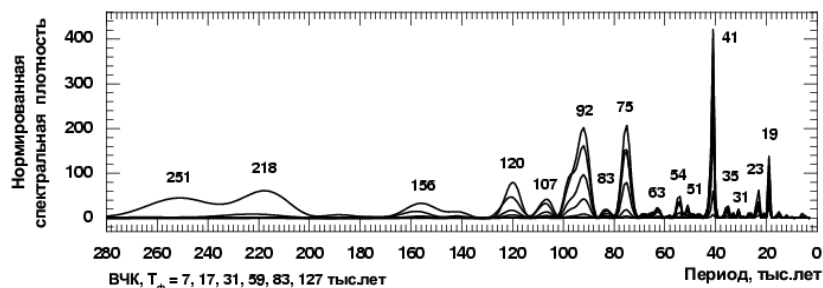


Рис. 1.

мерной сетки с шагом 1000 лет, наложенной на область его определения. На рис. 1 приведена КСП, построенная для исходных данных и для ВЧК, отфильтрованного со значениями параметра  $T_\phi$ : 7, 17, 31, 59, 83, 127 тыс. лет, а в табл. даны значения амплитуд, фаз и их стандартов 16-ти гармоник (16-ти пиков рис. 1) полигармонической модели сигнала, аппроксимированные по данным исходного ряда методом МНК. Как видно из таблицы, уровень достоверности амплитуд выявленных гармоник превышает значение  $4\sigma$ .

Таблица.

T, тыс. лет	$R \pm \sigma_R$ , %	$R/\sigma_R$	$\phi \pm \sigma_\phi$ , град. дуги	T, тыс.лет	$R \pm \sigma_R$ , %	$R/\sigma_R$	$\phi \pm \sigma_\phi$ , град. дуги
19	$13.16 \pm 0.18$	73		75	$4.76 \pm 0.25$	19	$127.4 \pm 3.0$
23	$2.19 \pm 0.24$	9	$258.3 \pm 6.5$	83	$2.12 \pm 0.25$	8	$286.0 \pm 6.8$
31	$1.67 \pm 0.24$	6	$346.8 \pm 8.6$	92	$4.63 \pm 0.25$	18	$104.7 \pm 3.1$
35	$1.21 \pm 0.24$	5	$144 \pm 12$	107	$2.25 \pm 0.25$	9	$271.4 \pm 6.4$
41	$1.04 \pm 0.24$	4	$75 \pm 14$	120	$2.25 \pm 0.25$	12	$249.1 \pm 4.5$
51	$5.52 \pm 0.24$	23	$298.0 \pm 2.6$	156	$3.23 \pm 0.25$	7	$194.8 \pm 8.2$
54	$1.69 \pm 0.24$	7	$359.7 \pm 8.4$	218	$1.77 \pm 0.25$	7	$188.1 \pm 7.7$
54	$1.85 \pm 0.24$	7	$188.1 \pm 7.7$	251	$2.70 \pm 0.25$	10	$182.9 \pm 5.3$
63	$1.70 \pm 0.24$	7	$341.2 \pm 8.4$		$2.45 \pm 0.25$	9	$254.2 \pm 5.9$

В работах [2, 3] говорится, что в изотопно-кислородных данных глубоководных осадков выявляются как: «орбитальные» периоды: 404, 125, 95, 53.8, 41.2, 23.7, 22.4, 19 тыс. лет; так и «неорбитальные»: 224, 213, 197, 158, 148, 75, 73, 65, 60, 46, 29 тыс. лет. Из значений табл. видно, что большинство из этих гармоник присутствует в «байкальских» данных, за исключением периодов: 251, 107, 83 и 35 тыс. лет, которые, скорее всего, и должны характеризовать особенности климата азиатского континента. Проявление выявленных гармоник на протяжении всего плейстоцена представлено на рис. 2 и рис. 3, где приведены значения ВОНСП исходных данных, вычисленные в скользящем временном окне шириной 701 тыс. лет на интервале пробных периодов от 3 до 300 тыс. лет (рис. 2) и от 3 до 37 тыс. лет (рис. 3) с шагом 1000 лет.

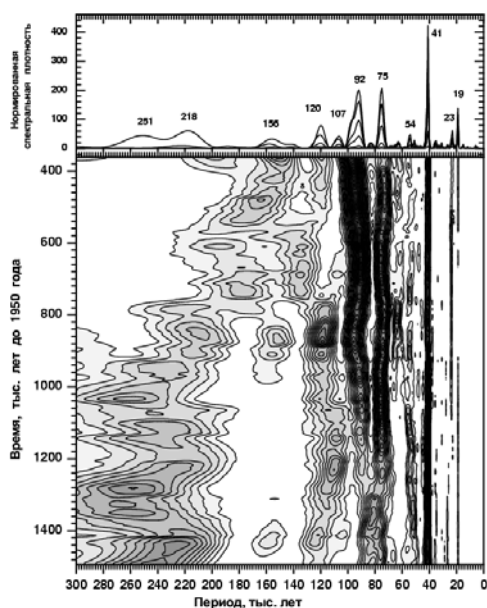


Рис. 2.

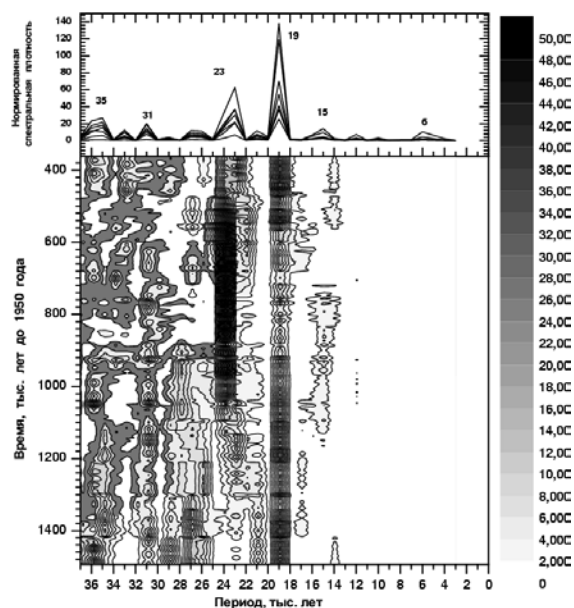


Рис. 3.

### Выводы

«Нутационная» осцилляция 41 тыс. лет очень четко проявляется и сохраняется на протяжении всего периода 1.8 млн. лет, в то время как значения «прецессионной» осцилляции 23 и 19 тыс. лет дважды «взаимозаменяются» на границах около 950 и 550 тыс. лет, что, скорее всего, является результатом «орбитального» воздействия на климат Земли.

Осцилляция 83 тыс. лет обнаруживается на промежутке времени от 1.5 до 1.2 млн. лет в прошлом. На границе 1.2 млн. лет она раздваивается на две осцилляции: 92 тыс. лет и 75 тыс. лет, которые существуют до наших дней, а осцилляция 251 тыс. лет на протяжении всего периода от 1.5 млн. лет в прошлом до наших дней постепенно «дрейфует» в диапазон значения 156 тыс. лет. Оба этих явления могут быть обусловлены геологическими воздействиями на земной климат.

### Литература

1. *Lisiecki, L.E., Raymo M.E.* // *Paleoceanography*. 2005. V. 20. PA1003.
2. *Dergachev V.A., Dmitriev P.B.* // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2015. V. 55. P. 953.
3. *Большаков В.А.* Новая концепция орбитальной теории палеоклимата. М.: 2003. 256 с.
4. *Кузьмин М.И., Карabanов Е.Б., Каваи Т. и др.* // *Геология и геофизика*. 2001. Т. 42. С. 8.
5. *Prokopenko A.A., Hinnov L.A., Williams D.F., et. al.* // *Quat. Sci. Rev.* 2006. V. 25. P. 3431.
6. <http://www1.ncdc.noaa.gov/pub/data/paleo/paleolimnology/asia/russia/baikal2006.txt>
7. *Серебренников М.Т., Первозванский А.А.* Выявление скрытых периодичностей. – М.: Наука. 1965. 244 с.
8. *Дженкинс Г., Ваттс Д.* Спектральный анализ и его приложения. Вып. 2. – М.: Мир. 1972. 287 с.
9. *Alavi A.S., Jenkins G. M.* // *Appl. Statist.* 1965. V. 14. P. 70.
10. *Dergachev V.A., Tyasto M.I., Dmitriyev P.B.* // *Advances in Space Research*. 2016. V. 57. Issue 4. P. 1118.

## **ОБРАЗОВАНИЕ, ЭВОЛЮЦИЯ И ВСПЫШЕЧНАЯ ПРОДУКТИВНОСТЬ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ**

**Дивлекеев М. И.**

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

## **FORMATION, EVOLUTION AND FLARE PRODUCTIVITY AN ACTIVE REGION**

**Divlekeev M. I.**

*Sternberg Astronomical Institute by P.K. Sternberg, MSU, Moscow*

*In this paper we present preliminary results of a study of development of AR NOAA12567 and its interconnection with AR NOAA12565 using AIA/SDO data. In the facular area of AR 12567 sunspots formed only on the fifth day. Their appearance may be related to the C2.0 flare that took place on July 15, 2016. During the transit of the AR across the visible solar disk they produced 57 C and M importance flares. M flares occurred mainly in a magnetic tube rope located between the AR at the chromosphere or photosphere level. It is shown that the energy release of the flare and CME takes place in the lower layers of the solar atmosphere.*

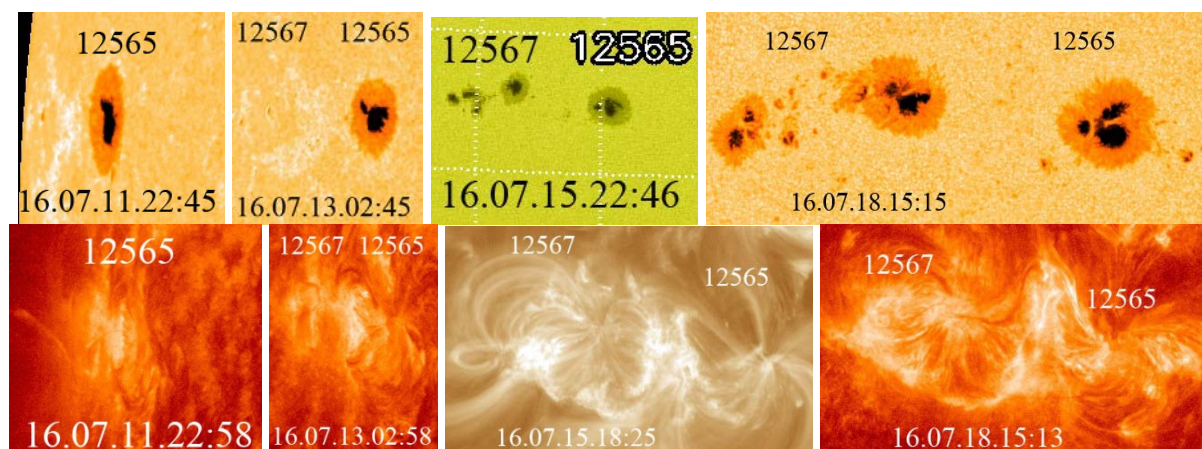
В конвективной зоне Солнца появляются магнитные силовые трубки, которые могут всплыть на поверхность в силу своей магнитной плавучести. В начале возникают поры, которые представляют собой тонкую магнитную трубку. Большая трубка с полем больше 1000 Гс останавливает движение целой ячейки супергрануляции, что приводит к появлению на поверхности фотосферы маленького пятна. Сама ячейка супергранулы выносит на поверхность магнитное поле в её центральной части. Однако, модель образования АО сплывающей из-под фотосферы  $\Omega$ -образной трубки сильного магнитного поля испытывает возражения, основанных на новых данных наблюдений с высоким разрешением.

Вспышки имеют взрывной характер. В настоящее время считается, что выделение энергии и ускорение заряженных частиц в них происходят в токовых слоях в короне в условиях бесстолкновительной полностью ионизованной плазмы. Однако в некоторых случаях вспышечное выделение энергии может происходить в плотной частично ионизованной хромосфере, где процессы кулоновского столкновения играют важную роль.

В данной работе по материалам наблюдений AIA/SDO, полученным из интернета по адресу “[sdo.gsfc.nasa.gov](http://sdo.gsfc.nasa.gov)”, рассматривается развитие и вспышечная продуктивность двух взаимосвязанных АО. 11 июля 2016 г. на видимую сторону диска Солнца вышли АО NOAA12565 и NOAA12567.

На первом рисунке приведены фрагменты изображения Солнца в окрестности АО 12565 и 12567. На первом кадре (слева, верхний ряд) АО 12565 состоит из одного крупного пятна, а факельная площадь 12567 пред-

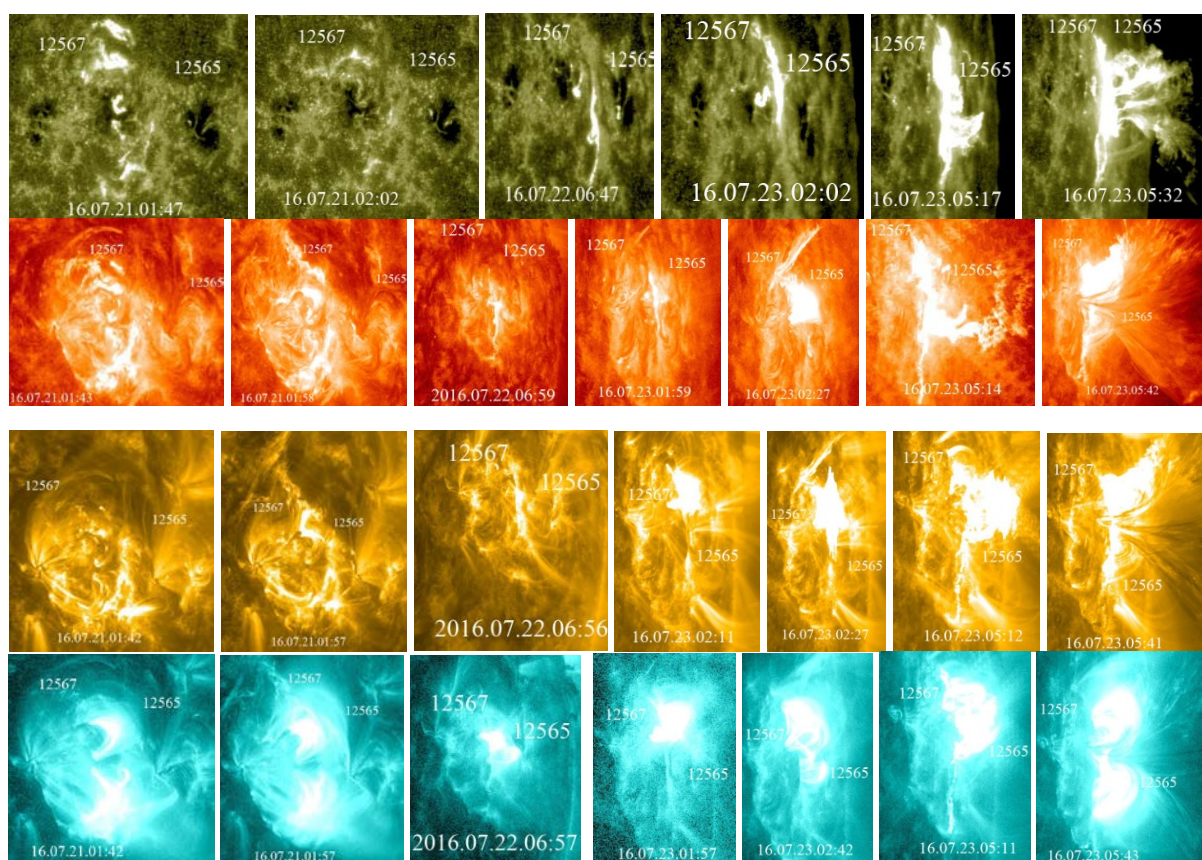
ставляет супергранулу диаметром около 27000 км, которая имеет две изолированные поры одной полярности: одна в центре, другая на периферии,



**Рис. 1.** Фрагменты изображения Солнца AIA/SDO: верхний ряд – в непрерывном излучении, нижний – в полосе 304 Å, а третий слева в полосе в 193 Å.

что хорошо видно на втором кадре за 13 июля. Магнитограмма показывает, что она состоит из двух супергранул, в центре которых находятся поры с положительной магнитной полярностью. В канале 304 Å (нижний ряд – второй слева) видно, что АО с северной стороны связаны двумя каналами поперечным размером  $\sim 1000$  км, по которому, возможно, холодное вещество из АО 12565 перетекает в АО 12567. Они наблюдались в течение всего дня 13 июля. 14 июля головная пора сохранилась, а в хвостовой части образовались три поры. Возможно, эти изменения произошли в результате возникавших микро вспышек. В АО 12567 15 июля из головной поры сформировалось крупное пятно положительной полярности, а из трёх хвостовых пор – маленькие пятна отрицательной полярности (14 июля пятен ещё не было). Головное пятно этой АО имело такую же полярность, что и пятно 12565, которые отделены областью отрицательной полярности. По-видимому, изменение в АО 12567 произошло в результате первой вспышки балла C2.0, которая началась 15 июля в 15:07 UT (далее время даётся без UT). На рис. 1 (3 кадр слева, внизу) представлено изображение АО в канале 193 Å 15 июля в 18:25, на котором видны петли соединяющие области пятен. Однако, не очевидно, что пятна выросли из пор или же из-за всплытия  $\Omega$ -образной трубки. 16 июля АО 12567 произвела 11 вспышек рентгеновского балла C (самая мощная C6.8 в 06:57). 17 июля эти АО произвели по две вспышки балла C, а 18 июля в АО 12567 произошла одна вспышка C 4.4 (08:09) и несколько микро вспышек. Одна микро вспышка, которая произошла между АО к востоку от пятна 12565, приведена на рис. 1 (нижний ряд справа). За время прохода по видимому диску эти АО произвели 49 вспышек балла C и 8 балла M. Далее рассмотрены четыре вспышки: одна балла C 6.6 и три балла M.

В первых двух колонках приведены изображения вспышки M 1.0, которая произошла в АО 12567 в 01:34 21 июля. Эта вспышка имеет много излучающих структур, которые находятся, как в области тени головного пятна, так и за его полутенью. В каналах 1600 Å и 304 Å эти структуры примерно идентичны, но в каналах 193 Å и 131 Å сильно различаются. В канале 193 Å отсутствует часть северных структур канала 1600 Å, а вспышечные ленты отчётливы. В канале 131 Å наблюдаются большие структуры выше вспышечных петель. В северной части видна диффузная петля перпендикулярная структурам канала 1600 Å, а в южной части – две системы пересекающихся петель. Они имеют облачную морфологию и по мере спада вспышки стягиваются. В канале 94 Å они похожи на структуры в канале 131 Å, но ещё объёмнее.



**Рис. 2.** Изображения четырёх вспышек, полученные AIA/SDO в разных каналах: первый (верхний) ряд – канал 1600 Å, пропускает излучение C IV с характерной температурой  $T_{\text{хар}} = 1 \times 10^5 \text{K}$ , второй ряд – канал 304 Å, пропускает излучение He II с  $T_{\text{хар}} = 5 \times 10^4 \text{K}$ , третий – канал 193 Å содержит линии излучения ионов Fe XXIV и Fe XII с  $T_{\text{хар}} = 1,5 \times 10^6 \text{K}$  и последний ряд – 131 Å содержит излучение Fe XXI с  $T_{\text{хар}} = 1,1 \times 10^7 \text{K}$ .

Вспышка C 6.6 22 июля возникла в жгуте длиной более 20000 км, расположенном между АО, где сходятся системы низких петель головного пятна АО 12567 и пятна АО 12565. В канале 1600 Å в 06:47 он вытянут горизонтально с юга на север, который в центральной части пересекает ма-

ленькая петля. Кроме того на севере видна структура, исходящая от головного пятна АО 12567, которая не наблюдается в канале  $304 \text{ \AA}$  в 06:59. В канале  $193 \text{ \AA}$  в 06:56 угол наклона жгута другой, а южная маленькая петля, пересекающая жгут в центральной части, имеет больший радиус. В канале  $131 \text{ \AA}$  в 06:57 наблюдается только область пересечения жгута маленькой петлей, как пересекающиеся диффузные петли в форме облака, а в канале  $94 \text{ \AA}$  они выглядят так же, но занимают большую площадь.

Вспышка M5.0 23 июля возникла в 01:46 в северной части той же структуры, в которой наблюдалась вспышка 22 июля, только большего диаметра. Петля, наблюдавшаяся в северной части в канале  $1600 \text{ \AA}$ , в этой вспышке сместилась к северу (рис. 2, первый ряд, 4 кадр). В канале  $304 \text{ \AA}$  видно, что во время вспышки произошёл КВМ в северной части АО 12567. Он исходил не с места вспышки, а из северной части АО 12567 от волокна между головным и хвостовым пятнами (рис. 2, 2 ряд, кадры 4, 5). В каналах  $193 \text{ \AA}$  и  $131 \text{ \AA}$  эта структура вспышки выглядит сильно диффузной.

Последние два столбца относятся к вспышкам M 7.6 начало в 05:00 по GOES и M5.5 в 05:27. Они так же возникли между АО. Первая началась в северной части жгута, как видно в каналах  $131 \text{ \AA}$  и  $193 \text{ \AA}$ . По-видимому, вторая произошла там же, т. к. она привела к разрыву жгута, который стягивается к южной части вспышечной ленты. Эти вспышки привели к КВМ, который начинается в окрестности головного пятна АО 12567. В канале  $1600 \text{ \AA}$  КВМ исходит из области вспышечной ленты, а в других каналах он идёт из окрестности головного пятна АО 12567.

### **Выводы**

1. Активные области NOAA12565 и 12567 взаимосвязаны.
2. Вспышки баллов M произошли в жгуте в области схождения петель между АО.
3. КВМ возникали после начала вспышек балла M 5.0 и выше.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 14-02-01225.



**КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ ФЛУКТУАЦИЯМИ РАДИАЛЬНОЙ И  
НОРМАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ  
И СКОРОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА:  
ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ЧАСТОТЫ**

**Ерофеев Д.В.**

*Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН, г. Уссурийск*

**CORRELATION BETWEEN FLUCTUATIONS OF RADIAL AND  
NORMAL COMPONENTS OF MAGNETIC FIELD AND VELOCITY IN  
SOLAR WIND: DEPENDENCY OF FREQUENCY**

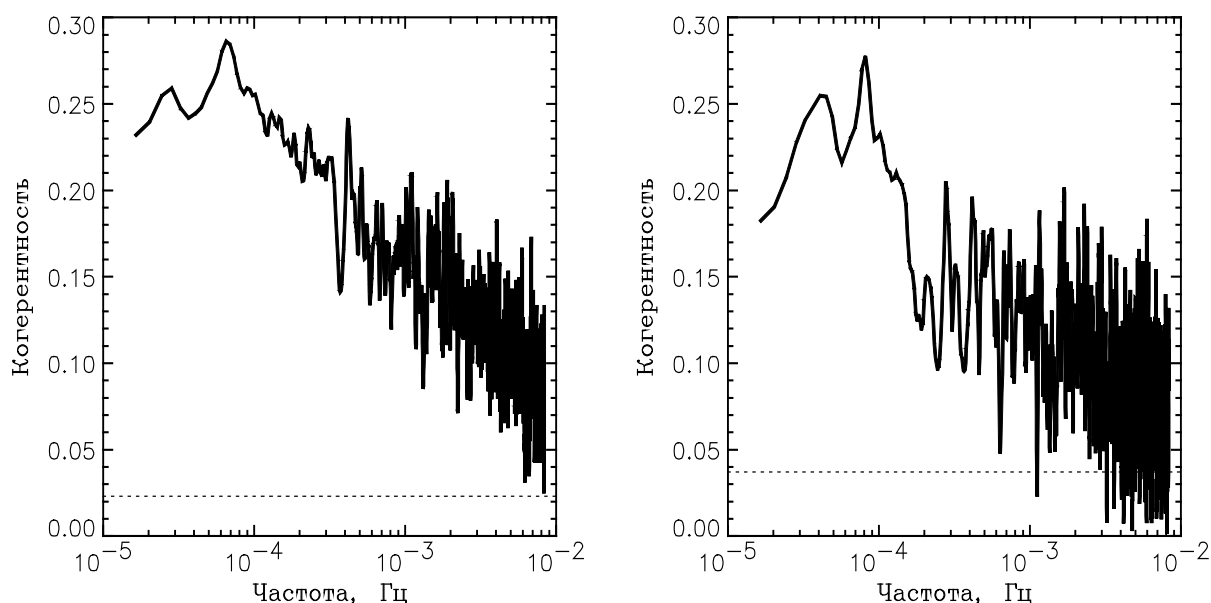
**Erofeev D.V.**

*Ussuriysk Astrophysical Observatory of FEB RAS*

*Lyatsky et al (2003) have found that radial and vertical components of IMF correlate and sign of the correlation depends of both solar magnetic field polarity and IMF sector polarity. We investigate how does this correlation depend of frequency of fluctuations. Using data obtained by WIND spacecraft during two minima of solar activity in years 1995–97 and 2008-10, we have found that the correlation has maximum values at low frequencies  $\nu < 10^{-4}$  Hz, and it decreases approximately as  $\nu^{-0.4}$  within frequency range  $10^{-4} - 10^{-2}$  Hz. In addition, we investigate correlation between radial and vertical components of velocity which have been found to be more low at frequencies  $< 10^{-4}$  Hz as compared to correlation between the IMF components.*

В периоды минимумов солнечной активности флуктуации радиальной и вертикальной компонент ММП ( $B_x$  и  $B_z$  в системе GSE) существенно коррелируют, причем знак корреляции зависит от ориентации солнечного магнитного поля, а также различен в секторах ММП разного знака [1, 2]. Аналогичная, но более слабо выраженная корреляция существует у компонент  $V_x$  и  $V_z$  скорости солнечного ветра [2]. Эти факты были выявлены при анализе низкочастотных флуктуаций с периодами более 1 ч. В настоящей работе исследуется поведение обнаруженных в [1, 2] корреляций в диапазоне частот  $1.5 \times 10^{-5} - 8.3 \times 10^{-3}$  Гц (периоды 2 мин – 18 ч). Для этого анализируются функции когерентности компонент магнитного поля и скорости, рассчитанные по обычной методике [3]. Используются измерения космического аппарата WIND с разрешением 1 мин (вектор магнитного поля  $\mathbf{B}$ ) и 2 мин (вектор скорости СВ  $\mathbf{V}$ ). Данные охватывают два минимума солнечной активности, 1995–97 гг. и 2008–10 гг. Для расчетов отобрано 373 интервала времени длиной в несколько суток, каждый из которых не содержит сильных возмущений СВ, в частности секторных границ и областей взаимодействия быстрых и медленных потоков. Мы используем  $R$ - и  $N$ - компоненты векторов в системе RTN, которые соответствуют  $X$ - и  $Z$ -компонентам в системе GSE:  $B_R = -B_x$ ,  $B_N \approx B_z$ .

Комплексные функции когерентности  $\chi(\nu)$  были рассчитаны отдельно для двух минимумов активности и отдельно для секторов ММП разного знака. Как оказалось, все они демонстрируют в целом одинаковое поведение, за исключением различия в фазах на  $180^\circ$ . Такое различие ожидалось априори, т.к. оно соответствует обнаруженной в [1] зависимости знака корреляции от полярностей солнечного магнитного поля и сектора ММП.



**Рис. 1.** Когерентность  $|\chi(\nu)|$  флуктуаций радиальной  $B_R$  и нормальной  $B_N$  компонент межпланетного магнитного поля, для медленного СВ (слева) и быстрого СВ (справа). Пунктирной линией показано смещение оценок.

Для повышения точности оценок  $\chi(\nu)$  мы объединили данные, относящиеся к двум эпохам минимумов и к разным секторам ММП, при этом отмеченное выше различие фаз на  $180^\circ$  было скомпенсировано путем изменения знака  $B_N$ . Увеличение объема данных позволило рассчитать отдельно функции когерентности для медленных и быстрых потоков СВ. При этом, однако, объем данных для быстрого СВ оказался примерно втрое меньше, чем для медленного СВ. Поэтому вероятные ошибки оценок  $|\chi|$  для медленного и быстрого СВ получились разными, соответственно 0.022 и 0.036.

Результаты расчетов  $|\chi(\nu)|$  для компонент ММП представлены на рис. 1. Как можно видеть, поведение функций когерентности у быстрых и медленных потоков солнечного ветра в целом одинаково. Небольшое систематическое различие между ними, возможно, имеется в диапазоне от  $2 \times 10^{-4}$  до  $10^{-3}$  Гц. Когерентность  $|\chi|$  максимальна на частотах ниже  $10^{-4}$  Гц, а в диапазоне  $10^{-4} - 10^{-2}$  Гц (т.е. в инерционном интервале турбулентности солнечного ветра) она медленно уменьшается с ростом частоты. Уменьше-

ния  $|\gamma|$  при  $\nu > 10^{-4}$  Гц может быть аппроксимировано степенной зависимостью  $|\gamma(\nu)| \sim \nu^{-0.4}$ .

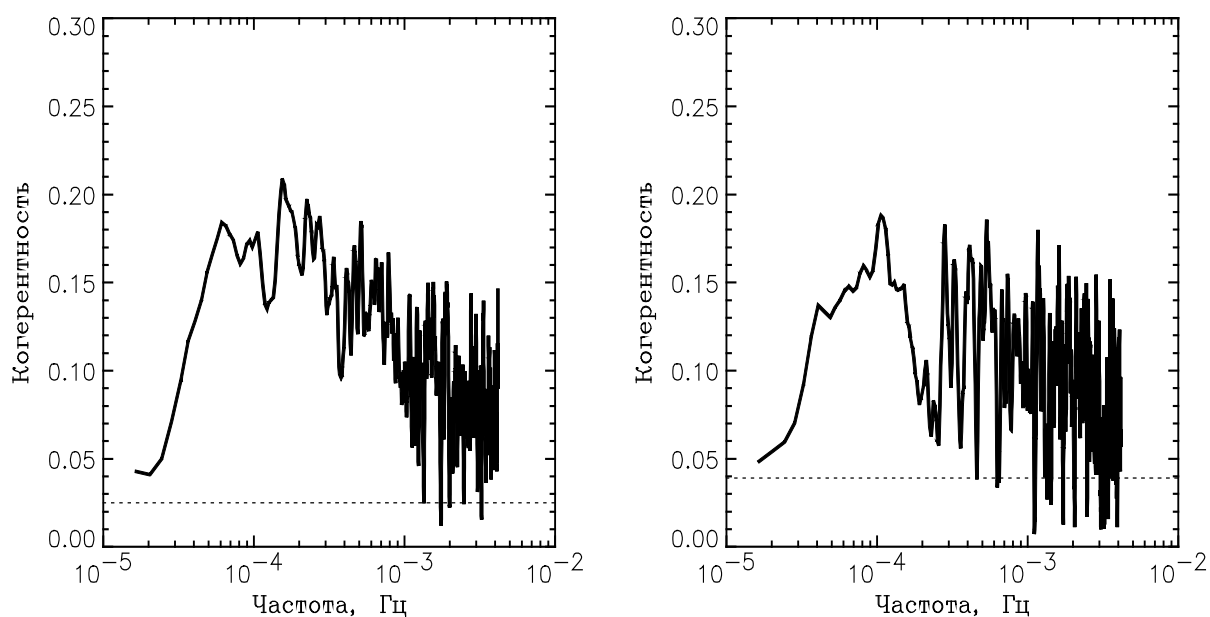


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для компонент скорости СВ  $V_R$  и  $V_N$

На рис. 2 представлены функции когерентности компонент скорости  $V_R$  и  $V_N$  для медленного и быстрого СВ. В диапазоне частот выше  $10^{-4}$  Гц их поведение подобно поведению функций когерентности компонент магнитного поля, показанных на рис.1. На более низких частотах когерентность компонент скорости заметно меньше, чем компонент магнитного поля, а на частотах ниже  $5 \times 10^{-5}$  Гц она быстро падает до практически нулевых значений. Вероятно, это отражает неоднородность течения СВ на масштабах  $10^7$  км и больше.

### Выводы

1. Когерентность флуктуаций компонент магнитного поля  $B_R$  и  $B_N$  максимальна в низкочастотном диапазоне, а в инерционном интервале турбулентности когерентность уменьшается приблизительно по закону  $|\gamma(\nu)| \sim \nu^{-0.4}$ .
2. В быстрых и медленных потоках солнечного ветра функции когерентности компонент магнитного поля  $B_R$  и  $B_N$  в основных деталях одинаковы
3. Поведение функций когерентности компонент скорости  $V_R$  и  $V_N$  и компонент ММП  $B_R$  и  $B_N$  одинаково на частотах выше  $10^{-4}$  Гц. На более низких частотах когерентность компонент скорости значительно меньше.

### **Литература**

1. *Lyatsky, W., Tan, A., and Lyatskaya, S.* Effect of the Sun's magnetic field polarity on interplanetary magnetic field  $B_z$  // *Geophys. Res. Lett.* V. 30. L2258. 2003.
2. *Youssef, M., Mahrous, A., Mawad, R., et al.* The effect of the solar magnetic polarity and the solar wind velocity on  $B_z$ -component of the interplanetary magnetic field // *Adv. Space Res.* V. 49. P. 1198-1202. 2012.
3. *Отнес, Р., Энноксон, Л.* Прикладной анализ временных рядов. – М.: Мир, 1982, 428 с.

## **МОДЕЛЬ ПЕРЕНОСА КРУПНОМАСШТАБНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ**

**Ерофеев Д.В.**

*Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН, г. Уссурийск*

## **MODEL FOR TRANSPORT OF LARGE-SCALE FLUCTUATIONS OF MAGNETIC FIELD IN SOLAR WIND**

**Erofeev D.V.**

*Ussuriysk Astrophysical Observatory of FEB RAS*

*A model is presented that describes transport of large-scale fluctuations of magnetic field in solar wind. Fluctuations are assumed to be disturbances of magnetic lines of force which transported by means of solar wind flow. Despite its simplicity, the model yields explanations for asymmetries of angular distribution of interplanetary magnetic field observed at minimum phase of solar activity.*

Особенности угловых распределений межпланетного магнитного поля определяются наиболее крупномасштабными возмущениями, которые, по-видимому, являются «реликтовыми» структурами, не распадающимися до гелиоцентрических расстояний в несколько астрономических единиц (АЕ). Эти структуры, однако, подвергаются определенной трансформации при переносе течением солнечного ветра за счет кинематических эффектов. В настоящей работе рассматривается модель переноса, основанная на представлении крупномасштабных структур как поперечных возмущений силовых линий (СЛ) магнитного поля [5]. Кинематическая модель протестирована на экспериментальных данных, полученных в периоды минимумов солнечной активности, когда скорость СВ сравнительно однородна.

Пусть  $r$ ,  $l$ ,  $f$  – гелиоцентрическое расстояние, долгота и широта в инерциальной системе отсчета,  $r_0$  – альвеновский радиус,  $V$  – скорость истечения плазмы СВ (которая может зависеть от  $l$ ,  $f$ ),  $\Omega$  – угловая скорость вращения Солнца. Основание невозмущенной силовой линии в момент  $t = 0$  расположено в точке  $(r_0, l_0, f_0)$ . СЛ претерпевает поперечные случайные возмущения  $\delta l(t)$ ,  $\delta f(t)$ , которые затем переносятся течением солнечного ветра. Элемент плазмы, который находился в момент  $t$  в основании СЛ, в момент  $\tau > t$  имеет лагранжевы координаты:

$$r(\tau, t) = r_0 + V \cdot (\tau - t) \quad (1a)$$

$$l(\tau, t) = l_0 + \delta l(t) + \Omega t + \int_t^\tau \frac{\Omega r_0^2 ds}{(r_0 + Vs)^2} \quad (1b)$$

$$f(\tau, t) = f_0 + \delta f(t) \quad (1b)$$

где  $V$  может неявно зависеть от  $t$  за счет флуктуаций  $\delta l(t)$ ,  $\delta f(t)$ .

Магнитное поле направлено по касательной к СЛ, которую можно найти дифференцированием (1) по  $t$  как по параметру. Для сравнения с наблюдательными данными следует определить касательную к СЛ при фиксированном расстоянии  $r$  и заданной гелиошироте  $f_0$ , которые соответствуют орбите космического аппарата. Тогда компоненты вектора касательной в системе отсчета RTN имеют вид

$$A_R(\tau) = -V + \frac{r-r_0}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial f} \delta f' + \frac{\partial V}{\partial l} \delta l' \right), \quad (2a)$$

$$A_T(\tau) = r \cdot \delta l' \cos f_0 + \frac{\Omega(r^2-r_0^2)}{r} \cos f_0, \quad (2б)$$

$$A_N(\tau) = r \cdot \delta f' \quad , \quad (2в)$$

где штрих означает производную по  $t$ , и возмущения СЛ относятся к моменту  $t_0 = \tau - (r - r_0)/V$ . Направление магнитного поля определяется углами  $\varphi$  (азимут) и  $\theta$  (наклонение):

$$\tan \varphi = -\frac{A_T}{A_R}, \quad \tan \theta = \frac{A_N}{\sqrt{A_R^2 + A_T^2}}, \quad (3)$$

где  $\varphi$  отсчитывается на запад, а  $\theta$  – на север от радиального направления. Очевидно, что реальный космический аппарат в разные моменты находится на *разных* силовых линиях. Однако этот факт можно считать несущественным, если предположить, что возмущения разных СЛ имеют одинаковые статистические свойства.

Рассмотрим случай, когда скорость СВ не имеет систематической зависимости от  $l, f$ . Такая ситуация имеет место в «униполярных» зонах гелиосферы, которые в периоды низкой активности простираются от широт  $20-30^\circ$  до полюсов [1]. Как следует из (2), в этом случае отсутствует корреляция между углами  $\varphi$  и  $\theta$ , если начальные возмущения  $\delta l(t)$  и  $\delta f(t)$  не коррелируют. Из (2а–2б) и (3) получаем формулу:

$$\tan \varphi = \frac{r}{V} \delta l' \cos f_0 + \tan \Phi, \quad (4)$$

где  $\Phi$  – угол спирали Паркера. Из (4) следует, что при достаточно больших  $r$  и  $\Phi$  распределение углов  $\varphi$  будет асимметричным, даже если начальное возмущение  $\delta l$  симметрично. Данные КА *Ulysses* свидетельствуют, что такая асимметрия действительно имеет место на средних и высоких широтах при низкой солнечной активности [1, 3]. На рис. 1 показаны распределения азимутальных углов на разных широтах по данным *Ulysses* за 1995–96 гг. (сплошная линия) и рассчитанные по модели (штриховая линия). При моделировании  $\delta l(t)$  задавалось случайным рядом со степенным спектром и амплитудой  $0.3^\circ$ . Сравнение показывает, что модель правильно воспроизводит характер асимметрии углов.

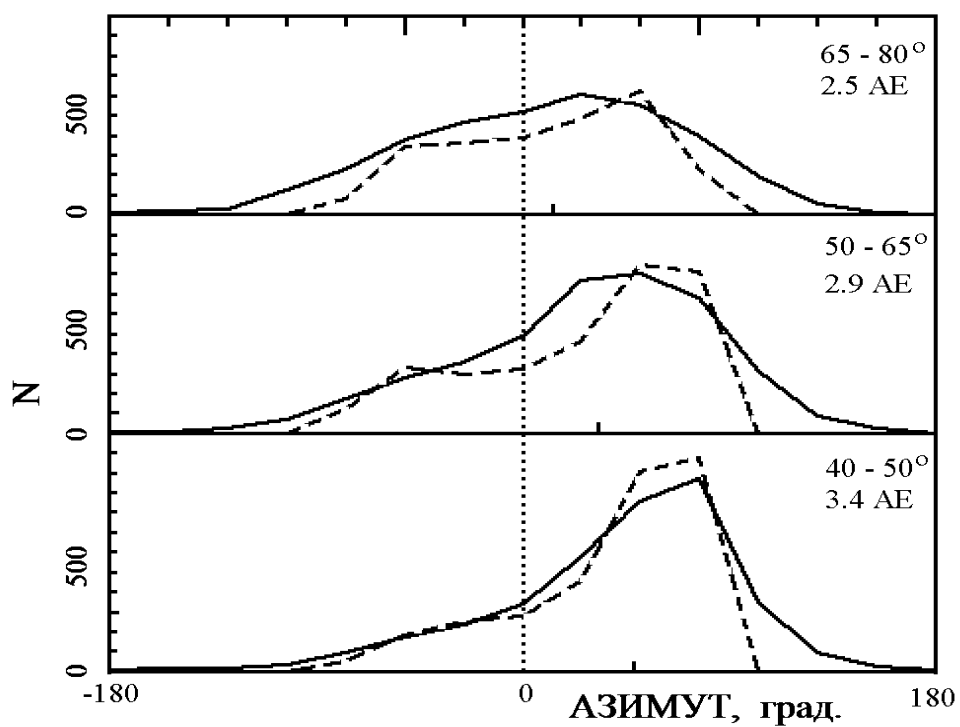


Рис. 1.

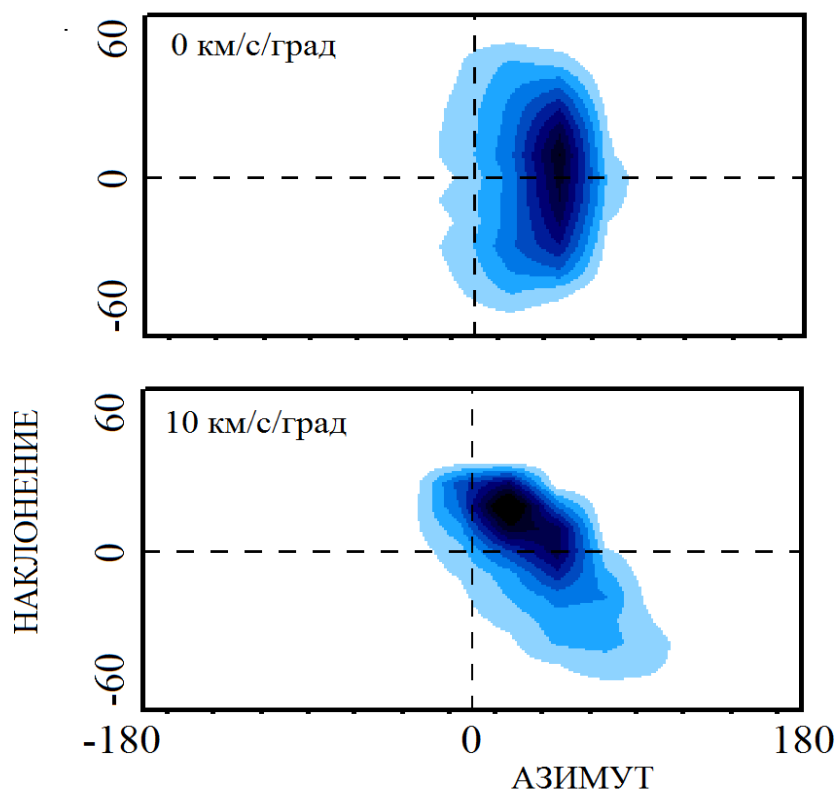


Рис. 2.

Рассмотрим теперь ситуацию, характерную для низкоширотной зоны гелиосферы в периоды минимумов активности. В этом случае имеется зна-

чительный (до 10–15 км/с/град) широтный градиент скорости СВ, отрицательный в южном полушарии и положительный в северном [1]. Из (2) следует, что при  $\partial V/\partial f \neq 0$  флуктуации компонент  $A_R$  и  $A_N$  не являются независимыми. Это приводит к появлению корреляции между азимутом и наклоном магнитного поля, даже если  $\delta l(t)$  и  $\delta f(t)$  не коррелируют. Такая корреляция действительно наблюдается в низкоширотной зоне в периоды минимумов активности [2, 4], причем она связана с асимметрией распределения наклонов магнитного поля [2].

На рис. 2 представлены модельные расчеты углового распределения ММП, показывающие появление корреляции углов  $\varphi$  и  $\theta$ , а также асимметрии в распределении наклонов  $\theta$ , при возрастании широтного градиента скорости от 0 (верхний график) до +10 км/с/град (нижний график). Параметры модели:  $f_0 = 5^\circ$ ,  $r = 1$  АЕ, амплитуда возмущений СЛ =  $0.2^\circ$ .

### Литература

1. Balogh, A., Lanzerotti, L.J., and Suess, S.T. (eds.). The Heliosphere through the Solar Activity Cycle. Springer, 2008.
2. Erofeev, D.V. // Geomagnetism and Aeronomy. 2014. V. 54, No 8, P. 1032-1038.
3. Forsyth, R.J., Balogh, A., Horbury, T.S., et al. // Astron. Astrophys. 1996. V. 316, P. 287-295.
4. Lyatsky, W., Tan, A., and Lyatskaya, S. // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30, L2258.
5. Tu, C.-Y., and Marsch, E. // JGR. 1993. V. 98, No A2, P. 1257-1276.



## **НИЗКОЧАСТОТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ПО ДАННЫМ SDO**

**Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.**

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

## **LOW-FREQUENCY OSCILLATIONS OF SUNSPOTS ON THE SDO DATA**

**Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A.**

*Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS, St.-Petersburg*

*We demonstrate that the orbital artifact in SDO/HMI magnetic data can be eliminated by the method of spectral mode decomposition. This fact opens up new perspectives in the study of low-frequency oscillations of the magnetic field of sunspots on the base of extensive observational data of high spatial resolution. Preliminary results of the processing of several sunspots showed that the periods of sunspot magnetic field oscillations correspond well to the functional dependence of the oscillation period on sunspot magnetic field that earlier was found on the base of SOHO/MDI data.*

### **Введение**

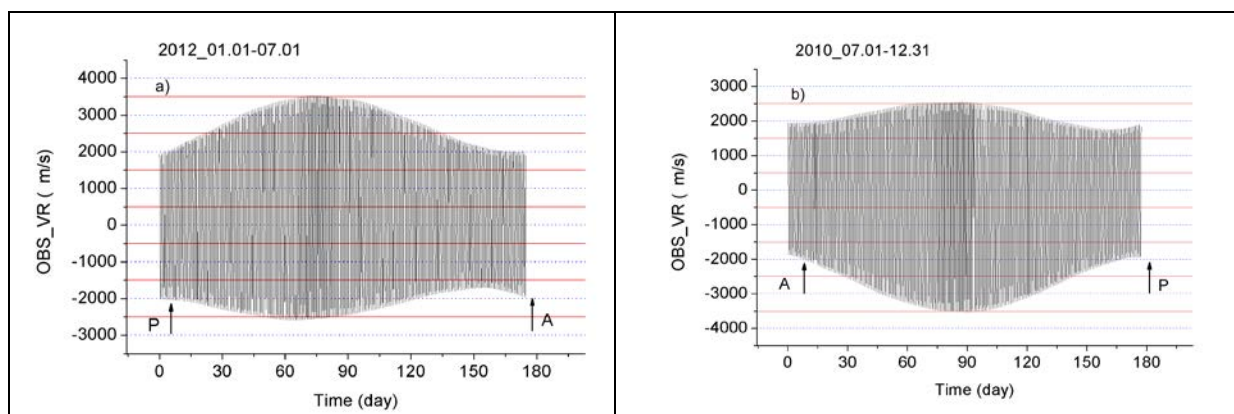
Основное препятствие в использовании данных космического аппарата SDO/HMI для исследования НЧ-колебаний магнитного поля в солнечных пятнах состоит в том, что эти данные отягощены орбитальным артефактом, 12 ч, период которого близок к основной моде собственных колебаний магнитного поля пятен. Поэтому выделение и фильтрация этого артефакта в наблюдательных данных SDO/HMI является важной практической задачей. Причина орбитального артефакта – доплеровское смещение спектральной линии относительно номинального положения. Геосинхронная орбита SDO имеет ежедневное изменение в скорости по отношению к Солнцу  $\pm 3500$  м/с, дополнительно к ежегодным вариациям в несколько сотен м/с, вызванных годовым движением Земли. Используемый на SDO/HMI алгоритм вычисления величины магнитного поля, делает ее чувствительной к доплеровским скоростям: в области больших скоростей параметры  $V_{\text{лср}}$ ,  $V_{\text{гср}}$  (через которые и вычисляется значение магнитного поля) могут быть смещены на границу динамического диапазона «HMI» и вместе с эффектом Зеемана могут дополнительно деформировать контур спектральной линии [1]. Ноeksema и др. [2] обнаружили, что чувствительность к скорости суточного хода ( $\text{OBS\_VR} = \pm 3$  км/с) возрастает с силой поля; так для LoS-компонент  $\sim 2500$  G, ожидается, изменение поля на  $\pm 48$  G, что составляет  $\sim 5\%$ . Ранее нами был отмечен аналогичный эффект с пороговым значением  $\sim 2000$  G (Smirnova, V., et al, [3]).

## Инструментарий

В качестве инструмента анализа мы использовали программу спектрального сингулярного разложения временного ряда по собственным функциям [4]. Декомпозиция ряда с последующей фильтрацией компонент и реконструкцией его, позволяет выявить и наглядно представить искомую реальную моду колебаний.

## Результаты

Как видно из рис. 1, имеется асимметрия скорости в годовом движении по направлению к Солнцу  $V_r$  [-3.5, 2.5] км/с и в обратном  $V_r$  [-2.5, 3.5] км/с. Это связано с тем, что амплитуда скорости не только смещается, но и меняется проекция орбитальной скорости SDO на ось Солнце–Земля. Особенность точек афелия «А» и перигелия «Р» орбиты Земли состоит в том, что только в них наблюдается симметрия значений орбитальной скорости, которая составляет  $\pm 2$  км/с. Поскольку значения поля «реагируют» на модуль скорости, то в этих точках мы будем наблюдать только 12 часовой артефакт и реальную НЧ-моду колебания магнитного поля пятна. Рассмотрим результаты обработки нескольких наблюдений, выполненных в этих точках.



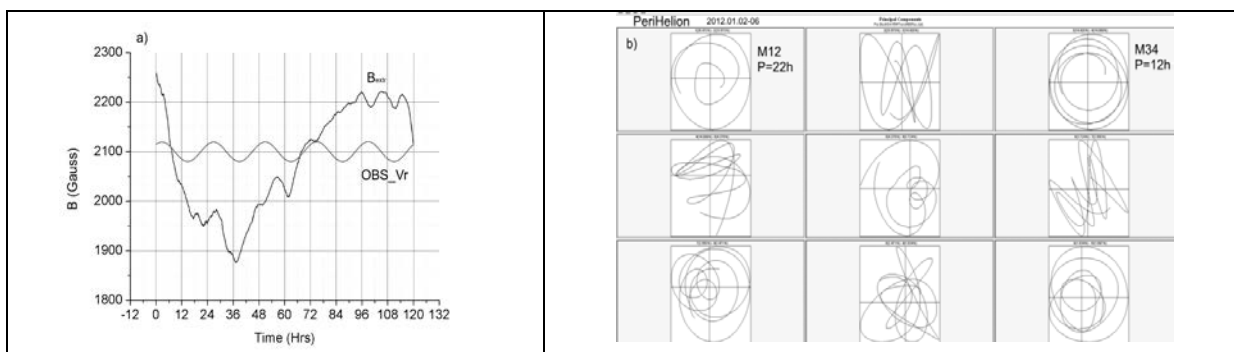
**Рис. 1а.** Изменение доплер-скорости (OBS\_Vr) с 1 января по 1 июля. Стрелками снизу отмечены точки перигелия (P) и афелия (A).

**Рис. 1б.** Изменение доплер-скорости (OBS\_Vr) во втором полугодии, с 1 июля по 31 декабря.

### Наблюдение 2012/01/02-06, NOAA 11389. Точка «Р»

Наблюдение длилось 5 дней. На рис. 2а совмещены изменение магнитного поля в центре пятна,  $V_{\text{extr}}$  и радиальная орбитальная скорость станции SDO/hmi, OBS\_Vr. Видно, что экстремумы скорости всегда совпадают с минимумами магнитного поля, т.е. доплер-скорость всегда «занижает», частично подавляя, значения поля, т.е. влияет на контур спектральной линии противоположно эффекту Зеемана – сужает ее. Таким образом, орбитальная скорость порождает в реальном сигнале паразитный сигнал с периодом 12 часов. На рис. 1б представлены первые 9 главных компонент декомпозиции временного ряда изменения значений магнитного

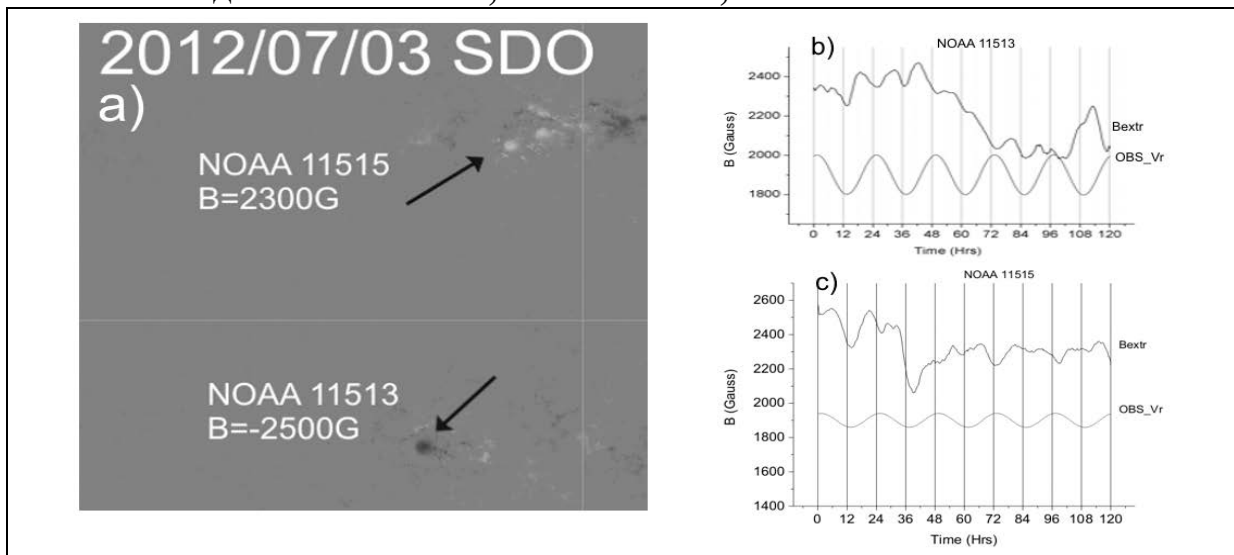
поля  $B_{extr}$ . Видно, что исходный ряд содержит только 2 циклических процесса с периодами 12 и 22 часа, причем амплитуда паразитного сигнала меньше полезного. Мы находим, что период колебания пятна как целого находится в полном соответствии с моделью «мелкого пятна» [5], имея значение 22 часа при напряженности поля  $\sim 2.2$  kG. Таким образом, сама орбитальная скорость станции не порождает 24 часовой артефакт в реальном сигнале, наблюдаемом в точке «Р».



**Рис. 2а.** Совмещены кривые: изменение магнитного поля в центре пятна,  $B_{extr}$  и радиальная орбитальная скорость станции SDO/hmi,  $OBS\_Vr$ .

**Рис. 2б.** Первые 9 главных компонент депозиции временного ряда изменения значений магнитного поля  $B_{extr}$ .

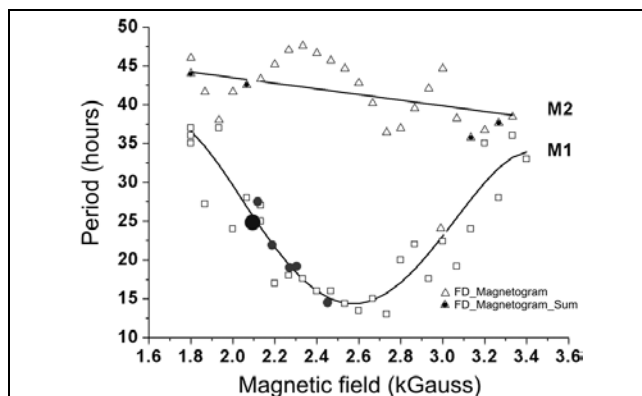
### Наблюдение 2012/07/03, NOAA 11515, 11513. Точка «А». Рис. 3.



**Рис. 3.** В точке орбиты «А» мы выбрали наблюдение, при котором на диске Солнца одновременно находились 2 пятна разной полярности и напряженности (рис. 3а). Записи изменения магнитного поля  $B_{extr}$  в пятне и значения орбитальной скорости в соответствующие моменты времени представлены на рис.3 б,с., для соответствующих групп пятен.

По-прежнему, выполняется правило: экстремумам  $OBS\_Vr$  в точности соответствуют минимумы  $B_{extr}$ , а выделенные периоды глобальных колебаний пятна как целого после фильтрации 12-часовой паразитной

моды, соответствуют значениям, предсказанными моделью мелкого солнечного пятна [5] (рис. 4).



**Рис. 4.** Зависимость периода колебаний пятна от величины его магнитного поля. Нанесены периоды, полученные ранее [6] по данным SOHO/MDI (белые точки) и вновь найденные периоды по данным SDO/HMI (черные точки).

Другие наблюдения, проведенные в точках «А» и «Р», не обнаруживают в изменениях магнитного пятна паразитной моды с периодом 24 часа.

### Выводы

1. Экстремальным значениям скорости всегда соответствует минимум значения магнитного поля. Таким образом, скорость занижает Зееман эффект.
2. Поскольку Зееман эффект «реагирует» на модуль скорости, то физически обусловлена только 12-часовая мода. 24 h мода появляется в тех случаях, когда присутствует сильная асимметрия в общей орбитальной скорости станции и, как следствие, в изменении контура линии.
3. Периоды найденных реальных колебаний пятен точно ложатся на зависимость периода от магнитного поля  $P = f(B)$ , ранее полученную нами по данным SOHO/MDI [6].
4. Термальные и пороговые зависимости 24 h моды, которые отмечены Ноексема и др. [2], по-видимому, имеют меньшие амплитуды и не проявляются в точках афелия и перигелия.

Работа поддержана Программой Президиума РАН П-7 и научной школой НШ-7241.2016.2. А.С. благодарит РФФИ за поддержку (проект 15-12-20001).

### Литература

1. *S. Couvidat, J. Schou, J.T. Hoeksema, et al.* Solar Physics. 2016. 291:1887–1938.
2. *Hoeksema, J. Todd et al.* Solar Physics, 2014, Vol. 289, Issue 9, pp. 3483–3530.
3. *Smirnova, V. et al.* A&A. 2013. 54A.121S.
4. *Александров Ф., Голяндина Н.Э.* Выбор параметров при автоматическом выделении трендовых и периодических составляющих временного ряда в рамках подхода «Гусеница»-SSA. Труды IV Междунар. конференции "Идентификация систем и задачи управления" SICPRO'05. Москва, 2005, с. 1849–1864.
5. *Solov'ev, A.A., Kirichuk, E.A.* Astrophysics and Space Science. 2014. Vol. 352. No.1, 23–42. DOI: 10.1007/s10509-014-1881-3.
6. *Efremov, V.I. et al.* Solar Physics. 2014. Vol. 289, № 6, pp. 1983–1998.

## ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ СОЛНЦА ПО ДАННЫМ SDO

**Живанович И.<sup>1,2</sup>, Риехокайнен А.<sup>3</sup>, Ефремов В.И.<sup>1</sup>, Соловьев А.А.<sup>1</sup>**

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

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup>University of Turku, FI-20014, Turku, Finland

## DIFFERENTIAL ROTATION OF THE SUN ON THE SDO DATA

**Zhivanovich I.<sup>1,2</sup>, Riehoainen A.<sup>3</sup>, Efremov V.I.<sup>1</sup>, Solov'ev A.A.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Central (Pulkovo) Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup>St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

<sup>3</sup>University of Turku, FI-20014, Turku, Finland

*Data of the SDO/HMI with an angular resolution of 1 arc second give us a good opportunity to explore the Sun on the base of small-scale structures and using a specific p2p effect. The curve of the differential rotation obtained by the HMI data is compared with the curves, obtained earlier by the ground-based observations.*

Исследования квазипериодических колебаний различных структур на Солнце как в активных областях, так и вне их, играют важную роль в изучении физических параметров различных слоев солнечной атмосферы. Квазипериодические колебания наблюдаются в пятнах, порах, корональных петлях, факелах и других структурах. Хорошо известны колебания на Солнце с периодами 3-5 минут, интерпретируемые как распространение акустических и МГД волн. В данной работе применен метод измерения скоростей дифференциального вращения по Ефремову [1], в котором известный p2p эффект используется в качестве своеобразных «часов». Использовались данные спутника SDO/HMI [11]:

-2015/06/27, 14:00:00 – 16:00:00 (мелкомасштабные магнитные структуры);

-2015/06/27, 10:00:00 – 12:00:00 (мелкомасштабные магнитные структуры);

2013/06/26, 05:12:00 – 07:12:00, NOAA 11777;

2013/01/18, 14:36:00 – 16:36:00, NOAA 11658;

2013/08/05, 21:48:00 – 23:48:00, NOAA 11809.

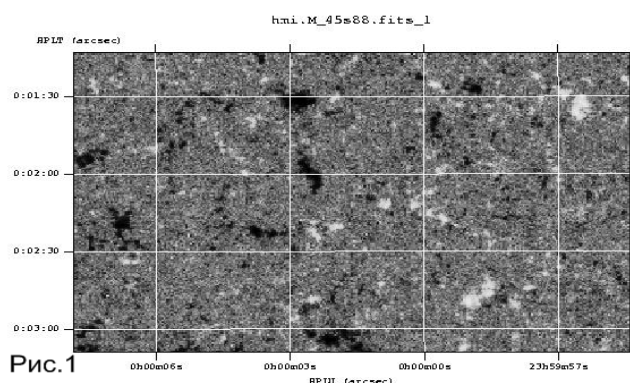
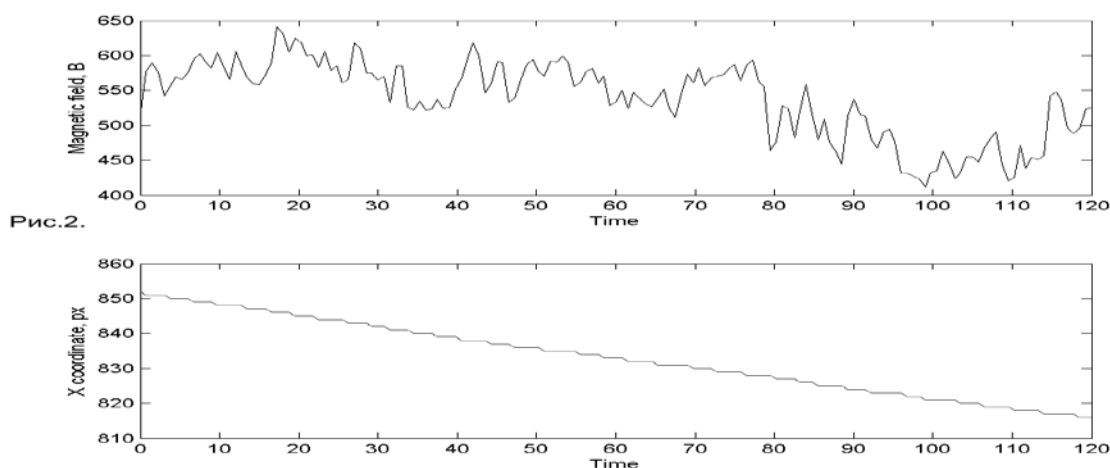


Рис. 1

**Рис. 1.** Пример магнитограммы SDO/HMI.

(SDO – Solar Dynamics Observatory, HMI – Helioseismic and Magnetic Imager)

Рассмотрим артефакт p2p на примере наблюдения мелкомасштабных магнитных структур на Солнце, видимых на рис. 1. В качестве иллюстрации на рис. 2 приведен для широты  $9.3^\circ$  временной ряд напряжённости магнитного поля (верхняя панель) и временной ряд горизонтальной координаты экстремального отсчёта на матрице (нижняя панель). По горизонтальной оси обеих панелей отложено время в минутах. На верхней панели по вертикальной оси – величина напряжённости магнитного поля (Гс), на нижней панели – координата экстремального отсчёта на матрице в пикселях. Здесь отчётливо видна «ступенчатая» структура, которая образуется оттого, что в течение некоторого промежутка времени экстремальный отсчёт остается на одном пикселе. Затем происходит его перемещение на следующий пиксель. Длина каждой «полочки» на графике соответствует периоду артефакта p2p.



Для определения величины артефакта использовались ряды с ходом экстремального отсчёта по матрице. В данном временном ряду измерялась длина всех «полочек», затем эта величина, соответствующая периоду артефакта p2p, усреднялась по всей длительности ряда. Далее из этого периода находилась скорость, в градусах в день, с помощью ряда преобразований: 1) находим длину круга равных широт:  $l_\theta = 2\pi R_\odot \cos \theta$ , где  $l_\theta$  – искомая длина круга равных широт,  $R_\odot$  – радиус Солнца в километрах (696000 км),  $\theta$  – широта, на которой находится объект; 2) определяем размеры одного пикселя в километрах для некоторой широты:  $\frac{R_\odot}{SizePX} = \frac{x}{1px}$ , где  $x$  – искомая величина одного пикселя,  $SizePX$  – радиус солнечного диска на матрице, измеренный в пикселях (1872 пикселя); 3) получаем связь между масштабом на поверхности Солнца в километрах и соответствующим ему масштабом на матрице в пикселях:  $\beta = 360xl_\theta^{-1}$ , где  $\beta$  – масштаб в пикселях,  $x$  – масштаб в километрах, 360 – длина круга в градусах; 4) наконец получаем формулу для вычисления скорости из периода p2p эффекта:  $V = 1440\beta P_{p2p}^{-1}$ ,

где  $P_{p2p}$  – период эффекта p2p в минутах,  $1440 = 24 \text{ч} * 60 \text{мин}$ , что соответствует количеству минут в сутках.

Для данных SDO/HMI периоды артефакта p2p составляют от 2 до 8 минут, что близко к 3–5-минутным колебаниям магнитного поля на Солнце. В то же время 3–5-минутные колебания не зависят от широты (коэффициент наклона линии регрессии – 0.0044), в то время как артефактный период имеет выраженную зависимость от широты. На рис. 3 (верхняя панель) представлены 3–5-минутные периоды колебаний напряжённости магнитного поля вместе с линией регрессии. На нижней панели представлены периоды артефакта p2p.

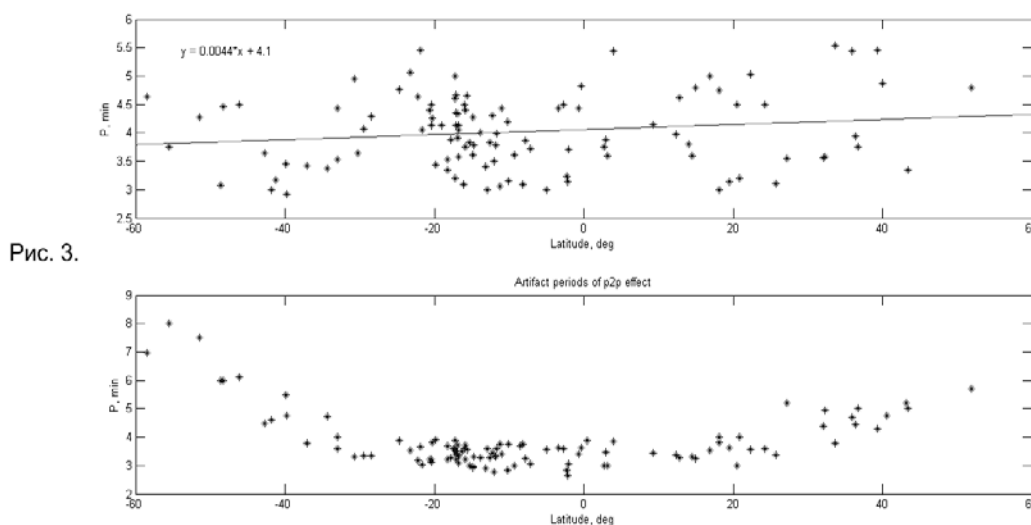


Рис. 3.

В ходе работы были получены 2 распределения периодов артефакта p2p: 1) по измерению «ступенек» во временном ряду с X координатой экстремального положения напряжённости магнитного поля; 2) из временного ряда экстремальной напряжённости магнитного поля. Для отделения периодов артефакта p2p от 3–5-минутных колебаний проводилось сравнение полученных периодов со средней длиной «ступеньки» временного ряда x-координаты для этого же объекта. Затем для каждого распределения были рассчитаны скорости дифференциального вращения. Далее были получены приближения для распределения скоростей дифференциального вращения в виде  $V = 1440 \frac{\beta}{P_{p2p}} (A - B \sin^2 \theta - C \sin^4 \theta - 0.9865) \frac{\text{deg}}{\text{day}}$ , где V – скорость дифференциального вращения, A, B и C – коэффициенты распределения. Все это представлено на рисунке 4. На верхней панели слева дано распределение скоростей дифференциального вращения по периодам, рассчитанным по длинам «ступенек» в ряду x-координаты, а справа – по рядам напряжённости магнитного поля (кружками отмечены периоды, полученные по солнечным пятнам) вместе с аппроксимирующими кривыми.

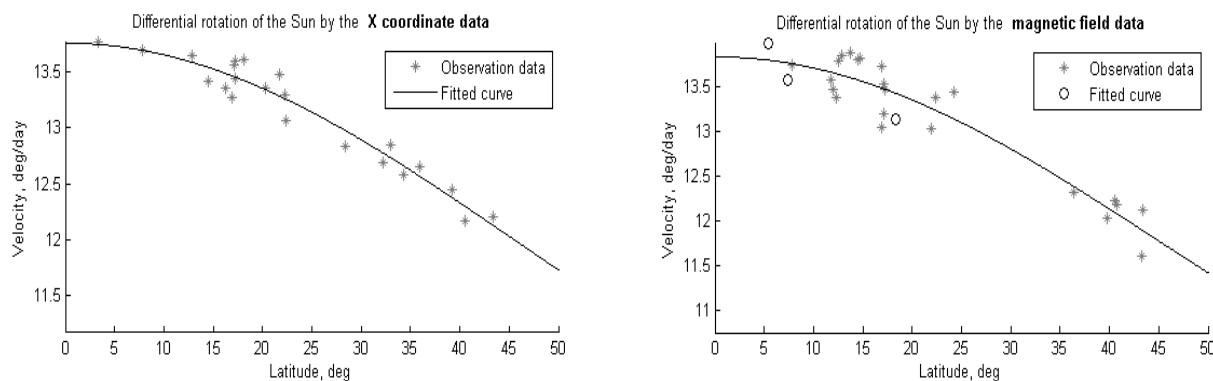
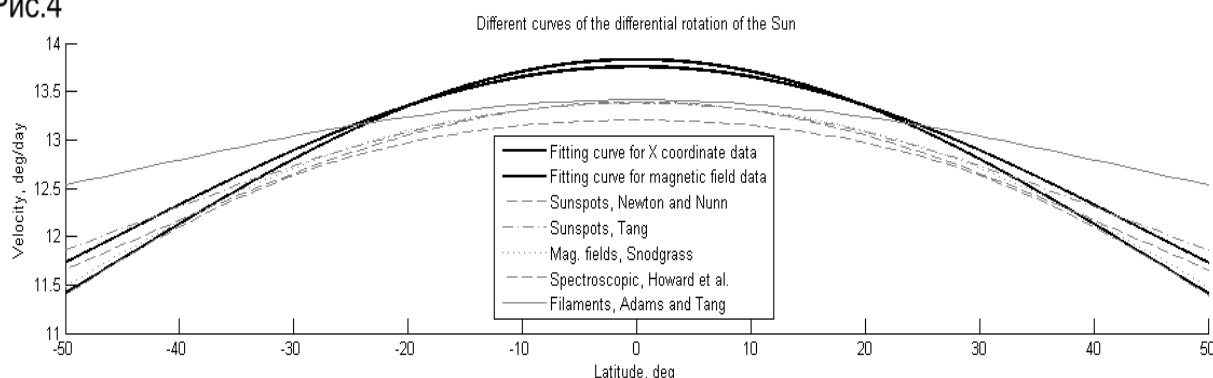


Рис.4



Метод	A	B	C	Авторы
Солнечные пятна	14.38	2.96	0	Newton and Sunn (1951) [9]
Солнечные пятна	14.37	2.60	0	Tang (1981) [15]
Магнитное поле	14.37	2.30	1.62	Snodgrass (1983) [14]
Спектроскопия	14.19	1.70	2.36	Howard et al. (1983) [5]
Факелы	14.4	1.5	0	Adams and Tang (1977) [2]
X-координата	$14.74 \pm 0.09$	$3.4 \pm 0.4$	0	
Магнитное поле	$14.82 \pm 0.13$	$4.115 \pm 0.59$	0	

Как видим, наши данные дают более высокие значения скорости дифференциального вращения по сравнению с известными в литературе. Видимо, это связано с относительно небольшой статистикой и указывает на необходимость продолжения исследований. В целом, мы убедились, что артефакт r2r может служить эффективным инструментом для измерения скорости ряда магнитных трассеров.

Работа поддержана Программой Президиума РАН П-7 и научной школой НШ-7241.2016.2. А.С. благодарит за поддержку РФФ (проект 15-12-20001).

#### Литература

1. *Ефремов В.И.* Труды Всероссийской ежегодной конференции «Солнечная и солнечно-земная физика», СПб, Пулковое, 2012, с. 393–396.



## **СРАВНЕНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ И ПЛОЩАДИ ТЕНИ ВЕДУЩИХ И ЗАМЫКАЮЩИХ ПЯТЕН С РАЗЛИЧНОЙ АСИММЕТРИЕЙ СВЯЗЫВАЮЩЕГО ИХ МАГНИТНОГО ПОЛЯ**

**Загайнова Ю.С.<sup>1</sup>, Файнштейн В.Г.<sup>2</sup>, Обридко В.Н.<sup>1</sup>, Руденко В.Г.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>ИЗМИРАН, г. Москва, Троицк, Россия, yuliazag@izmiran.ru

<sup>2</sup>ИСЗФ СО РАН, г. Иркутск, Россия

## **COMPARING MAGNETIC PROPERTIES AND UMBRA AREA OF LEADING AND FOLLOWING WITH DIFFERENT ASYMMETRY OF THE MAGNETIC FIELD CONNECTING THEM**

**Zagainova Yu.S.<sup>1</sup>, Fainshtein V.G.<sup>2</sup>, Obridko V.N.<sup>1</sup>, Rudenko G.V.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>IZMIRAN, Moscow, Troitsk, Russia, yuliazag@izmiran.ru

<sup>2</sup>ISTP SB RAS, Irkutsk, Russia

*We compare the magnetic properties and umbra areas of leading and following sunspots with different asymmetry of the magnetic field connecting them. For the selected group of the magneto-conjugate sunspots, the inclination angle (to the radial direction from the Sun center) of the magnetic tube from the leading sunspot umbra is shown to be less, than the similar angle from the following sunspot umbra. We studied the position of the photospheric magnetic field polarity inversion line relative to the magneto-conjugate leading and following sunspots. In  $\approx 52.7\% - 73.9\%$  of cases (depending on averaging the field radial component distribution), the magnetic field polarity inversion line is closer to a western sunspot. These results allow us to doubt the conclusion drawn by some researchers earlier that all the magneto-conjugate sunspots form due to the emergence of a magnetic loop from the convection zone depth. The study also provides the relations between the field characteristics and between the latter and the umbra area separately for western and eastern sunspots in the case, when the inclination angle in the western sunspot is less, than that in the eastern, and vice versa.*

### **1. Введение**

В наших работах [1, 2] были детально изучены магнитные свойства тени магнитно-связанных пятен (ведущее/замыкающее). Впервые было показано, что в большинстве пар таких пятен угол наклона  $\alpha_{\min}$  оси магнитной трубки, соединяющей ведущее и замыкающее пятна, к положительной нормали к тени пятна, меньше в ведущих пятнах по сравнению с замыкающими ( $\alpha_{\min-L} < \alpha_{\min-F}$ ). Это приводит к возникновению асимметрии магнитной трубки, связывающей два типа пятен. Впервые также были получены зависимости максимума магнитной индукции отдельно в тени ведущих и замыкающих пятен от площади тени этих пятен ( $B_{\max-L}(S_L)$  и  $B_{\max-F}(S_F)$ ). Для группы пятен, для которых выполнялось условие  $\alpha_{\min-L} < \alpha_{\min-F}$ , для обоих типов пятен было установлено, что, в среднем, с ростом  $S$  и уменьшением  $\alpha_{\min}$  величина  $B_{\max}$  растет.

В тоже время, теоретические расчеты [3, 4], согласно которым ведущее и замыкающее пятна возникают вследствие всплытия изогнутой магнитной трубки из глубины конвективной зоны, показывают, что в этом случае должно выполняться условие  $\alpha_{\min-L} > \alpha_{\min-F}$ . Это, на первый взгляд,

подтверждают результаты работы [5], в которой был сделан вывод, что в большинстве рассмотренных случаев линия раздела полярности (ЛРП) между соседними холмами фотосферного поля с противоположной полярностью в большинстве случаев была ближе к холму, полярность которого соответствовала замыкающему пятну. На основании этого авторы работы [5] пришли к заключению, что характерным для пар пятен ведущее – замыкающее является условие  $\alpha_{\min-L} > \alpha_{\min-F}$ .

В настоящей работе для группы магнитно-связанных пар пятен ведущее – замыкающее исследовано положение ЛРП относительно пятен двух типов. Кроме этого, в отличие от наших предыдущих работ, мы исследовали магнитные свойства тени ведущих и замыкающих пятен как для пар пятен, удовлетворяющих условию  $\alpha_{\min-L} < \alpha_{\min-F}$ , так и условию  $\alpha_{\min-L} > \alpha_{\min-F}$ .

## **2. Данные и методы их анализа**

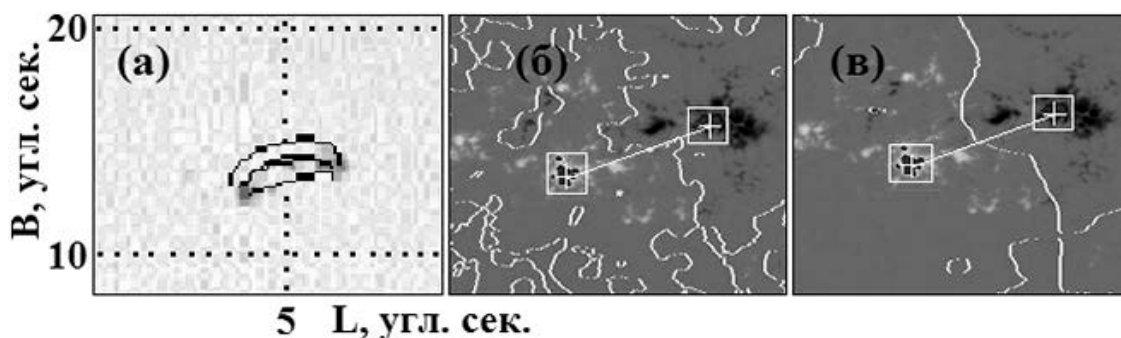
Анализировались 74 пары магнитно-связанных пятен, зарегистрированных в период 2010–2015 гг. Характеристики магнитного поля в тени пятен находились с использованием векторных измерений фотосферного поля с высоким временным и пространственным разрешением инструментом SDO/HMI. При этом для получения корректных данных для всех компонентов поля должна быть решена проблема  $\pi$ -неопределенности направления поперечной компоненты поля. В нашей работе эта проблема решалась с помощью метода [6], для которого характерна повышенная скорость и точность решения проблемы. Угол  $\alpha$  между направлением поля и радиальным направлением из центра Солнца находился с использованием соотношения:  $\cos(\alpha) = |B_r|/B$ . Здесь  $B_r$  – радиальная компонента, а  $B$  – модуль магнитной индукции. Величина  $B_r$  находилась с помощью соотношения, включающего измеряемые величины:  $B$ , угол  $\delta$  между направлением поля и лучом зрения и азимут – угол  $\psi$ , измеряемый в плоскости неба против часовой стрелки между направлением столбцов массива ПЗС-матрицы и проекцией вектора поля на эту плоскость. Положение пятен определялись по изображениям Солнца, полученным в континууме инструментом SDO/HMI.

## **3. Результаты**

Группа анализированных магнитно-связанных пар пятен ведущее-замыкающее составила 74 пары. Это на 70% больше, чем в наших работах [1, 2]. При этом мы подтвердили основной результат наших работ: в большинстве пар пятен (в данном случае в 70% пар пятен)  $\alpha_{\min-L} < \alpha_{\min-F}$ .

На рис. 1 показан пример магнитно-связанных пятен (а), два магнитно-связанных пятна ведущее – замыкающее и ЛРП между ними, полученная двумя способами: при усреднении  $B_r$  по площадкам размером [15×15] пикселей (б) и размером [50×50] пикселей (в). Для всех анализированных пар пятен были найдены расстояния вдоль линий, соединяющих центры

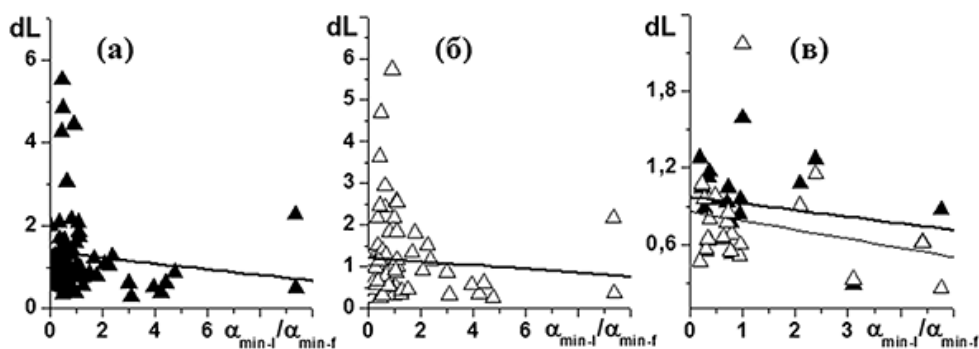
тени ведущих и замыкающих пятен, от пятен до точки пересечения с ЛРП  $dL_l$  и  $dL_f$ , а также были определены параметры  $dL = dL_l/dL_f$  и  $AP_i = dL/(dL+1)$ .



**Рис. 1.** (а) – пример ведущего (справа) и замыкающего (слева) пятна в АО NOAA 11130 29.11.2010 и иллюстрация силовых линий магнитного поля, связывающих эти пятна; (б) – фрагмент распределения  $V_r$  с холмами поля, где расположены эти пятна, обведенными прямоугольниками, на котором нанесена ЛРП (искривленные белые линии) и показана линия, соединяющая центры тени пятен с усреднением распределения  $V_r$  по участкам  $[15 \times 15]$  пикселей; (в) – то же, что на (б), но с усреднением по  $[50 \times 50]$  пикселям.

Наш анализ показал, что, в отличие от выводов работы [5], в большинстве рассмотренных нами пар пятен (52.7% для усреднения по площадкам  $[50 \times 50]$  пикселей и 62.2% при усреднении по  $[15 \times 15]$  пикселей)  $dL_l < dL_f$ ! При этом для пар пятен, для которых выполняется это условие, пятна, для которых  $\alpha_{\min-L} < \alpha_{\min-F}$ , составляют 66.7% при усреднении  $[50 \times 50]$  пикселей и 73.9% при усреднении  $[15 \times 15]$  пикселей.

На рис. 2(а-в) показана связь  $dL$  с отношением углов наклона магнитной трубки, связывающих два типа пятен  $\alpha_{\min-L}/\alpha_{\min-F}$  для всех рассмотренных пятен и для пятен из групп с конфигурацией  $\beta$ .

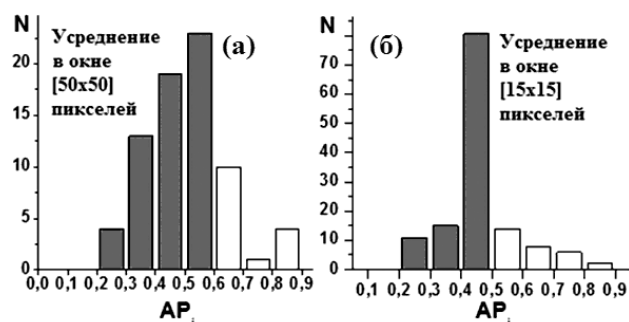


**Рис. 2.** Связь  $dL$  с  $\alpha_{\min-L}/\alpha_{\min-F}$ . а – усреднение  $V_r$  по площадкам  $[50 \times 50]$  пикселей; б – усреднение  $V_r$  по площадкам  $15 \times 15$  пикселей; в – тоже, что на панелях а, б, но только для групп пятен  $\beta$  – конфигурации, где толстая линия – усреднение по площадкам  $[50 \times 50]$  пикселей, тонкая линия –  $[15 \times 15]$  пикселей.

Из рис. 2 следует, что соотношение между расстоянием от ЛРП до пятен двух типов слабо связано с соотношением углов наклона магнитной

трубки к радиальному направлению из центра Солнца, хотя тенденция к обратной зависимости  $dL$  от  $\alpha_{\min-L}/\alpha_{\min-F}$  просматривается во всех случаях.

Мы построили гистограммы для распределения параметра  $AP_i$  (рис. 3), как это было сделано в работе [5]. В этой работе было показано, что среднее значение  $AP_i$ ,  $\langle AP_i \rangle = 0.574$ . В нашем случае  $\langle AP_i \rangle = 0.503$  для усреднения  $50 \times 50$  пикселей, и  $0.47$  для усреднения  $[15 \times 15]$  пикселей. Именно на основании полученного значения  $\langle AP_i \rangle$  в работе [5] был сделан вывод о том, что в большинстве случаев  $\alpha_{\min-L} > \alpha_{\min-F}$ . Из нашего анализа следует, что прямой связи между значениями  $\langle AP_i \rangle$  и соотношением между  $\alpha_{\min-L}$  и  $\alpha_{\min-F}$  нет.



**Рис. 3.** Гистограмма числа пар пятен в зависимости от значения параметра  $AP_i$ , где (а) – для усреднения по площадкам  $[50 \times 50]$  пикселей, (б) – по площадкам  $[15 \times 15]$  пикселей.

В наших работах [1, 2] были проанализированы магнитные свойства тени ведущих и замыкающих пятен только для пар пятен, для которых  $\alpha_{\min-L} < \alpha_{\min-F}$ . В данной работе магнитные свойства пятен были отдельно проанализированы для пятен, удовлетворяющих как условию  $\alpha_{\min-L} < \alpha_{\min-F}$ , так и условию  $\alpha_{\min-L} > \alpha_{\min-F}$ . Оказалось, что такие зависимости, как  $\alpha_{\min-L}(S_L)$ ,  $\alpha_{\min-F}(S_F)$ ,  $V_{\min-L}(S_L)$  и  $V_{\min-F}(S_F)$  характеризуются одинаковыми тенденциями и близки количественно для двух групп пятен с разной асимметрией связывающего их магнитного поля. В тоже время, связь средних значений углов в тени пятна  $\langle \alpha_{L,F} \rangle$  с  $S_{L,F}$  и со средним значением модуля магнитной индукции  $\langle B_{L,F} \rangle$  оказалась различной для двух групп пятен. В случае пар пятен с  $\alpha_{\min-L} < \alpha_{\min-F}$  практически отсутствует зависимость  $\langle \alpha_{L,F} \rangle$  от  $S_{L,F}$  и  $\langle B_{L,F} \rangle$ , а для пятен, удовлетворяющих условию  $\alpha_{\min-L} > \alpha_{\min-F}$ , в среднем, с ростом  $S_{L,F}$  и  $\langle B_{L,F} \rangle$  величина  $\langle \alpha_{L,F} \rangle$  уменьшается.

Авторы благодарят команды SDO/HMI, SDO/AIA и SOLIS за возможность свободного использования данных этих инструментов.

Эта работа поддержана грантами РФФИ № 14-02-00308 and № 15-02-01077.

### Литература

1. Загайнова Ю.С., Файнитейн В.Г., Обридко В.Н. Геом. и Аэроном, 2015, 55, № 2, 13.
2. Загайнова Ю.С., Файнитейн В.Г., Обридко В.Н. Астроном. Журнал, 2017, (в печати).
3. Fan Y., Fisher G.H., DeLuca E.E. Ap. J., 1993, 405, 1, 390.
4. Caligari P., Moreno-Insertis F., Schussler M. Ap. J., 1995, 441, 2, 886.
5. Van Driel-Gesztelyi L., Petrovay K. Solar Phys., 1990, 126, 285.
6. Rudenko G.V., Anfinogentov S.A. Solar Phys., 2014, 289, 1499.

## **МЕНЯЮТСЯ ЛИ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ТЕНИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ВО ВРЕМЯ ВСПЫШЕК И КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ?**

**Загайнова Ю.С.<sup>1</sup>, Файнштейн В.Г.<sup>2</sup>, Руденко Г.В.<sup>2</sup>, Обридко В.Н.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>ИЗМИРАН, Москва, Троицк, Россия, yuliazag@izmiran.ru

<sup>2</sup>ИСЗФ СО РАН, Иркутск, Россия

## **DO THE SUNSPOT UMBRA MAGNETIC FIELD CHARACTERISTICS VARY DURING FLARES AND CORONAL MASS EJECTIONS?**

**Zagainova Yu.S.<sup>1</sup>, Fainshtein V.G.<sup>2</sup>, Rudenko G.V.<sup>2</sup>, Obridko V.N.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>IZMIRAN, Moscow, Troitsk, Russia, yuliazag@izmiran.ru

<sup>2</sup>ISTP SB RAS, Irkutsk, Russia

*We found variations in the sunspot umbra magnetic field characteristics within active regions (ARs), where eruptive events (solar flares, coronal mass ejections (CMEs)) originated. The behavior of the maximum of the module of magnetic induction  $B_{max}$ , the minimum inclination of the magnetic field lines to the normal  $\alpha_{min}$  and their averages values ( $B_{mean}$  and  $\alpha_{mean}$ ) within umbrae were analyzed. A change of behavior of the magnetic field parameters after flare beginning is observed. Thus, for example, during 3 hours before a solar flare/eruption the  $\alpha_{min}$  angle in umbrae of the sunspots closely located to the "feet" of an eruptive rope is increasing to a larger values ( $4^\circ$  through  $10^\circ$ ). Later a strong decreasing over 1–3 hours after the flare onset to small values ( $\leq 1^\circ$ ) is observed. At the same time the  $\alpha_{mean}$  angle varies essentially more weakly. This implies that the magnetic tube from the umbra of such sunspots after the flare onset deflects from the initial position almost as a whole, i.e. without essential transformation in the distribution of the magnetic field lines inside the tube.*

### **1. Введение**

Магнитное поле в тени солнечных пятен подвержено вариациям на различных масштабах времени. Авторы работы [1] пришли к выводу, что, в среднем, максимум модуля магнитной индукции  $B_{max}$  в тени солнечных пятен заметно уменьшается со временем с 1998 по 2005 г. В работе [2] показано, что существуют заметные вариации в циклах активности усредненных за месяц или за год значений  $B_{max}$  в пятнах, и имеется слабый отрицательный долговременный тренд этой величины. В ряде работ исследовались колебания магнитного поля в пятнах с периодами от нескольких минут до более 10 часов (о долгопериодических колебаниях см. [3]).

Но, при этом, известно относительно немного исследований вариаций магнитных характеристик пятен в процессе их эволюции от возникновения до исчезновения. В работе [4] проанализировано изменение поля в двух долгоживущих пятнах в течение времени их существования. В нашей работе [5] исследованы вариации магнитных свойств тени одиночных солнечных пятен в периоды, охватывающие либо полностью, либо частично все время их существования. Найдены соотношения между параметрами

поля и между этими параметрами и площадью тени пятна, определенные в разные моменты времени у одних и тех же пятен.

В то же время до сих пор практически не были установлены особенности изменений характеристик магнитного поля в тени солнечных пятен активных областей, до начала и во время происходящих в этих АО вспышек и формирований КВМ. В настоящей работе сделана попытка выяснить: как изменяются характеристики магнитного поля в тени солнечных пятен в АО до и после начала в них вспышек и формирований КВМ?

## 2. Данные и методы их анализа

Были исследованы вариации характеристик магнитного поля в тени солнечных пятен, сопровождающих пять эруптивных событий, произошедших 02.08.11, 09.03.12, 11.04.13, 07.01.14, 18.06.15. Анализировались такие характеристики поля в тени пятна, как максимум модуля магнитной индукции  $B_{max}$  и среднее значение модуля магнитной индукции  $B$  ( $B_{mean}$ ); минимальный угол наклона силовых линий магнитного поля к радиальному направлению из центра Солнца  $\alpha_{min}$  и средний в пределах тени пятна угол  $\alpha$ ,  $\alpha_{mean}$ . Характеристики магнитного поля в тени пятен находились с использованием векторных измерений фотосферного поля инструментом SDO/HMI. Возникающая при этом проблема  $\pi$ -неопределенности направления поперечной компоненты поля решалась с помощью метода [6], для которого характерна повышенная скорость и точность решения проблемы. Угол наклона линий поля  $\alpha$  находился с использованием соотношения:  $\cos(\alpha) = |B_r|/B$ . Здесь  $B_r$  – радиальная компонента поля. Величина  $B_r$  находилась с помощью соотношения, включающего измеряемые величины:  $B$ , угол  $\delta$  между направлением поля и лучом зрения и азимут – угол  $\psi$ , измеряемый в плоскости неба против часовой стрелки между направлением столбцов массива ПЗС-матрицы и проекцией вектора поля на эту плоскость.

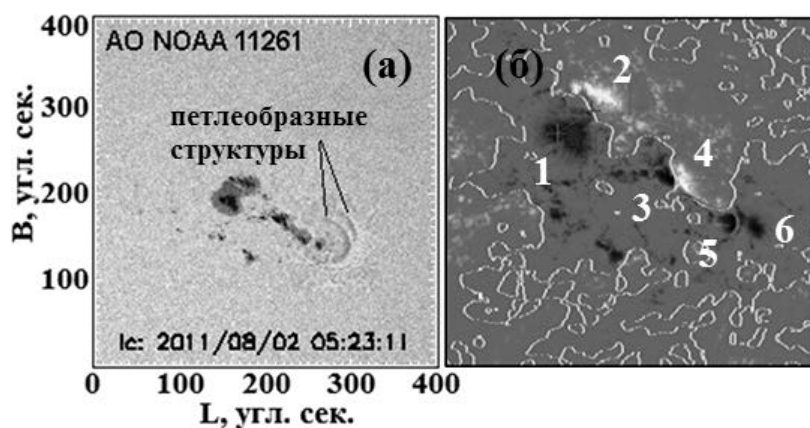
Положение пятен в области эрупции определялись по изображениям Солнца, полученным в континууме инструментом SDO/HMI. Положение и динамику различных структур переходной области и нижней короны мы изучали по данным телескопов SDO/AIA. Силовые линии магнитного поля в АО рассчитывались с помощью специальной программы расчета поля в потенциальном приближении по данным SOLIS.

## 3. Результаты

Мы обнаружили, что в тени всех пятен АО характеристики магнитного поля изменяются со временем хаотически с разными масштабами времени колебаний, как до начала рентгеновской вспышки, так и после начала вспышки. На фоне этих колебаний почти во всех пятнах удалось выявить тренды в изменении параметров поля, которые заметно различаются до начала и после начала вспышки. В этой короткой статье мы обсудим изме-

нения магнитных свойств тени пятен только для эруптивного события 2-го августа 2011 г., обратив внимание лишь на обнаруженные тенденции.

На рис. 1 показана АО NOAA 11261, в тени нескольких пятен, из которой были исследованы вариации со временем характеристик магнитного поля. Пары пятен, расположенных в «холмах» максимума магнитного поля «1» и «2», а также «3» и «4» на рис. 1(а), оказались соединенными силовыми линиями поля, полученными из расчета поля в потенциальном приближении. Из пятен в холмах «5» и «6» силовые линии уходили в сторону от других пятен данной АО.

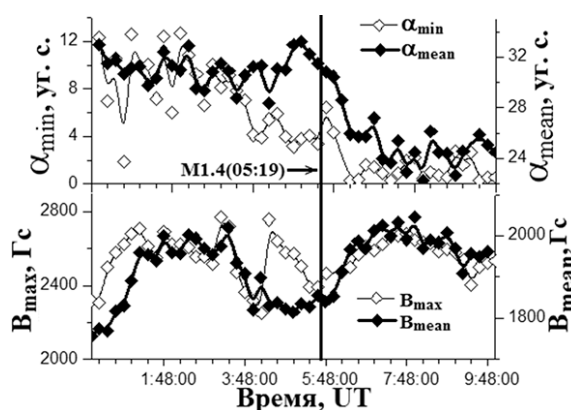


**Рис. 1.** (а) – изображение солнечных пятен АО NOAA 11261 в континууме, поверх которого помещено изображение с петлеобразными структурами в канале 19.3 нм в 05:51 UT. (б) – распределение  $B$ , с линиями раздела полярности поля (линии белого цвета). Цифрами указаны «холмы» повышенных значений магнитного поля, соответствующих тени пятен, которые анализировались.

Наш анализ показал, что характер вариаций со временем усредненных по колебаниям  $B_{max}$  и  $B_{mean}$  заметно меняется до и после начала вспышки во всех пятнах «1» – «6», но тенденции изменения  $B_{max}$  и  $B_{mean}$  как до вспышки, так и после начала вспышки могут различаться. Так, например, в пятне «2»  $B_{max}$  и  $B_{mean}$  до начала вспышки на фоне колебаний уменьшаются, а после начала вспышки слабо меняются. В тоже время в пятне «3»  $B_{max}$  и  $B_{mean}$  возрастают перед началом вспышки, а после начала вспышки слабо меняются. В некоторых пятнах характер изменения  $B_{max}$  и  $B_{mean}$  различается как до, так и после начала вспышки. При этом для  $B_{mean}$  поведение со временем оказывается более сложным, чем для  $B_{max}$ .

Что касается изменения со временем углов  $\alpha_{min}$  и  $\alpha_{mean}$ , то выделить точно тренды их изменения в некоторых случаях оказалось непросто, т.к. интенсивность колебаний  $\alpha_{min}$  и  $\alpha_{mean}$  (особенно  $\alpha_{min}$ ) оказалась довольно большой. Визуально характер изменения указанных углов неплохо определяется для пятна «4». Обращает на себя внимание схожесть изменения со временем  $\alpha_{mean}$  и  $B_{mean}$  в пятне «4»: до вспышки оба этих параметра магнитного поля растут, а после начала вспышки увеличиваются в виде узкого пика по времени, выходя на плато после завершения этого пика.

Наиболее отчетливо характер изменения углов и магнитного поля наблюдается для пятна «5», рис. 2. Это пятно оказалось рядом с левыми ногами петель (см. рис. 1(а)), эрупция которых, предположительно, являются триггером КВМ типа гало, который возникает после начала эрупции этих петель.



**Рис. 2.** Изменение со временем  $\alpha_{\min}$  и  $\alpha_{\text{mean}}$  (вверху) и  $B_{\max}$  и  $B_{\text{mean}}$  (внизу) в тени пятна «5». Вертикальной толстой линией указан на графиках момент начала вспышки M1.4(05:19).

Из рис. 2 (вверху) следует, что спустя примерно 30 минут после начала вспышки  $\alpha_{\min}$  и  $\alpha_{\text{mean}}$  резко уменьшаются, но  $\alpha_{\min}$  уменьшается примерно в 5 раз до величины около  $1^\circ$ , а  $\alpha_{\text{mean}}$  на  $\approx 25\%$  до величины  $\approx 24^\circ$ . Это означает, что магнитная трубка, выходящая из тени пятна «5», становится более радиальной без существенного изменения распределения поля в пределах трубки. Другими словами, трубка из тени пятна отклоняется к более радиальному положению как целое. Что касается изменения со временем  $B_{\max}$  и  $B_{\text{mean}}$ , то, отличаясь в некоторых деталях поведения этих характеристик поля до вспышки, после начала вспышки изменение  $B_{\max}$  и  $B_{\text{mean}}$  подобно: в течение приблизительно 2 часов эти величины нарастают со временем, достигая максимума, а затем медленно уменьшаются.

Таким образом, характер изменения со временем параметров магнитного поля в тени солнечных пятен АО, в которой происходит вспышка и формируется КВМ, существенно меняется после начала вспышки.

Авторы благодарят команды SDO/HMI, SDO/AIA, SOLIS и GOES за возможность свободного использования данных этих инструментов.

Эта работа поддержана грантами РФФИ № 14-02-00308 и № 15-02-01077.

### Литература

1. Pen M.J., Livingston, W. Ap. J., 2006, 649, L45.
2. Pevtsov A.A., Bertello L., Tlatov A.G., Kilcik A., Nagovitsyn Y.A., Cliver E.W. Solar Phys., 2014, 289, 593.
3. Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A. G&A., 52, 1055.
4. Cowling T.G. The growth and decay of the sunspot magnetic field, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1946, 106, 218.
5. Загайнова Ю.С., Файнштейн В.Г., Обридко В.Н., Руденко ГВ. Geomagnetism and Aeronomie, 2016, N8 (в печати).
6. Rudenko G.V., Anfinogentov S.A. Solar Phys., 2014, 289, 1499.



## **О МОДИФИКАЦИИ "ПРИЖАТЫХ" АТМОСФЕР В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ ЗВЕЗД**

**Зайцев В.В.<sup>1</sup>, Кронштадтов П.В.<sup>1</sup>, Степанов А.В.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород*

<sup>2</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, г. Санкт-Петербург*

## **ABOUT MODIFICATION OF "PRESSED-DOWN" ATMOSPHERES IN THE ACTIVE REGIONS OF ULTRACOOOL STARS**

**Zaitsev V.V.<sup>1</sup>, Kronshtadtov P.V.<sup>1</sup>, Stepanov A.V.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod*

<sup>2</sup>*Pulkovo Observatory, St. Petersburg*

*The possibility of the formation of hot extended coronae in the magnetic loops that occur in the brown dwarf atmospheres as the result of the photospheric convection is shown. Dissipation of electric currents generated in the magnetic loops by the photospheric convection leads to the plasma heating and to the evaporation of pressed-down atmosphere. As the result the condition  $v_p > v_c$  required for the plasma mechanism of radio emission at coronal level is fulfilled.*

Наблюдения квазипериодического интенсивного радиоизлучения звёзд типа коричневых карликов с яркостной температурой излучения до  $T_b \sim 10^{13} K$  и с достаточно узкой диаграммой направленности на частотах 2–8 ГГц инициировали серию работ, в которых это излучение интерпретировалось на основе электронного циклотронного мазера, генерируемого энергичными электронами с «конусом потерь» [1, 2]. При этом плазменный механизм радиоизлучения исключался из рассмотрения на том основании, что для его реализации необходимо, чтобы в источнике радиоизлучения плазменная частота электронов  $\nu_p$  превышала электронную гирочастоту  $\nu_c$ , что представлялось маловероятным в случае сильно «прижатых» атмосфер ультрахолодных звезд. В настоящей работе на примере коричневого карлика TVLM513-46546 показана возможность образования горячих протяженных корон в магнитных петлях, возникающих в атмосфере вследствие действия фотосферной конвекции. Электрические токи, генерируемые в магнитных петлях фотосферной конвекцией, приводят к нагреву плазмы и подъёму "прижатой" атмосферы, в результате чего на корональных уровнях выполняется условие  $\nu_p > \nu_c$ , необходимое для реализации плазменного механизма. Ниже вычислены параметры модифицированной атмосферы внутри петель и показана возможность реализации плазменного механизма радиоизлучения в активных областях коричневого карлика. Коричневый карлик TVLM 513-46546. относится к классу M8,5V, имеет массу  $M_* = 0,07M_\odot = 1,4 \times 10^{32} g$ , радиус  $R_* \approx 0,1R_\odot \approx 7 \times 10^9 cm$ , эффективную

температуру  $T_{\text{eff}} \approx 2200 \text{ K}$ , ускорение силы тяжести на поверхности  $g = 2 \times 10^5 \text{ см/с}^2$  и удален на расстояние  $\approx 10,6 \text{ пс}$ . Перенос энергии от центра звезды к поверхности в случае коричневых карликов осуществляется конвекцией. На фотосферных уровнях скорость конвекции для звезд поздних спектральных классов по разным оценкам варьируется от  $V \approx 10^3 \div 10^4 \text{ см/с}$  [3] до  $V \approx 1,4 \times 10^5 \text{ см/с}$  [4]. Размер грануляционных ячеек для звезд M8V приблизительно совпадает с размером ячеек супергрануляции и составляет  $d \approx 1,4 \times 10^7 \text{ см}$  [5]. На уровне фотосферы имеем следующие параметры [3]: концентрация атомов водорода  $n_a \approx 4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , степень ионизации  $n_e/n_a \approx 10^{-7}$ , эффективные частоты столкновений электронов и ионов с нейтралами, электронов с ионами и ионов с электронами равны, соответственно,  $\nu_{en} \approx 10^{12} \text{ Гц}$ ,  $\nu_{in} \approx 10^{10} \text{ Гц}$ ,  $\nu_{ei} \approx 10^{10} \text{ Гц}$ ,  $\nu_{ie} \approx 10^5 \text{ Гц}$ , гирочастоты электронов и ионов при магнитном поле  $B = 10^3 \text{ Гс}$   $\omega_e = 2\pi\nu_e = eB/m_e c = 1,9 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ,  $\omega_{i_i} = 2\pi\nu_i = eB/m_i c = 4,4 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ . Фотосферная конвекция должна приводить к разбиению магнитного поля коричневого карлика на тонкие магнитные трубки. Оценки показывают, что для приведенных выше параметров фотосферы полутолщина магнитных трубок  $r_1$ , а также скоростью конвекции фотосферной плазмы и при скорости  $V \approx 10^4 \div 10^5 \text{ см/с}$  имеет порядок размера ячейки грануляции:

$$r_1 \approx c^2 / 2\pi\sigma |V| \approx 1,4 \times (10^6 \div 10^7) \text{ см} . \quad (1)$$

Установившееся значение электрического тока в предположении  $\omega_e \omega_i / \nu_{ei} \nu_{in} \gg 1$  определяется формулой [6]

$$I = \left( \frac{|V| \pi r_1^3 c^2 n_e m_i \nu_{in} (2 - F_1)}{3 \xi F_1^2} \right)^{1/2} , \quad (2)$$

где  $F_1$  – относительная масса нейтральных атомов,  $\nu_{in}$  – эффективная частота столкновений ионов с нейтральными атомами,  $\xi \approx 0,5$  – форм-фактор, связанный с интегрированием по объему корональной магнитной петли. Значения всех параметров в формуле (1) относятся к области действия фотосферной э.д.с. На корональных уровнях при температурах, значительно превышающих температуру ионизации атома водорода, и для оптически тонкой среды относительное содержание нейтралов определяется формулой [7]

$$F = \frac{0,15}{T} . \quad (3)$$

При этом эффективное число соударений ионов с нейтральными атомами

$$\nu'_{ia} \approx 10^{-11} F(n + n_a) T^{1/2} \approx 10^{-11} F n_e T^{1/2} \quad (n_a \ll n) , \quad (4)$$

а скорость джоулевой диссипации тока в единице объема корональной части петли определяется формулой [8]:

$$q_J = \frac{j_z^2}{\sigma} + \frac{F^2 B_\phi^2 j_z^2}{(2-F)c^2 n_e m_i v_{ia}} \approx 2,2 \times 10^{-9} \frac{I^4}{n^2 r_1^6 T^{3/2}} \text{ erg/cm}^3 \text{ s}. \quad (5)$$

В качестве функции радиационных потерь выберем приближенное выражение

$$q_r \approx \chi_0 n_e^2 T^{-1/2}, \quad \chi_0 = 10^{-19}, \quad (6)$$

справедливое в интервале температур  $10^5 \text{ K} < T < 4 \times 10^7 \text{ K}$  [9].

Рассмотрим нагрев магнитной петли за счет диссипации протекающего в ней электрического тока. Будем считать, что в стационарной петле давление  $p$  постоянно. В этом случае концентрацию плазмы можно выразить через давление и температуру,  $n_e = p/2k_B T$ , где  $k_B$  – постоянная Больцмана, и представить уравнение теплового баланса петли в виде

$$\frac{d}{ds} \kappa_e T^{5/2} \frac{dT}{ds} = \frac{\chi_0 p^2}{4k_B^2} T^{-5/2} - \frac{b}{p^2} T^{1/2}, \quad b \approx \frac{10^{-8} k_B^2 I^4}{r_1^6}, \quad \kappa_e = 0,92 \times 10^{-6}. \quad (7)$$

Уравнение (7) решается с использованием следующих граничных условий в основании ( $s = 0$ ) и в вершине ( $s = l/2$ ) магнитной петли:  $T = T_0$ ,  $dT/ds = 0$  при ( $s = 0$ ) и  $T = T_1$ ,  $dT/ds = 0$  при ( $s = l/2$ ), причем предполагается, что температура в вершине петли много больше температуры в основании ( $T_1 \gg T_0$ ). Решение дает следующие значения температуры  $T_1$  и концентрации плазмы  $n_1$  в вершине петли

$$T_1 = \left( \frac{81 \chi_0 b L^4}{64 \kappa_e^2 k_B^2} \right)^{1/9} \approx 2 \times 10^{-2} \frac{(IL)^{4/9}}{r_1^{2/3}}, \quad n_1 = \frac{1}{3} \left( \frac{2 \kappa_e}{\chi_0} \right)^{1/2} \frac{T_1^2}{L}. \quad (8)$$

Полагая длину магнитной петли  $l = 2L \approx 2 \times 10^9 \text{ см}$ , скорость фотосферной конвекции  $V = 10^4 \text{ см/с}$ , максимальную величину азимутальной компоненты магнитного поля на поверхности трубки  $B_\phi(r_1) \approx 2 \times 10^3 \text{ Гс}$ , получим значение электрического тока в магнитной трубке  $I \approx 3 \times 10^{21} \text{ сгс} = 10^{12} \text{ А}$ , а также значения температуры и концентрации плазмы в вершине петли  $T_1 = 2 \times 10^7 \text{ К}$ ,  $n_1 = 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Рентгеновское излучение коричневого карлика [10] также свидетельствует о наличии в короне плотной плазмы с температурой  $\approx 10^7 \text{ К}$ . При этом масштаб высоты неоднородной атмосферы внутри трубки  $H \approx k_B T_1 / m_i g \approx 8 \times 10^9 \text{ см}$  оказывается существенно больше масштаба высоты невозмущенной атмосферы в пространстве между трубками, который составляет порядка  $10^6 \text{ см}$ . Это означает сильный подъем атмосферы внутри корональных магнитных петель, заполняющих активные области ультрахолодных звезд. В результате ленгмюровская частота во всем объеме трубки  $\nu_p \geq 5 \times 10^9 \text{ Гц}$  становится больше гирочастоты электронов

( $\nu_e \leq 5 \times 10^9$  Гц при  $B \leq 2$  кГс), что создает предпосылки для реализации плазменного механизма радиоизлучения.

Работа поддержана грантом РФФ № 16-12-10448.

#### Литература

1. *Hallinan G., Antonova A., Doyle J.G., Bourke S., Lane C., Golden A.* // *Astrophys. J.*, 2008. V. 684. P. 644.
2. *Yu S., Hallinan G., MacKinnon A.L., Antonova A., Kuznetsov A., Golden A., Zhang Z.H.* // *Astron. Astrophys.* 2011. V. 525. P.A39
3. *Mohanty S., Basri G., Shu F., Allard F., Chabrier G.* // *Astrophys. J.* 2002. V. 571. P. 469.
4. *Osterbrock D.T.* // *Astrophys. J.* 1953. V. 118. P. 529.
5. *Rucinski S.M.* // *Acta Astronomica.* 1979. V. 29. P. 203.
6. *Зайцев В.В., П.В. Кронштадтов* // *Известия вузов. Радиофизика*, 2016, Т. 59, № 3, С. 189–197.
7. *McWirtter R.P.* *Plasma Diagnostics Techniques*, Academic Press, New York, (1965; *Verner D.A., and Ferland C.J., Astrophys.J. Suppl.*, 1996, **103**, 467.
8. *Stepanov A.V., Zaitsev V.V., Nakariakov V.M.* // *Coronal Seismology: Waves and Oscillations in Stellar Coronae.* 2012. WILEY-VCH Verlag GmbH&Co. P.196
9. *Э. Пруст.* *Солнечная магнитогидродинамика.* – М.: Мир, 1985, с. 121.
10. *Berger E., Basru G., Gizis J.E., et al.* // *ApJ*, 2008, 673, 1080.

## **ШИРОТНЫЕ И АМПЛИТУДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКТИВНОСТИ В КОНЦЕ МИНИМУМА МАУНДЕРА**

**Иванов В.Г., Милецкий Е.В.**

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

## **LATITUDE AND POWER CHARACTERISTICS OF ACTIVITY AT THE END OF MAUNDER'S MINIMUM**

**Ivanov V.G., Miletsky E.V.**

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

*Two important sources of information about sunspots in the Maunder minimum are Spörer's catalog [1] and observations of the Paris observatory [2], which cover in total the last quarter of the 17<sup>th</sup> and the first two decades of the 18<sup>th</sup> century. These data, in particular, contain information about sunspot latitudes. As we showed in [3, 4], dispersions of sunspot latitude distributions are tightly related to sunspot indices, so we can estimate the level of solar activity in this epoch by a method which is not based on direct calculation of sunspots and, therefore, is weakly affected by loss of observational data.*

*The latitude distributions of sunspots in the time of transition from the Maunder minimum to the common regime of solar activity prove to be wide enough. First, it gives evidences in favor of not too low cycle No. 3 (1712–1723) with the Wolf number in maximum higher than 50. Second, in the maximum of cycle No. 4 (1700–1711) the solar activity also could differ from zero. Therefore, the latitude distributions in the end of the Maunder minimum are in better agreement with the traditional Wolf number than with the Group Sunspot Numbers, which provide much lower level of activity in this time.*

Эпоха минимума Маундера, продолжавшаяся с середины XVII по начало XVIII века, характеризовалась низким уровнем солнечной активности, а также её выраженной широтной асимметрией. Хотя ни у кого сейчас не вызывает сомнения, что активность Солнца в эту эпоху была низкой, по поводу того, насколько низка она была, единого мнения пока нет (см., например, [5, 6]). В свете этого вопрос о восстановлении индексов активности по неполным данным наблюдений этой эпохи приобретает особый интерес.

Двумя важными источниками данных о группах пятен в эту эпоху являются каталог пятен Шпёра [1] и наблюдения Парижской обсерватории [2], которые в совокупности охватывают большую часть этой эпохи (1672–1719). Эти источники содержат информацию не только о количествах, но и о широтах групп пятен, что даёт возможность получить независимые оценки уровня активности, используя полученную нами ранее связь между широтными дисперсиями распределения групп пятен с пятнами индексами активности [3, 4].

В качестве исходных данных мы использовали широты групп пятен из работы Шпёра [1] (64 наблюдения) и наблюдений Парижской обсерва-

тории [2] (213 наблюдений), оцифрованные и сведённые в один каталог в работе [7]. «Бабочки Маундера» для этих данных изображены на рис.1. Для них был посчитан годовой «индекс числа групп»  $G$ , равный среднему ежедневному количеству наблюдаемых групп, а также дисперсии абсолютного значения гелиографической широты  $(\sigma_\phi)^2$ . Эти же индексы были рассчитаны для данных расширенного гринвичского каталога за 1875–2015 годы [8].

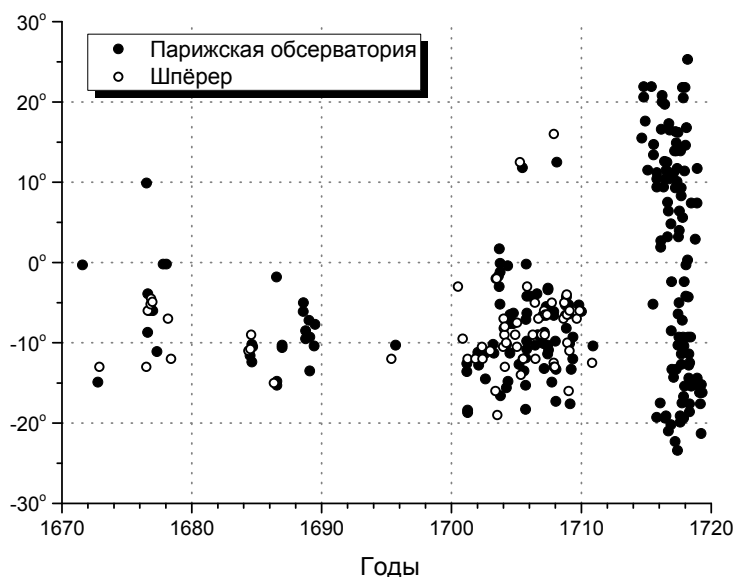


Рис. 1.

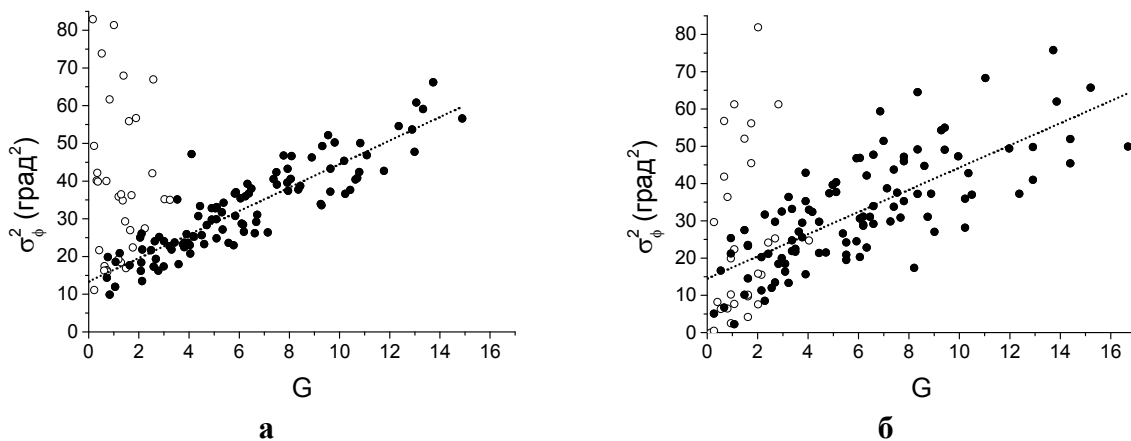


Рис. 2.

На рис. 2а изображена зависимость  $G$  —  $(\sigma_\phi)^2$  для гринвичского каталога. Если не учитывать годы минимумов и смежные с ними годы, в которых крылья «бабочек Маундера» могут перекрываться и  $\sigma_\phi$  завышены (пустые кружки на рисунке), то эта зависимость хорошо (с коэффициентом корреляции  $r = 0.88$ ) описывается линейной регрессией

$$(\sigma_\phi)^2 = a + b \cdot G, \quad (1)$$

где  $a = 13.6 \pm 1.0$  град<sup>2</sup> и  $b = 3.09 \pm 0.16$  град<sup>2</sup>. Эта зависимость весьма устойчива к потере данных: так, если оставить в каталоге только  $q = 2\%$  случайно выбранных наблюдений, то ошибки возрастут, но коэффициенты регрессии, в пределах ошибок, не изменятся:  $a = 14.5 \pm 1.9$  град<sup>2</sup> и  $b = 2.98 \pm 0.26$  град<sup>2</sup> ( $r = 0.75$ ) (рис. 2б). Если использовать регрессию (1) для оценки  $G$  по  $(\sigma_\varphi)^2$ , то стандартная ошибка этой оценки будет равна  $\delta G = \Delta/b$ , где  $\Delta = \sqrt{\sum_i [(\sigma_{\varphi,i})^2 - a - bG_i]^2}$  — квадратичное среднее остатков регрессии (здесь  $i$  нумерует годы, для которых был вычислен индекс).

Зависимость  $\delta G$  от  $q$  изображена на рис. 3. Таким образом, восстановив по  $\sigma_\varphi$  значение индекса  $G$ , мы с помощью этой зависимости можем оценить ошибку  $\delta G$ , считая, что  $q = G_0/G$ , где  $G_0$  — (вообще говоря, заниженный) индекс числа групп, посчитанный по неполным данным наблюдений. Ниже для удобства сравнения с традиционными характеристиками мы используем нормированный индекс  $G_W = G \cdot 11.7$ , где коэффициент подобран так, чтобы для гринвичского каталога среднеквадратичная разность между  $W$  и  $G_W$  была минимальной.

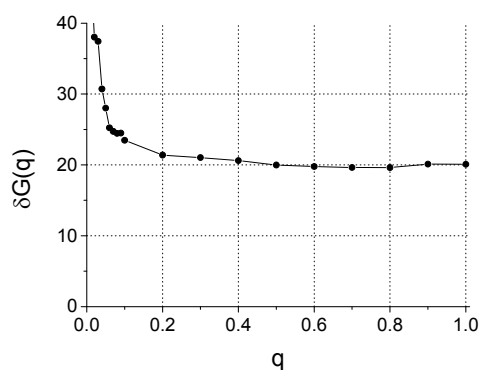


Рис. 3.

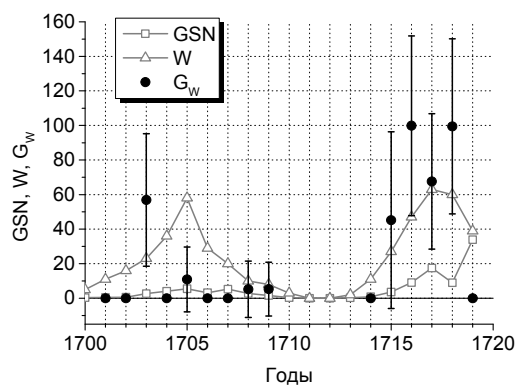


Рис. 4.

Применив описанный метод к широтным данным начала XVIII века (до этого времени малое количество наблюдений в исследуемых каталогах не позволяет корректно оценить широтную дисперсию), мы получаем оценки индекса активности в эту эпоху. На рис. 4 сравниваются годовые индексы активности  $W$ ,  $GSN$  [9] и  $G_W$  для 1700–1719 годов (циклы №№ –4 и –3 в нумерации Вольфа). Оценка делалась лишь для тех годов, в которые наблюдалось не менее 4 пятен, а её отрицательные значения приравнивались к нулю. Кроме того, при вычислении  $G_W$  в цикле № –3 было учтено, что активность существовала только в южном полушарии, и полученная по формуле регрессии оценка индекса должна быть поделена пополам.

Сравнение амплитуд и максимумов циклов по разным данным сделано в таблице 1. Можно заметить, что наши оценки амплитуд значительно лучше согласуются с числом Вольфа, чем с  $GSN$ .

**Таблица 1.**

№ цикла	$W_{\max}$ (год)	$G_{SN_{\max}}$ (год)	$G_{W,\max}$ (год)
–4	58 (1706)	5.5 (1705)	60±40 (1703)
–3	63 (1717)	34 (1719)	100±50 (1716)

Разумеется, наши оценки корректны в предположении, что а) широты пятен в используемых нами каталогах не содержат систематических ошибок, и б) найденная для «обычной» эпохи линейная регрессия (1) не видоизменяется в эпохи глобальных минимумов. При этих предположениях широтные распределения пятен свидетельствуют в пользу не экстремально низкого цикла № –3, а также в пользу того, что активность в цикле № –4 также может быть ненулевой. Таким образом, классические числа Вольфа, возможно, описывают уровень активности в конце минимума Маундера более правильно, чем индекс GSN. Отметим также, что недавно предложенная рекалиброванная серия последнего индекса (GN, см. [10]) даёт значительно более близкие к числу Вольфа и к полученным нами оценкам величины амплитуд циклов:  $65\pm 10$  и  $85\pm 15$  для циклов № –4 и –3 соответственно.

Данная работа поддержана грантом РФФИ № 16-02-00090 и программами Президиума РАН № 21 и 22.

#### Литература

1. *G. Spörer* // *Deutschen Akademie der Naturforscher*, 1889, V. 53(2), P. 281–324.
2. *J.C. Ribes, E. Nesme-Ribes* // *Astron. Astrophys.*, 1993, V. 276, P. 549–563.
3. *В.Г. Иванов, Е.В. Милецкий, Ю.А. Наговицын* // *Астрон. жур.*, 2011, Т. 88, С. 989–996.
4. *V.G. Ivanov, E.V. Miletsky* // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2016, V. 56, in print; E-print: arXiv:1603.03297.
5. *I.G. Usoskin et al.* // *Astron. Astrophys.*, 2015, V. 581, P. A95.
6. *N.V. Zolotova, D.I. Ponyavin* // *Astrophys. J.*, 2015, V. 800, P. 42.
7. *J.M. Vaquero, J.M. Nogales, F Sánchez-Bajo* // *Advances in Space Research*, 2015, V. 55(6), P. 1546–1552.
8. <http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>
9. *D.V. Hoyt, K.H. Schatten* // *Solar Phys.*, 1998, V. 179, P. 189.
10. *F. Clette, L. Svalgaard, J.M. Vaquero, E.W. Cliver* // *Space Science Reviews*, 2014, V. 186, P. 35; <http://www.sidc.be/silso/groupnumber>



## **ВОЗРАСТНАЯ ДИНАМИКА ПОКАЗАНИЙ ПУЛЬСА И АРТЕРИАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ И СОПОСТАВЛЕНИЕ ИХ С ЧИСЛАМИ ВОЛЬФА**

**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

## **AGE DYNAMICS OF PULSE INDICATIONS AND INDICATIONS OF ARTERIAL PRESSURE AND THEIR COMPARISON WITH WOLF'S NUMBERS**

**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

*Work bases on given long monitoring Systolic arterial pressure, Diastolic arterial pressure and frequency of intimate reductions. Measurements was carried out since April, 1997 on present time twice per day: in the morning, after dream, and in the evening. In the previous publications [1, 2] the general estimation of these indications more than for 13 years is given and comparison of indications of monitoring to the data of atmospheric pressure and magnetic variations for 2000 is carried out. The given work analyzes time dynamics long-period a component of these numbers on all interval of supervision. Correlation between morning and evening indications of monitoring is compared with Wolf's numbers.*

### **1. Введение**

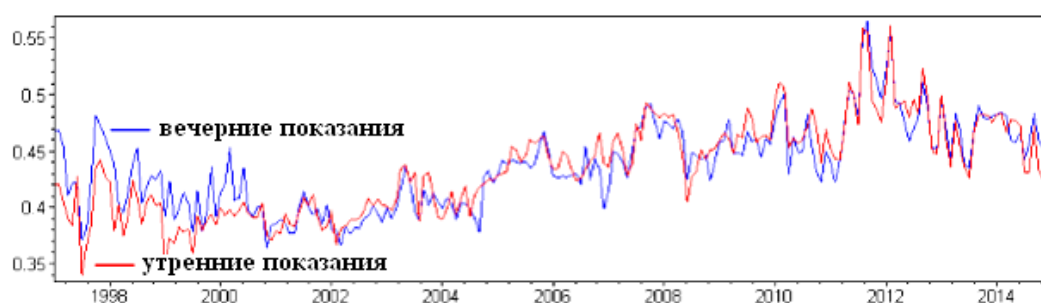
Данная работа анализирует длительные наблюдения систолического (САД) и диастолического (ДАД) артериальных давлений и частоты сердечных сокращений (ЧСС). В предыдущей публикации [1] дана общая оценка этих показаний за 13 лет наблюдений. Естественные отличия в характеристиках утренних и вечерних рядов прослеживаются и в спектральных оценках. Отмечено присутствие «лунной» компоненты в утренних показаниях ЧСС. В вечерних рядах явно выделяется «недельная» компонента, которая ещё и модулируется у пульса периодом ~ 3 года. Сопоставление значений мониторинга с атмосферным давлением и магнитными вариациями за 2000 год представлено в работе [2].

В настоящей работе анализируются длиннопериодные компоненты функций от данных мониторинга на всем интервале наблюдений (более 17 лет с апреля 1997 г.). Информативна динамика пульсового давления, отражающая возрастные изменения. Для сопоставления с числами Вольфа привлекаются корреляционные отношения между утренними и вечерними показаниями. Значения САД, ДАД и ЧСС взяты из дневника самоконтроля пациента (мужчина, 1940 г. рождения с гипертонической болезнью II ста-

дии 2-й ступени), который ведется на фоне приёма гипотензивных препаратов. Гипотензивный препарат принимается утром после снятия показаний. Такой самоконтроль позволяет врачу точнее оценивать артериальное давление и подбирать антигипертензивный препарат для лечения, обеспечивая нормальную жизнедеятельность пациентов.

## 2. Возрастная динамика пульсового давления и его устойчивость

Процесс лечения и дальнейший самоконтроль артериального давления отражен на рис. 1, где приведены среднемесячные значения пульсового артериального давления нормированного на соответствующую полусумму верхнего и нижнего давлений ( $2 \times \{САД\} - \{ДАД\} / \{САД\} + \{ДАД\}$ ) для утренних и вечерних показаний.



**Рис. 1.** Возрастная динамика пульсового давления.

Видно, что с 1999 г. отрегулированы утренние показания (красная кривая). Вечерние данные близки к утренним показаниям и имеют устойчивый тренд со второй половины 2000 г. С этого момента можно говорить о сбалансированном состоянии организма пациента. Приведем оценочную таблицу изменения с возрастом средних величин кровяного давления [3].

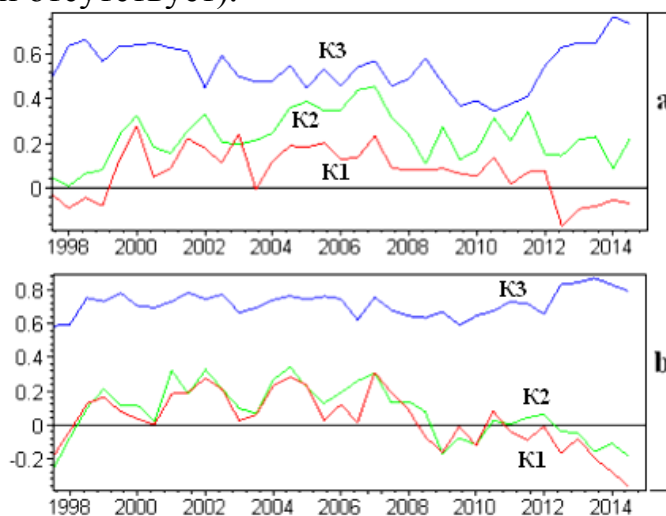
Возраст (в годах)	Артериальное давление (в мм рт.ст.)	
	систолическое	диастолическое
16—20	100—120	70—80
20—40	120—130	70—80
40—60	До 140	До 90
Старше 60	150	90

Тогда возрасту 40–60 лет соответствует показание 0.43 нормированного пульсового давления, а старше 60 лет соответствует 0.5. В нашем случае четко прослеживается возрастная динамика давления, а «асимптотика», равная 0.5, достигается только к 72 годам пациента, что подтверждает эффективность самоконтроля.

## 3. Длиннопериодные характеристики корреляционных рядов

Для оценки состояния организма используем такие характеристики коэффициентов корреляции, как степень их гладкости и синхронность изменения. Находя корреляцию соответствующих фрагментов длины  $dT$  для рядов А и В и, сканируя этот интервал по всей оси, мы получим зависи-

мость коэффициента корреляции от времени –  $\text{Corr}(A \& B/dT; t)$ . Используем корреляционные ряды с интервалом сканирования в 5 дней:  $K1(t) = \text{Corr}(\text{ЧСС} \& \text{САД} / 5 \text{ дн.}; t)$  – динамика коэффициента корреляции между ЧСС и САД;  $K2(t) = \text{Corr}(\text{ЧСС} \& \text{ДАД} / 5 \text{ дн.}; t)$  – корреляции между ЧСС и ДАД;  $K3(t)$  – между САД и ДАД. Ход полугодических (усредненных за полгода) значений коэффициентов корреляции на всем интервале наблюдений демонстрирует рис. 2. Четко выделяется период порядка 3 лет на вечерних корреляционных связях пульса с артериальным давлением (рис. 2b). Это согласуется с результатом работы [1], где явно выраженная семидневная компонента в **вечерних показаниях ЧСС** также модулируется периодом ~ 3 года (в спектрах утренних данных САД, ДАД и ЧСС недельная компонента фактически отсутствует).

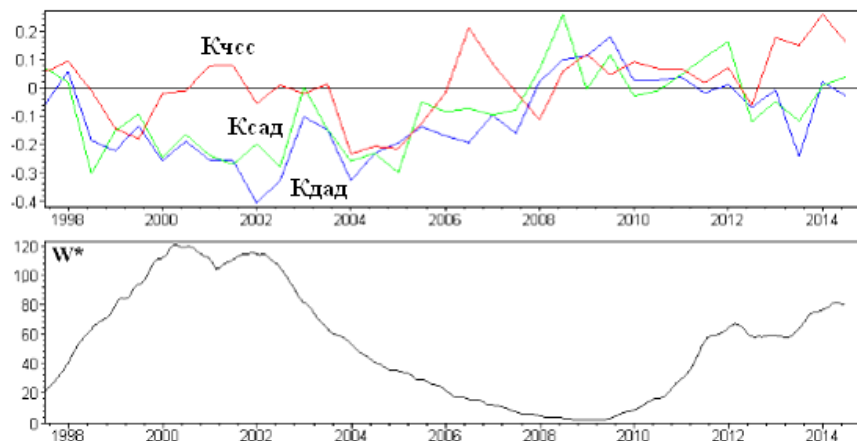


**Рис. 2.** Корреляционные отношения показаний мониторинга: **a** – утро, **b** – вечер.

#### **4. Корреляционные отношения утро–вечер**

Для анализа связи утреннего и вечернего состояний пациента используется этот же подход, но сканируются утренний и вечерний ряды одного и того же функционального показателя мониторинга:  $K_{\text{чсс}}(t)$  – динамика коэффициента корреляции между утренними и вечерними показаниями ЧСС;  $K_{\text{сад}}(t)$  – динамика коэффициента корреляции утро-вечер показаний САД;  $K_{\text{дад}}(t)$  – корреляции утро-вечер ДАД. Динамика полугодических значений коэффициентов корреляции утро–вечер представлена на верхней части рис. 3. Рассмотрим связь утро–вечер для ЧСС (красная кривая). Отрицательная корреляция до 2001 года согласуется с периодом «неустойчивого состояния» по показаниям среднемесячных значений нормированного пульсового давления (рис. 1). Далее, в работе [1] отмечалось, что наименьшие утренние значения пульса в 2004 и 2005 годах связаны с приемом препарата беталок, который может накапливаться в организме и понижать пульс, что и объясняет «провал»  $K_{\text{чсс}}(t)$ . С учетом этих замечаний, можно говорить о «независимости» утренних и вечерних показаний ЧСС вплоть до 2013 года. Рассмотрим корреляционные связи утро–вечер для

САД и ДАД (зеленый и синий цвета на рис. 3). Кривые Ксад и Кдад близки, но выделяется скачок их показаний в 2003 году при сохранении гладкости кривой  $K_{чсс}(t)$ . Это отражает конкретный эпизод в поведении пациента, а не реакцию на внешнее воздействие, что подтверждают среднемесячные показания мониторинга на этом интервале. Сопоставляя уточненные кривые Ксад и Кдад с  $W^*$  видим, что они меняются в противофазе с числами Вольфа.



**Рис. 3.** Корреляционные связи утро – вечер (вверху), числа Вольфа (внизу).

## 5. Заключение

В результате простых вычислений, использующих функции от двух регистрируемых параметров состояния, получены следующие результаты:

- в вечерних показаниях выделена модуляция с периодом около трех лет;
- продемонстрирована возрастная динамика данных мониторинга;
- числа Вольфа и корреляционные связи утро–вечер для САД и ДАД меняются в противофазе.

Длительные наблюдения ряда физиологических параметров восьми испытуемых описан в публикации [4] и подчеркнута важность проведения подобных исследований, несмотря на единичные случаи. Мы разделяем эту точку зрения и вносим свой посильный вклад.

## Литература

1. *Isaikina O., Yu. Kukxa, I. Shibaev.* Analyses of Characteristics of Long-Term Monitoring of Arterial Pressure and Pulse. *Journal of Environmental Science and Engineering*, V. 1, № 9 (B), p.1064–1073, 2012.
2. *Исайкина О., Ю. Кукса, И. Шибеев.* Оценка устойчивости артериального давления и пульса при изменениях геомагнитной активности и атмосферного давления. *Proceed. of Ninth Scientific Conference with International Participation SES 2013, Sofia, Bulgaria, 20–22 November 2013*, p. 36–42, 2014.
3. *Кровяное давление.* Большая Советская Энциклопедия – М.: Советская энциклопедия, с. 471–472, 1973.
4. *Халберг Ф., Ж. Корнелиссен, К. Отсука и др.* Мониторинг хроноосферы для познания человеком себя и окружающей среды // *Геофиз. процессы и биосфера*. Т. 12, № 4, с. 5–35, 2013.

## **KELVIN-HELMHOLTZ INSTABILITY IN THE SOLAR WIND: 16-MOMENTUM APPROXIMATION**

**Ismayilli R.F.<sup>1</sup>, Dzhaliilov N.S.<sup>1</sup>, Shergelashvili B.M.<sup>2</sup> and Poedts S.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Shamakhy Astrophysical Observatory of the Azerbaijan National Academy of Sciences (ShAO), Baku, Azerbaijan*

<sup>2</sup>*Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, Graz, Austria*

<sup>3</sup>*Centre for Mathematical Plasma Astrophysics, Department of Mathematics, KU Leuven, Leuven, Belgium*

## **НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КЕЛЬВИНА-ГЕЛЬМГОЛЬЦА В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ: 16 МОМЕНТНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ**

**Исмайиллы Р.Ф.<sup>1</sup>, Джалилов Н.С.<sup>1</sup>, Шергелашвили Б.М.<sup>2</sup> и Пудтс С.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Шемахинская Астрофизическая Обсерватория им. Насреддина Туси (ШАО)  
Национальная Академия Наук Азербайджана, Баку, Азербайджан*

<sup>2</sup>*Институт космических исследований Австрийской академии наук, Грац, Австрия*

<sup>3</sup>*Центр математической плазменной астрофизики, факультет математики,  
КУ Лёвен, Лёвен, Бельгия*

*We study wave properties and instabilities in a magnetized, anisotropic, collisionless plasma in the fluid approximation using the 16-momentum formalism [3]. In particular, we investigated equations different from the ideal MHD equations by including evolution equations for the heat fluxes with different components along the magnetic field  $S_{\parallel}$  and in the transverse direction  $S_{\perp}$ . In this work, we studied the Kelvin-Helmholtz instability that occurs in the contact discontinuity interactions of the slow (350–400 km/s), fast (600–850 km/s) and CME (900–1200 km/s) components of solar wind, taking into account the pressure anisotropic properties ( $p_{\perp}$ ,  $p_{\parallel}$ ) of the wind plasma. This instability is investigated by solving the 16-momentum set of equations based on an assumed geometry.*

### **1. Introduction**

The Kelvin-Helmholtz instability (KHI) is one of the most important process in astrophysics and geophysics. It can occur in the presence of a two (or more) regions, which are in relative motion. The problem of the KHI of an anisotropic pressure plasma has been analyzed by several authors (Chandrasekhar [1], Talwar [2], etc.). The history of study of the wave instabilities including KHI using 16-momentum fluid formalism began with series works by N.S. Dzhaliilov and V.D. Kuznetsov [3]. In order to examine the KHI in the tangential discontinuity between collisionless flow regions of different velocities in the solar wind, we use the fluid approximations of the 16-moments set of the transport equations, guiding methodology in the paper [3].

In this article we will present simple configuration of tangential discontinuity with an opportunity to choose some special cases when parameters of plasmas such as the pressure, density, initial heat fluxes, plasma-beta and anisotropy obtained physical meaning values. We will discuss the cases when boundaries of

three plasmas are Kelvin-Helmholtz unstable, by including dimensionless parameter  $h$  as ratio of flow speeds, which values provide enough condition for velocity shear across the interfaces.

## 2. Considered geometry and perturbation

We solved these equations in Cartesian coordinates and considered an equilibrium state with velocity  $\mathbf{v}_0 = (0, 0, v_{0z}(x))$  and magnetic field  $\mathbf{B}_0 = (0, 0, B_{0z})$ . In considered geometry  $\mathbf{B} = (B_x, B_y, B_z)$ ,  $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$  magnetic field and mass flow respectively. We also assume that the initial equilibrium state with non-zero thermal fluxes is homogeneous, i.e. gravitational acceleration is ignored,  $g = 0$  and the quantities  $\rho_0, p_{\perp 0}, p_{\parallel 0}, B_0, S_{\perp 0}, S_{\parallel 0}$  are all assumed to be constant. We considered the stability of the system to linear perturbations of all the physical variables, according to the form  $f = f_0 + f'(x, y, z, t)$ , where  $f'(x, y, z, t) \sim F'(x) \exp[i(k_y y + k_z z - \omega t)]$ . Here,  $\omega$  is the wave frequency and  $k_y, k_z$  are the wave numbers. We reduced the number of linearized equations governing the perturbations and obtained a second order differential equation for the x-component of the magnetic field.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( A(x) \frac{\partial B_x}{\partial x} \right) - \beta_A(x) B_x = 0 \quad (1)$$

Where

$$A(x) = \frac{\beta_A \beta_*}{k_y^2 \beta_* + k_z^2 \beta_A} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \beta_A &= \beta + \alpha - 1 - \frac{1}{\eta^2}, & \beta_* &= \beta_0 - \alpha \frac{a_2}{a_0} \beta_1 \\ \beta_0 &= \alpha \frac{a_1 + a_2}{a_0} + \beta, & \beta_0 &= \frac{b_0(1 - \alpha) - b_1 - b_2}{b_0/\eta^2 - b_2} \end{aligned} \quad (3)$$

Coefficients  $a_{0,1,2}$  and  $b_{0,1,2}$  are determined as

$$\begin{aligned} a_0 &= 1 - \eta^2, & a_1 &= 1 - 2\gamma\eta - (1 - \alpha)\eta^2, & a_2 &= 1 + 2\gamma\eta - \eta^2 \\ b_0 &= 1 - 3\eta^2, & b_1 &= 2\gamma\eta(\alpha - 2) - 2, & b_2 &= 3 + 4\gamma\eta - 3\eta^2 \end{aligned} \quad (4)$$

Where for the basic nonperturbed physical parameters(indexes zero are dropped) used dimensionless parameters

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}}, & \beta &= \frac{B^2}{4\pi p_{\parallel}} = \frac{v_A^2}{c_{\parallel}^2}, & c_{\parallel}^2 &= \frac{p_{\parallel}}{\rho}, \\ \eta &= \frac{c_{\parallel} k_z}{\omega_z(x)}, & \bar{S}_{\parallel} &= \frac{S_{\parallel}}{p_{\parallel} c_{\parallel}}, & \bar{S}_{\perp} &= \frac{S_{\perp}}{p_{\perp} c_{\parallel}}, & \gamma &= \bar{S}_{\parallel} = \bar{S}_{\perp} \end{aligned} \quad (5)$$

Where  $\omega_z(x) = \omega - k_z V_0(x)$  is the Doppler shifted frequency. We also assume  $k_z = k \cos\theta$ ,  $k_y = k \sin\theta$  and after taking  $\cos^2\theta = \ell$  we write  $k_z = k\sqrt{\ell}$  and

$k_y = k\sqrt{1 - \ell}$ . Here  $c_{\parallel}$  – parallel sound speed,  $\theta$  – wave propagation angle relatively magnetic field,  $\alpha$  – anisotropy parameter,  $\gamma$  – initial heat fluxes parameter,  $\beta$  – inversely proportional to the plasma beta.

### 3. Dispersion relation and solution

In this work for simplicity we are assuming a step discontinuity function for velocity profile  $V_0 = V_{01}(x > 0)$ ,  $V_0 = V_{02}(x < 0)$ . Substituting this velocity profile into (9) we can obtain equation with constant coefficients which can be easily solved. This yield the following solution

$$B_x = C_1 e^{ik_x x} + C_2 e^{-ik_x x}, \quad k_x = \sqrt{-\frac{k_y^2 \beta_* + k_z^2 \beta_A}{\beta_*}} \quad (6)$$

We can require that the found solution must satisfy the boundary conditions

$$\{\rho_0 v_x\}_{x=0} = 0, \quad \text{mass flux} \quad (7)$$

$$\left\{p_{\perp} + \frac{B_0 B_x}{4\pi}\right\}_{x=0} = 0, \quad \text{total pressure} \quad (8)$$

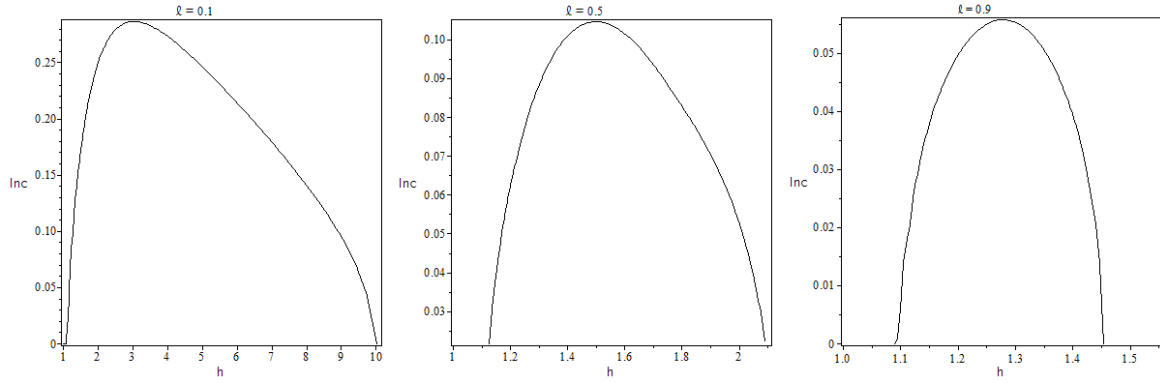
The braces indicate that the terms inside those brackets distinguishes parameters for the two different flows. For simplicity we use average of velocities

$$\begin{aligned} \bar{V} &= \frac{V_{01} + V_{02}}{2}, \quad \omega_z = k_z \bar{V} (V_F - m), \quad \eta = 1/M(V_F - m), \\ V_F &= \frac{V_f}{\bar{V}}, \quad V_f = \frac{\omega}{k_z}, \quad M = \frac{\bar{V}}{c_{\parallel}}, \quad m = \frac{V_0}{\bar{V}}, \end{aligned} \quad (9)$$

After applying boundary conditions we obtain dispersion relation which is polynomial equation of order 18 for complex phase velocity  $V_F$ :

$$\sum_{n=0}^{18} C_n V_F^n = 0 \quad (10)$$

Expression of coefficients  $C_n$  are very large that's why we did not write them. In this paper, our main goal is to calculate the growth rate of KH instability in an anisotropic properties. Consequently, to eliminate the plasma instabilities, we assume the conditions of absence firehose and mirror instabilities, besides condition  $\gamma = 0$ . Consider the case where all the anisotropic plasma parameters for both shear flow are same. Differ only the flow velocities  $V_{01} \neq V_{02}$ . It is well known that the firehose instability occurs when the condition  $\alpha + \beta < 1$  or  $p_{\parallel} > p_{\perp} + 2p_{mag}$ .



**Fig. 1.** The graph shows relation between  $Inc = \frac{Im(V_F)}{Re(V_F)}$  and  $h = \frac{V_{01}}{V_{02}}$  for different  $\ell = \cos^2\theta$  values with the parameters,  $\alpha_1 = \alpha_2 = 1.05$ ,  $\beta_1 = \beta_2 = 0.15$ ,  $M_1 = M_2 = 8$ ,  $m_1 = \frac{2h}{1+h}$ ,  $m_2 = \frac{2}{1+h}$ ,  $s=1$ .

#### 4. Conclusion

Based on the 16-momentum MHD transfer equations we have considered the two shear plasma flows along the magnetic field excluding the effect of the gravitational acceleration. It was assumed that both flows are anisotropic and homogeneous, excluding heat flow. We obtain the increment of K-H instability, unlike ordinary case of hydrodynamic has a maximum and the instability has two threshold. In other words, KHI occurs within  $h_1 < h < h_2$ , where  $h = \frac{V_{01}}{V_{02}}$  characterizes the shift between the flow velocities. In future work, we will investigate K-H instability properties depending on the anisotropy parameters and heat flux.

#### References

1. Chandrasekhar, S., 1961, Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, Oxford Univ. Press, New York.
2. Talwar S.P., 1965, Phys. Fluids, 8, 1295.
3. Dzhililov N.S., V.D. Kuznetsov and J. Staude, Wave Instabilities of a Collisionless Plasma in Fluid Approximation, 2010.



## **ШИРОТНО-ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В 23 И 24 СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛАХ**

**Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.**

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

## **LATITUDE-TIME EVOLUTION OF MAGNETIC FIELD IN SOLAR CYCLES 23 AND 24**

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

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

*On the base of photosphere magnetic field (m. f.) observations made by the magnetograph of Stanford observatory we study evolution of large-scale m. f. in the cycles of solar activity Nos. 23 and 24 (1996–2016). For this purpose we compare latitude and time patterns of the m. f. in two diagrams: the first one corresponds to the photosphere and the second one, to the closed m.f.*

*We show that a significant decreasing of the global component of the m. f. happened in the second half of the 23rd and in the 24th cycle as compared to the cycles Nos. 21 and 22. Additional activation of the m. f. in the north hemisphere took place during the decreasing phase of cycle 23, which caused prolongation of the cycle by almost 3 years. As a result, the 24th cycle is characterized by a notable difference of the closed m. f. evolution in two hemispheres of the Sun.*

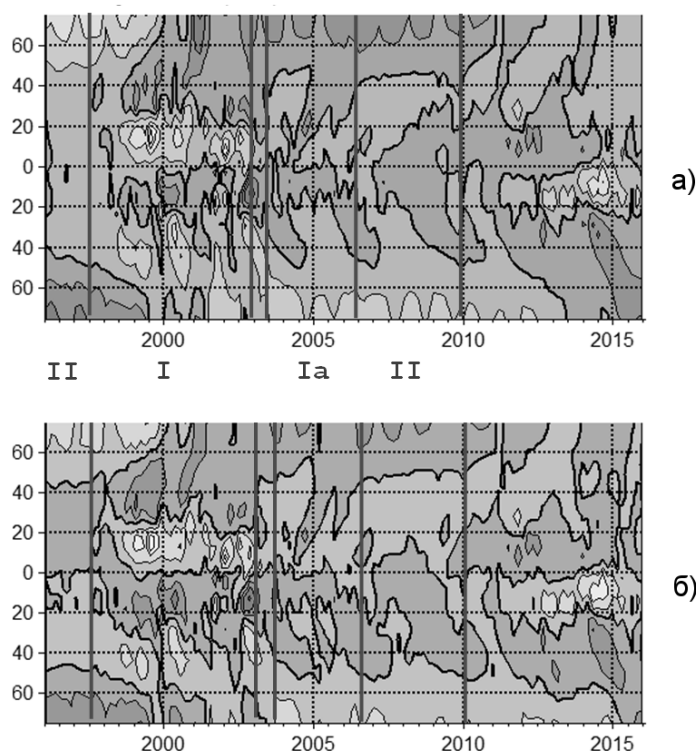
Для исследования широтно-временной эволюции крупномасштабного магнитного поля (м.п.) Солнца (КМПС) в 23–24-м циклах были использованы данные наблюдений фотосферного м.п. Стенфордской обсерватории за 1996–2016 годы. На рис. 1а представлена диаграмма широтно-временной эволюции фотосферного м.п., а на рис. 1б – эволюция замкнутых м.п. (ЗМП) за тот же период времени. Последняя получена вычитанием из фотосферного м.п. глобального поля Солнца (ГМПС), метод получения которого и его свойства описаны в [1]. Таким образом, различие между 1а и 1б представляет ход развития ГМПС в 11-летнем цикле [1, 2].

Рассмотрим диаграмму ЗМП (рис. 1б). Как было нами показано в работе [2], одной из основных закономерностей м.п. 11-летнего цикла является наличие двух фаз в его эволюции: фазы I, охватывающей период подъёма и максимума цикла, и фазы II — спада и минимума. На рис. 1 границы этих фаз отмечены вертикальными линиями I и II.

Одно из свойств ЗМП на фазе II — появление нейтральной линии м.п. на гелиоширотах  $\pm(40-45)^\circ$ , а с началом последующей фазы I эта линия поднимается в высокие широты с последующей сменой полярности м.п. Солнца.

Ход эволюции м.п. в 23-м цикле на фазе I (рис. 1б) аналогичен её ходу в 21-м цикле в обоих полушариях [3]. Однако по прошествии одного года,

на фазе II, нейтральная линия в N-полушарии, в отличие от 21-го цикла, устремляется в высокие широты, как бы ещё раз повторяя вторую половину фазы II 21-го цикла. Приблизительно в 2007 году, т.е. через 3 года, вновь восстанавливается фаза II, и нейтральная линия м.п. остаётся на широте  $45^{\circ}$ – $50^{\circ}$  до начала её подъёма в 2010 году в высокие широты, т.е. до наступления фазы I следующего, 24-го солнечного цикла. Вытекающие из этого следствия обсуждались в [2].



**Рис. 1.**

В отличие от северного, в южном полушарии такого сильного выброса на фазе II не наблюдается. Однако три сравнительно невысоких выброса отрицательной полярности м.п. образуют на фазе II цепочку нейтральной линии с максимумами на широте  $54^{\circ}$  и продолжительностью примерно 7.5 лет.

Вторая особенность 23-го цикла проявляется при сравнении диаграмм рис. 1а и 1б. На фазе II нейтральные линии фотосферного м.п. и ЗМП отличаются по широте всего на  $5^{\circ}$  (в N-полушарии  $45^{\circ}$  и  $50^{\circ}$  соответственно), в то время как в 21-м и 22-м циклах на диаграммах фотосферного м.п. на фазе II нейтральная линия м.п. отсутствовала.

Та же картина наблюдается на рис. 2, где на верхней части представлен средний ход полярного поля по данным наблюдений Стенфордской обсерватории, усреднённый для N- и S-полушарий Солнца. На двух нижних панелях рисунка (рис.2б и в) приведён циклический ход зональной ди-

польной составляющей энергий м.п. на фотосфере и поверхности источника соответственно.

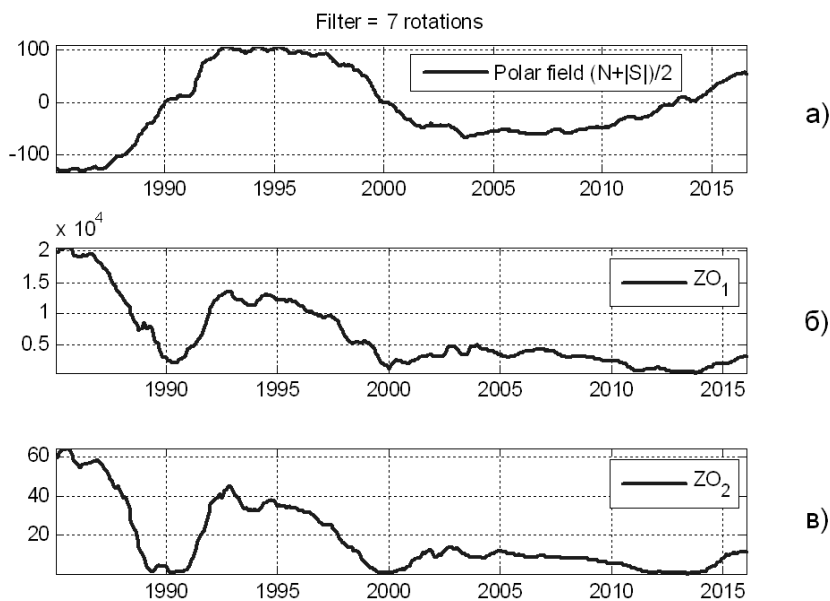


Рис. 2.

Как следует из рис. 2, высокоширотное полярное м.п. в 23-м цикле уменьшилось примерно в 1.7 раза по сравнению с 22-м, а  $ZO_1$  и  $ZO_2$  — в 3.2 раза. Тем самым подтверждается тот факт, что в 23-м цикле произошло существенное падение величины ГМПС, что следует из диаграмм на рис. 1. При этом уменьшение величины ГМПС наблюдается не только на высоких, но и на низких широтах.

Переходя к рассмотрению эволюции ЗМП в 24-м цикле, можно видеть, что при сравнении фазы I 24-го цикла с фазой I 22-го цикла наблюдается хорошее соответствие хода нейтральной линии м.п., особенно в N-полушарии выше  $50^\circ$ . Действительно, через 3 года после начала фазы I 24-го цикла в N-полушарии произошла смена полярности, в то время как в S-полушарии (как это наблюдалось и в 22-м цикле) это произошло на 2.5 года позже.

Следовательно, по аналогии с 22-м циклом наступление фазы II в 24-м цикле можно ожидать в 2016 году.

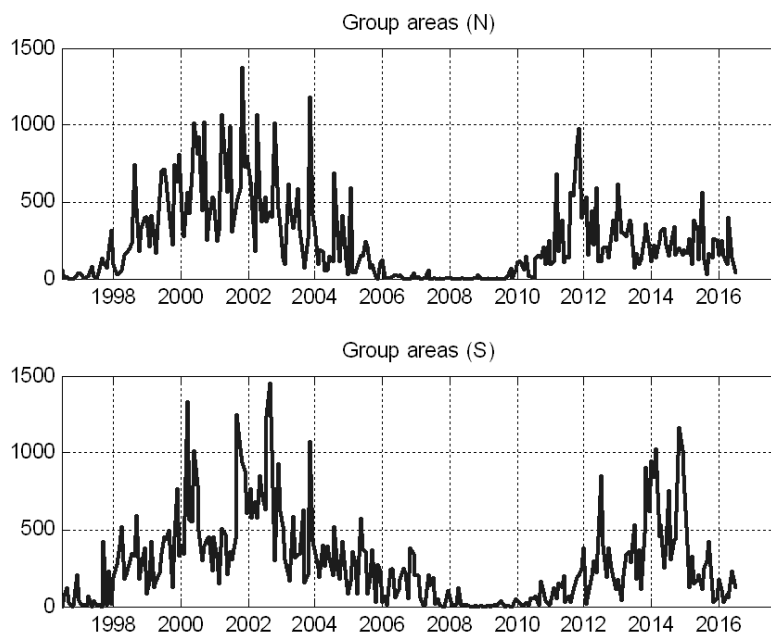
Таблица 1.

Номер цикла	Широта	Фотосфера		ЗМП	
		N	S	N	S
22	$75^\circ$	1990.0	1991.7	1990.6	1992.3
23		2000.0	2001.4	2000.1	2001.4
24		2012.8	2013.4	2012.9	2015.3

В таблице 1 приводятся времена смены полярностей м.п. в 22–24 циклах в фотосфере и для ЗМП) для N- S-полушарий на широтах  $\pm 75^\circ$ . Из неё

следует, что наблюдавшееся на диаграмме 1а наибольшее различие м.п. во времена переполусовок в N- и S-полушариях ко времени 24-го цикла практически исчезло, а на диаграмме ЗМП оно увеличилось до 2.5 лет.

Это подтверждается и по распределению сильных м.п. в 24-м цикле (рис. 1) на низких широтах, мощность которых в 24-м цикле относительно 23-го существенно снизилась.



**Рис. 3.**

Наблюдаемая северо-южная асимметрия полушарий Солнца в 24-м цикле видна на рис. 3, где приведены данные о распределении площадей групп пятен в 23-м и 24-м 11-летних циклах. В то время как в N-полушарии 24-го цикла максимум площадей пятен наблюдался примерно в момент 2011.8, в S-полушарии наибольший пик приходился на момент 2014.8. Отметим, что значение находится в согласии с прогнозом, данным в [4].

#### **Литература**

1. *Ихсанов, Р.Н., Иванов, В.Г.* // Труды конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2011», СПб, Пулковое, 2011, с. 47.
2. *Ихсанов, Р.Н., Иванов, В.Г.* // Астрон. жур., 2013, т. 90, с.158–165.
3. *Ихсанов, Р.Н., Иванов, В.Г.* // Труды конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2012», СПб, Пулковое, 2012, с. 59.
4. *Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С.* // там же, с. 67.

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭМИССИИ ПРОТУБЕРАНЦА В ЛИНИЯХ ВОДОРОДА, НЕЙТРАЛЬНОГО И ИОНИЗОВАННОГО КАЛЬЦИЯ**

**Калинин А.А.**

*Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*

## **MODELLING OF THE PROMINENCE EMISSION IN THE HYDROGEN, NEUTRAL AND IONIZED CALCIUM LINES**

**Kalinin A.A.**

*Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*

*The response of the neutral and ionized material fractions in the prominence body to magnetic field must be different. Degree of this difference depends on the collision processes efficiency. One of the methods to investigate this difference is observation of lines of neutral and ionized fractions. In this communication I propose to use lines H and K Ca II and 422.7 nm Ca I. To analyze such observations the approximate model for these lines emissions is developed. To the atom model of the prom7 program [6] the upper level of the 422.7 transition is added, and after some modification there is possibility to calculate the integral intensity of the 422.7 nm line E(4227). Main restriction for the proposed method is solar radiation scattering as mechanism of the 422.7 line radiation. Preliminary calculations show that if temperature is known the full gas pressure is determined uniquely from E(4227).*

Одной из нерешенных проблем в теории протуберанцев (и хромосферы и короны в целом) является соотношение нейтральных и ионизованных компонент составляющих протуберанец химических элементов. Кажется очевидным, что распределение нейтральных и ионизованных компонент должно быть разным, так как нейтральная фракция не чувствует магнитных полей и может двигаться поперек силовых линий, пронизывающих тело протуберанца, под действием силы тяжести, а ионизованная должна терять одну степень свободы и двигаться вдоль силовых линий магнитного поля. Нивелировать такую разницу в поведении фракций могут процессы столкновительной релаксации, приводящие к однотемпературному максвелловскому распределению и выравниванию содержания нейтральной и заряженной компоненты, однако состояние вещества протуберанца далеко от термодинамического равновесия, что подтверждается успехом неЛТР анализа их спектров (см. например, [1]). Теория и наблюдения пока часто противоречат друг другу. Например, авторы [2] находят подтверждение возможности диффузии нейтралов поперек магнитного поля в наблюдениях повышенного содержания гелия в нижней части волокон, в то время как в [3] теоретически показывается, что связь нейтральной и ионизованной компонент достаточно сильна (причем за счет перезарядки, а не коллективных эффектов). Таким образом, представляется актуальным для проту-

беранцев анализировать (квази)одновременные спектры элементов, содержащие линии как нейтральной, так и ионизованной фракции.

В оптическом спектре известны наблюдения линий H и K ионизованного кальция и линии 422.7 нм нейтрального кальция (см., например, обзор [4]). Линия 422.7 хорошо видна на спектрах, полученных во время затмений, на коронографах и высокогорных станциях, а также в активных протуберанцах. Представляет интерес дополнить теоретический анализ эмиссии водорода и ионизованного кальция в спектрах протуберанцев, проведенный автором ранее [5], анализом свечения линии 422.7 нм.

Простой приближенный способ включения вычисления эмиссии данной линии Ca I в применяемую автором программу `prom7` [6], заключается в следующем. Модель атома кальция из программы `prom7` (в которой основной уровень Ca I уже присутствует) дополняется уровнем  $4s4p\ 1P^0$ , верхним для линии 422.7 нм (см. рис. 1). Далее используется схема, похожая на метод работы [7]. Делаются предположения:

а) Линия 422.7 оптически тонка (подтверждено расчетами населенности нижнего уровня  $4s4s\ 1S$  данного перехода - максимальная оптическая толщина не превышает 0.1 во всем диапазоне физических параметров).

б) Возбуждение верхнего уровня определяется рассеянием солнечного излучения.

В этом случае функция источника в линии определяется дилутированной интенсивностью излучения Солнца в центре линии 422.7 нм, и ее можно вычислить, представив в виде функции Планка  $B(T_r)$ , где  $T_r$  - температура излучения. Она взята из [4] и составляет 4100 К. В предположениях а) и б) она равна температуре возбуждения перехода  $T_{ex}$ . Тогда населенность  $n_u$  верхнего уровня определяется формулой Больцмана с температурой  $T_{ex}$ , а интегральная интенсивность  $E$  в предположении доплеровского профиля

$$E = n_u D A_{ul} h\nu / 4\pi,$$

где  $D$  – геометрическая толщина протуберанца,  $A_{ul}$  – эйнштейновская вероятность перехода,  $\nu$  – частота перехода. Атомные параметры для линии 422.7 нм взяты из работы [8]. В такой формулировке интегральная интенсивность  $I(422.7)$  прямо связана с населенностью основного уровня Ca I.

На рис. 2 дана рассчитанная по вышеизложенной методике зависимость логарифма полной интенсивности линии Ca I 422.7 нм от давления и температуры. Геометрическая толщина протуберанца 2000 км.

Для такого протяженного по глубине протуберанца при больших давлениях  $E(4227)$  достигает значений  $10^4$ . Если из других соображений известна температура и протяженность по лучу зрения тела протуберанца, то полная энергия однозначно определяет давление в нем. Кроме того,  $E(4227)$  также однозначно определяет степень ионизации нейтрального кальция (соответствующие расчеты будут приведены в другом месте).

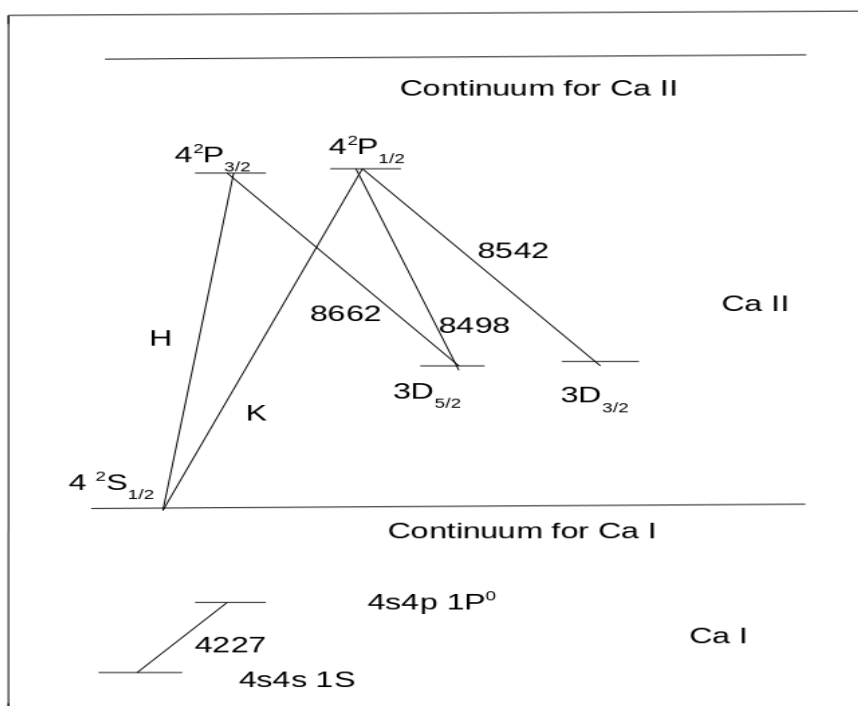


Рис. 1. Объединенная диаграмма энергетических уровней Ca I, Ca II и соответствующие радиационные переходы.

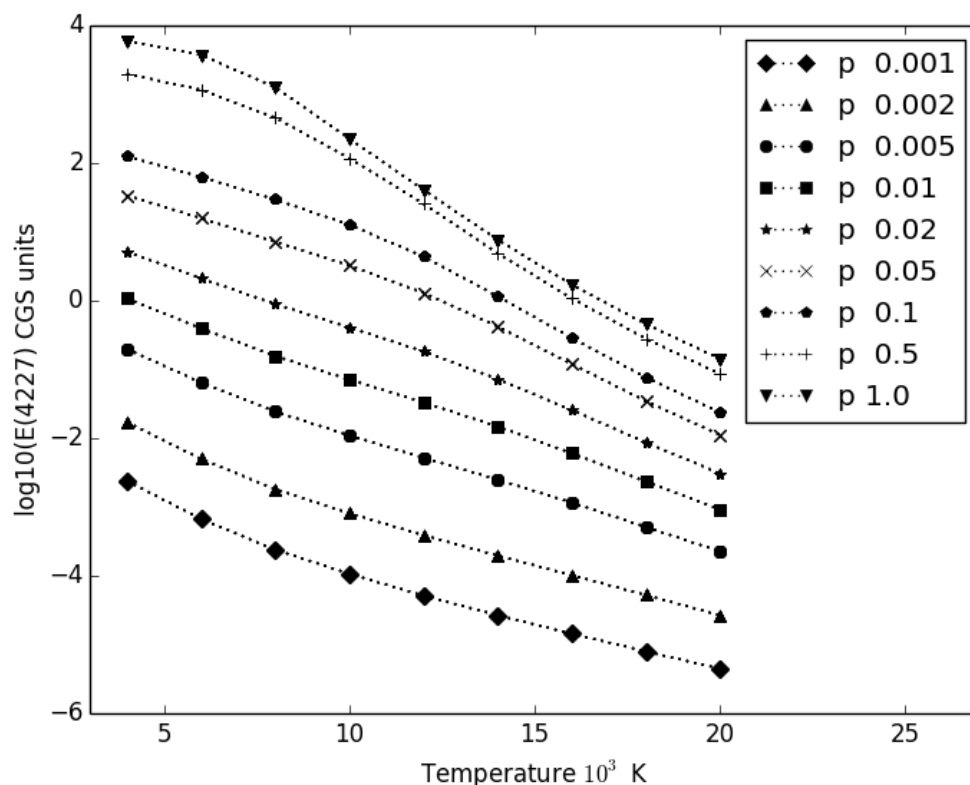


Рис. 2. Зависимость логарифма полной интенсивности линии Ca I 422.7 нм от давления и температуры. Геометрическая толщина протуберанца 2000 км. На врезке значения полного давления. Везде единицы CGS.

В дальнейшем планируется улучшить модель атома Ca I и включить ударные процессы. Особый интерес представляет учет перезарядки.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ (проект номер 3.1781.2014/К)

#### Литература

1. Solar prominences // *Astrophys. Space Sci. Lib.*, v. 415, ed. J.-C. Vial and O. Engvold, Springer, 2014, 488 p.
2. *Gilbert H., Kipler G., Alexander D.*: Observational evidence supporting cross-field diffusion of neutral material in solar filaments // *Astrophys. J.*, 2007, vol. 671, pp. 978–989.
3. *Terradas J., Soler R. et al.*: On the support of neutrals against gravity in solar prominences // *Astrophys. J. Letters*, 2015, vol. 802, L28(5 pp.).
4. *Мороженко Н.Н.* Спектрофотометрические исследования спокойных солнечных протуберанцев, Киев: Наукова думка, 1984, 164 с.
5. *Kalinin A.A.*: Hydrogen and calcium lines in solar prominence spectra // *Geomagn. Aeron.*, 2012, vol. 52, No. 8, pp. 1050-1054.
6. *Gouttebroze P., Heinzel P.*: Calcium to hydrogen line ratios in solar prominences // *Astron. Astrophys.*, 2002, V. 385. P. 273–280.
7. *Heinzel P., Gunar S., Anzer U.*: Fast approximate radiative transfer method for visualizing the fine structure of prominences in the hydrogen H $\alpha$  line // *Astron. Astrophys.*, 2015, vol. 579, A16(pp. 1–6).
8. *Cayrel R., Faurobert-Scholl et al.*: On the use of Ca I triplet lines as luminosity indicators // *Astron. Astrophys.*, 1996, vol. 312, pp. 549–552.



## **СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЦИКЛОГЕНЕЗА ВНЕТРОПИЧЕСКИХ ШИРОТ ВО ВРЕМЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ**

**Караханян А.А., Молодых С.И.**

*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

## **STATISTICAL ANALYSIS OF EXTRATROPICAL CYCLOGENESIS DURING GEOMAGNETIC DISTURBANCES**

**Karakhanyan A.A., Molodykh S.I.**

*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia*

*We analyzed variations in temperature and humidity in warm and cold sectors of extratropical cyclones of both hemispheres when the cyclones propagated during geomagnetic disturbances during the solar minimum. We determined position and propagation of extratropical cyclones, using thermobaric maps at 500 hPa. We found differences in variations in thermal properties of air masses of extratropical cyclones when the cyclones propagated during geomagnetic disturbances compared to classical cyclogenesis. We identified that geomagnetic disturbances created conditions leading to an increase in temperature in a warm sector of a cyclone, with a cold sector warming slower. Consequently, the temperature gradient persists below 300 hPa between the sectors, which could result in cyclone growth and regeneration. Humidity characteristics of air masses change due to temperature variations in cyclone sectors. We showed that temperature distributions with height changed during geomagnetic disturbances in the sectors of extratropical cyclones.*

В тропосфере умеренных широт распределение тепла и влаги осуществляется циркуляцией воздуха в системе циклонов и антициклонов. В результате нелинейного воздействия солнечной активности на структуры атмосферной циркуляции в тропосфере может происходить модуляция циклонов и антициклонов, которая приводит к изменению свойств барических образований [1–3]. Поскольку барические образования являются термически ассиметричными структурами, мы предполагаем, что солнечный сигнал будет наиболее ярко выражен в высотном распределении характеристик теплой и холодной воздушных масс. Целью работы является статистический анализ изменения температуры и влажности воздушных масс внетропических циклонов обоих полушарий при их перемещении во время геомагнитных возмущений в минимуме солнечной активности.

Для реализации цели работы использовались данные NCEP/NCAR ре-анализа по температуре и влажности на стандартных изобарических поверхностях (<http://www.esrl.noaa.gov/psd/>), уровень возмущенности геомагнитного поля оценивался на основе *aa*-индекса геомагнитной активности (<http://www.ngdc.noaa.gov>), центры циклонов определялись по данным электронного ресурса NASA – <http://data.giss.nasa.gov/>.

Методика анализа распределения температуры и влажности воздушных масс внетропических циклонов в толще тропосферы при их перемещении во время возмущенных геомагнитных условий состояла из нескольких этапов. На первом этапе нами выбраны периоды низкой активности Солнца, что обусловлено наличием различных солнечных факторов, которые могут оказывать влияние на состояние тропосферы. Далее с использованием *aa*-индекса произведена выборка возмущенных дней в годы минимумов солнечной активности (1964, 1975, 1976, 1986, 1996).

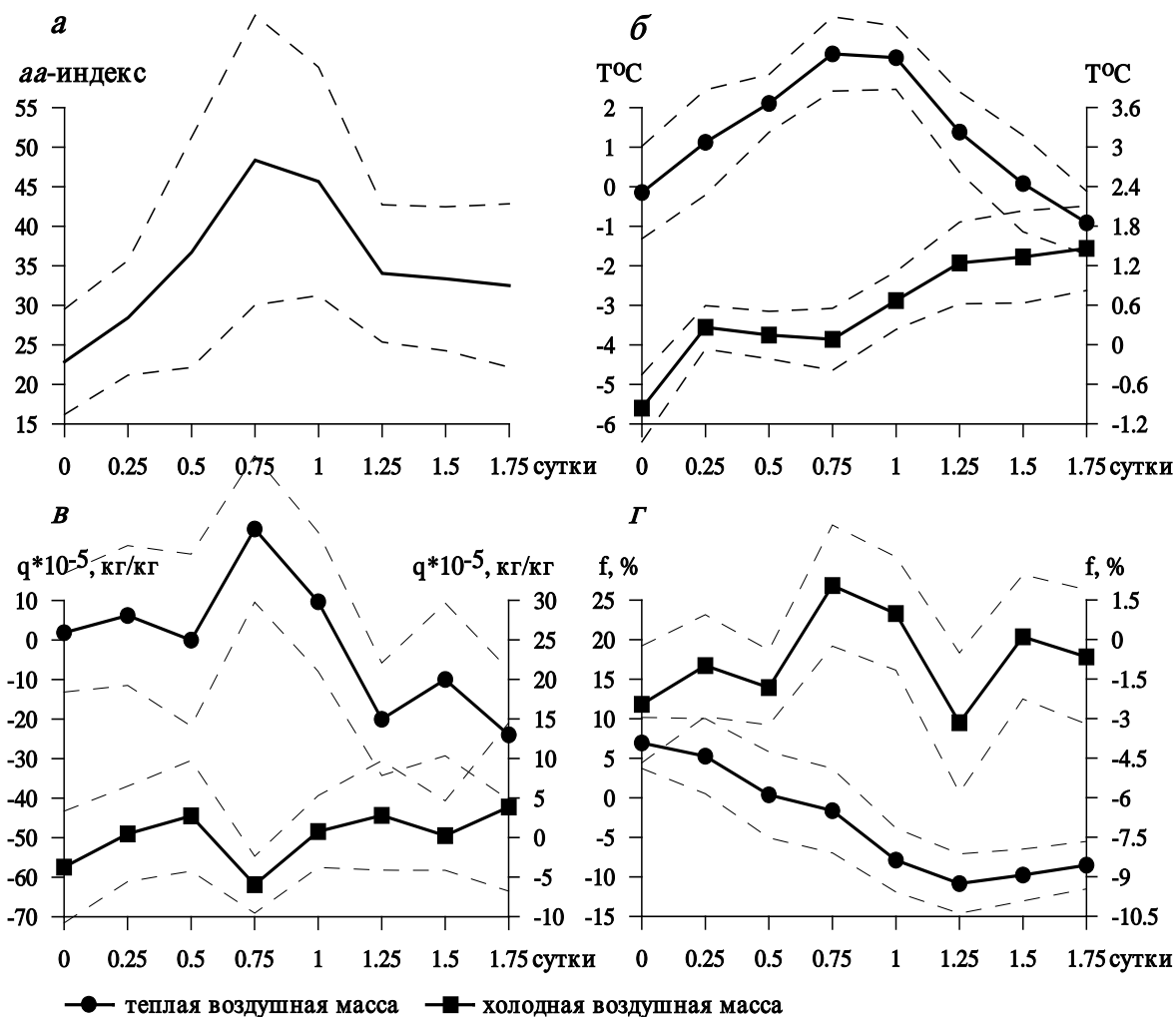
Для полученных дат на основе четырехсрочных данных реанализа NCEP/NCAR построены наборы карт поля температуры и ветра на уровне 500 гПа. Далее по картам определялись координаты центров теплой и холодной воздушных масс, относящихся к одному циклону, с учетом центров циклонов электронного ресурса NASA. Во время заключительного этапа были получены вариации температуры и влажности на стандартных изобарических уровнях в зоне центров теплого и холодного секторов циклона. Для проведения исследования было отобрано 15 случаев внетропических циклонов в обоих полушариях в годы минимума солнечной активности (табл.). Отбор циклонов осуществлялся в месяцы, когда происходит интенсивное развитие циклонической деятельности. Дополнительным условием отбора являлось совпадение моментов начала геомагнитного возмущения и возникновения циклона. Данное условие определялось из предположения, что геомагнитная активность окажет максимальное влияние во время начальной стадии развития циклона.

**Таблица.** Параметры отбора для статистического анализа

Годы минимума солнечной активности	Период возмущения (год, месяц, число, срок)	Дата начала циклона	Координаты центра циклона
1964	1964010300–1964010418	1964010200	50.9° S, 161.7° E
	1964060906–1964061100	1964060900	55.1° N, 68.1° E
	1964070618–1964070812	1964070612	62.3° N, 35.8° W
1975	1975010400–1975010518	1975010400	51.6° S, 28.3° W
	1975061106–1975061300	1975060912	69.1° N, 28.4° E
1976	1976011000–1976011118	1976010912	52.0° S, 7.7° W
	1976012012–1976012206	1976012000	60.9° S, 104.7° W
	1976071418–1976071612	1976071400	53.1° N, 157.9° W
1986	1986012700–1986012818	1986012612	46.1° N, 170.7° W
	1986072818–1986073012	1986072800	56.5° S, 36.4 E
1996	1996010218–1996010412	1996010212	44.4° N, 166.4° E
	1996011200–1996011318	1996011012	38.7° N, 68.9° W
	1996012818–1996013012	1996012800	50.2° S, 57.8° E
	1996070406–1996070600	1996070200	54.5° N, 101.1° E
	1996073018–1996080112	1996072912	53.0° N, 149.0° E

При перемещении воздушных масс внетропических циклонов во время геомагнитных возмущений во всей толще тропосферы изменения температуры теплой и холодной воздушных масс хорошо соответствуют вариациям геомагнитной активности. В течение двух суток геомагнитного возмущения увеличение геомагнитной активности сопровождается повышением температуры в теплой воздушной массе, при этом холодная воздушная масса прогревается медленнее (рис. 1а, 1б). Вследствие этого температурный градиент между теплой и холодной воздушными массами сохраняется более длительное время.

Наблюдаемые изменения влажности во время эволюции циклона в возмущенных геомагнитных условиях отражают физические механизмы связи между температурой и влажностью в обоих секторах циклона. При возрастании температуры увеличивается давление насыщающих паров, что приводит к увеличению удельной влажности воздуха и уменьшению относительной влажности воздуха (рис. 1в, 1г).



**Рис. 1.** Изменения геомагнитной активности (а), температуры (б), удельной влажности (в), относительной влажности (г) в теплой и холодной воздушных массах во время циклогенеза, нормированные относительно двух суток геомагнитного возмущения.

Рассмотрим коэффициент линейной регрессии (тангенс угла наклона), характеризующий чувствительность температуры воздушных масс внетропических циклонов к изменению геомагнитной активности. На основе проведенного анализа обнаружено, что величина отклика температуры в теплой и холодной воздушных массах на изменение геомагнитной активности возрастает с увеличением высоты в тропосфере. Следовательно, распределения температуры с высотой в воздушных массах внетропических циклонов меняются во время геомагнитных возмущений (рис. 2).

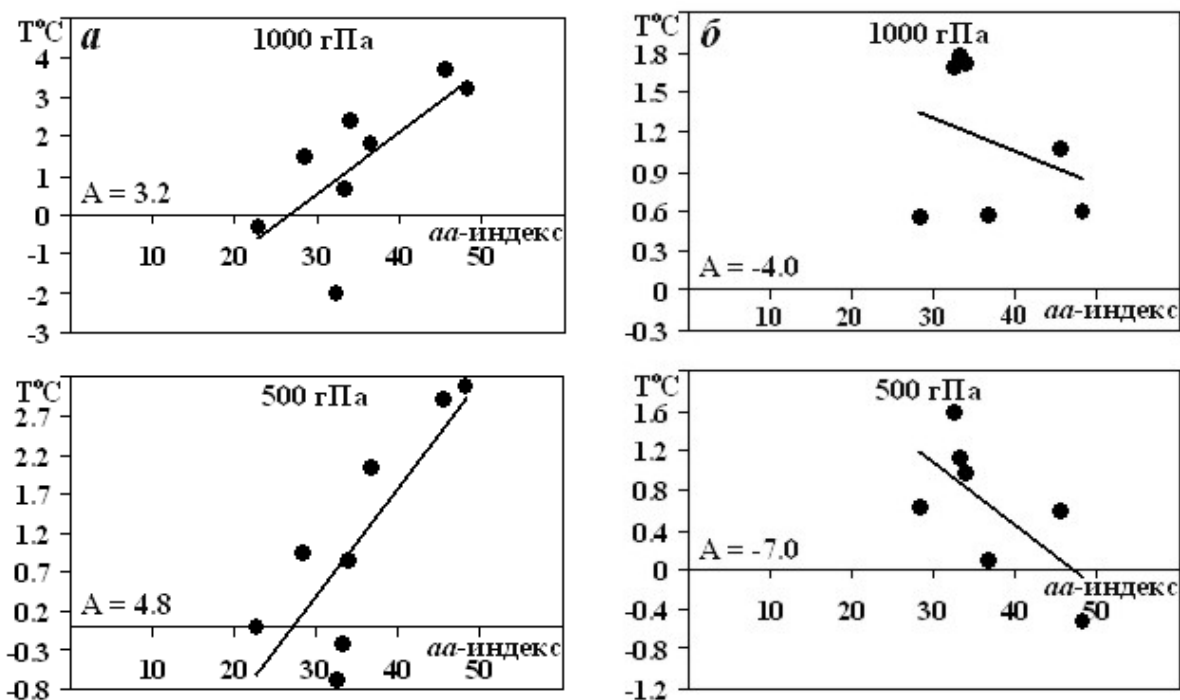


Рис. 2. Отклик температуры слоев тропосферы на изменение геомагнитной активности: *a* – в теплой воздушной массе, *b* – в холодной воздушной массе. A – коэффициент в уравнении регрессии.

Таким образом, в отличие от классического циклогенеза, во время геомагнитных возмущений меняются температурные свойства воздушных масс внетропических циклонов, что может привести к увеличению интенсивности и регенерации циклонов.

### Литература

1. Артамонова И.В., Веретенко С.В. Влияние фобуш-понижений галактических космических лучей на развитие антициклонической активности в умеренных широтах // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2015. Т. 79. № 5. С. 747–749.
2. Веретенко С.В., Дергачев В.А., Дмитриев П.Б. Солнечная активность и вариации космических лучей как фактор интенсивности циклонических процессов в умеренных широтах // Геомагнетизм и аэрономия. 2007. Т. 47. № 3. С. 399–406.
3. Веретенко С.В., Тайл П. Солнечные протонные события и эволюция циклонов в северной Атлантике // Геомагнетизм и аэрономия. 2008. Т. 48. № 4. С. 542–552.

## **СУЩЕСТВУЕТ ЛИ СВЯЗЬ МЕЖДУ ОБИЛИЕМ ЛИТИЯ И ВОЗНИКНОВЕНИЕМ СУПЕРВСПЫШЕК НА G- И K- ЗВЁЗДАХ?**

**Кацова М.М.<sup>1</sup>, Мишенина Т.В.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Астрономическая обсерватория, Одесский национальный университет,  
Одесса, Украина*

## **IS THERE A LINK BETWEEN THE LITHIUM ABUNDANCE AND OCCURENCE OF SUPERFLARES ON G AND K STARS?**

**Katsova M.M.<sup>1</sup>, Mishenina T.V.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Sternberg State Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University,  
Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Astronomical Observatory, Odessa National University, Odessa, Ukraine*

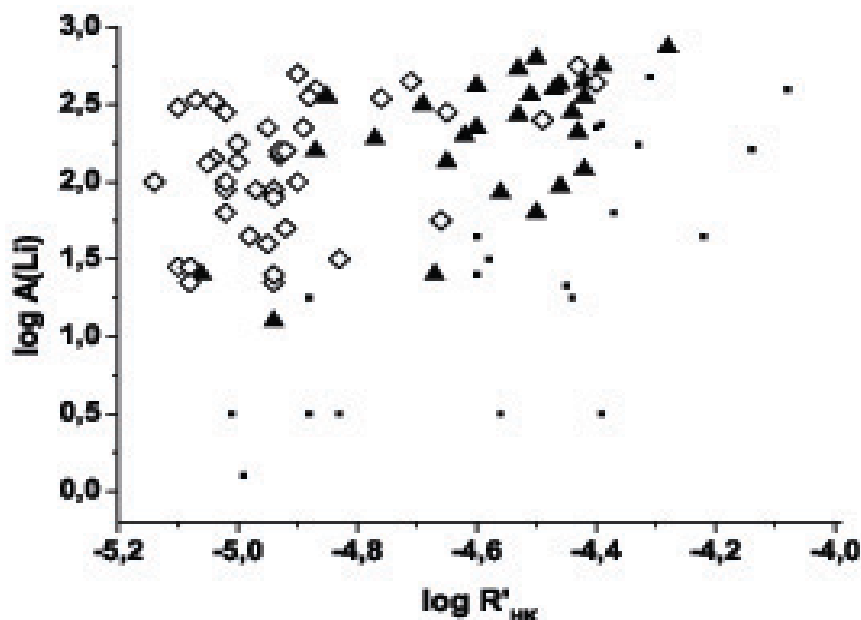
*First observations of the lithium content in stars with registered superflares demonstrate a significant spread in  $\log A(\text{Li})$  values for G- and K- main sequence stars. A priori it is clear that superflare stars are characterized by high activity level. Our earlier results indicated a correlation between the Li abundance and the chromosphere activity index. But the previous set of stars contained only few stars whose chromospheric activity is lower than the solar one. We added here more than one hundred weakly-active stars and got unexpected result: we found a large number of low-active stars which show high lithium abundances,  $\log A(\text{Li}) > 2$ . It is shown that both superflare stars and stars with high lithium content are mainly young, fast rotating objects. The only few low-active stars demonstrate a correlation between the lithium abundance and activity. Both a large spread in the Li content in superflare stars and  $\log A(\text{Li})$  changes versus the spectral type of stars can be explained if to apply results of calculations of the inner structure of stars concerning suppression of convection in the stellar age of about 500 Myr and conservation of the lithium content during the life of a star on the main sequence.*

### **1. Введение**

Активность звёзд с поверхностными конвективными зонами связана с осевым вращением, в основном отражающим их возраст. Молодые звёзды F- и G- звёзды характеризуются, как правило, высоким содержанием лития. Можно было ожидать, что должна существовать достаточно высокая корреляция между обилием лития и индексами активности. Наш анализ показал, что корреляция действительно выявляется [1]. С тех пор появились данные о наивысшем проявлении звёздной активности – супервспышках – нестационарных явлениях с полной энергией от  $3 \cdot 10^{32}$  эрг (экстремально мощных событиях, наблюдаемых на современном Солнце) до энергий  $>10^{36}$  эрг (см., например, [2]). Однако первое сопоставление не выявило определённой связи между характеристиками звёзд с супервспышками и обилием лития на них [3]. Это потребовало более детального рассмотрения данной проблемы в целом.

## 2. О корреляции обилия лития с уровнем активности

Наш первый анализ [1] мы дополнили в работе [4] данными об обилиях лития из литературы, а здесь рассматриваем полный массив однородных данных для 151 прежних звёзд с достаточно высокой активностью и 139 менее активных звёзд. Все спектры получены на 1.93-м телескопе обсерватории Haute Provence (Франция) с эшелъным спектрографом ELODIE. Спектры в области 4400–6800 Å имели разрешение 42 000 и отношение сигнала к шуму S/N от 100 до 350 в области 5500 Å. Обработка всех спектральных данных проведена единообразно. Результаты приведены на рис. 1, на котором представлены данные по обилиям лития,  $\log A(\text{Li})$  в зависимости от индекса хромосферной активности  $\log R'_{\text{HK}}$  для нового массива G- звёзд (ромбы), старого массива G- звёзд (треугольники) и для K-звёзд старого массива (маленькие точки). Экстраполяция старых данных указывает на то, что звёзды со слабой активностью должны обладать обилиями лития, близкими к солнечному значению,  $\log A(\text{Li}) = 1$ . Однако на самом деле оказалось, что обилие лития у звёзд с такой же активностью, как у максимального Солнца в 10–30 раз выше. При этом корреляция обилия лития с индексом хромосферной активности для полного набора G звёзд практически исчезла. Если вспомнить о существовании значительного количества звёзд со слабой активностью, где верхние пределы  $\log A(\text{Li})$  ниже 0,5, то этот результат указывает на обнаружение новой большой группы G-звёзд со значительным содержанием лития. Заметим, что для звёзд с высокой активностью вышеупомянутая корреляция сохраняется.

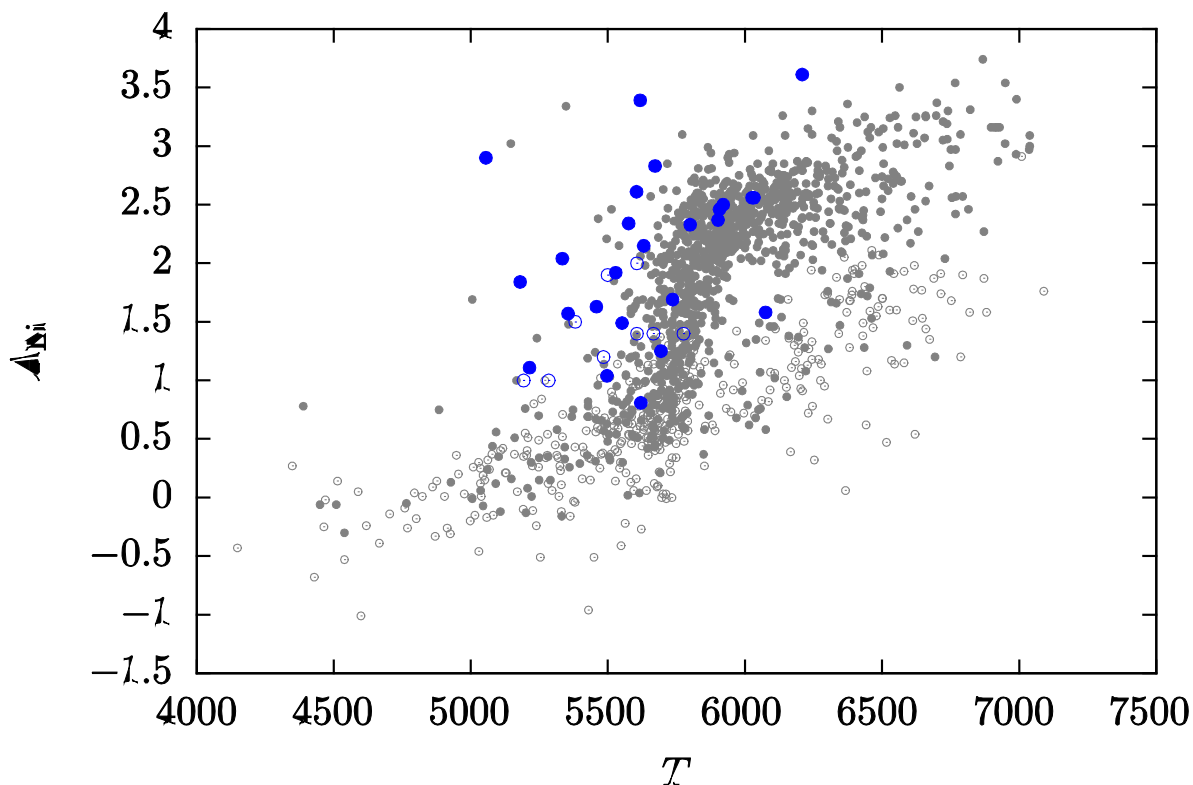


**Рис. 1.** Обилия лития  $\log A(\text{Li})$  в зависимости от индекса хромосферной активности  $\log R'_{\text{HK}}$  для нового массива G- звёзд (ромбы), старого массива G- звёзд (треугольники) и для K-звёзд старого массива (маленькие точки).

### 3. Литий в звёздах с супервспышками

Анализ обилия в звёздах с эффективными температурами от 5000 до 6200 К, где зарегистрированы супервспышки во время космической миссии *Kepler*, свидетельствует о значительном разбросе значений  $\log A(\text{Li})$ , достигающим 3 порядков величин [3]. Там также отсутствует корреляция обилия лития с индексами хромосферной активности и вращением. Выборка здесь, однако, насчитывает всего 34 звезды и не может рассматриваться достаточно представительной.

На рис. 2 мы сопоставляем эти данные на фоне результатов [5] определения обилия лития для 2000 ближайших F-, G- и K- карликов и субгигантов. Здесь, во-первых, видно, что у звёзд с супервспышками с эффективной температурой как у Солнца величина  $A(\text{Li})$  в 30 раз выше, чем у Солнца. Во-вторых, с определённой оговоркой можно утверждать, что зависимость  $\log A(\text{Li})$  от  $T_{\text{eff}}$  для звёзд с супервспышками сдвинута примерно на 200–300 К в сторону K-звёзд относительно фоновых звёзд.



**Рис. 2.** Обилие лития  $\log A(\text{Li})$  у звёзд с супервспышками на фоне 2000 ближайших F-, G- и K- карликов и субгигантов по данным Ramirez и др. [5].  
Открытые кружки – верхние пределы значений обилия лития.

Отметим ещё одно отличие звёзд с супервспышками от других переменных звёзд, зарегистрированных на КА *Kepler*. По амплитуде вращательной модуляции потоков излучения в оптической и ближней ИК-области обнаруживается бимодальное распределение числа звёзд по периодам вращения. Этот результат получен по данным о 34030 F–M звёздам

главной последовательности [6]. Для этих звёзд найдено, что наибольшее количество звёзд концентрируется близ основного периода, и существует определённая группа звёзд, вращающихся быстрее. Для G-звёзд эти периоды близки к 20 суткам и 3–5 дням. Напротив, основная масса звёзд с супервспышками, как и количество мощных событий, характеризуется периодами вращения от нескольких часов до 7–8 дней. В то же время существует некоторое количество звёзд с супервспышками, вращающихся медленнее, с периодами 12–14 дней.

Таким образом, и звёзды с супервспышками, и звёзды с большим содержанием лития являются, в основном, молодыми, быстро вращающимися объектами.

Что касается существования связи обилия лития с возникновением супервспышек, то можно утверждать, что эта связь действительно присутствует в быстро вращающихся G- и K-звёздах с характером активности, близким к насыщению. У некоторых звёзд эта связь прослеживается и при более слабой активности. Однако обнаружена большая группа звёзд с высоким содержанием лития и низкой активностью. Это обуславливает значительный разброс обилия лития, в частности, у звёзд с супервспышками с периодами вращения 12–15 дней.

#### **4. Возможная интерпретация наблюдательных данных**

При торможении звезды и уровень активности, и обилие Li уменьшаются вплоть до значений, характерных для современного Солнца. Можно предположить, что звёзды, которые к моменту выхода на главную последовательность (с возрастом около 50 млн лет) достигли большой скорости вращения, например, 40 км/с, характеризуются очень высокой активностью – большой запятнёностью, мощным звёздным ветром и т. д. Возникает насыщение активности, когда корона звезды максимально заполнена горячими корональными конденсациями, и активность фактически не зависит от скорости осевого вращения. Но замагниченный звёздный ветер замедляет вращение, и активность G-звезды уже к периоду 1.4 дня переходит из режима насыщения к активности солнечного типа [7], при которой развиваются явления, наблюдаемые на современном Солнце: пятна стримеры и т.д. При этом рентгеновская светимость корон звёзд солнечной массы обратно пропорциональна квадрату скорости вращения, и по уровню активности можно оценивать возраст. Хотя гирохронология применима к оценке возраста звезды в течение всей её дальнейшей жизни на главной последовательности, характер активности может несколько меняться. Так, активность солнечного типа различается у звёзд, вращающихся достаточно быстро ( $P_{rot} = 1.4–10$  дней), которые мы называем Baby Sun, и G-звёзд с периодами вращения 10–20 дней (Young Sun), где активность становится более регулярной и формируется цикл. Как правило, супервспышки развиваются на звёздах с насыщением активности и звёздах типа Baby Sun, но



иногда супервспышки с умеренной полной энергией регистрируются и на звёздах типа Young Sun с  $P_{\text{rot}} \geq 10$  дней.

Расчёты эволюции звезды солнечной массы, проведенные в работе [8], показывают, что в быстро вращающихся звёздах до возраста около 500 млн лет происходит, по-видимому, существенное подавление конвекции. В результате это приводит к повышенному содержанию лития по сравнению с классической моделью Солнца. Кроме того, авторы показали, что при этом несколько увеличивается радиус и уменьшается эффективная температура звезды.

Иначе обстоит дело с эволюцией этих параметров для звёзд, которые к концу процесса гравитационного сжатия вращаются сравнительно медленно, со скоростями несколько км/с. Это может происходить из-за флуктуаций физических условий в протозвёздном облаке и в звезде в эпоху её прихода на главную последовательность. Слабый звёздный ветер такой молодой звезды не способен эффективно замедлять вращение. Расчёты внутреннего строения звезды [9] показывают, что обилие лития практически не меняется в течение времени жизни на главной последовательности.

Таким образом, эти результаты позволяют понять особенности эволюции обилия лития и активности. А именно, два эффекта – подавление конвекции в возрасте около 500 млн лет и сохранение обилия лития во время пребывания звезды на главной последовательности – могут объяснить синхронную эволюцию этих параметров. Во-первых, становится ясным, что большой разброс обилия лития связан с возможным различием физических характеристик звёзд в эпоху их прихода на главную последовательность. Кроме того, это существенно для звёзд с супервспышками. Из рис. 2 можно сделать вывод о том, что поведение основной массы звёзд, связанное с выгоранием лития близ нижнего основания конвективной зоны, отличается от того, что даёт распределение G- и K-звёзд с супервспышками. Сдвиг их положения по оси эффективных температур на 200–300 K, вероятно, отражает влияние эффекта подавления конвекции.

Сопоставление результатов наблюдений с теоретическими расчётами заслуживает отдельного подробного обсуждения.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ 15-02-06271 и гранта Президента РФ по поддержке ведущих научных школ 9670.2016.02.

#### Литература

1. T. Mishenina, C. Soubiran, V. Kovtykh, M. Katsova, M. Livshits 2012, *Astron. Astrophys.*, V. **547**, P. 106.
2. H. Maehara, T. Shibayama, S. Notsu, Y. Notsu, T. Nagao, S. Kusaba, S. Honda, D. Nogami, K. Shibata 2012, *Nature*. V. **485**. P.478.
3. S. Honda, Y. Notsu, H. Maehara, S. Notsu, T. Shibayama, D. Nogami, K. Shibata 2015, *Publ. of the Astron. Soc. of Japan*, V. **67**, Issue 5, id. 8510 pp.
4. М.М. Кацова, М.А. Лившиц, Т.В. Мишенина 2013, *Астрон. журн.* Т. **90**, № 9, С. 765.
5. I. Ramírez, J.R. Fish, D.L. Lambert 2012, *Astrophys. J.* V. **756**, P. 46.

6. A. McQuillan, T. Mazeh, S. Aigrain 2014, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* V. **211**, P. 24.
7. Б.А. Низамов, М. М. Кацова, М.А.Лившиц 2017, Письма в Астрон. журн. Т. 43 № 2 (в печати).
8. А.В. Орешина, В.А. Батулин, С.В. Аюков, А.Б. Горшков 2016, Солнечная и солнечно-земная физика – 2016. ГАО РАН, Санкт-Петербург, этот том.
9. F. Thevenin, A.V. Oreshina, V.A. Baturin, A.B. Gorshkov, P. Morel, J. Provost, 2016, *Astron. Astrophys.*, in preparation

## ON THE POSSIBILITY TO PREDICT THE NEXT SUNSPOT MAXIMUM

**Kirov B.<sup>1</sup>, Georgieva K.<sup>1</sup>, Obridko V.N.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Space Research and Technologies Institute – BAS, Sofia, Bulgaria*

<sup>2</sup>*IZMIRAN, Troitsk, Russia*

## О ВОЗМОЖНОСТИ ПРОГНОЗА СЛЕДУЮЩЕГО СОЛНЕЧНОГО МАКСИМУМА

**Киров Б.<sup>1,2</sup>, Георгиева К.<sup>1</sup>, Обридко В.Н.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт Космических исследований и технологий – БАН, София, Болгария*

<sup>2</sup>*ИЗМИРАН, Троицк, Россия*

*В настоящей работе рассматриваем Землю как зонд, погруженный в солнечный ветер, и используем Ар-индекс как характеристику параметров солнечного ветра. Установлено, что геомагнитное поле реагирует на солнечные корональные выбросы массы (СМЕ) и высокоскоростные потоки солнечного ветра (HSS). Раньше было принято, что геомагнитная активность в минимуме солнечных пятен определяется только временем, в течении которого Земля находится под воздействием HSS или СМЕ – другими словами, толщиной гелиосферного токового слоя. Мы установили, что даже в периодах без HSS и СМЕ есть некоторая отличная от нуля геомагнитная активность, и она изменяется от цикла в цикл. Более того, эта активность зависит от характеристик медленного солнечного ветра. В настоящей работе мы показываем, что число солнечных пятен в максимуме цикла связано с состоянием медленного солнечного ветра в начале цикла, а поскольку о параметрах медленного солнечного ветра можно судить по усредненному Ар-индексу за указанный интервал, то по нему можно определить предстоящий максимум солнечных пятен.*

### Introduction

Because the Earth is immersed in the solar wind, each change in it is reflected by the geomagnetic field. This allows evaluating the state of the solar activity from measurements of the geomagnetic activity. Feynman [1] noted that the geomagnetic activity has two components: sunspot-related and non sunspot-related. For a given number of sunspots, aa-index cannot be lower than a certain value defined by  $aa_R = a_0 + b.R$ . What is above this value ( $aa_P$ ) is caused by HSS, so that  $aa = aa_R + aa_P = a_0 + b.R + aa_P$ .

Later Kirov et al. [2] introduced the concept of the “geomagnetic activity floor”  $aa_{min}$  ( $= a_0$ ) – the geomagnetic activity which is present in the total absence of sunspots and HSS.

Our previous studies [3] have shown that the geomagnetic activity floor  $aa_{min}$  changes from cycle to cycle. From cycle 13 to cycle 21 it was increasing, after which a rapid decline began.

The geomagnetic activity floor reflects the minimum geomagnetic activity during the sunspot cycle, and is to a great extent proportional to  $Ap_{min}$  defined

as the average  $A_p$  from 6 months before to 6 months after the sunspot minimum. Fig. 2 demonstrates that there is a good correlation between  $A_{p_{min}}$  and the geomagnetic activity floor  $aa_{min}$ .

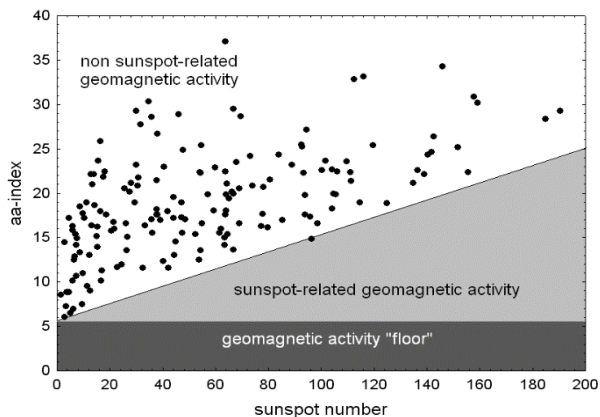


Fig. 2.  $A_{p_{min}}$  and  $aa_{min}$  for the same cycle.

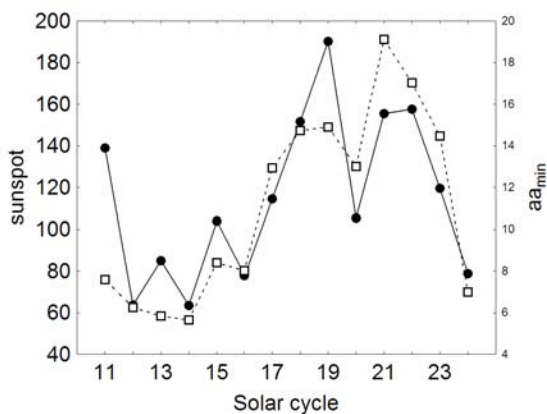


Fig. 1. Dependence of the geomagnetic activity on the sunspot number.

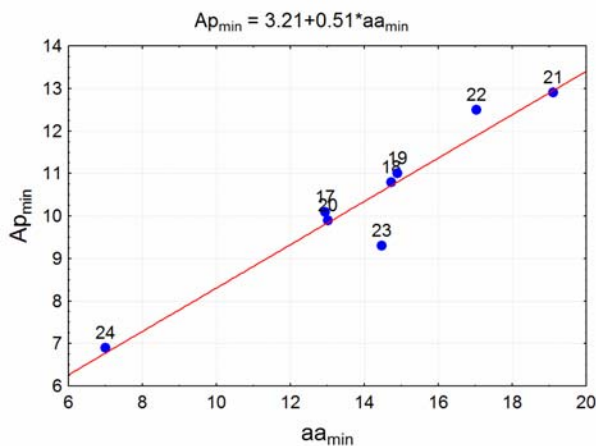
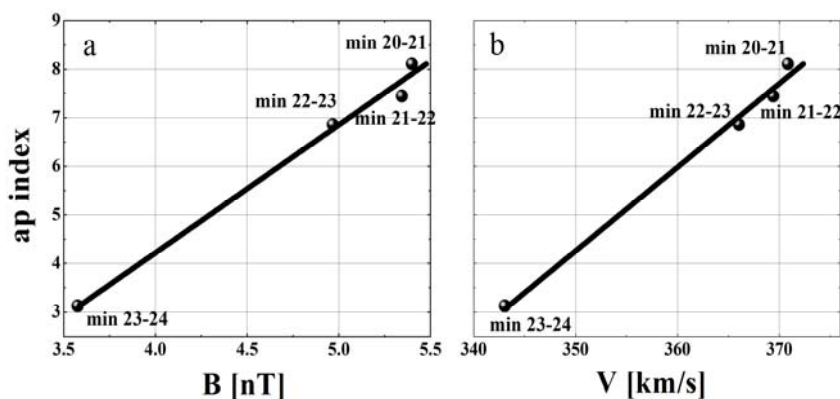


Fig. 3. Sunspot number in cycle maximum (solid line) and geomagnetic activity floor (solid line) in the same cycle.

On the other hand, the sunspot number in the cycle max correlates with the geomagnetic activity floor:  $R = 0.81$ ,  $p < 0.01$  (Fig.3). This means that the characteristics of the whole cycle are predetermined already at its start.

In previous analyses [3] we have shown that the geomagnetic activity in the beginning of the cycle during sunspot minimum in periods when it is not subjected to either CMEs or HSS, is determined by the parameters of the slow solar wind (Fig. 4).

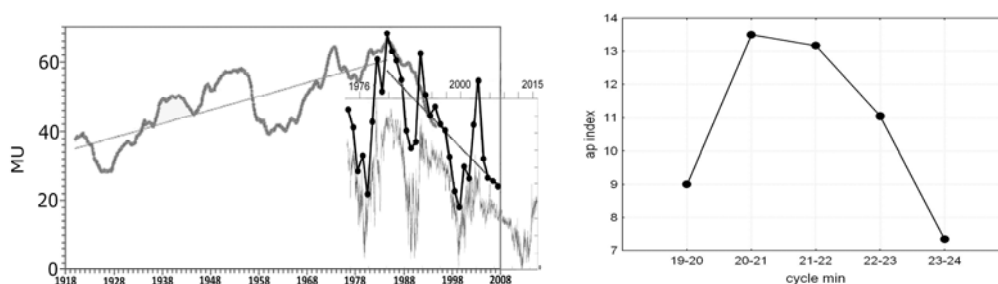


**Fig. 4.** Geomagnetic ap index as a function of the solar wind magnetic field (a) and velocity (b) of the slow solar wind with  $V < 450 \text{ km/s}$  in the last four solar minima

From here we can conclude that the characteristics of the whole sunspot cycle are determined by the slow solar wind parameters in the beginning of the cycle. We don't know direct mechanisms by which to determine what parameters of the slow solar wind like velocity, density, etc. will be in the beginning of the next sunspot cycle. But as we have seen, we have an indirect indicator for these parameters, and this is the average Ap-index in the beginning of the cycle.

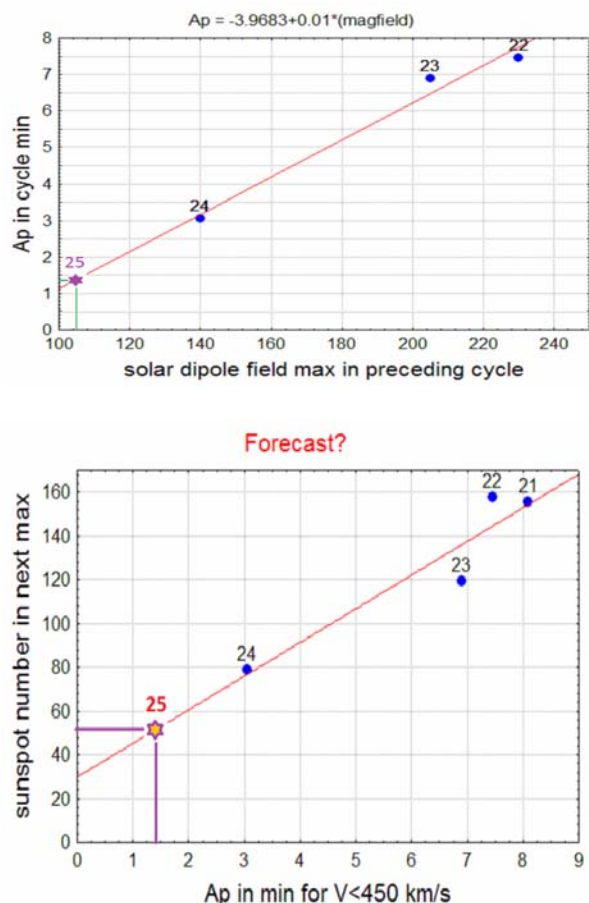
### Predicting $A_{p_{\min}}$

As clearly seen in Fig. 4a, the variations of the magnetic field of the slow solar wind are associated with similar variations of the average Ap index in the same time interval. This magnetic field is related to the dipole magnetic field of the Sun. The left panel of Fig. 5 shows the Sun's dipole field as a function of time. This composite figure combines 3 studies: the thick grey line is from [4], the thick black line with full black circles from [5], and the thin line from Wilcox Solar Observatory (<http://wso.stanford.edu/gifs/DipallR.gif>). The right panel of Fig. 5 shows the ap index in the minima between cycles 19–20 to 23–24.



**Fig. 5.** Sun's dipole field (left); Ap index in sunspot minimum (right).

Fig. 5 demonstrates that in 1985, after a prolonged period of rise, the Sun's dipole field began falling. About the same time began also a decline in Ap index measured in the beginning of the cycle. The data available to date show that the Sun's magnetic continues declining which will lead to a continuing decline in Ap-index.



**Fig. 6.** Correlation between the maximum solar dipole field in a cycle and the Ap-index in the beginning of the next cycle.

Fig. 6 presents the dependence of Ap-index during sunspot minimum periods when the Earth is not influenced by CMEs and HSS, on the Sun's maximum dipole magnetic field. The data for the Sun's dipole magnetic field are from the Wilcox Solar Observatory (<http://wso.stanford.edu>). The data for cycle 25 are prognostic and are based on the assumption that the solar dipole field has reached its maximum in the present cycle 24. Under this assumption, the expected Ap-index in the next sunspot minimum will be 1.35.

**Fig. 7.** Relation between the average Ap in the beginning of a cycle and the maximum sunspot number in that cycle.

### Predicting the next sunspot maximum

We have found that the solar wind parameters in the beginning of a cycle pre-determine the amplitude of the cycle. On the other hand, we know that these same parameters determine the average Ap-index in the beginning of the cycle, during time intervals when the Earth is not influenced by CMEs and HSS. Therefore, we studied the relation between this average Ap and the sunspot number in the next cycle maximum, and found a quasilinear relationship. Using this relationship and assuming average Ap in the next sunspot minimum of 1.35, the expected maximum sunspot number in cycle 25 is estimated to be 50–55.

### References

1. *Feynman J.*, J. Geophys. Res. 87 A8, 6153, 1982.
2. *Kirov B. et al.*, Geomagnetism and Aeronomy, **53**, 7, 813-817, 2013.
3. *Kirov B. et al.*, Труды Всероссийской ежегодной конференции „Солнечная и солнечно-земная физика – 2014”, Санкт-Петербург, с. 219.
4. *Makarov V.I. et al.*, Astron. Zh. 78, 859, 2001.
5. *Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д.*, Письма в астрономический журнал, 35(3), 38, 2009.

## **ДИНАМИКА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В 23 И 24 ЦИКЛАХ**

**Киселев Б.В.**

*СПбФ ИЗМИРАН, Санкт-Петербург*

## **DYNAMICS OF SOLAR ACTION IN 23 AND 24 CYCLES**

**Kiselev B.V.**

*SPbF IZMIRAN, St. Peterburg*

*Daily number of sunspots and daily sunspots squares were analyzed. Data of the whole Sun and its both hemispheres taken from 1992 till 2016 (<http://sidc.be/silso>). This time range covers part of 22 cycle, 23 and 24 cycles of Solar activity. R/S-analysis (Hurst exponent) has been applied to the data. Distribution functions and R/S-plots structure were analyzed. Correlation dimension and correlation entropy were calculated.*

### **Введение**

Анализируются суточные значения числа солнечных пятен и площади пятен в целом и по полушариям с 1992 по 2016 годы (<http://sidc.be/silso>). Данный интервал захватывает часть 22 цикла, 23 и 24 циклы солнечной активности. В качестве инструмента анализа используется R/S-анализ (показатель Харста) [1]. Анализируется вид функций распределения значений используемых данных. Анализируется структура R/S-графиков. Вычисляется корреляционная размерность и корреляционная энтропия [2].

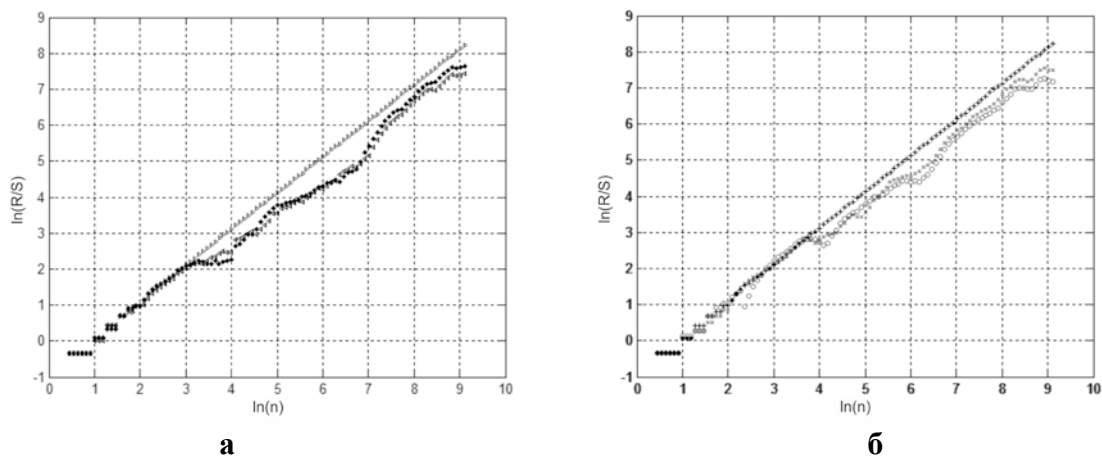
### **Результаты анализа данных**

На рис. 1 приведены R/S-графики для числа пятен и площади пятен для северного и южного полушарий. Структура R/S-графиков идентична и меняется синхронно. Наблюдается незначительная разница в значениях показателя Харста  $H$  (в сотых долях), см. таблицу 1.

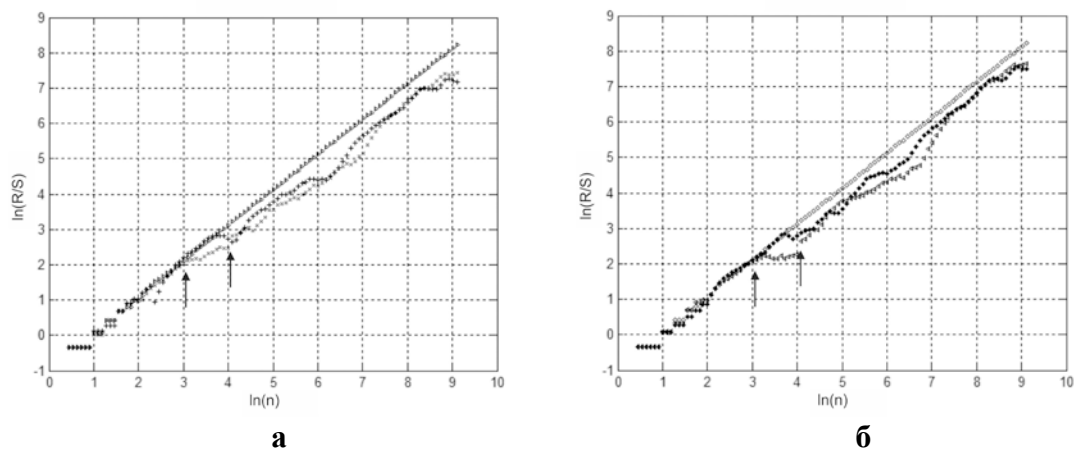
Структура R/S-графиков отличается, если сравнивать графики между полушариями, рис. 2. Различия в структуре R/S-графиков есть как для числа пятен, так и для площади пятен. Для числа пятен различия более выражены. Структура графиков показывает наличие горизонтальных участков, наиболее выраженные отмечены стрелками. Это означает присутствие в исследуемом ряде циклических изменений в интервале 20–50 дней.

Поскольку оценка значений показателя Харста и анализ структуры R/S-графиков не позволяют говорить о существенных различиях в динамике индексов, полезно рассмотреть функции распределения.

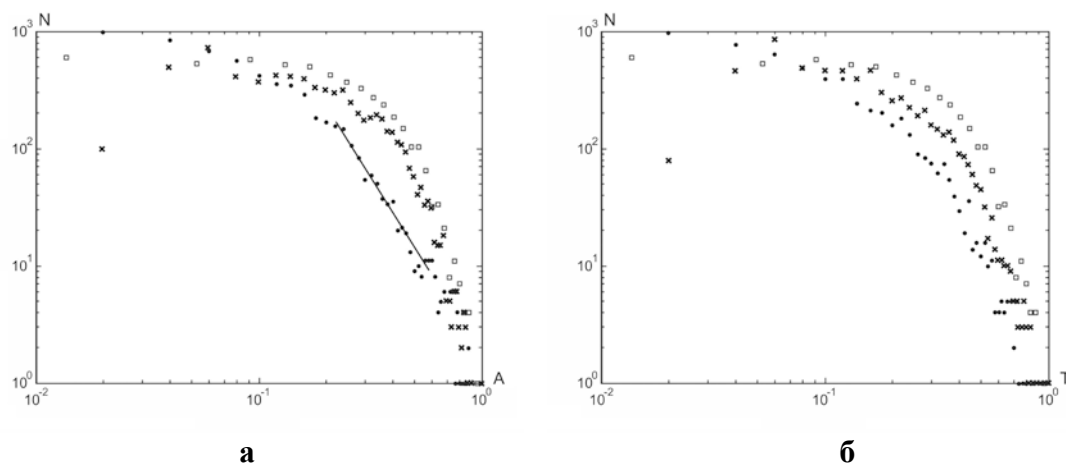
На рис. 3 приведены в логарифмической шкале распределения значений индексов по полушариям. Ряды индексов нормировались на максимальное значение. Как видно из рис. 3а, распределение для числа пятен можно считать нормальным. Распределение значений площади пятен (по крайней мере для больших значений) можно аппроксимировать степенным



**Рис. 1.** R/S-графики для суточных значений числа солнечных пятен и площади пятен по полушариям: а – северное полушарие (+ – площадь пятен, треугольники – число пятен), б – южное полушарие (треугольник – площадь пятен, черные ромбы – число пятен).



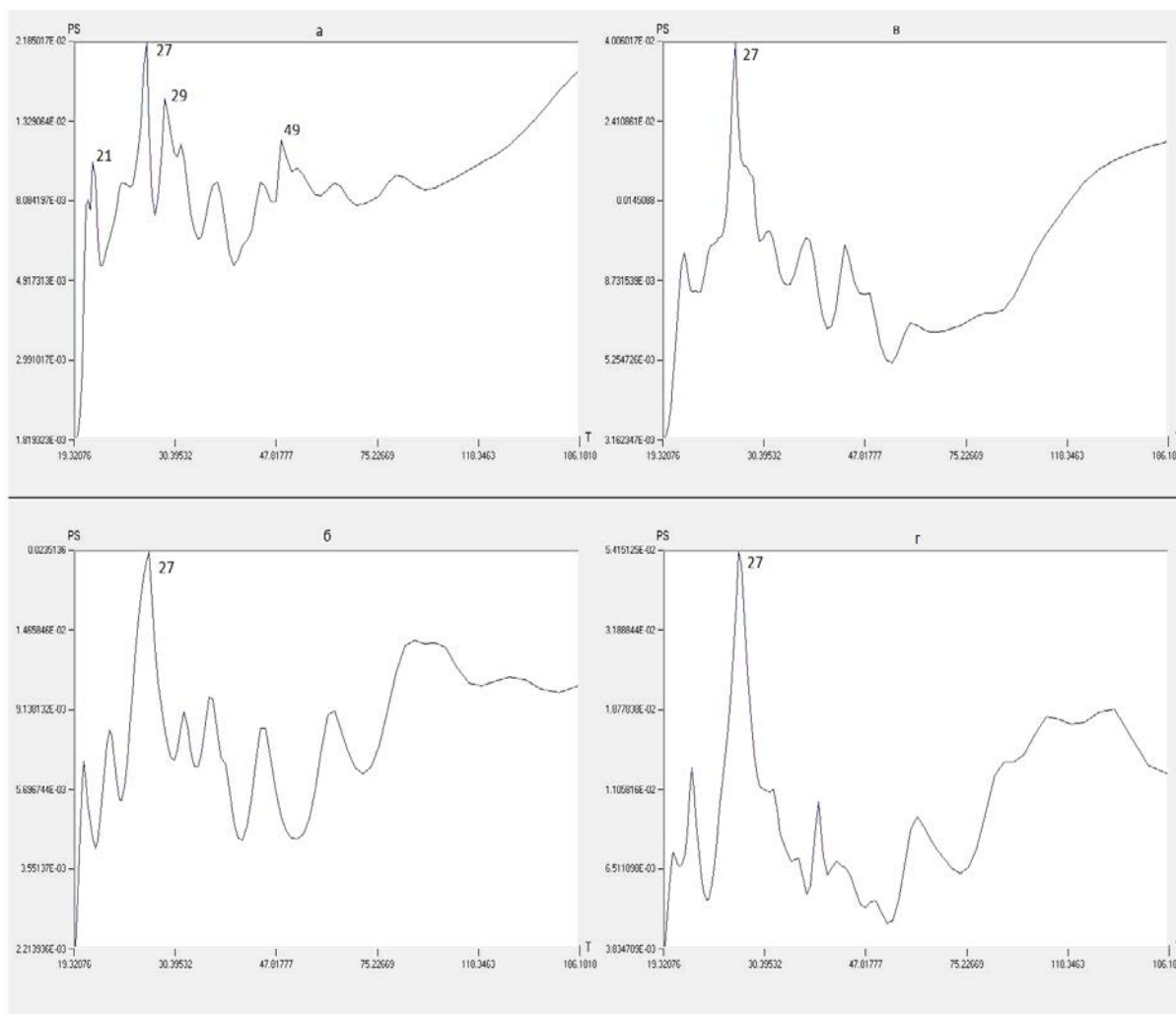
**Рис. 2.** Сравнение R/S-графиков между полушариями: а – площадь пятен (x – северное полушарие, + – южное полушарие), число пятен (треугольник – северное полушарие, черные квадраты – южное полушарие).



**Рис. 3.** Распределение в логарифмическом масштабе (пятьдесят градаций) суточных значений числа солнечных пятен и площади пятен: а – северное полушарие, б – южное полушарие (точки – площадь пятен, крестики – число пятен, квадраты – нормальное распределение).



распределением, точки в распределении расположены около прямой. Из этого следует: 1) ряд значений числа пятен хотя и имеет нормальное распределение, но в силу того, что  $H = 0.91$ , обладает памятью; 2) значения ряда площади пятен (для северного полушария) являются независимыми устойчивыми случайными величинами.



**Рис. 4.** Спектры мощности в диапазоне 19–186 дней в логарифмической шкале: а – площадь солнечных пятен, северное полушарие, б – площадь солнечных пятен, южное полушарие, в – число солнечных пятен, северное полушарие, г – число солнечных пятен, южное полушарие.

Если теперь обратиться к рис. 3б, то видно, что распределение для числа пятен подобно нормальному распределению, как и для северного полушария. Для площади пятен есть некоторая неопределенность: распределение далеко не нормальное, но и степенная зависимость прослеживается слабо.

Обратимся к таблице 1, где помимо показателя Харста, приведены значения корреляционной размерности  $D_c$ , корреляционной энтропии  $K_2$  и размерность пространства вложения  $m$  для исследуемых рядов. Приведен-

ные параметры существенно отличаются для числа пятен и площади пятен. По-видимому, ряд числа пятен представляет собой мультифрактал – высокие значения  $m$ . Ряд площади пятен – это монофрактал, типа странного аттрактора (например, аттрактора Лоренца).

**Таблица 1.**

Полушария	H	Dc (m)	K2 (m)
N (число пятен)	0,94	2,763 (23)	0,05 (24)
S (число пятен)	0,95	3,716 (37)	0,055 (26)
N (площадь пятен)	0,91	1,276 (2)	0,415 (3)
S (площадь пятен)	0,91	1,55 (3)	0,418 (6)

На рис. 4 приведены спектры мощности исследуемых рядов. Четко выделяется во всех четырех случаях период 27 дней, но только в ряде площади солнечных пятен наблюдаются значимым образом гармоники 21, 29 и 49 дней.

### **Выводы**

Проведенные исследования позволяют сказать, что индексы, характеризующие солнечную активность, имеют сложную динамическую структуру, которая различается между индексами, и самими индексами в полушариях. Для выявления особенностей динамики необходимо использовать различные инструменты статистического и фрактального анализа.

### **Литература**

1. Федер Е. Фракталы. – М.: Мир. 1991. – 260 с.
2. Schreiber T., Kantz H. Noise in chaotic data: Diagnosis and treatment // Chaos. 1995, v. 5, p. 133–140.

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ СПОКОЙНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ**

**Королькова О.А., Соловьев А.А.**

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

## **MODELING OF FINE FILAMENTARY STRUCTURE OF QUIESCENT SOLAR PROMINENCES**

**Korolkova O.A., Solov'ev A.A.**

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

*New approach to the modeling of quiescent solar prominences proposed recently in [1] was used to construct a model of prominences with the thin filamentary structure. The prominence is described as long, dense-cool plasma filament (the translation symmetry) maintained horizontally against the gravity by magnetic force in the hot rarefied solar corona. A few versions of prominence model with the different magnetic field structure were calculated. The numerical method of calculation of prominences parameters for the cases when the analytical expressions cannot be derived was developed.*

### **1. Введение**

Несмотря на длительное изучение солнечных протуберанцев и большое количество наблюдательных данных с ними связанных, их теоретическое моделирование до сих пор во многом остается неудовлетворительным. Описание поддержания равновесия холодной плотной плазмы волокна в горячей разреженной короне является далеко не тривиальной задачей.

Мы развиваем принципиально новый подход к проблеме построения модели протуберанца, впервые предложенный в [1]. Суть метода состоит в том, что наличие в системе трансляционной симметрии позволяет по заданной структуре магнитного поля рассчитать равновесные распределения давления, плотности и температуры плазмы во всем объеме исследуемой конфигурации. Отличительной особенностью солнечных волокон является наличие в них тонкой волокнистой структуры. В данной работе моделируется филаментарная структура волокна как в высотном, так и в поперечном к нему направлениях.

### **2. Метод расчета**

Мы рассматриваем равновесие длинного однородного по длине волокна, обладающего трансляционной симметрией. В [1] были получены общие аналитические решения для давления и плотности в таком волокне:

$$P(x, z) = P_{\text{ex}}(z) + \frac{B_{y0}^2 - B_y^2(A)}{8\pi} - \frac{1}{8\pi} \left[ \left( \frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 + 2 \int \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \cdot \frac{\partial A}{\partial x} dx \right], \quad (1)$$

$$\rho(x, z) = \rho_{\text{ex}}(z) + \frac{1}{8\pi g} \left[ \frac{\partial}{\partial z} \left( \left( \frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 + 2 \int \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \cdot \frac{\partial A}{\partial x} dx \right) - 2 \frac{\partial A}{\partial z} \Delta A \right], \quad (2)$$

$$T(x, z) = \frac{\mu P}{R \rho}. \quad (3)$$

Здесь  $A(x, z)$  – функция магнитного потока,  $P_{\text{ex}}$  и  $\rho_{\text{ex}}$  – давление и плотность внешней среды,  $B_y$  – продольное поле. Задача рассматривается в декартовой системе координат, ось  $z$  направлена вертикально вверх, уровень  $z = 0$  совпадает с поверхностью фотосферы, ось  $x$  направлена поперек волокна, ось  $y$  – вдоль волокна ( $\partial/\partial y = 0$ ).

Уравнения (1)–(3) позволяют найти равновесные плотность, давление и температуру для любой заданной конфигурации магнитного поля. Приступая к моделированию тех или иных образований мы, как правило, представляем, какова в общих чертах магнитная структура изучаемого объекта, т.е. у нас имеются основания для определенного выбора функции  $A(x, z)$  и тех граничных условий, которым она должна удовлетворять. Варьируя в определенных пределах параметры этой функции, мы можем добиваться таких распределений термодинамических величин, которые бы в наибольшей степени соответствовали наблюдательным данным.

От выбора функции магнитного потока  $A$  зависит, будет ли возможен аналитический расчет правых частей уравнений (1), (2), ввиду наличия в этих формулах интеграла по  $x$ .

Для моделирования тонкой периодической структуры протуберанца возникает необходимость добавлять гармонический член в выражение для магнитного потока. В высотном отношении, для координаты  $z$  это не создает никакой проблемы, поскольку интеграл берется по другой переменной, но добавление гармоник в поперечное сечение (по  $x$ ) приводит к тому, что интеграл невозможно выразить в конечном виде через известные функции. Проблема может быть решена только численным методом. Такой подход имеет ряд своих недостатков, главным из которых является некорректность задачи численного дифференцирования в формуле для нахождения плотности. Однако, поскольку функции  $A(x, z)$  ввиду поставленной нами задачи выбираются гладкими, не имеющими разрывов и особенностей, можно надеяться на успешное разрешение проблемы.

Аналитически взятие интеграла в (2) проводится при фиксированном значении  $z$ , начиная от некоторой удаленной точки поверхности, где возмущения, вносимые в атмосферу магнитным полем волокна, равны нулю, до некоторой точки внутри тела протуберанца. В численном подходе мы заменили эту операцию интегрированием методом Гаусса-Кронрода.

Магнитная добавка к плотности рассчитывается по формуле:  $(8\pi g)^{-1} [(A_x^2 + 2 \int A_{zz} A_x dx)_z - 2 A_z \Delta A]$ , где нижние значки означают производные по соответствующей переменной. Взятие производной от дискрет-

но-заданной функции является некорректной задачей и представляет собой вычитание значений функции в соседних по высоте точках с учетом выбранного шага по  $z$ . Чтобы максимально приблизить значение, рассчитанное таким образом, к аналитическому значению производной, шаг сетки следует брать как можно меньше. Для этого мы увеличиваем разрешение сетки по вертикали путем интерполяции полученных после интегрирования значений функции  $A_{zz} \cdot A_x$ . Для наших расчетов наиболее приемлемой является интерполяция сплайнами. Конечно, можно было бы с самого начала задавать мелкомасштабную сетку, вычислять на ней интеграл и не прибегать к процедуре интерполяции, но это в разы увеличит сложность и объем расчетов и, по нашему опыту, не приведет к заметно большей точности.

Рассчитав таким образом давление и плотность плазмы, мы находим температуру по формуле (3).

Для привязки нашей модели к солнечной атмосфере волокно должно быть непрерывным образом вписано в окружающую его среду. За это в формулах (1) и (2) отвечают члены  $P_{ex}$ ,  $\rho_{ex}$ . В качестве модели внешней среды используется аналитическая аппроксимация [2] равновесной гидростатической модели солнечной атмосферы Авретта, Лоезера [3].

Функция  $B_y(A)$ , описывающая продольное магнитное поле, задается таким образом, чтобы она в виде положительной добавки к давлению, способствовала удержанию плазмы в волокне:  $B_{y0}^2 - B_y^2(A) = \alpha^2 A^2$ , где  $\alpha$  – некоторый коэффициент, имеющий размерность обратной длины.

### Результаты

Рассмотрим несколько примеров выбора функции  $A(x,z)$  для модели протуберанца с винтовой структурой магнитного поля.

$$A(x,z) = \frac{B_0(z-z_0)\exp(-l^2x^2 - l^2(z-z_0)^2)}{1+k_x^2x^2+k_z^2(z-z_0)^2} \cdot F(x,z). \quad (5)$$

Здесь  $B_0$  – масштаб напряженности магнитного поля,  $k_x$ ,  $k_z$ ,  $l$  – характерные масштабные параметры,  $F(x,z)$  – некоторая свободная функция. На рис. 1 представлен вид магнитных силовых линий для трех распределений, отличающихся лишь выбором функции  $F(x,z)$ : а)  $F(x,z) = 1$ , б)  $F(x,z) = \sin(mz)$  и в)  $F(x,z) = 1 + t\cos(nx)$ .

Мы видим, что добавление гармонической функции к начальному распределению вызывает расслоение исходной структуры.

Цель наших расчетов – получение распределений давления, плотности и температуры (последняя представлена на рис. 2 соответственно распределениям рис. 1), достаточно адекватных наблюдениям.

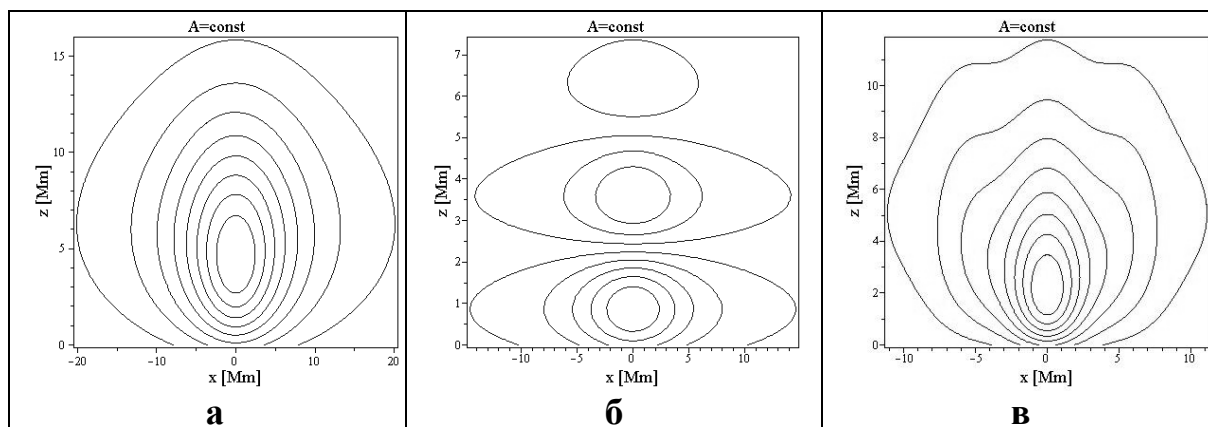


Рис. 1.

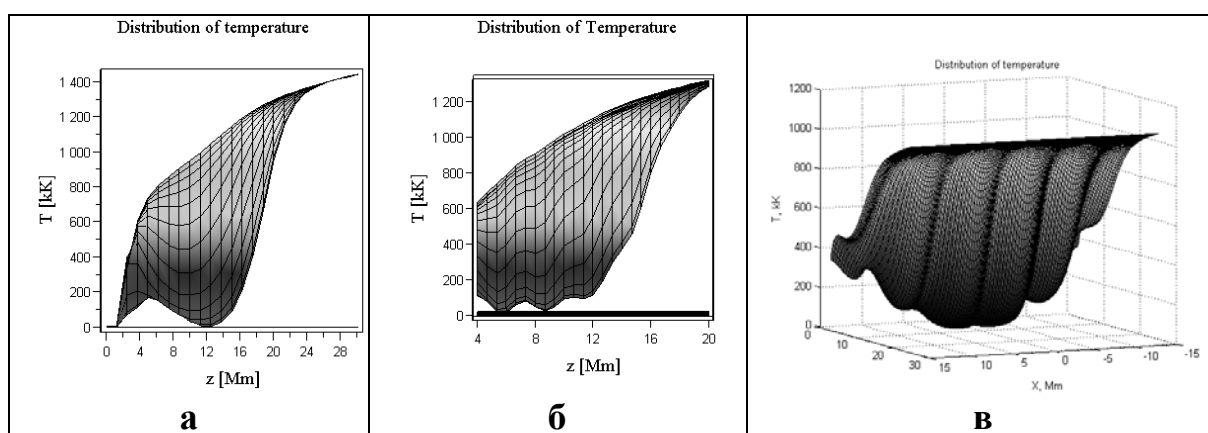


Рис. 2.

### Заключение

Используемый метод позволяет моделировать разнообразные статические конфигурации магнитного поля и плазмы, обладающие трансляционной симметрией. Полученные решения описывают волокна с тонкой внутренней структурой магнитного поля. Их физические параметры оказываются близки к параметрам наблюдаемым в спокойных протуберанцах: наименьшая температура достигает значений 4–6 тысяч К, наибольшая плотность составляет  $10^{10}$ – $10^{11}$  частиц в кубическом см.

### Литература

1. Solov'ev A.A.: Astron. Reports. **54**, p. 86 (2010).
2. Solov'ev, A.A., Kirichek E.A.: Astronomy Letters, **41**, no.5, 211 (2015).
3. Avrett E.H., Loeser R.: Astrophys. J. Suppl. Ser. **175**, p.229 (2008).

## **ПРОТУБЕРАНЦ КАК СКРУЧЕННОЕ ВОЛОКНО НА МАГНИТНОЙ ПОДЛОЖКЕ**

**Королькова О.А., Соловьев А.А.**

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

## **PROMINENCE AS A TWISTED FILAMENT LYING ON A MAGNETIC SUBSTRATE**

**Korolkova O.A., Solov'ev A.A.**

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

*Among the many models of solar prominences proposed by researchers there is very popular model of twisted filament lying on a magnetic substrate. But basically this kind of model has only a qualitative representation (the picture of the magnetic field of prominences is given) and no attempts to calculate its thermodynamic properties were done. We use the method described in [4] which allow us to calculate the thermodynamic parameters (pressure, density, temperature) of quiet solar prominences if its magnetic structure is given. In this paper, the prominence considered as a twisted magnetic filament, filled with the dense-cold plasma, resting on a magnetic substrate, which is based on the photosphere, and the whole equilibrium of such magnetoplasma configuration immersed in a realistic model of the solar atmosphere Avrett. Loeser [1] is calculated.*

### **Введение**

Среди множества предлагаемых исследователями моделей протуберанцев популярна модель скрученной магнитной трубки (магнитного жгута) (см. например [2, 3]). Жгутовая структура магнитного поля четко проявляется во многих наблюдаемых солнечных структурах. Однако до сегодняшнего дня большинство моделей, призванных описать подобного рода конфигурации, носят лишь качественный характер, в них дается лишь предполагаемая «картинка» магнитных силовых линий и не делается никаких попыток количественно рассчитать термодинамические характеристики плазмы волокна, т.е. по сути, называть такую конфигурацию протуберанцем нет оснований.

В данной работе мы провели теоретическое моделирование спокойного солнечного протуберанца, представляющего собой длинное скрученное магнитное волокно, лежащее на некоторой магнитной подложке. Впервые были рассчитаны его термодинамические свойства и показано, что полученные параметры плазмы характерны для протуберанцев (минимальная температура  $\sim 6000\text{--}10000\text{ K}$ , максимальная плотность  $\sim 10^{10}\text{--}10^{11}\text{ cm}^{-3}$ ).

### **Метод расчета и результаты**

В основе моделирования лежит метод, подробно описанный в [4]. Он позволяет по заданной структуре магнитного поля при условии трансляци-

онной симметрии конфигурации рассчитывать термодинамические характеристики плазмы (давление, плотность, температуру) спокойных солнечных протуберанцев. Выражения для расчета представлены формулами (1)–(3).

$$P(x, z) = P_{\text{ex}}(z) + \frac{B_{y0}^2 - B_y^2(A)}{8\pi} - \frac{1}{8\pi} \left[ \left( \frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 + 2 \int \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \cdot \frac{\partial A}{\partial x} dx \right], \quad (1)$$

$$\rho(x, z) = \rho_{\text{ex}}(z) + \frac{1}{8\pi g} \left[ \frac{\partial}{\partial z} \left( \left( \frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 + 2 \int \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \cdot \frac{\partial A}{\partial x} dx \right) - 2 \frac{\partial A}{\partial z} \Delta A \right], \quad (2)$$

$$T(x, z) = \frac{\mu P}{R \rho}. \quad (3)$$

Здесь  $A(x, z)$  – функция магнитного потока,  $P_{\text{ex}}$  и  $\rho_{\text{ex}}$  – давление и плотность внешней среды,  $B_y$  – продольное поле вне волокна. Задача рассматривается в декартовой системе координат, ось  $z$  направлена вертикально вверх, уровень  $z = 0$  совпадает с поверхностью фотосферы, ось  $x$  направлена поперек волокна, ось  $y$  – вдоль ( $\partial/\partial y = 0$ ).

Зададим функцию магнитного потока  $A(x, z)$  таким образом, чтобы протуберанец представлял собой скрученное магнитное волокно, покоящееся на магнитной подложке, которая в свою очередь опирается на фотосферу. Вся эта равновесная магнитоплазменная конфигурация погружена в реалистичную солнечную атмосферу, задаваемую аналитической аппроксимацией [6] гидростатической модели Авретта, Лоезера [1]. Поставленным выше требованиям отвечает следующая функция потока:

$$A(x, z) = B_0 (x^2 + (z - z_0)^2) \cdot \cos(m(z - z_0)) \exp(-l^2 (x^2 + (z - z_0)^2)), \quad (4)$$

где  $B_0$  – константа, задающая масштаб напряженности магнитного поля,  $m$ ,  $l$  – масштабные параметры, имеющие размерность обратной длины.  $z_0$  – свободный параметр. Меняя эти величины, мы можем изменять вид магнитной подложки и ее высоту. Характерный вид магнитных силовых линий представлен на рис. 1. Стоит отметить, что в рассматриваемых моделях высота магнитной подложки не превосходит 2 Мм.

Распределения плотности и температуры плазмы в теле протуберанца представлены на рис. 2, 3. Мы видим, что массив холодной плазмы висит на высоте  $\sim 3,5$  Мм. Изменяя начальный вид функции  $A(x, z)$  мы можем несколько опускать или поднимать волокно, однако поднять протуберанец высоко в корону в такой модели не удастся (см. рис. 4, 5). В качестве магнитной основы протуберанца мы можем взять и несколько магнитных слоев, получив, таким образом, модель «слоеного пирога» [5] (рис. 5).



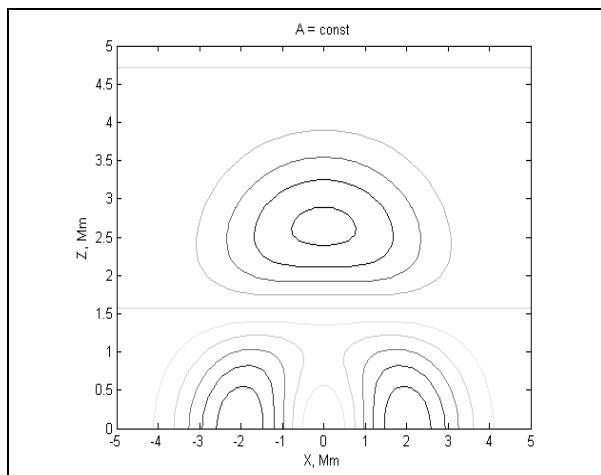


Рис. 1.

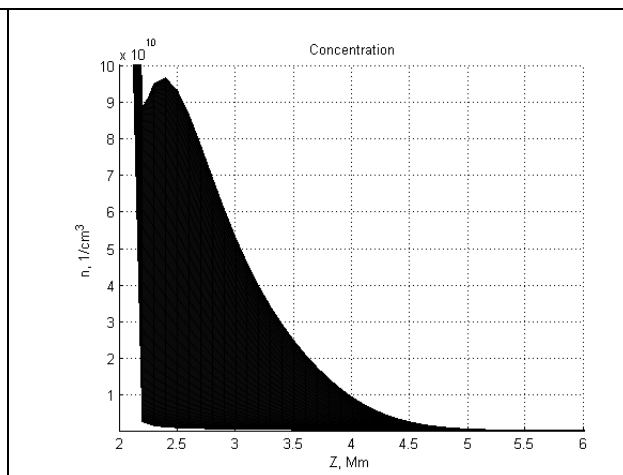


Рис. 2.

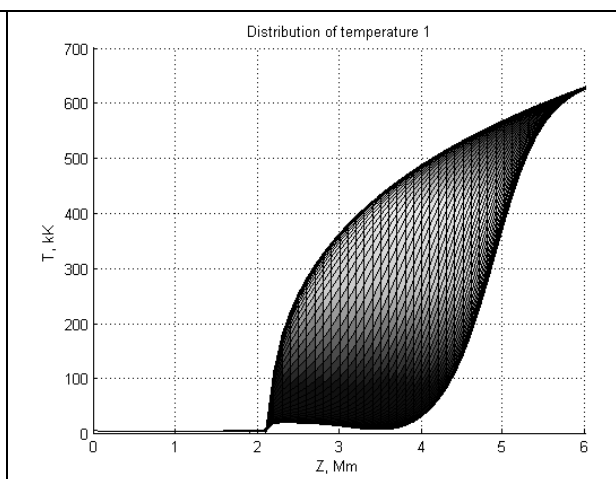
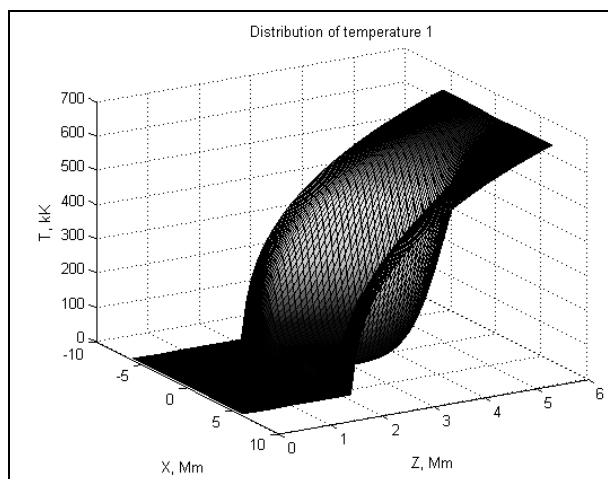


Рис. 3.

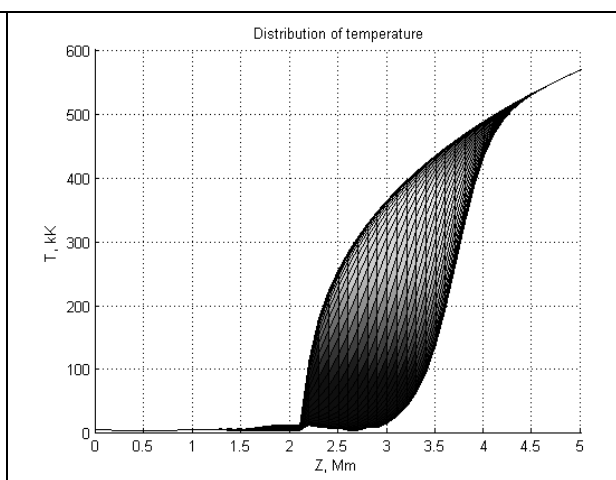
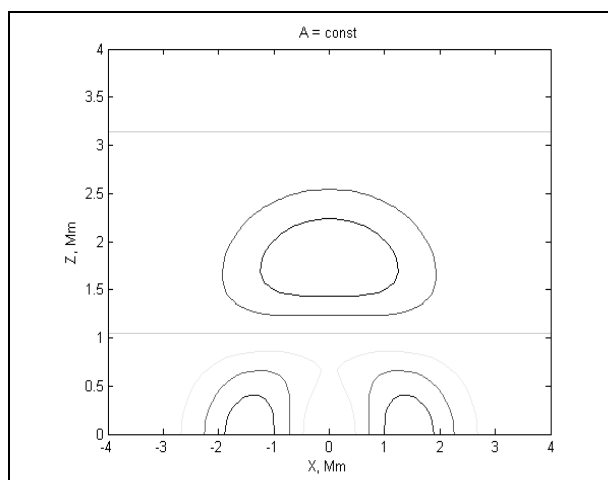
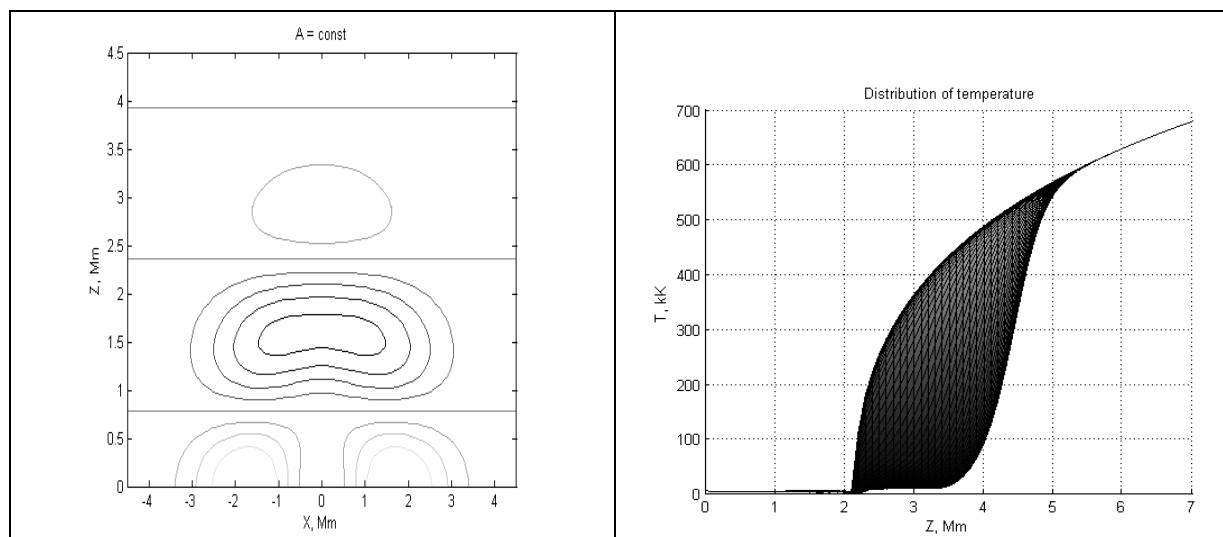


Рис. 4.



**Рис. 5.**

### **Заключение**

Расчет нескольких подобного рода магнитных конфигураций показал, что равновесное удержание в них холодной плотной плазмы возможно. Наименьшие температуры тела протуберанца достигают значений 6000-10000 К, наибольшие плотности –  $10^{10}$ – $10^{11}$  см<sup>-3</sup>. Для данных моделей характерны широкий диапазон выбора начального фотосферного поля (от десятков до сотен Гс) и небольшие высоты расположения (3-8 Мм) над уровнем фотосферы.

Работа поддержана Программой Президиума РАН П-7 и научной школой НШ-7241.2016.2. А.С. благодарит РФФ за поддержку в рамках проекта № 15-12-20001

### **Литература**

1. *Avrett E.H., Loeser R.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **175**, p. 229 (2008).
2. *Kuperus M., Raadu M.A.*, *Astron. Astrophys.* **31**, p. 189 (1974).
3. *Lerche I., Low B.C.*, *Solar. Phys.* **67**, p. 229 (1980).
4. *Solov'ev A.A.*, *Astron. Reports.* **54**, p. 86–95 (2010).
5. *Solov'ev A.A., Korolkova O.A., Kirichek E.A.* *Geomagnetism & Aeronomy* **56**, № 8 (2016).
6. *Solov'ev, A.A., Kirichek E.A.*: *Astron. Letters*, **41**, no. 5, 211 (2015).

## **ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВАРИАЦИЙ ПЛОЩАДИ МАЛЫХ И БОЛЬШИХ ПЯТЕН И КВАЗИ-ДВУХЛЕТНИЕ ВАРИАЦИИ**

**Костюченко И.Г.**

*Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я. Карпова, Москва*

## **THE DYNAMIC CHARACTERISTICS OF THE AREA VARIATIONS OF THE “SMALL” AND “LARGE” SUNSPOTS AND QUASI- BIENNIAL OSCILLATIONS**

**Kostyuchenko I.G.**

*Karpov Institute of Physical Chemistry, Moscow*

*The spatial-temporal dynamics of small (area <50MSH) and large (area >50 MSH) sunspot groups was analyzed on the base of data from the Greenwich- Marshal Center. The results show, that all sunspots have the same initial source related to the magnetic flux, generated presumably by the solar magnetic dynamo in the tachocline with the 11-yr periodicity.*

*However, some found features indicate, that part of this flux may be involved in an additional process, which is responsible for producing of a fraction of observed sunspots, mainly the largest ones. This process, probably, develops in a region under photosphere with instable both period of about 1–2 years and amplitude.*

### **Введение**

Проблема происхождения 2-х популяций солнечных пятен [1] стала вновь актуальной после работы [2], в которой было отмечено уменьшение среднего поля пятен в последние годы. В [3] этот эффект был объяснен увеличением в соответствующий период времени относительного количества малых пятен. Анализ статистических характеристик пятен показал [4], что разделение на популяции происходит не только по размерам, но и по среднему значению поля, которое у малых пятен более низкое. Кроме того, оказалось, что скорость вращения малых пятен и некоторой части больших выше на всех широтах по сравнению с другой частью больших пятен [5]. Происхождение двух популяций пятен с разными свойствами связывалось [3, 5] с возможностью их формирования в двух разных частях конвективной зоны. Ранее концепция 2-х-уровневого динамо была предложена в [6] для объяснения квази-двухлетних вариаций (КДВ) солнечной активности (СА), которые, как показано в [7] демонстрируют все индексы СА.

В данной работе проведен анализ пространственно-временной динамики групп пятен, относящихся к популяциям малых и больших пятен. Использован каталог солнечных пятен обсерватории Гринвич – научного центра Маршалла (<http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>), который содержит ежедневные данные о площадях и координатах наблюдаемых групп пятен.

## Результаты

На рисунке 1 представлены среднемесячные значения площадей больших (рис. 1а) и малых (рис. 1б) групп пятен, полученные путем суммирования за месяц ежедневных данных о площадях групп пятен с площадью больше и меньше 50 MSH, соответственно, и их последующей нормировки. Оба ряда демонстрируют выраженный 11-летний период, у ряда больших пятен локальный разброс значений заметно выше. Видно, что вклад малых пятен в суммарные площади в цикле СА составляет не более 10 процентов.

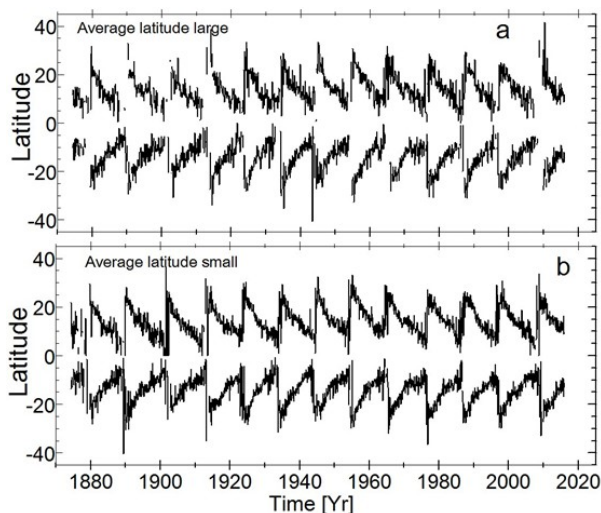


Рис. 1.

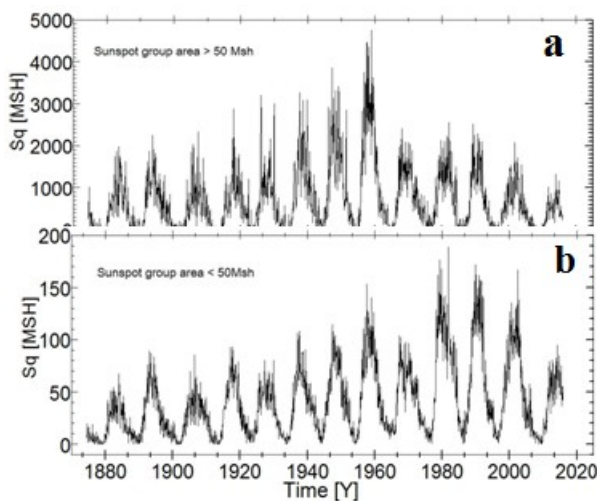


Рис. 2.

Рисунок 2 показывает, что изменение с фазой 11-летнего цикла СА среднемесячной широты («Бабочки Маундера») малых групп пятен (2б) полностью совпадает с аналогичной зависимостью для больших групп пятен (2а) в каждом из широтных полушарий, но средняя широта больших пятен демонстрирует больший локальный разброс.

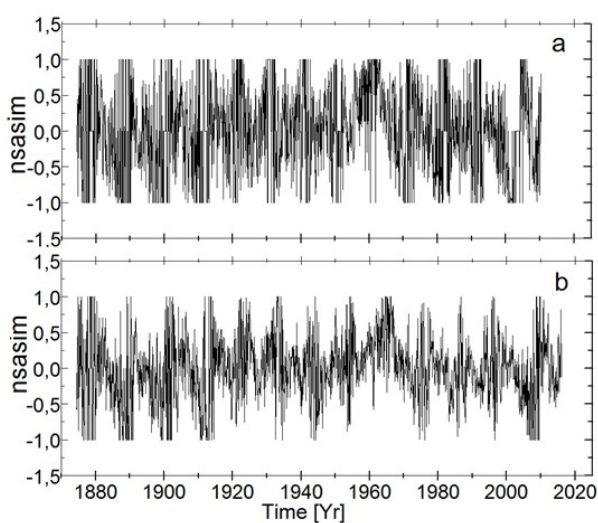


Рис. 3.

При этом оказалось, что диапазон широт образования пятен (определялся как разность максимальной и минимальной широты, на которой в течение месяца появлялись пятна) у малых групп пятен больше, чем у больших, особенно на фазе роста. На рисунке 3 показана северо-южная асимметрия, которая определялась как  $(S_c - S_{ю}) / (S_c + S_{ю})$ , где  $S_c$  и  $S_{ю}$  – среднемесячные значения площадей групп пятен в северном и южном полушариях, соответственно. У малых групп пятен (3б) асимметрия меньше, чем больших (3а) на протяжении всего цикла СА за исключением фазы минимума.

Таким образом, наличие выраженной 11-летней периодичности в значении площадей обеих популяций групп солнечных пятен и сходство широтной зависимости от фазы 11-летнего цикла говорит о том, что в генерацию обеих популяций пятен основной вклад вносит процесс магнитного динамо, ответственный за 11-летнюю цикличность.

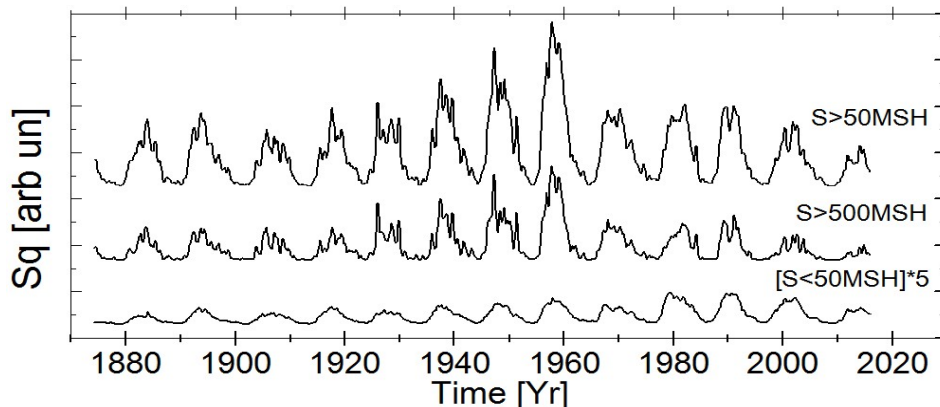


Рис. 4.

На рисунке 4 представлены сглаженные значения площадей больших групп пятен (верхняя кривая), малых (нижняя кривая) и пятен с площадью  $S > 500$  MSH – средняя кривая. Хорошо видно, что у ряда больших пятен на фоне 11-летней наблюдаются вариации с неустойчивым периодом порядка 1.5–2 года и с переменной амплитудой – КДВ, подробно описанные в [7]. Сравнение его с рядом пятен с площадью  $S > 500$  MSH показывает, что основной вклад в эти КДВ дают преимущественно очень большие пятна, причем в последних двух циклах СА этот вклад снизился. У ряда малых пятен КДВ выражены очень слабо на всем рассмотренном интервале.

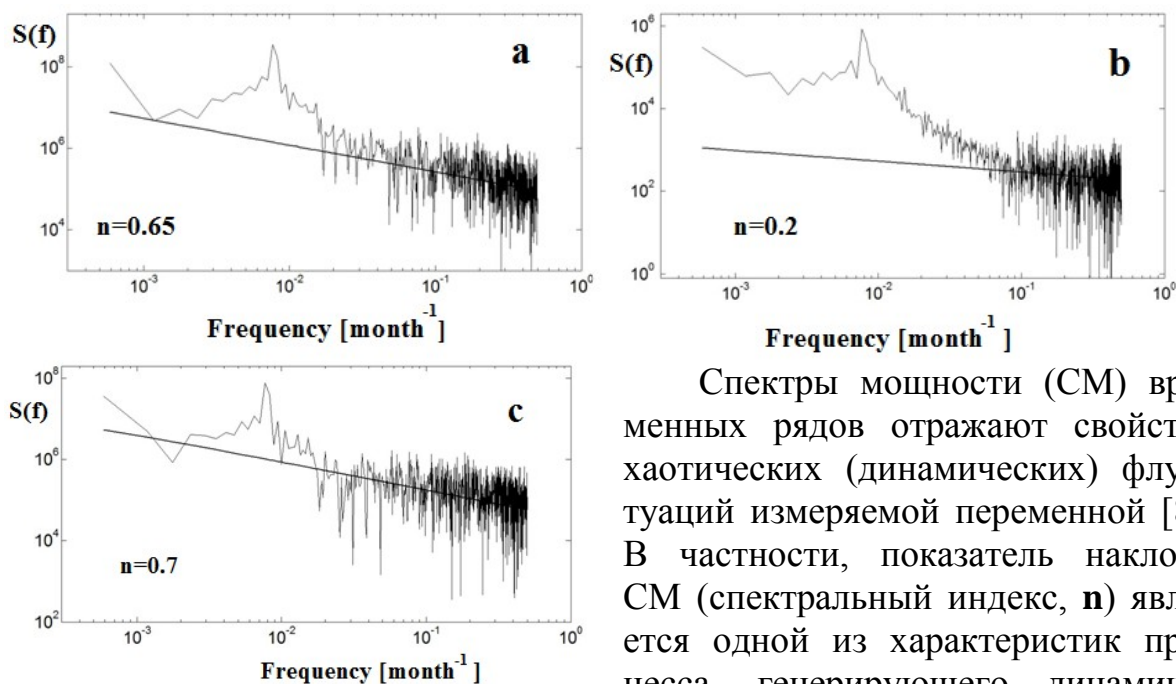


Рис. 5.

Спектры мощности (СМ) временных рядов отражают свойства хаотических (динамических) флуктуаций измеряемой переменной [8]. В частности, показатель наклона СМ (спектральный индекс,  $n$ ) является одной из характеристик процесса, генерирующего динамические флуктуации. На рисунке 5 по-

казаны СМ временных рядов больших (5а), малых (5б) и пятен с площадью  $>500$  MSH (5с) в двойном логарифмическом масштабе. Видно, что все три СМ изменяют наклон на частоте, соответствующей периоду 1–1.5 года. В [9] на примере ряда чисел Вольфа было показано, что такое изменение спектрального индекса связано именно с изменением свойств процесса, генерирующего флуктуации. Из приведенных на рис. 5 СМ следует, что на временной шкале, характерной для КДВ, флуктуации площади малых пятен выглядят как случайные ( $n = 0.2$ ), в то время как флуктуации площадей больших и очень больших пятен ( $n \sim 0.7$ ) управляются каким-то динамическим процессом, возможно, ответственным за формирование КДВ.

### **Выводы**

Полученные в данной работе результаты согласуются с выводами о возможном происхождении двух популяций пятен, сделанными в [3, 5], и позволяют внести некоторые уточнения. Из особенностей пространственно-временной динамики групп пятен обеих популяций следует, что исходным источником магнитных потоков для их формирования, вероятно, является магнитное динамо, оперирующее в области тахоклина и ответственное за 11-летний период в вариациях их площадей. Однако, выходя на поверхность фотосферы часть этого магнитного потока, по-видимому, вовлекается в еще один процесс, предположительно протекающий в слоях под фотосферой, развивающийся с нестабильной периодичностью порядка 1–3 года и переменной интенсивностью. Результатом действия этого гипотетического процесса является преимущественное формирование части наиболее крупных пятен из популяции больших, которые могут иметь скорость дифференциального вращения, отличную от остальных пятен.

Автор благодарит сотрудников центра Маршалла за данные в открытом доступе.

### **Литература**

1. *Kuklin G.V.* // Bull. Astron. Inst. Czech., 31,224, 1980.
2. *Penn M.J., Livingston W.* // ApJ, 649, L45, 2006.
3. *Nagovitsyn Yu. et al* // ApJL., 758, L20, 2012.
4. *Наговицын Ю.А., Певцов А., Осипова А.А.* // Тр. «Солнечная и с-з физ-2014», 315, 2014.
5. *Наговицын Ю.А., Певцов А., Осипова А.А.* // Тр. «Солнечная и с-з физ-2015», 293, 2015.
6. *Benevolenskaya E.E.* // ApJ, 509, L49, 1998.
7. *Vazilevskaya G. et al* // Space Sci Rev 186, 359, 2014.
8. *Костюченко И.Г.* // Тр. «Солнечная и с-з физика-2008», 179, 2008.
9. *Тимашев С.Ф.* // М., ФИЗМАТЛИТ, гл. 2.5, 2.10, 2.12, 2007.

## **ДИНАМИКА ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПРИ РАССЕЯНИИ ПЛАЗМОНОВ НА ЧАСТИЦАХ ФОНОВОЙ ПЛАЗМЫ**

**Кудрявцев И.В.**<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

## **DYNAMICS OF LANGMUIR TURBULENCE UNDER PLASMON SCATTERING ON PLASMA PARTICLES**

**Koudriavtsev I.V.**<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup>Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

*The dynamics of Langmuir turbulence under plasmon scattering on plasma particles is considered. There are many papers considering dynamics of solar flare accelerated electrons in solar plasma. However most of them deal with the Coulomb scattering of electrons on plasma particles and do not consider the electron-wave interaction. Also, there is a number of papers considering the interaction between fast electrons and plasma waves but only isotropic or one-dimensional turbulence is assumed. Therefore, there is a necessity of studying the plasma turbulence evolution in terms of its angular distribution. It may significantly affect the dynamics of fast electrons in the solar flare plasma.*

В настоящее время имеется большое количество работ посвященных изучению распространения ускоренных во время солнечных вспышек электронов в солнечной плазме (см., например, [1–6]). В большинстве этих работ учитываются кулоновские столкновения быстрых электронов с частицами плазмы, приводящие к потерям энергии и угловому рассеянию этих электронов. Также существует ряд работ, посвященных рассмотрению динамики быстрых электронов при учете их взаимодействия с плазменными волнами, в этих работах рассматривается случай изотропной или одномерной турбулентности. Поэтому встает необходимость изучения динамики плазменной турбулентности с учетом её углового распределения, которое может изменяться во времени и влиять на динамику ускоренных во время солнечных вспышек электронов, а, следовательно, и на характеристики их излучения.

На первом этапе рассмотрим динамику ленгмюровской турбулентности с учетом индуцированного рассеяния волна на ионах плазмы. Для этих целей будем использовать следующее уравнение [7]:

$$\frac{\partial N_{\vec{k}}^l}{\partial t} = N_{\vec{k}}^l \frac{3\omega_{pe} T_e / T_i}{8n_0 m_e V_{Ti} (1 + T_e / T_i)^2} \int \frac{N_{\vec{k}_1}^l (\vec{k}\vec{k}_1)^2 (k_1^2 - k^2)}{(2\pi)^{5/2} k^2 k_1^2 |\vec{k} - \vec{k}_1|} \exp\left(-\frac{\omega_-^2}{2k_-^2 V_{Ti}^2}\right) d\vec{k}, \quad (1)$$

где  $\omega_- = \omega_k^l - \omega_{k_1}^l$ ;  $\vec{k}_- = \vec{k} - \vec{k}_1$ ;  $\omega_k^l$  и  $\vec{k}$  – частота и волновой вектор плазмона,  $n_0$  – концентрация электронов плазмы,  $m_e$  – масса электрона,  $T_e$  и  $T_i$  – электронная и ионная температура плазмы,  $V_{Ti}$  – тепловая скорость ионов плазмы.

Функция  $N_{\vec{k}}^l$  связана с плотностью энергии турбулентности  $W$  условием [7]:

$$W = \int \frac{\omega_k^l N_{\vec{k}}^l}{(2\pi)^3} d\vec{k}. \quad (2)$$

Для дальнейших расчетов будем использовать спектральную плотность энергии турбулентности ( $W_{\vec{k}}^-$ ), введенную согласно выражению

$$W = \int W_{\vec{k}}^- d\vec{k}; \quad W_{\vec{k}}^- = \frac{\omega_k^l N_{\vec{k}}^l}{(2\pi)^3}. \quad (3)$$

Уравнение (1) описывает изменение спектра турбулентности на временах, много меньших времени кулоновских столкновений.

Один из вариантов расчетов приведен на рисунках 1 и 2 для следующих параметров плазмы и начальных условий:  $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ;  $T_e = T_i = T = 10^6 \text{ К}$ ;

$$W_{\vec{k}}^-(t=0) = Ak^2 \chi(\vartheta, \varphi) \text{ при } k \leq k_{\max}, \quad (4)$$

и

$$W_{\vec{k}}^-(t=0) = 0 \text{ при } k > k_{\max};$$

$$\chi(\vartheta, \varphi) = 0.01 + \cos^2 \vartheta, \text{ для } 0 \leq \vartheta \leq \pi/2$$

$$\text{и} \quad (5)$$

$$\chi(\vartheta, \varphi) = 0.01, \text{ для } \pi/2 < \vartheta \leq \pi$$

Множитель  $A$  выбран из условия

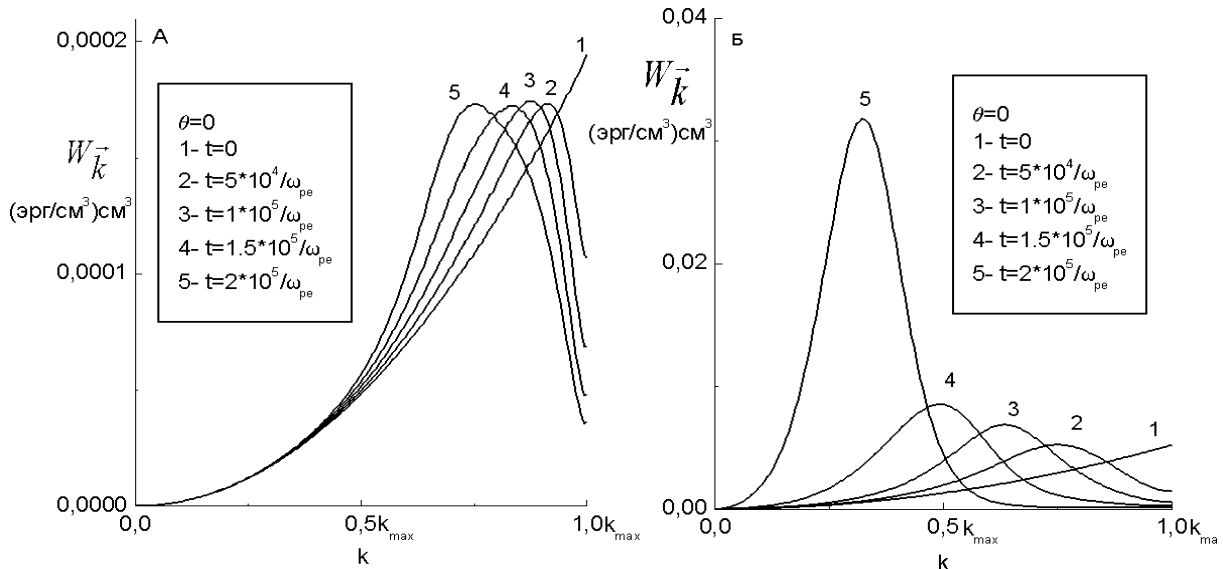
$$\frac{W}{\frac{3}{2} n_0 k_B T} = 10^{-3}, \quad (6)$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана.

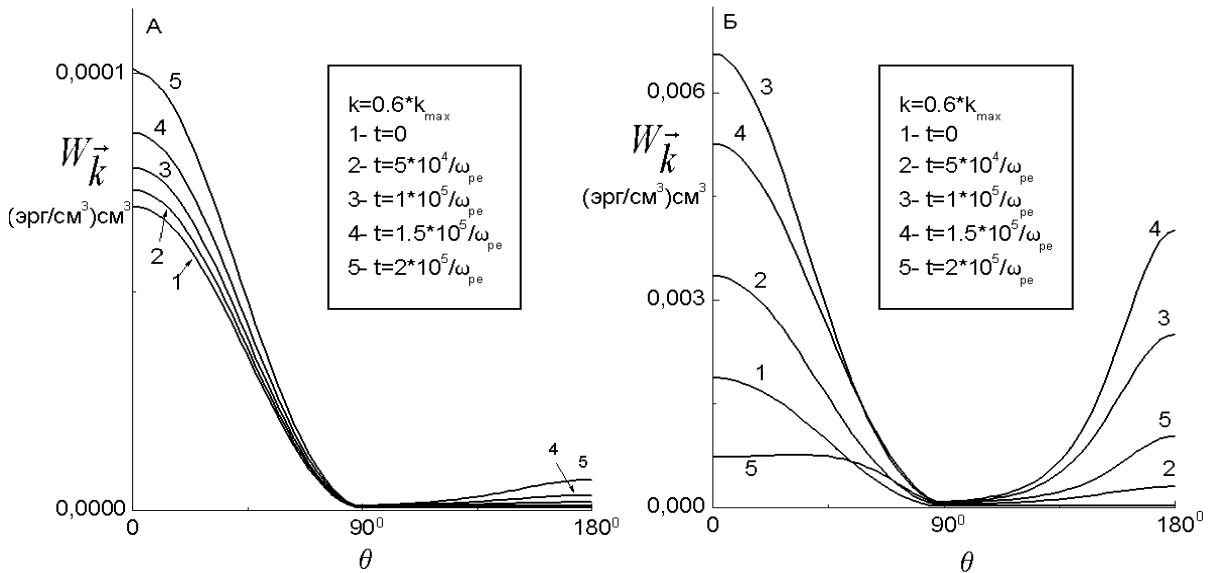
На рис. 1 приведены результаты расчетов  $W_{\vec{k}}^-$  для различных моментов времени, для угла  $\vartheta = 0$  и для различных  $k_{\max}$ . На данном рисунке можно видеть известный эффект «перекачки» ленгмюровских плазмонов в область малых волновых чисел (т.е. в область больших фазовых скоростей). При этом данный эффект увеличивается при уменьшении  $k_{\max}$  (рис.1 А и Б). На рис. 2 представлен процесс изменения углового распределения  $W_{\vec{k}}^-$  при  $k = 0.6k_{\max}$ . Если в начальный момент времени плазмонов с  $\theta > 90^\circ$  было много меньше, чем с  $\theta < 90^\circ$  (кривая 1), то со временем их доля увеличивается (кривые 2–5) (рис. 2Б). Увеличивается и количество



плазмонов с  $\theta < 90^\circ$ . Важно отметить, что полной изотропизации распределения не происходит.



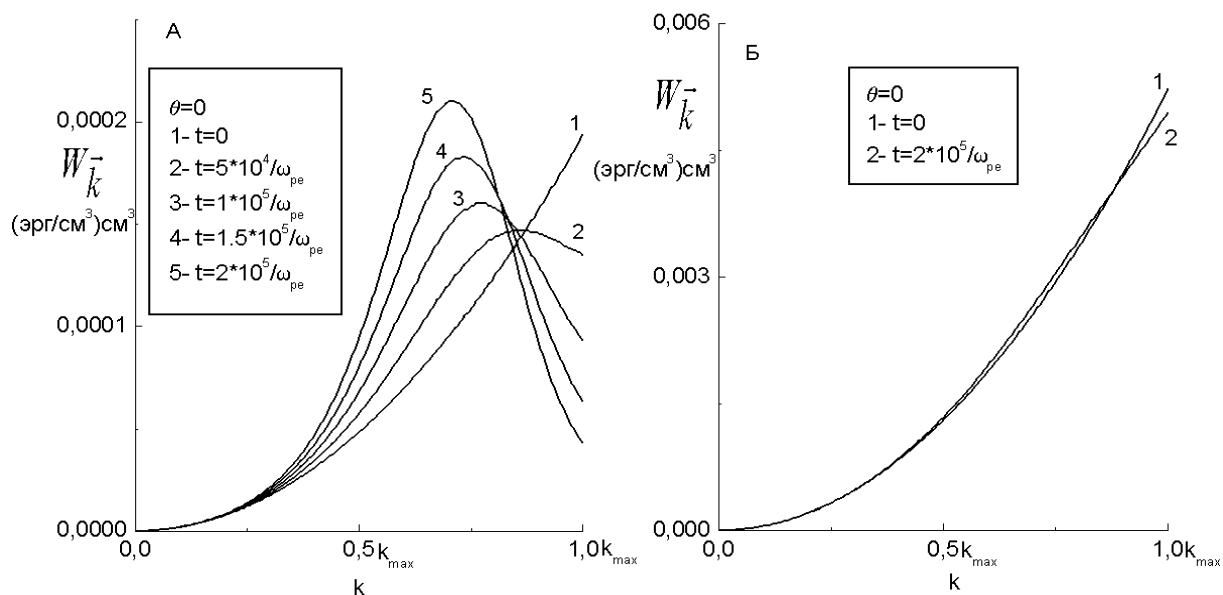
**Рис. 1.** Временная эволюции спектральной плотности энергии ленгмюровских колебаний при  $\vartheta = 0$ . **А** –  $k_{\max} = \omega_{pe}/(5V_{Te})$ ; **Б** –  $k_{\max} = \omega_{pe}/(15V_{Te})$



**Рис. 2.** Угловое распределение  $W_{\vec{k}}$  в различные моменты времени при  $k = 0.6k_{\max}$ . **А** –  $k_{\max} = \omega_{pe}/(5V_{Te})$ ; **Б** –  $k_{\max} = \omega_{pe}/(15V_{Te})$

Рассмотрим теперь индуцированное рассеяние ленгмюровских волн на тепловых электронах. В этом случае уравнения для плазмонов имеет вид [8, 7]:

$$\frac{\partial N_{\vec{k}}^l}{\partial t} = N_{\vec{k}}^l \frac{3V_{Te}}{2m_e n_0 \omega_{pe}} \int \frac{N_{\vec{k}_1}^l (\vec{k}\vec{k}_1)^2 [\vec{k}\vec{k}_1]^2 (k_1^2 - k^2)}{(2\pi)^{5/2} k^2 k_1^2 |\vec{k} - \vec{k}_1|^3} d\vec{k}_1, \quad (7)$$



**Рис. 3.** Временная эволюции спектральной плотности энергии ленгмюровских колебаний при  $\theta = 0$ . **А** –  $k_{\text{max}} = \omega_{pe}/(5V_{Te})$ ; **Б** –  $k_{\text{max}} = \omega_{pe}/(15V_{Te})$ .

Результаты расчетов при тех же параметрах плазмы и начальном условии приведены на рисунке 3. Из сравнения рисунков 1 и 3 можно сделать вывод, что индуцированное рассеяние плазмонов на тепловых электронах может быть сравнимо с индуцированным рассеянием на протонах только при больших  $k$  (малых фазовых скоростях), что было отмечено в работе [7]. Изотропизация распределения при индуцированном рассеянии плазмонов на электронах плазмы также не происходит.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 14-02-00924 и программы ПРАН № 7.

#### Литература

1. Kelner S.R., Skrynnikov Y.I. // Soviet Astronomy, 1985, V. 29, P. 445.
2. Zharkova V.V., Brown J.C., Syniavskii D.V. // Astron. Astrophys., 1995. V. 304, P. 284.
3. Charikov Yu.E., Guzman A.B., Kudryavtsev I.V. // Astron. Astrophys., 1996, v. 308, p. 924.
4. Gorbikov S.P., Melnikov V.F. // Mat. Model., 2007, V.19, P.112.
5. Zharkova V.V., Kuznetsov A.A. and Siversky T.V. // Astronomy & Astrophysics, 2010, V. 512, A8.
6. Charikov Yu.E., Melnikov V.F., Kudryavtsev I.V. // Geomagnetism and Aeronomy, 2012, V52 (8), P. 1021.
7. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы. – М.: Атомиздат, 1971. – 424 с.
8. Цытович В.Н. Нелинейные эффекты в плазме. – М.: Наука, 1967. – 268 с.

## **РАДИОУГЛЕРОДНЫЕ ДАННЫЕ: ОТРАЖЕНИЕ ВАРИАЦИЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ИЗМЕНЕНИЙ В БИОСФЕРЕ В РАННЕМ ГОЛОЦЕНЕ**

**Кудрявцев И.В.<sup>1,2</sup>, Дергачев В.А.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург, Россия*

<sup>2</sup>*ГАО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия*

## **RADIOCARBON DATA: REFLECTION OF THE VARIATIONS OF SOLAR ACTIVITY AND CHANGES IN THE BIOSPHERE DURING THE EARLY HOLOCENE**

**Koudriavtsev I.V.<sup>1,2</sup>, Dergachev V.A.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

*The radiocarbon data are often used for studying the solar activity in the previous centuries and millenniums. However in order to extract the information about solar activity one should to take into account variations of a terrestrial climate. The variations of global temperature and concentrations of CO<sub>2</sub> in the atmosphere can distort the solar signal. It is also necessary to take into account variation of the dynamics of radiocarbon exchange between the natural reservoirs. Thus, for Early Holocene one should take into account alteration of the <sup>14</sup>C exchange rate between the atmosphere and the biosphere. The possible time and temperature dependences of the <sup>14</sup>C exchange rate between the atmosphere and biosphere are presented.*

Хорошо известно, что космогенный изотоп <sup>14</sup>C образуется в земной атмосфере под действием галактических космических лучей (ГКЛ), которые проникают в атмосферу из межпланетного пространства и интенсивность которых изменяется во времени из-за изменения активности Солнца. Таким образом, данные по содержанию изотопа <sup>14</sup>C в кольцах деревьев и земной атмосфере позволяют изучать изменение солнечной активности в прошлые эпохи (см., например [1, 2]). Однако для изучения вариаций активности Солнца в прошлом на основе радиоуглеродных данных необходимо учесть влияние климатических изменений на эти данные. Необходимость учета изменения климата при изучении вариаций интенсивности ГКЛ и активности Солнца в прошлом была отмечена достаточно давно [3]. Причина этого состоит в том, что скорости обмена углеродом между природными резервуарами зависит от температуры и будет изменяться при её изменении. Также необходимо учесть и изменение концентрации углекислого газа (CO<sub>2</sub>) в атмосфере Земли. Последнее вызвано тем, что при лабораторных измерениях определяется отношение содержания изотопов <sup>14</sup>C и <sup>12</sup>C в кольцах деревьев. Для определения вариаций абсолютного содержа-

ния изотопа  $^{14}\text{C}$  в земной атмосфере ( $N_a$ ) можно воспользоваться формулой (см., например, [4]):

$$\frac{N_a(t)}{N_a(t_0)} = \frac{CO_2(t)}{CO_2(t_0)} (1 + \Delta^{14}\text{C}(t)/100) / (1 + \Delta^{14}\text{C}(t_0)/100), \quad (1)$$

где  $\Delta^{14}\text{C}$  – отклонение относительного содержания изотопа  $^{14}\text{C}$  в атмосфере относительно стандартного значения, выраженное в процентах.

Таким образом, выражение (1) учитывает не только вариации скорости генерации изотопа  $^{14}\text{C}$  в атмосфере Земли под действием ГКЛ, но и изменение в ней концентрации  $\text{CO}_2$  (см. также [5]).

В работе [6] был рассмотрен временной интервал с 17 тыс. лет до нашей эры и до середины Голоцена. Как известно, данный промежуток времени включает в себя эпоху окончания последнего оледенения и переход к Голоцену. Происходило увеличение глобальной температуры [7] и концентрации углекислого газа в атмосфере Земли [8]. Исходя из предположения, что рост концентрации углекислого газа в земной атмосфере являлся результатом его перераспределения между океаном и атмосферой, было получено, что на рассмотренном временном интервале значение температурного коэффициента  $k_I$  должно быть  $\approx (0.04-0.05)\text{K}^{-1}$  [6]. При таком значении  $k_I$ , как показали расчеты [6], суммарное содержание изотопа  $^{14}\text{C}$  во всех резервуарах до наступления Голоцена имеет тенденцию к сохранению. Однако с началом Голоцена происходит уменьшение расчетного значения общего содержания изотопа  $^{14}\text{C}$ . В работе [6] было высказано предположение, что это уменьшение может быть связано с пренебрежением учета изменения скоростей обмена изотопом  $^{14}\text{C}$  между атмосферой и биосферой, биосферой и гумусом.

В работах [4, 6, 9] скорость перехода изотопа  $^{14}\text{C}$  из верхнего слоя океана в атмосферу  $\lambda_{mOa}$  описывалась выражением

$$\lambda_{mOa} = (1 + k_I \cdot \Delta T) \lambda_{mOa}^0, \quad (2)$$

где  $\Delta T$  – вариации глобальной температуры, а  $k_I$  – температурный коэффициент.

В настоящей работе мы рассмотрим, при какой температурной и временной зависимости скорости обмена радиоуглеродом между атмосферой и биосферой можно избежать спада суммарного содержания изотопа  $^{14}\text{C}$ , отмеченного в работе [6]. Расчеты проводились нами на основе пятирезервуарной модели (например, [10]) аналогично расчетам в работе [6] с использованием радиоуглеродных данных [11] (рисунок 1А), данных по изменению содержания углекислого газа в земной атмосфере [8] и температурной реконструкции [7]. При этом зависимость скорости перехода изотопа  $^{14}\text{C}$  из атмосферы в биосферу моделировалась выражением

$$\lambda_{ab} = \lambda_{ab}^0 \quad \text{при } t < t_2$$

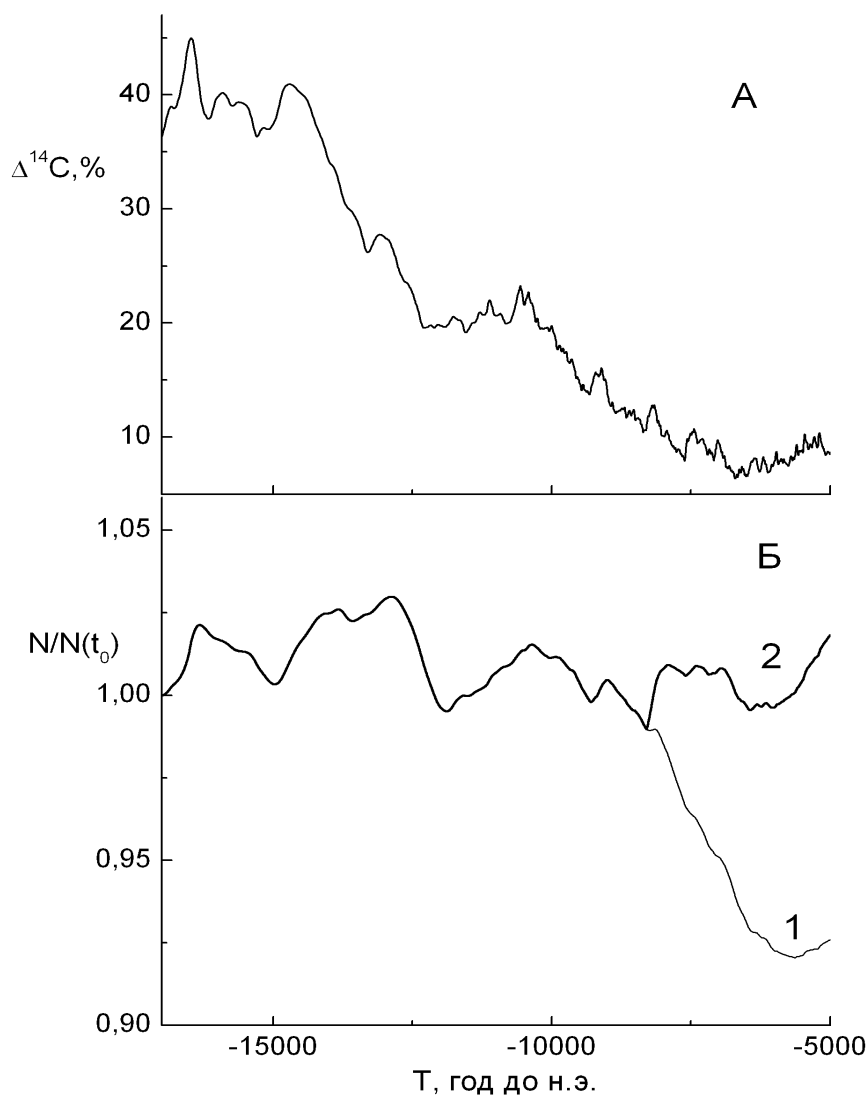
и

(3)

$$\lambda_{ab} = (1 + k_2(T(t) - T(t_0))\sqrt{t - t_2})\lambda_{ab}^0 \quad \text{при } t > t_2,$$

где  $t$  – время;  $T(t)$  – глобальная температура;  $t_0$  – начальный момент времени.

В наших расчетах в качестве начального момента времени  $t_0$  мы принимаем 17 тыс. лет до нашей эры, а значение  $\lambda_{ab}^0$  было взято на 15% меньше чем в работе [6].



**Рис. 1.** А – Изменение относительного содержания изотопа  $^{14}\text{C}$  в атмосфере Земли  $\Delta^{14}\text{C}$  [11]; Б – Рассчитанное суммарное содержание изотопа  $^{14}\text{C}$  во всех природных резервуарах: 1 –  $k_1 = 0.05$  и  $k_2 = 0$ ; 2 –  $k_1 = 0.05$  и  $k_2 = 0.02$ .

На рисунке 1Б представлены результаты вычислений суммарного содержания радиоуглерода во всех резервуарах ( $N$ ) для двух значений  $k_2$ . На рисунке видно, что если при  $k_2 = 0$  (кривая 1) наблюдается спад общего со-

держания радиоуглерода с началом Голоцена, то уже при  $k_2 = 0.02$  (в качестве момента времени  $t_2$  взят 8300 год до нашей эры) наблюдается тенденция к сохранению общего содержания  $^{14}\text{C}$  во всех резервуарах (кривая 2) при уменьшении величины  $\Delta^{14}\text{C}$  (рисунок 1А). При этом, колебания 2–3% могут объясняться вариациями солнечной активности и изменением геомагнитного поля. Увеличение скорости перехода радиоуглерода из атмосферы в биосферу, очевидно, может быть связано с ростом растительности в Голоцене (см., например, [12]). На рисунке 1А и Б видно, что все основные максимумы величины  $\Delta^{14}\text{C}$  находят свое отражение в рассчитанных значениях общего содержания изотопа  $^{14}\text{C}$  в природных резервуарах, хотя соотношения данных максимумов отличаются. Эти отличия и могут быть результатом перераспределения углекислого газа между природными резервуарами в результате климатических изменений.

Здесь необходимо отметить, что временная и температурная зависимости (3) являются только одним из возможных вариантов и для более точного определения этих зависимостей требуется дополнительное изучение.

Работа Дергачева В.А. была частично поддержана грантом РФФИ 16-02-00090.

#### Литература

1. Кочаров Г.Е., Васильев В.А., Дергачев В.А. и др. // Письма в Астрон. журн. 1983. Т. 9. № 4. С. 206.
2. Usoskin I.G. Hulot G., Gallet Y. et al. // Astron. & Astrophys. 2014. V. 562. L10.
3. Дергачев В.А., Остряков В.М. // Труды 6 всесоюзного совещания по проблеме «Астрофизические явления и радиоуглерод». Тбилиси 13–15 октября 1976 г. Тбилиси, 1978. С. 177.
4. Kuleshova A.I., Dergachev V.A., Kudryavtsev I.V. et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2015, Vol. 55, No. 8. P. 1071.
5. Roth R. and Joos F. // Clim. Past, 2013. V. 9. P. 1879.
6. Кудрявцев И.В., Волобуев Д.М., Дергачев В.А. и др. // Труды всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2015», Санкт-Петербург, ГАО РАН 5–9 октября 2015 г. ГАО РАН, 2015. С. 235.
7. Marcott S.A., Shakun J.D. Pages Magazine, 2015, V. 23(1), p. 28.
8. Monnin E., Steig E.J., Siegenthaler U. et al. // Earth and Planetary Science Letters, 2004, V.224, p. 45.
9. Koudriavtsev I., Dergachev V., Nagovitsyn Yu. et al. // Geochronometria, 2014, V. 41(3), P. 216.
10. Дорман Л.И. // Труды 6 всесоюзного совещания по проблеме «Астрофизические явления и радиоуглерод». Тбилиси 13–15 октября 1976 г., Тбилиси, 1978. С. 49.
11. Reimer P.J. Baillie M.G.L., Bard E. et al. Radiocarbon, 2009, V. 51, p. 1111.
12. Монин А.С., Шишков Ю.А. История климата. – Л.: Гидрометеиздат. 1979. – 406 с.

## **ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ИСТОЧНИКОВ ПУЛЬСАЦИЙ МИКРОВОЛНОВОГО И ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЙ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ NoRH, RHESSI и AIA/SDO**

**Кузнецов С.А.<sup>1,2</sup>, Зимовец И.В.<sup>3,4,5</sup>, Мельников В.Ф.<sup>1</sup>**

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

<sup>2</sup>НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

<sup>3</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>4</sup>Национальный космический научный центр КАН, Пекин, Китай

<sup>5</sup>Международный космический научный институт, Пекин, Китай

## **SPATIO-TEMPORAL EVOLUTION OF SOURCES OF HXR AND MICROWAVE PULSATIONS IN A SOLAR FLARE OBSERVED WITH NoRH, RHESSI and AIA/SDO**

**Kuznetsov S.A.<sup>1,2</sup>, Zimovets I.V.<sup>3,4,5</sup>, Melnikov V.F.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Pulkovo observatory, Saint-Petersburg, Russia

<sup>2</sup>NIRFI LSU, Nizhny Novgorod, Russia

<sup>3</sup>Space research institute of RAS, Moscow, Russia

<sup>4</sup>National Space Science Center of CAS, Beijing, China

<sup>5</sup>International Space Science Institute, Beijing, China

*Spatial dynamics of sources of HXR and microwave pulsations for SOL2011-06-07T06:16 event was studied using the RHESSI and NoRH data. We found that HXR sources change their positions from one HXR pulsation to another. UV images made with the SDO/AIA data show appearance and evolution of two ribbons in the flaring region and eruption of a magnetic flux rope. The results of analysis of spatio-temporal evolution of the pulsations' sources from radio images at 34 GHz (NoRH) are in good agreement with the results of analysis of HXR and EUV images. One of the possible explanations of the dynamics of the emission sources is successive involvement of new flux tubes (loops) into the energy release process due to the interaction of different parts of an eruptive flux rope with ambient magnetic field structures.*

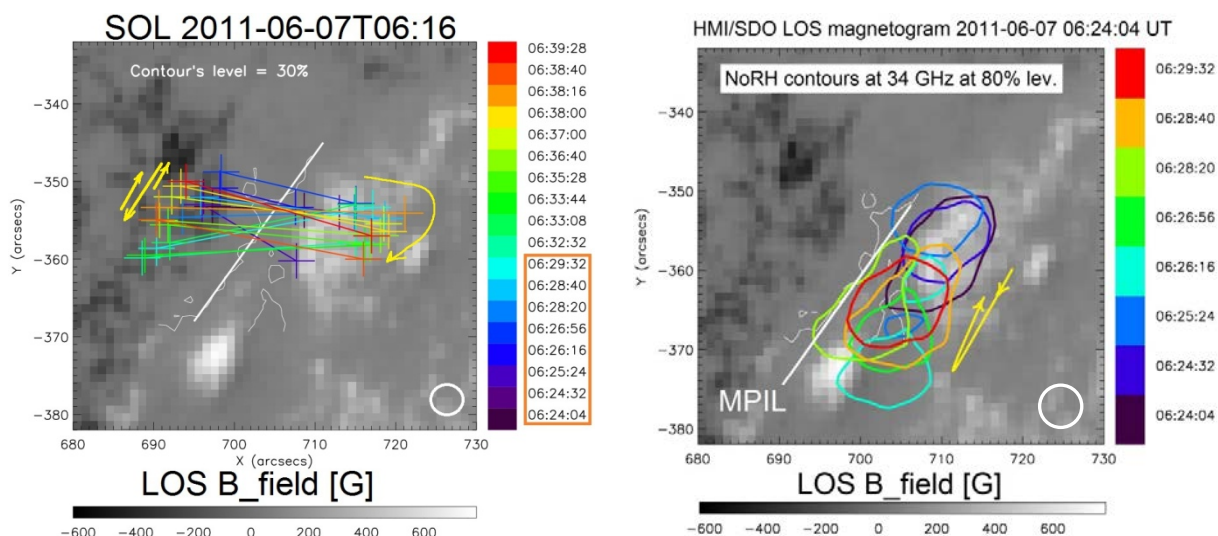
Проблема энерговыделения и ускорения заряженных частиц во вспышках является одной из ключевых в физике Солнца. Процессы вспышечного энерговыделения являются сильно нестационарными. Полного их понимания до сих пор нет. Нестационарность процессов энерговыделения особенно ярко проявляется в импульсной фазе вспышек в виде пульсаций (множественных всплесков, пиков) оптического, радио, жесткого рентгеновского (ЖР) и гамма-излучений, испускаемого ускоренными заряженными частицами. Для объяснения пульсаций был предложен ряд моделей и механизмов. Наибольшую популярность получили модели, связанные с МГД-осцилляциями корональных магнитных петель [1]. Однако для надежного выбора моделей из списка существующих (или для разработки

новых моделей) не было достаточного количества наблюдательного материала, на основе которого можно было бы делать уверенные обобщающие выводы в пользу той или иной модели пульсаций. Недавно на основе анализа большого количества вспышек было показано [2], что источники пульсаций ЖР излучения не являются стационарными, они изменяют свое положение от пика к пику. Однако, несмотря на появление новых сведений, точный механизм генерации пульсаций ЖР и микроволнового излучений до конца не является ясным. Многоволновые пространственно-разрешенные наблюдения источников пульсаций излучения вспышек могут помочь уточнить наблюдательные закономерности динамики их источников.

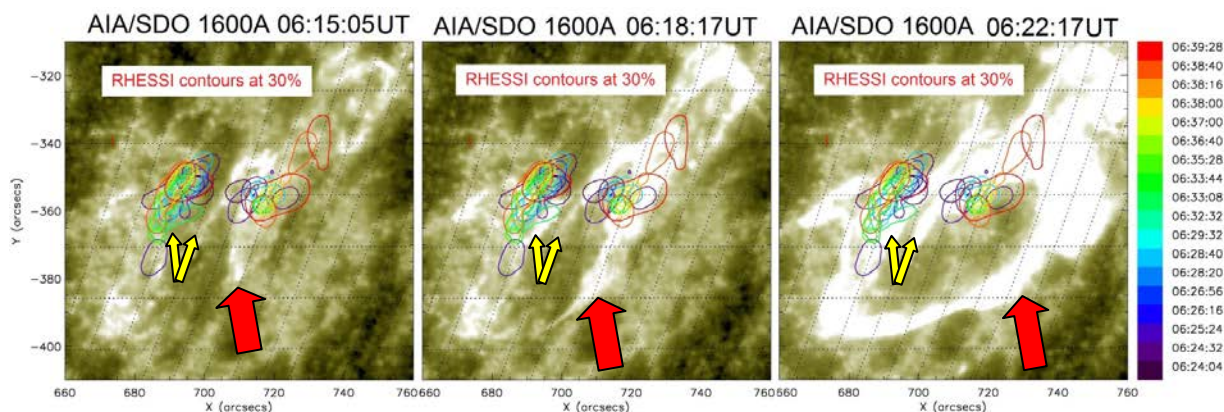
На рис. 1 показаны результаты анализа пространственно-временной эволюции источников пульсаций ЖР и микроволнового излучений по отношению к линии инверсии магнитного поля (ЛИМП) для события SOL2011-06-07T06:16 по данным наблюдений КА RHESSI в диапазоне энергий 25–50 кэВ и радиогелиографа Нобеяма на частоте 34 ГГц. Анализ динамики ЖР источников относительно УФ лент ранее проводился в работе [3]. В нашей работе контуры источников пульсаций накладывались на магнитограмму HMI/SDO. Разные цвета контуров соответствовали разным пикам пульсаций ЖР и микроволнового излучений. Данные о ЛИМП были получены на основе наблюдений магнитографа HMI/SDO о распределении продольной вдоль луча зрения компоненты магнитного поля. Установлено (см. рис. 1, левая панель), что источники ЖР излучения изменяют свое положение от пика к пику. Характер перемещения ЖР источников преимущественно продольный по отношению к ЛИМП с небольшим смещением источников в поперечном направлении от ЛИМП. Направления смещения ЖР источников отмечены стрелками.

Результаты анализа пространственно-временной эволюции источников микроволнового излучения показали хорошее соответствие с результатами анализа динамики ЖР источников пульсаций. Установлено (см. рис. 1, правая панель), что центры микроволновых источников на частоте 34 ГГц изменяют свое положение вдоль ЛИМП от пика к пику в течение импульсной фазы вспышки. Кроме того, при соотнесении левой и правой панелей хорошо видно, что микроволновые источники расположены между источниками ЖР излучения, находящимися в областях положительной и отрицательной магнитных полярностей. Небольшое смещение микроволновых источников к области положительной полярности может быть объяснено эффектом проекции и близостью вспышечной области к западному лимбу. Данное наблюдательное обстоятельство дает четкие указания на то, что ЖР источники, находящиеся в областях противоположных магнитных полярностей, соответствуют основаниям вспышечных петель, формирующих магнитную аркаду, а микроволновые источники соответствуют вершинам петель этой аркады, что является распространенным свойством микроволнового излучения вспышечных петель [4].





**Рис. 1.** (Левая панель) Пространственно-временная эволюция источников пульсаций ЖР излучения по данным RHESSI в диапазоне энергий 25–50 кэВ для события SOL2011-06-07T06:16. ЛИМП по данным магнитографа HMI/SDO показана белой тонкой линией. Жирная белая линия – аппроксимация ЛИМП полиномом первой степени. (Правая панель) Эволюция источников микроволнового излучения по данным радиогелиографа Нобеяма на частоте 34 ГГц. Стрелки схематически обозначают направление смещения ЖР и микроволновых источников от пика к пику. Различные цвета контуров ЖР и микроволновых источников соответствуют различным пикам, моменты времени которых указаны на цветовых шкалах справа от рисунков. Белые кружки в правом нижнем углу соответствуют угловому разрешению RHESSI и NoRH.



**Рис. 2.** Изображения AIA/SDO в канале 1600A для трех моментов времени, иллюстрирующие эволюцию вспышечной области для события SOL2011-06-07T06:16. Контурами различных цветов наложены источники пульсаций ЖР излучения в диапазоне энергий 25–50 кэВ. Цвета контуров соответствуют моментам времени пиков ЖР излучения, указанным на цветовой шкале справа. Стрелками обозначены вспышечные ленты и магнитный жгут.

На рис. 2 представлены изображения вспышечной области по данным телескопа AIA/SDO в канале 1600A для трех различных моментов времени: 06:15:05UT, 06:18:17UT и 06:22:17UT. Контурами различных цветов наложены источники пульсаций ЖР излучения в диапазоне энергий 25–50 кэВ. Цвета контуров соответствуют моментам времени пиков ЖР излучения.

ния, указанным на цветовой шкале справа. Хорошо видно наличие двух протяженных вспышечных лент, расположенных параллельно друг другу и ЛИМП (отмечены маленькими стрелками). Положение этих лент соответствует положению ЖР источников, находящихся в областях противоположной полярности магнитного поля (см. рис. 1). Также хорошо видно развитие этих лент во времени, заключающееся в значительном увеличении яркости лент. Кроме того, эти изображения показывают выброс в западном направлении яркой дугообразной структуры (магнитного жгута), вытянутой вдоль ЛИМП (отмечена большими стрелками). Данное обстоятельство важно для интерпретации наблюдательных закономерностей.

В результате анализа динамики источников пульсаций ЖР и микроволнового излучений установлено, что источники пульсаций в диапазоне ЖР и микроволнового излучений не являются стационарными.

Они изменяют свое положение во вспышечной области от пика к пику. При этом отдельные импульсы испускаются не из одной вспышечной петли, а из разных петель. ЖР источники пульсаций соответствуют основаниям вспышечных петель магнитной аркады, а микроволновые источники – вершинам петель. Кроме того, по данным AIA/SDO обнаружены наличие и эволюция вспышечных лент, соответствующих источникам пульсаций ЖР излучения. Появление и эволюция этих лент связана с эрупцией магнитного жгута из вспышечной области. Полученные результаты подтверждают сделанный ранее вывод [2] о том, что эруптивные процессы могут играть значительную роль в процессах генерации пульсаций ЖР и микроволнового излучений во вспышках.

В качестве интерпретации наблюдательных закономерностей может быть предложено комплексное взаимодействие эруптирующего магнитного жгута с множественными окружающими его петлями магнитной аркады в разные моменты времени. Взаимодействие различных частей жгута с различными петлями в различное время может привести к наблюдаемому изменению положения источников ЖР и микроволнового излучений и к серии пульсаций ЖР и микроволнового излучений (см. [2]).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 15-32-00535, 16-32-50117 и гранта РНФ № 16-12-10448.

#### **Литература**

1. *Nakariakov V.M., Melnikov V.F. // SSRv, V. 149, P. 119, 2009.*
2. *Kuznetsov S.A. et al // Solar Physics, P. 1–42, 2016.*
3. *Inglis A.R., Gilbert H.R. // ApJ, V. 777, P. 30–41, 2013.*
4. *Melnikov V.F. et al // ApJ, V. 580, L185-L188, 2002.*

**РЕКОНСТРУКЦИИ ГЕЛИОСФЕРНОГО МОДУЛЯЦИОННОГО  
ПОТЕНЦИАЛА С КОНЦА 14 ВЕКА ДО СЕРЕДИНЫ 19-ГО  
НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ПО СОДЕРЖАНИЮ КОСМОГЕННЫХ  
ИЗОТОПОВ  $^{14}\text{C}$  И  $^{10}\text{Be}$  В ПРИРОДНЫХ АРХИВАХ**

**Кулешова А.И.<sup>1</sup>, Дергачев В.А.<sup>2</sup>, Кудрявцев И.В.<sup>2,1</sup>,  
Наговицын Ю.А.<sup>1,3</sup>, Огурцов М.Г.<sup>2,1</sup>**

<sup>1</sup>ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup>ГУАП, Санкт-Петербург, Россия

**RECONSTRUCTION OF HELIOSPHERIC MODULATION POTEN-  
TIAL SINCE THE LATE 14TH CENTURY TO THE MID-19TH CEN-  
TURIES BASED ON THE CONTENTS OF COSMOGENIC ISOTOPES  
 $^{14}\text{C}$  AND  $^{10}\text{Be}$  IN NATURAL ARCHIVES**

**Kuleshova A.I.<sup>1</sup>, Dergachev V.A.<sup>2</sup>, Koudriavtsev I.V.<sup>2,1</sup>,  
Nagovitsyn Yu.A.<sup>1,3</sup>, Ogurtsov M.G.<sup>2,1</sup>**

<sup>1</sup>Central Astronomical Observatory of RAS, Saint Petersburg, Russia

<sup>2</sup>Ioffe Institute, Saint Petersburg, Russia

<sup>3</sup>St. Petersburg State University of Aerospace Instrumentation, St. Petersburg, Russia

*This paper presents the results of reconstruction of the heliospheric modulation potential based on the content of  $^{14}\text{C}$  and  $^{10}\text{Be}$  cosmogenic isotopes in natural archives from the late 14th to mid 19th century. This time period includes minima of solar activity such as Sporer, Maunder, Dalton and climatic Little Ice Age. During this period, there were variations both in the atmospheric carbon dioxide concentration and in the global temperatures, which were taken into account in the reconstruction of the generation rate of  $^{14}\text{C}$ . It is shown that ignoring the effect of temperature variations on the rate of transfer of radioactive carbon from the surface layer of the Ocean to the Earth's atmosphere will distort the results of reconstruction. The reconstructed values of the modulation potential in the Sporer, Maunder and Dalton minima are similar, which suggests that these minima were comparable in a depth.*

Данные по относительному содержанию космогенных изотопов  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$ , полученные по результатам измерения содержания изотопов в кольцах деревьев ( $^{14}\text{C}$ ) и ледяных кернах ( $^{10}\text{Be}$ ), позволяют изучать вариации интенсивности галактических космических лучей (ГКЛ) в те эпохи, для которых отсутствуют результаты прямых измерений ГКЛ. В работе [1] приведены результаты такой реконструкции за последние 8 тысяч лет; показано, что интенсивность ГКЛ во время минимумов солнечной активности (СА) Шпёрера и Маундера была существенно выше, чем во время минимума Дальтона. Подобный результат для скорости генерации изотопа  $^{14}\text{C}$  в атмосфере Земли приводится и в работе [2]. Однако остается открытым вопрос о влиянии климатических изменений на результаты подобных реконструкций. Необходимость учета влияния вариаций климата на резуль-

таты реконструкции была отмечена в работе [3], так как скорости перехода  $^{14}\text{C}$  между природными резервуарами зависят от температуры, и это приводит к перераспределению углекислого газа ( $\text{CO}_2$ ) между природными резервуарами.

В настоящей работе мы рассматриваем реконструкцию гелиосферного модуляционного потенциала, описывающего вариации интенсивности ГКЛ, с конца 14 и по середину 19 века. На это время приходились глубокие минимумы СА: Шпёрера, Маундера и Дальтона, а на Земле наблюдался "Малый Ледниковый Период" (МЛП), происходили изменения концентрации  $\text{CO}_2$  в атмосфере и глобальной температуры. В [4] приведены реконструкции температуры поверхностного слоя океана (ПСО) вблизи Антарктиды за последние 12000 лет, показано, что в середине второго тысячелетия нашей эры наблюдалось резкое уменьшение температуры ПСО, совпадающее по времени с МЛП. К сожалению, точность и временное разрешение этих данных не позволяют нам использовать их для детальных расчетов. Однако, принимая во внимание то, что вариации температуры ПСО совпадали с глобальными климатическими изменениями, будем предполагать, что вариации этой температуры были пропорциональны вариациям глобальной приземной температуры, реконструкции которой обладают большей точностью и хорошим временным разрешением. В данной работе была использована реконструкция Crowley and Lowery [5].

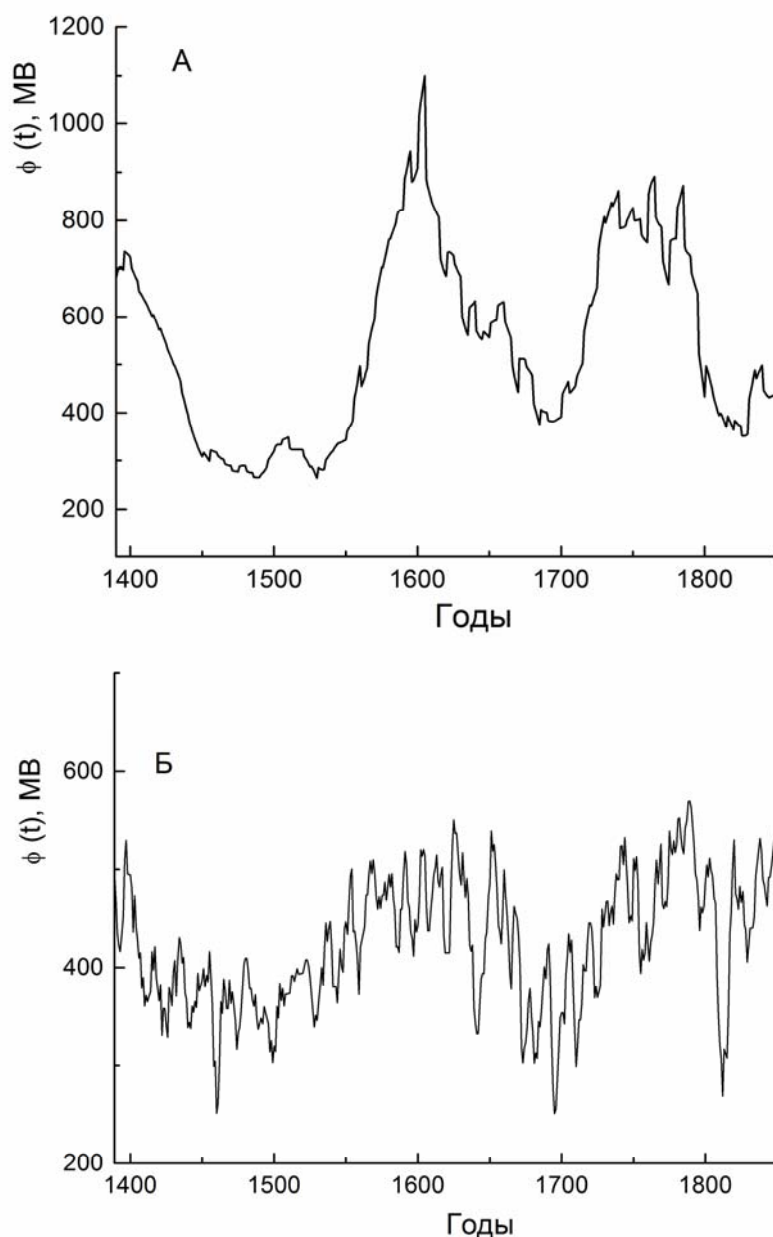
Методика расчета гелиосферного модуляционного потенциала  $\phi(t)$  подробно изложена в работах [2, 6], при этом учитывается противодействие проникновению частиц ГКЛ в атмосферу Земли со стороны геомагнитного поля, величина которого изменяется со временем. Нахождение потенциала  $\phi(t)$  сводится к решению уравнения

$$Q = \sum_{i=1}^2 \int_0^{\infty} Y_i(E) J_i(E, \phi) (1 - f(E)) dE, \quad (1)$$

где  $Q$  – скорость генерации изотопа  $^{14}\text{C}$  в земной атмосфере; функции  $Y_i$  описывают образование изотопов  $^{14}\text{C}$  в атмосфере;  $J_i$  – спектр протонов и  $\alpha$ -частиц первичных космических лучей;  $f$  – описывает влияние геомагнитного поля на проникновение частиц ГКЛ в атмосферу Земли,  $E$  – кинетическая энергия частиц ГКЛ, приходящаяся на один нуклон. Конкретный вид данных функций приведен в работе [6].

Для расчета  $Q(t)$  применялась пятирезервуарная модель углеродной обменной системы (см., например, работу [7]), в которой учитывается обмен углеродом между атмосферой, биосферой, гумусом, верхним (перемешиваемым) и глубинным слоями океана. Также при реконструкции скорости генерации  $^{14}\text{C}$  учитывались климатические эффекты – см. подробнее [8, 9]. Результаты реконструкции модуляционного потенциала на основе данных по содержанию  $^{14}\text{C}$  представлены на рис. 1А. Как видно из этого рисунка, минимальные значения модуляционного потенциала во время

минимумов Шпёра, Маундера и Дальтона могут достигать  $\approx 260$ , 380 и 350 МВ соответственно, при использовании температурной реконструкции Crowley and Lowery [5] и температурным коэффициентом  $0,1\text{K}^{-1}$  [8, 9].



**Рис. 1.**

При реконструкции модуляционного потенциала на основе данных по содержанию изотопа  $^{10}\text{Be}$  льдах Гренландии [10] данные по потоку  $^{10}\text{Be}$  сглаживались по пяти годам с тем, чтобы убрать метеорологические шумы. Среднеглобальная скорость образования бериллия  $Q_{^{10}\text{Be}}(t)$  считалась пропорциональной потоку и нормировалась так, чтобы средний за 1937–1994 гг., параметр  $\phi$ , вычисленный с помощью  $Q_{^{10}\text{Be}}$  и  $M/M_0$ , был равен среднему за тот же период  $\phi$ , восстановленному по данным нейтронных мониторов в работе [11]. Для расчетов были использованы данные по геомагнит-

ному полю, приведенные в работе [2]. Модуляционный потенциал был получен с помощью зависимости, рассчитанной в работе [12]. Результаты расчета представлены на рис. 1Б. На рис. 1Б видно, что в период Шпёре-ровского и Маундеровского минимумов  $\varphi(t)$  опускался до 250 МВ, в Дальтоновском минимуме опускался даже до 268 МВ. Таким образом, минимальные значения модуляционного потенциала, рассчитанного на основе данных по содержанию изотопов  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$  во времена глобальных минимумов Шпёрера, Маундера, Дальтона могут быть сравнимы.

Работа Кулешовой А.И., Кудрявцева М.Г., Огурцова М.Г., Наговицына Ю.А. была частично поддержана грантом РФФИ 16-02-00090 и программой ПРАН № 7, а Кулешовой А.И. и Наговицына Ю.А. – и грантом Совета по поддержке ведущих научных школ № НШ-7241.2016.2.

### Литература

1. Кочаров Г.Е., Васильев В.А., Дергачев В.А. и др. // Письма в Астрон. журн. 1983. Т. 9. №4. С.206.
2. Usoskin I.G. Hulot G., Gallet Y. et al. // Astron. & Astrophys. 2014. V. 562. L10.
3. Дергачев В.А., Остряков В.М. // Труды 6 Всесоюзного совещания по проблеме «Астрофизические явления и радиоуглерод». (Издательство Тбилисского университета, Тбилиси, 1978) С. 177.
4. Shevenell, A. E., Ingalls, A.E., Domack, et al. // Nature. 2011. V. 470. P. 250.
5. Crowley, T.J. and Lowery, T.S. // Ambio, 2000. V. 29. P. 51.
6. Kovaltsov G.A., Mishev A., Usoskin I.G. // Earth Planet. Sci. Lett., 2012. V. 337–338. P. 114.
7. Дорман Л.И. // Труды 6 Всесоюзного совещания по проблеме «Астрофизические явления и радиоуглерод» (Издательство Тбилисского университета, Тбилиси, 1978) С. 49.
8. Кулешова А.И., Дергачев В.А., Кудрявцев И.В. и др. // Труды всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика –2015», ГАО РАН, 2015. С. 253
9. Kuleshova A.I., Dergachev V. A., Kudryavtsev I. V., et al. // Geomagnetism and Aeronomy. 2015. V. 55. No. 8. P. 1071.
10. Berggren, A.-M., Beer, J., Possnert, G. et al. // Geophys. Res. Lett. 2009. 36, L11801.
11. Usoskin, I.G., G.A. Bazilevskaya, G.A. Kovaltsov // J. Geophys. Res., 2011, 116, A02104. Kovaltsov G.A. and Usoskin I.G. // Earth Planet. Sci. Lett., 291, 182–188, 2010.

## **ОБЩЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛНЦА ПО ДАННЫМ SDO/HMI**

**Куценко А.С.<sup>1</sup>, Абраменко В.И.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия*

<sup>2</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

## **SDO/HMI DATA AS A SOURCE OF THE SOLAR MEAN MAGNETIC FIELD VALUES**

**Kutsenko A.S.<sup>1</sup>, Abramenko V.I.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Crimean Astrophysical Observatory RAS, Crimea, Russia*

<sup>2</sup>*Central (Pulkovo) Astronomical Observatory RAS, Saint-Petersburg, Russia*

*We compare the solar mean magnetic field (SMMF) data provided by the Wilcox Solar Observatory with the SMMF acquired by the Helioseismic and Magnetic Imager onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO/HMI). The SDO/HMI SMMF is obtained as an averaged magnetic field of all the pixels within the solar disk. We found that despite different spectral lines as well as different measurement technique the conversion factor between these two datasets of SMMF is very close to unity ( $B^{\text{HMI}} = 0.99(2)B^{\text{WSO}}$ ) and the Pearson's correlation coefficient equals 0.86.*

*Meanwhile artificial 12- and 24-hour oscillations are presented in the SDO/HMI SMMF. The oscillations are thought to be caused by orbital motions of the spacecraft. The artifacts are related to weak-field pixels as well as to strong- or medium-field pixels.*

*We also evaluated contributions of different solar regions to the SMMF. All the pixels were divided into three groups: quiet-Sun or noise-field pixels, ephemeral region (ER) pixels and active region (AR) pixels. It was found that quiet-Sun fields contribute 15% only to the SMMF while ER and AR contribute 50% and 35% correspondingly. Meanwhile the total area of ER and AR does not exceed 6% of the solar disk area.*

Общее магнитное поле Солнца (ОМП) показывает дисбаланс магнитного потока всей видимой полусферы в направлении Земли. Обычно ОМП определяют как интеграл магнитных полей по всей поверхности солнечного диска. Следует подчеркнуть, что такое усреднение представляет собой не просто некую математическую абстракцию, а физическую характеристику Солнца-как-звезды – открытый магнитный поток в направлении Земли. Это утверждение подкрепляется работами Северного и Шеррера [1, 2], которые показали, что ОМП находится в тесной взаимосвязи с межпланетным магнитным полем (ММП), которое может измеряться *in situ* на орбите Земли.

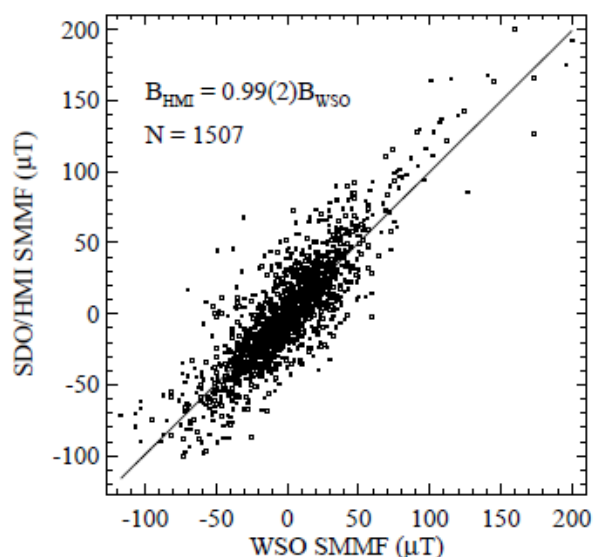
ОМП обычно связывают с крупномасштабными полями на Солнце, занимающими большие по площади участки солнечной поверхности. Знак и амплитуда ОМП определяются доминирующей в данный момент на диске «униполярной» областью. Также величина ОМП использовалась для верификации моделей транспорта магнитных потоков, проверки существо-

вания меридиональных потоков и других глобальных солнечных механизмов [3, 4].

Непосредственное влияние ОМП на космическую погоду и, соответственно, биосферу Земли, побудило начать патрульные измерения на нескольких обсерваториях мира. Обсерватория Стэнфорда (Wilcox Solar Observatory – WSO) проводит ежедневный мониторинг ОМП с 1975 года. Измерения проводятся с неизменными методикой и инструментом, поэтому ряд ОМП WSO стал своеобразным эталоном этой величины.

Ранее мы проводили сравнение ОМП, полученного по данным SDO/HMI, и ряда ОМП обсерватории Стэнфорда [5]. Для определения ОМП по данным SDO/HMI мы использовали 720-секундные магнитограммы продольного поля полного диска. Напряженности всех пикселей, лежащих в пределах солнечного диска, усреднялись. Такое среднее рассчитывалось для одной магнитограммы в сутки, соответствующей измерению в 20:00 UT – приблизительно времени измерения ОМП в обсерватории Стэнфорда. В общей сложности был получен ряд из 1507 точек, покрывающий интервал с 2010 по 2015 гг.

Для сравнения двух рядов данных мы определили коэффициент корреляции, который составил 0.86, и коэффициент линейной регрессии:  $B^{\text{HMI}} = 0.99(2)B^{\text{WSO}}$  (рис. 1). Близкий к единице коэффициент регрессии вызывает удивление, поскольку для измерения магнитных полей на двух обсерваториях используются разные методики и разные спектральные линии. Коэффициент шума для ОМП, полученного по данным SDO/HMI, не превосходит шумов (стандартное отклонение измерений) для ряда ОМП WSO.



**Рис. 1.** Сравнение рядов ОМП, полученных по данным обсерватории Стэнфорда (WSO) и инструмента SDO/HMI. Коэффициент корреляции между рядами равен 0.86.

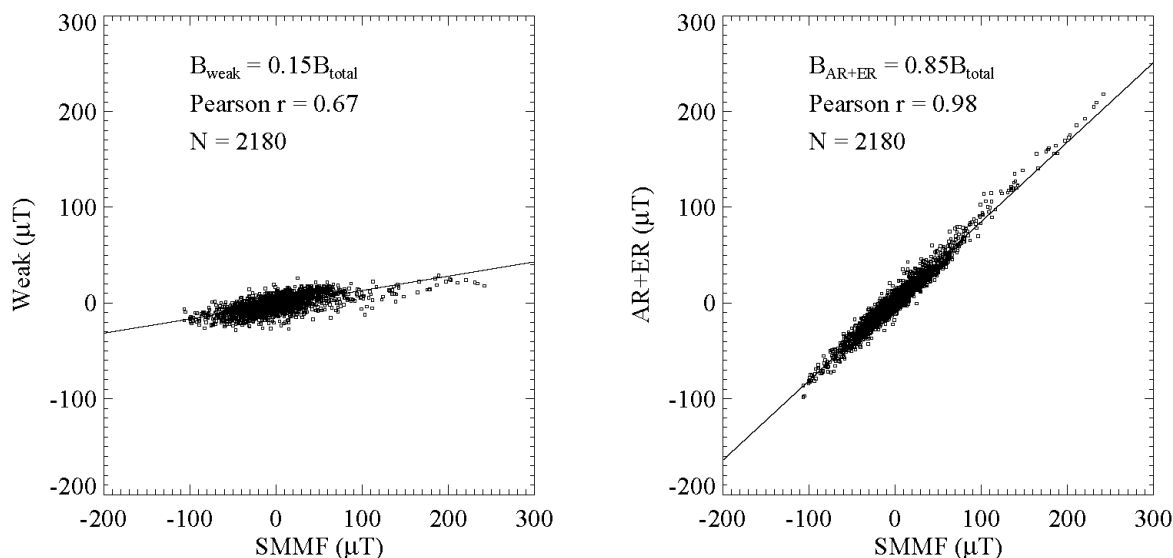
Возникновение артефактов связывают, в основном, с погрешностями

Таким образом, данные инструмента SDO/HMI позволяют получать непрерывный ряд измерений ОМП с интервалом между точками 45 с или 720 с, не зависящий от естественных ограничений, накладываемых на земные телескопы: погодные условия, смена времени суток и др.

В то же время, в измерениях ОМП SDO/HMI был обнаружен артефакт, который проявляется в возникновении в спектре искусственных гармоник с периодами 12 ч и/или 24 ч.



определения магнитных полей в сильных пятнах, когда доплеровское смещение из-за меняющейся относительной скорости Солнце-спутник накладывается на сильное зеемановское расщепление [6]. Мы показали, что искусственные гармоники присущи также слабым полям, что особенно проявляется при суммировании полей большого количества пикселей, относящихся к спокойному Солнцу.

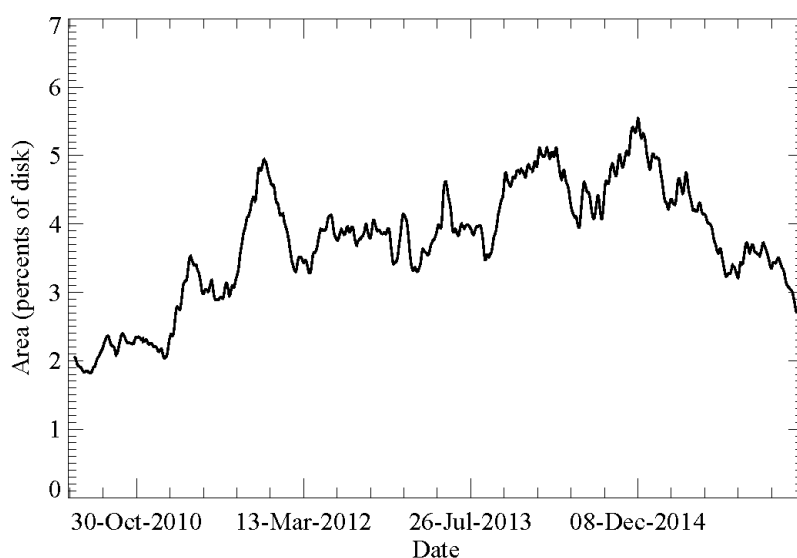


**Рис. 2.** Регрессия между ОМП и компонентой шумовых полей (слева, пояснения в тексте) и суммой компонент ЭО и АО (справа).

Также мы рассчитали вклад областей Солнца с различной магнитной активностью в ОМП. Все пиксели магнитограммы были отнесены к трем категориям: спокойное Солнце или шумовые поля (модуль напряженности поля пикселя менее 30 Гс), эфемерные области (ЭО) и активные области (АО). Для обнаружения ЭО и АО на диске был разработан алгоритм, который автоматически определял положения таких образований и вычислял их суммарный магнитный поток. Величина потока корректировалась с учетом эффекта проекции. Для разделения областей на ЭО и АО мы выбрали критерий Хагенаар [7]: к АО относились области с магнитным потоком более  $300 \cdot 10^{18}$  Мкс, все остальные области мы причисляли к ЭО. Мы не рассматривали происхождение ЭО, т.е. относили к этой группе как всплывающие диполи, так и, например, униполярные остатки АО.

После этого мы определяли вклад каждой из категории пикселей в ОМП, считая суммарный магнитный поток от всех выбранных пикселей, отнесенный к площади всего солнечного диска. Естественно, сумма всех трех компонент давала ОМП. Для каждой из компонент определялась регрессия с рядом ОМП за временной интервал 2010-2016 гг. Оказалось, что шумовая компонента (слабые поля спокойного Солнца) дают всего лишь 15% ОМП, в то время как ЭО вносят в среднем приблизительно 50% в ОМП, а АО – 35% за весь интервал наблюдений (рис. 2). При этом сум-

марная площадь ЭО и АО не превышает 6% площади диска (рис. 3). Мы также разделили ЭО на поддиапазоны по величине магнитного потока и определили вклад каждой такой группы в ОМП. Результаты показали, что среди ЭО наибольший вклад в ОМП вносят области с магнитным потоком  $3-300 \cdot 10^{18}$  Мкс. Таким образом, основными источниками открытых полей на Солнце являются активные области и их крупные остатки, образовавшиеся в результате диссипации АО.



**Рис. 3.** Изменение суммарной площади ЭО и АО в течение 2010–2016 гг. в процентах от площади диска.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 16-02-00221 А, 16-42-910493, Программы № 7 Президиума РАН.

#### Литература

1. *Severny, A., Wilcox, J.M., Scherrer, P.H., Colburn, D.S.*: 1970, *Solar Phys.* **15**, 3.
2. *Scherrer, P.H., Wilcox, J.M., Kotov, V., Severny, A.B., Howard, R.*: 1977, *Solar Phys.* **52**, 3.
3. *Sheeley, N.R. Jr., DeVore, C.R., Boris, J.P.*: 1985, *Solar Phys.* **98**, 219.
4. *Sheeley, N.R. Jr., DeVore, C.R.*: 1986, *Solar Phys.* **103**, 203.
5. *Kutsenko, A.S., Abramenko, V.I.*: 2016, *Solar Phys.* **291**, 1613
6. *Liu, Y., Hoeksema, J.T., Scherrer, P.H., Schou, J., Couvidat, S., Bush, R.I., Duvall, T.L., Hayashi, K., Sun, X., Zhao, X.*: 2012, *Solar Phys.* **279**, 295.
7. *Hagenaar, H.J., Schrijver, C.J., Title, A.M.*: *Astrophys. J.*, 584, 1107

## **МАГНИТНЫЕ ПОВЕРХНОСТИ, УПОРЯДОЧЕННОЕ И ХАОТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ЛИНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВБЛИЗИ СИСТЕМЫ СЦЕПЛЕННЫХ ТОКОВ**

**Лукашенко А.Т.**

*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ,  
Москва, Россия*

## **MAGNETIC SURFACES, ORDERLY AND CHAOTIC BEHAVIOR OF MAGNETIC FIELD LINES NEAR THE ENTANGLED CURRENT SYSTEM**

**Lukashenko A.T.**

*<sup>1</sup>Skobeltsyn Research Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia*

*In the vicinity of the system of two entangled circular current coils, disposed in perpendicular planes, there are areas with both ordered and chaotic behavior of the magnetic field lines. Near each of the coils the field lines wind on nested surfaces, which are topological tori. There is also an area that includes outlying regions of the system, in which the lines wind on nested topological tori with a “hole”, surrounding the axis of the current system dipole. In the space between the systems of nested surfaces an area of chaotic behavior of field lines exists, including so-called “magnetic islands”. Thus, the behavior of the magnetic field lines near this current system is “good” in the sense that they remain in a limited region of space (excluding the line coinciding with the total dipole axis) without approaching arbitrarily close to the coils, and the area of chaotic behavior has limited spatial volume.*

*Such current coils systems can be used to simulate the solar corona fields, in particular as a modification of the MCT (magnetic charge topology) method.*

Недавние исследования показали, что уже в простейших токовых системах может наблюдаться хаотическое поведение линий магнитного поля [1, 2]. Нами была рассмотрена система, состоящая из двух сцепленных токовых витков, лежащих в перпендикулярных плоскостях (рис. 1), ранее частично обсуждавшаяся в [2]. Поле системы вычисляется по формулам (см. [3])

$$\frac{4\pi B_x}{\mu_0} = x\Phi_1[-K(k_1) + \Psi_1 E(k_1)] + (x-d)\Phi_2[-K(k_2) + \Psi_2 E(k_2)], \quad (1)$$

$$\frac{4\pi B_y}{\mu_0} = y\Phi_1[-K(k_1) + \Psi_1 E(k_1)] + \frac{J_2 k_2}{\sqrt{a_2} [(x-d)^2 + z^2]^{1/4}} [K(k_2) + \psi_2 E(k_2)], \quad (2)$$

$$\frac{4\pi B_z}{\mu_0} = \frac{J_1 k_1}{\sqrt{a_1} (x^2 + y^2)^{1/4}} [K(k_1) + \psi_1 E(k_1)] + z\Phi_2[-K(k_2) + \Psi_2 E(k_2)], \quad (3)$$

где

$$k_1 = 2 \sqrt{\frac{a_1 \sqrt{x^2 + y^2}}{\left(a_1 + \sqrt{x^2 + y^2}\right)^2 + z^2}}, \quad k_2 = 2 \sqrt{\frac{a_2 \sqrt{(x-d)^2 + z^2}}{\left(a_2 + \sqrt{(x-d)^2 + z^2}\right)^2 + y^2}}, \quad (4)$$

$$\Phi_1 = \frac{J_1 k_1 z}{\sqrt{a_1} (x^2 + y^2)^{5/4}}, \quad \Phi_2 = \frac{J_2 k_2 y}{\sqrt{a_2} \left[(x-d)^2 + z^2\right]^{5/4}}, \quad (5)$$

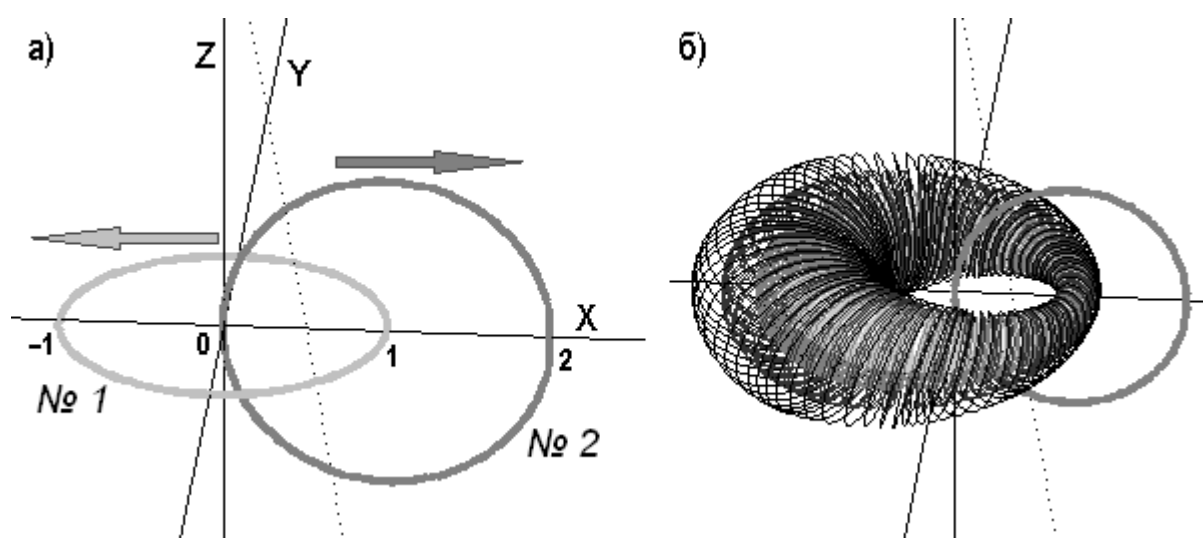
$$\Psi_1 = \frac{a_1^2 + r^2}{\left(a_1 - \sqrt{x^2 + y^2}\right)^2 + z^2}, \quad \Psi_2 = \frac{a_2^2 + r^2}{\left(a_2 - \sqrt{(x-d)^2 + z^2}\right)^2 + y^2}, \quad (6)$$

$$\psi_1 = \frac{a_1^2 - r^2}{\left(a_1 - \sqrt{x^2 + y^2}\right)^2 + z^2}, \quad \psi_2 = \frac{a_2^2 - r^2}{\left(a_2 - \sqrt{(x-d)^2 + z^2}\right)^2 + y^2}, \quad (7)$$

$a_i$  — радиусы витков,  $J_i$  — токи в них,  $d$  — расстояние между их центрами,  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ , полные эллиптические интегралы 1-го и 2-го рода:

$$K(k_i) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - k_i^2 \sin^2 \varphi}}, \quad E(k_i) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k_i^2 \sin^2 \varphi} d\varphi, \quad \text{где } k_i \leq 1, \quad i = 1, 2. \quad \text{Да-$$

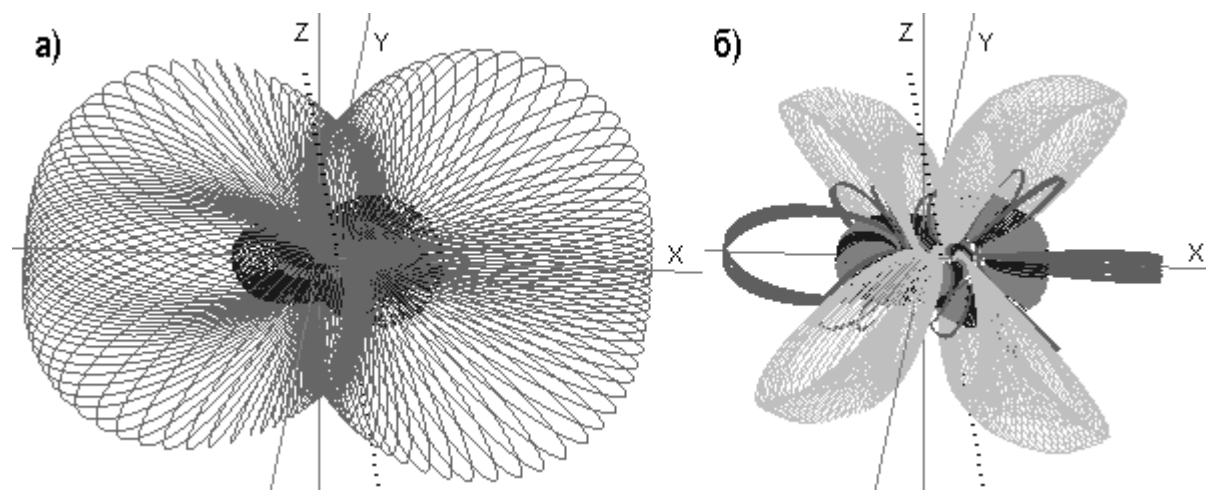
лее радиусы и значение  $d$  считаются единичными, а токи  $J_1 = -J_2$ .



**Рис. 1.** а) Сцепленные круговые витки с током. Виток № 1 с центром в начале координат располагается в плоскости  $XY$ , виток № 2 с центром в точке  $x=1, y=z=0$  — в плоскости  $XZ$ . Положительные направления токов показаны стрелками. б) Вложенные друг в друга магнитные поверхности вблизи витка № 1.

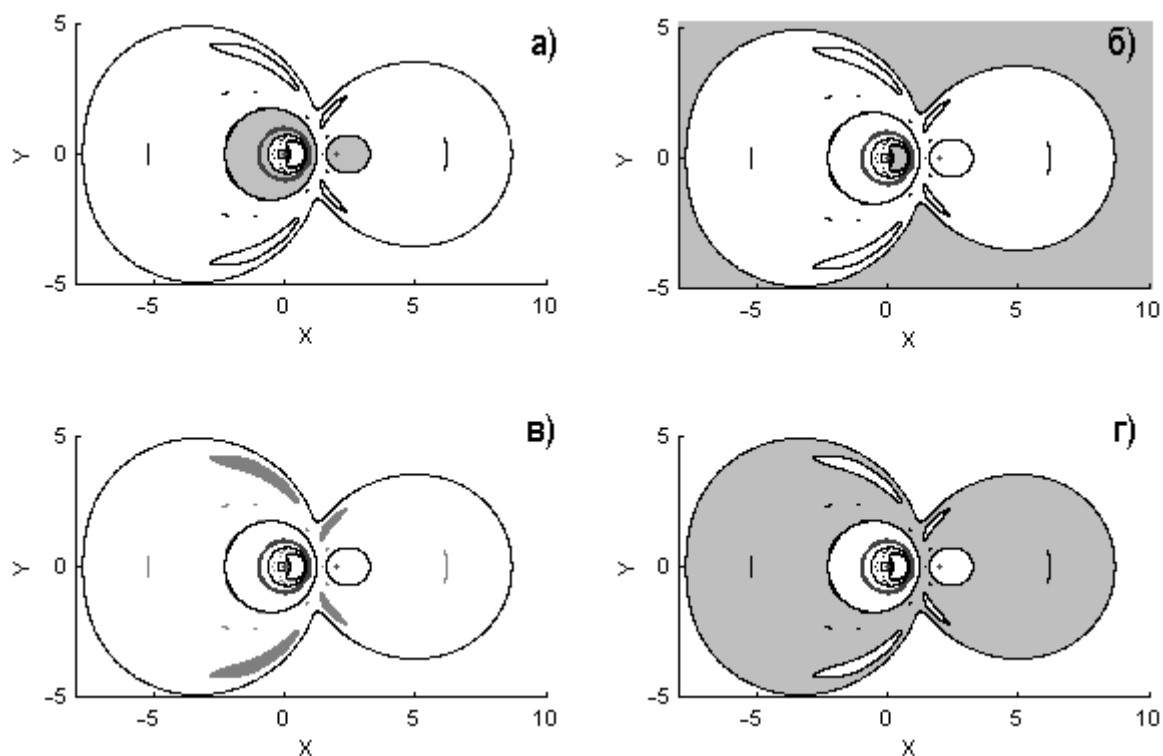
На малых расстояниях от витка ближайший его участок можно аппроксимировать линейным током. Численное моделирование показывает

при этом, что возмущение, вызванное воздействием удалённых участков токовой системы, приводит к почти правильному навитию силовых линий на вложенные друг в друга деформированные тороиды, имеющие сужения вблизи центра системы двух токов и утолщения на удалении от него, так что в общих чертах картина поблизости от каждого из колец схожа с той, что имеет место в обладающей более высокой симметрией системе Тамма [4], состоящей из кругового витка с током и прямого тока, идущего перпендикулярно витку по его оси. При удалении стартовой точки счёта от края витка поведение линий утрачивает упорядоченность. Однако при ещё более удалённом положении стартовой точки поведение линий становится упорядоченным вновь, и они навиваются на топологически эквивалентные тора́м вложенные друг в друга поверхности, охватывающие оба токовых витка как целое, при этом “дырки” этих внешних топологических торов окружают ось суммарного диполя (рис. 2).



**Рис. 2.** Области упорядоченности: а) торы вблизи каждого из двух колец, образованные линиями со стартовыми точками с координатами  $x_0 = 1.25$  и  $x_0 = -0.25$  (чёрный) и внешний тор, для которого  $x_0 = 8.7$  (серый), у всех перечисленных стартовых точек  $y = z = 0$ ; б) торы вблизи колец и “магнитные острова” [5].

Таким образом, поведение линий магнитного поля в данной системе токов является “хорошим” в том смысле, что они остаются в ограниченной части пространства (исключая линию, совпадающую с осью общего диполя), не приближаясь в то же время сколь угодно близко к виткам, а область хаотичности имеет ограниченные пространственные размеры (рис. 3).



**Рис. 3.** Сечения плоскостью  $z = 0$ . Показаны виток № 1, лежащий в данной плоскости, точки пересечения последней с витком № 2, а также основные структурные составляющие системы силовых линий. Заливкой выделены области упорядоченного поведения линий: **а)** вблизи каждого из колец, **б)** охватывающая систему как целое, **в)** вблизи магнитных “островов”. На схеме **г)** заливкой отмечена область хаотичности.

### Заключение

Такого рода системы из токовых витков в дальнейшем могут быть использованы для моделирования полей в короне Солнца, в частности, в качестве модификации метода МСТ (magnetic charge topology) [6].

### Литература

1. Aguirre J., Peralta-Salas D. Realistic examples of chaotic magnetic fields created by wires // *EPL*, **80**. 60007. 2007.
2. Hosoda M., Miyaguchi T., Imagawa K., Nakamura K. Ubiquity of chaotic magnetic-field lines generated by three-dimensionally crossed wires in modern electric circuits // *Phys. Rev. E.*, **80**. 067202. 2009.
3. Zhao D., Gao L. Spatial distribution of the magnetic field generated by a circular arc current // *Adv. Studies Theor. Phys.*, 2010. V. 4. № 6. P. 275–282.
4. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003.
5. Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1984.
6. Longcope D.W. Topological Methods for the Analysis of Solar Magnetic Fields // *Living Rev. Solar Phys.*, **2**, (2005), 7.

## **О ЗАТУХАНИИ БЫСТРЫХ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН В СОЛНЕЧНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЛЯХ**

**Манкаева Г.А., Дертеев С.Б., Михалыев Б.Б.**  
*Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия*

## **DAMPING OF FAST MAGNETOSONIC WAVES IN THE SOLAR CORONAL LOOPS**

**Mankaeva G.A., Derteev S.B., Mikhalyaev B.B.**  
*Kalmyk State University, Elista, Russia*

*Despite a long story, the problem of the heating solar corona by MHD waves captures the attention of many experts of the solar physics. Pendency of issue is largely due to the ambiguity of the physical properties of the coronal plasma. For example, radiative losses of the coronal plasma depends on the degree of ionization of elements which varies in considerable ranges due to an inhomogeneity of the solar corona. This circumstance leads to detection of new properties of coronal structures. In particular, noticed that radiative losses have a decisive role in the cooling of the coronal plasma while in many other well-known situations they aren't important sometimes. We explore influence of dissipative effects, viscosity and thermal conductivity with radiative losses on the fast magnetosonic wave behavior in the solar coronal loops and prominences. We pay special attention to the form of the function of the radiation losses which have significant changes in the different areas of the temperature scale.*

### **Исходные уравнения**

Изучение магнитозвуковых волн проводится в приближении диссипативной МГД с учетом эффекта радиационных потерь

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla, \quad (1)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \eta \nabla^2 \mathbf{v} + \left( \zeta + \frac{\eta}{3} \right) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (3)$$

$$\frac{dp}{dt} - \frac{\gamma p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -(\gamma - 1)(Q_{\text{cond}} + Q_{\text{rad}} - Q_{\text{visc}}), \quad (4)$$

$$p = \rho \frac{RT}{M}. \quad (5)$$

Диссипативные эффекты определяются классическими выражениями [1–2]:

$$Q_{\text{cond}} = \nabla_{\parallel} \cdot (\kappa_{\parallel} \nabla_{\parallel} T), \quad (6)$$

$$Q_{\text{visc}} = \sigma_{ik} \frac{\partial v_i}{\partial x_k}, \quad \sigma_{ik} = \eta \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \nabla \cdot \mathbf{v} \right) + \zeta \delta_{ik} \nabla \cdot \mathbf{v}. \quad (7)$$

Считается, что в условиях солнечной короны основной вклад в процесс переноса тепла вносит теплопроводность вдоль магнитного поля. Предпо-

лагается также, что теплопроводность обусловлена взаимодействием электронов, а вязкость – взаимодействием ионов:

$$\kappa_{\parallel} \approx 1,8 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{T_e^{5/2}}{\Lambda_C}, \quad (8)$$

$$\eta \approx 2,2 \cdot 10^{-15} \cdot \frac{T_i^{5/2}}{\Lambda_C}. \quad (9)$$

Второй вязкостью мы пренебрегаем. Для энергии, теряемой на излучение, справедливо приближение оптически тонкой среды [3-4]

$$Q_{\text{rad}} = \rho(\rho\Lambda(T) - H). \quad (10)$$

Величина  $H$ , определяющая поступление энергии от других источников, чаще всего считается постоянной. В равновесном состоянии принято  $\rho_0\Lambda(T_0) - H = 0$ . Функция радиационных потерь солнечной плазмы  $\Lambda(T)$  имеет сложный вид, обусловленный наличием множества составляющих и их вкладом при различных температурах (рис. 1). В небольших интервалах значений температуры, естественно используемых при изучении малых возмущений, для нее применяют [4] локальное представление вида

$$\Lambda(T) \approx \chi \cdot T^{\alpha}, \chi, \alpha - \text{const}. \quad (11)$$

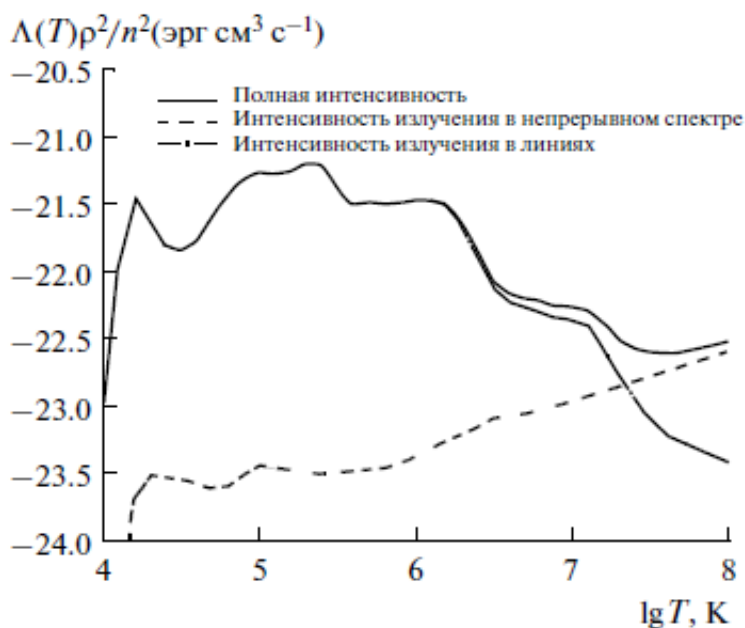


Рис. 1. График функции радиационных потерь плазмы солнечной атмосферы [5].

В интервале температур  $T \approx 10^{5.75} \div 10^{6.3}$  К корональные петли наблюдаются в крайнем ультрафиолетовом диапазоне длин волн. Здесь для функции радиационных потерь справедлива аппроксимация [4]

$$\Lambda(T) \rho^2 / n^2 \approx 10^{-21.94} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}. \quad (12)$$

В интервале  $T \approx 10^{6.3} \div 10^7$  К корональные петли наблюдаются в рентгеновском диапазоне. Здесь аппроксимация имеет вид



$$\Lambda(T) \rho^2 / n^2 \approx 10^{-17.73} \cdot T^\alpha \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}. \quad (13)$$

Основной задачей настоящего исследования является изучение свойств затухания быстрых магнитозвуковых волн в указанных интервалах.

### Дисперсионное уравнение

В основу исследования положено дисперсионное уравнение для магнитозвуковых волн, в котором учтены все перечисленные выше физические эффекты

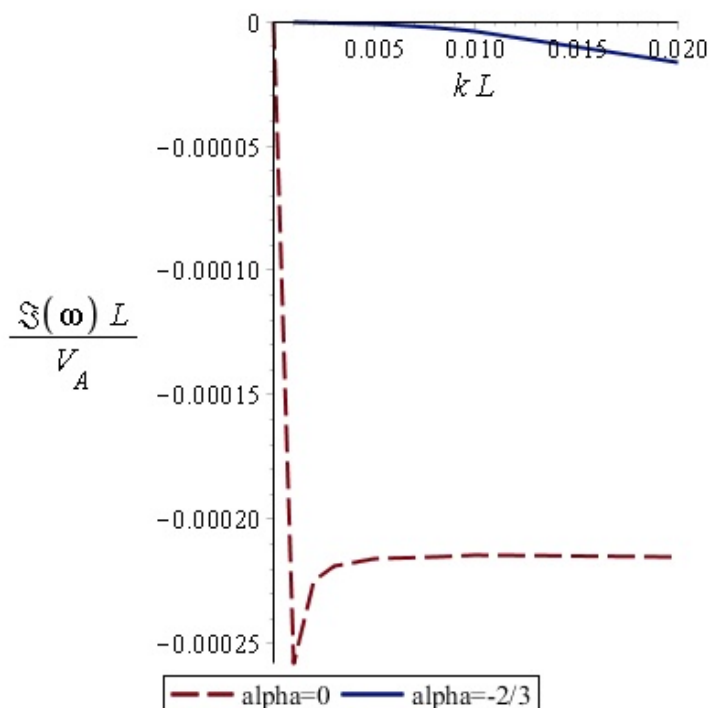
$$\begin{aligned} & \omega^5 + i\omega^4 \left( \frac{7}{3} \nu k^2 + (\gamma - 1) [\mu k^2 \cos^2 \vartheta + \alpha \delta] \right) - \\ & - \omega^3 \left( (V_A^2 + C_s^2) k^2 + \frac{4}{3} \nu^2 k^4 + \frac{7}{3} (\gamma - 1) \nu k^2 [\mu k^2 \cos^2 \vartheta + \alpha \delta] \right) - \\ & - i\omega^2 \left( \nu V_A^2 k^4 \left( 1 + \frac{\cos^2 \vartheta}{3} \right) \right. \\ & + (\gamma - 1) \left( V_A^2 k^2 + \frac{4}{3} \nu^2 k^4 \right) [\mu k^2 \cos^2 \vartheta + \alpha \delta] \\ & \left. + \frac{(\gamma - 1)}{\gamma} C_s^2 k^2 [\mu k^2 \cos^2 \vartheta - (1 - \alpha) \delta] + \nu C_s^2 k^4 \right) + \\ & + \omega \left( (\gamma - 1) \nu V_A^2 k^4 \left( 1 + \frac{\cos^2 \vartheta}{3} \right) [\mu k^2 \cos^2 \vartheta + \alpha \delta] + V_A^2 C_s^2 k^4 \cos^2 \vartheta \right. \\ & \left. + \frac{(\gamma - 1)}{\gamma} \nu C_s^2 k^4 [\mu k^2 \cos^2 \vartheta - (1 - \alpha) \delta] \right) + \\ & + i \frac{(\gamma - 1)}{\gamma} V_A^2 C_s^2 k^4 [\mu k^2 \cos^2 \vartheta - (1 - \alpha) \delta] \cos^2 \vartheta = 0, \\ & \mu = \frac{\kappa_0 T_0}{p_0}, \delta = \frac{\rho_0^2 \Lambda(T_0)}{p_0}, \nu = \frac{\eta_0}{\rho_0}, C_s = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0}}, V_A = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi \rho_0}}. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь параметр  $\vartheta$  определяет угол распространения волны по отношению к магнитному полю. Индекс «0» обозначает значения величин при равновесных значениях плотности и температуры.

Обратим внимание на присутствие в уравнении производной функции радиационных потерь по температуре, представленной показателем  $\alpha$ . Исходя из графика (рис. 1) и локального представления (11–13), можно предположить, что решение уравнения существенно зависит от него. Приводящиеся ниже расчеты подтверждают данное предположение. Иными словами, поведение волны в интервалах температур, где применимы аппроксимации (12–13), существенно различается [6]. Ранее было отмечено, что для корональных петель, которые имеют температуру около 1 МК и наблюдаются в линии 171 Å, излучение приводит к быстрому затуханию колеба-

ний, значительно превосходящему затухание вследствие теплопроводности [7].

Рассмотрим распространение волны под углом  $\vartheta = \pi/4$ , поскольку при нормальном распространении эффект теплопроводности исчезает. Мнимая часть частоты показана на рисунке 2.



**Рис. 2.** Мнимая часть частоты быстрой магнитозвуковой волны. Зависимость от волнового числа. Рассмотрены аппроксимации (12) и (13).

Найдем числовые значения при  $k = 0.02 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$  в обоих случаях. Для аппроксимации (12) получаем комплексное решение  $\omega = 0.0235 - 0.000253i$ . Ему соответствуют период  $P = 267$  с и время затухания  $\tau = 3958$  с. Их отношение равно  $\tau/P = 14.8$ . Для аппроксимации (13) получаем  $\omega = 0.0333 - 0.0000082i$ , период  $P = 189$  с и время затухания  $\tau = 1.22 \cdot 10^5$  с, отношение  $\tau/P = 646$ . Во втором случае затухание слабое при наличии всех трех эффектов. В первом доминирующую роль в затухании играет излучение, диссипативные эффекты малы.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №15-12-20001.

#### Литература

1. Брагинский С.И. Вопросы теории плазмы. Вып. 1. Под ред. М.А. Леонтовича. – М.: Госатомиздат, 1963.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1982.
3. Hildner E. // Solar Phys. 1974. V. 35. P. 123.
4. Rosner R., Tucker W. H., Vaiana G.S. // Astrophys. J. 1978. V. 220. P. 643.
5. Landi E., Landini M. // Astron. Astrophys. 1999. V. 347. P. 401.
6. Михалев Б.Б., Веселовский И.С., Хонгорова О.В. // Астрон. вестник. 2013. Т. 47. № 1. С. 56.
7. Aschwanden M.J., Terradas J. // Astrophys. J. Lett. 2008. V. 686. P. 127.

## **ДИНАМИКА ГИРОСИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СЖИМАЮЩЕЙСЯ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛЕ**

**Мельников В.Ф.<sup>1</sup>, Филатов Л.В.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

<sup>2</sup>Научно-исследовательский радиофизический институт, Нижний Новгород

## **DYNAMICS OF GYROSYNCHROTRON EMISSION IN A SHRINKING FLARING LOOP**

**Melnikov V.F.<sup>1</sup>, Filatov L.V.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Pulkovo Observatory of RAS, St.-Petersburg

<sup>2</sup>Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod

*Modeling the dynamics of various parameters of nonthermal electrons in a shrinking magnetic trap as well as the dynamics of spatial and temporal properties of their gyrosynchrotron emission is carried out by solving the non-stationary Fokker-Planck kinetic equation and taking into account effects of the first order Fermi and betatron acceleration mechanisms. The properties obtained from simulations are compared with the properties of the shrinking microwave loops for flare 22 August 2002 observed with Nobeyama Radioheliograph.*

### **Введение**

Сжимающиеся вспышечные петли в последнее время стали очень популярной темой в физике солнечных вспышек. Открытие этого сжатия, на фазе роста интенсивности вспышечного рентгеновского и микроволнового излучения стало совершенно неожиданным [1–4]. Оно не было предсказано так называемой стандартной моделью солнечных вспышек «CSHKP» (Carmichael 1964; Sturrock 1966; Hirayama 1974; Kopp & Pneuman 1976), которая, наоборот, предполагает расширение системы вспышечных петель, сопровождаемое появлением новых петель на всё больших высотах из-за процесса пересоединения магнитных силовых линий в вертикальном токовом слое.

Наиболее вероятным объяснением сжатия вспышечной петли является релаксация электрических токов, текущих в области непотенциального магнитного поля, накопившего энергию на предвспышечной стадии. Это может быть: (а) «выгорание» продольного тока в скрученной магнитной петле и соответствующее уменьшение  $\phi$ -той компоненты магнитного поля петли или же (б) трехмерное магнитное пересоединение на сепараторе в короне, которое освобождает избыток магнитной энергии, генерированный широм, возникшем до вспышки [5].

Теоретическое моделирование процесса ускорения электронов в коллапсирующей магнитной ловушке за счет бетатронного ускорения и ускорения Ферми 1-го рода рассмотрено в [6] в рамках модели пробкотрона в

приближении пробной частицы. Моделирование гиросинхротронного излучения такой квазиоднородной ловушки, локализованной сразу под областью пересоединения силовых линий в токовом слое, проведено в работе [7]. В работе [8] эти задачи решены в более общем виде – на основе пространственно-разрешенного кинетического уравнения в рамках модели с плавно-неоднородным магнитным полем ловушки. Однако, и в этой работе предполагалось нереально сильное сжатие петли: её размер уменьшался в разы, а магнитное поле в вершине увеличивалось в несколько раз.

В настоящей работе исследуются особенности динамики микроволнового излучения более реалистичной, чем в [8], модельной вспышечной петли, размер которой уменьшается лишь на 10–20% от исходного. Именно такое уменьшение размера петель наблюдалось в рентгеновских [1, 3] и микроволновых наблюдениях [2, 4]. Мы также проводим сравнение динамики рассчитанных характеристик гиросинхротронного (ГС) излучения модельной петли с наблюдаемыми в конкретной солнечной вспышке 22 августа 2005 г.

### Постановка задачи

Методически, в данной работе мы сохраняем подход, реализованный в работе [8]. Численное решение уравнения Фоккера-Планка проводится на основе апробированной конечно-разностной схемы с расщеплением по физическим параметрам. Инжекция электронов со степенным энергетическим спектром происходит изотропно в вершине симметричной магнитной петли (ловушки). Характеристики гиросинхротронного излучения энергичных электронов вычисляются по найденной функции распределения электронов  $f(t, s, \mu, E)$  на основе общих выражений для коэффициентов излучения и поглощения [9].

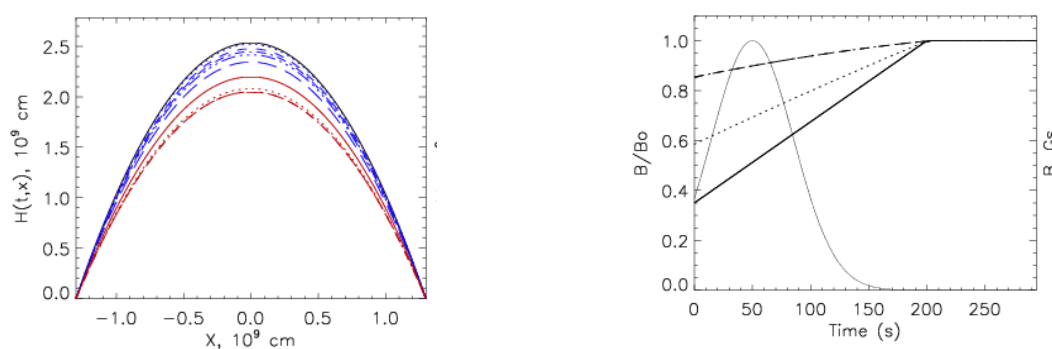


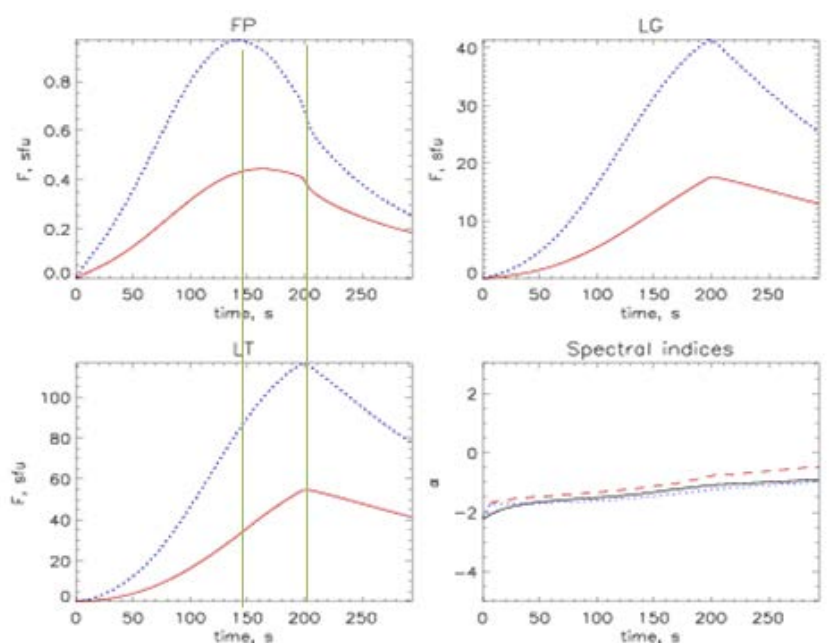
Рис. 1. Модель магнитной петли.

Отличия связаны, прежде всего, с характером и величиной изменения магнитного поля петли: (а) магнитное поле изменяется по всей петле в целом, причем наиболее сильно – в её вершине; (б) изменение поля в петле не превышает 20% (см. рис. 1). На левой панели рис. 1 показана геометрия

петли и её изменения во времени. Наибольший размер петли соответствует начальному моменту  $t = 0$  с (сплошная линия), наименьший размер – моменту времени  $t = 200$  с (пунктирная линия). Т.е., предполагается, что сжатие петли происходит в течение всей длительности интенсивного вспящечного процесса. В интервале от  $t = 200$  с до  $t = 300$  с геометрия петли не изменяется. На правой панели показаны временной профиль нормированной функции инжекции электронов с максимумом в момент  $t = 50$  с (тонкая линия), а также нормированные профили изменения напряженности магнитного поля в разных участках петли: в вершине (толстая сплошная линия), в ноге (пунктир) и вблизи основания (штриховая линия).

### Результаты моделирования

Моделирование характеристик гиротронного излучения сжимающейся вспящечной петли позволило выявить ряд очень интересных особенностей, которые не проявляются или слабо проявляются в случае стационарной магнитной петли. Одна из таких особенностей, это – необычно большая временная задержка максимума излучения из вершины петли относительно максимума функции инжекции:  $\Delta t = 150$  с, а также относительно максимума излучения в основании петли:  $\Delta t = 60$  с (см. рис. 2). Как показывают расчеты, такие большие задержки невозможно получить при принятой плотности плазмы  $n_0 = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  в модельной петле со стационарным магнитным полем.



**Рис. 2.** Временные профили интенсивности гиротронного (ГС) излучения на 17 ГГц (пунктирная линия) и 34 ГГц (сплошная линия) из трех различных участков петли: области вблизи основания (FP,  $s=2.0 \cdot 10^9$  см,  $B = 573$  Гс), вершины петли (LT,  $s = 0.03 \cdot 10^9$  см,  $B = 300$  Гс), «ноги» петли (LG,  $s=1.0 \cdot 10^9$  см,  $B = 407$  Гс). На правой нижней панели показана также динамика наклона частотного спектра между частотами 17 и 34 ГГц.

Наш анализ показывает, что большая задержка обусловлена продолжительным увеличением магнитного поля в центральной части петли, сопровождающимся увеличением поперечной компоненты скорости электронов и их эффективным накоплением в верхней части петли.

### Сравнение с данными наблюдений

Вспышка 22 августа 2002 г. – одна из наиболее изученных вспышек, в которых наблюдалось сжатие вспышечной петли [2, 4]. На рис. 3 показаны сравнения временных профилей потоков излучения из вершины (тонкая линия) и каждого из оснований петли (жирная линия) отдельно для частот 17 ГГц и 34 ГГц. На всех графиках задержки достигают 100 с и более.

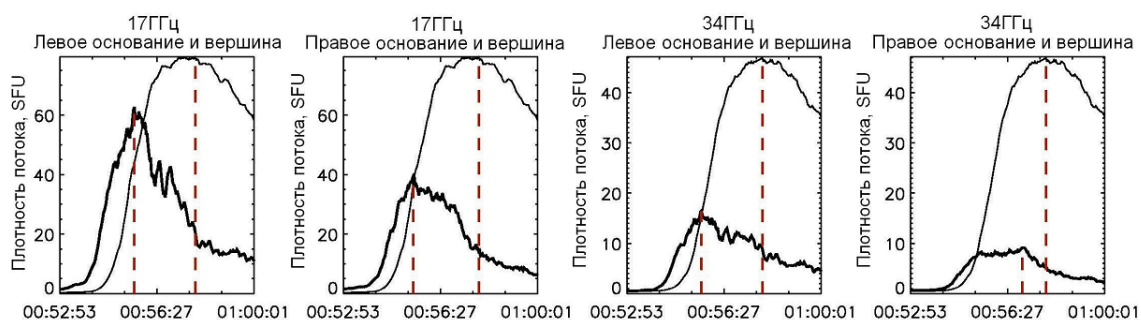


Рис. 3.

Из сравнения рис. 3 и рис. 2 видно, что характер и величина задержек временных профилей наблюдаемого микроволнового излучения похожи на соответствующие профили гиротронного излучения, которые мы получили из модельных расчетов. Таким образом, вполне вероятно, что наблюдаемые большие задержки излучения из вершины петли могут быть следствием наблюдаемого сжатия данной вспышечной петли.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-02-00924 и РНФ 16-12-10448.

### Литература

1. Sui, L., Holman, G.D., & Dennis, B.R. // *Astrophys. J.* 2004, 612, 546.
2. Li, Y.P., & Gan, W.Q. // *Astrophys. J.* 2006, V. 644, L100.
3. Shen, J., et al. // *Astrophys. J.*, 2008, V.686, L37.
4. Reznikova V.E. et al. // *Astrophys. J.* 2010, V.724, PP.171-181.
5. Somov, B.V. // *Astronomy Letters*, 2010, V.36, No. 7, pp.514-519.
6. Bogachev, S.A. and Somov, B.V. // *Astron. Lett.*, 2005, V. 31, No 8, pp. 537–546.
7. Li Y., Fleishman G.D. // *Astrophys. J.* 2009, V. 701, L52–L58.
8. Filatov L.V., Melnikov V.F., Gorbikov S.P. // *Ge&Ae*, 2013, V. 53, № 8, P. 1007–1012.
9. Fleishman G.D., Melnikov V.F. // *Astrophys. J.* 2003, V. 587. № 2. P. 823–835.

## **УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОВСПЫШКИ И ЕЁ ЭНЕРГЕТИКА**

**Мерзляков В.Л.**

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн  
им. Н.В. Пушкина, РАН, г. Москва, г.о. Троицк, Россия*

## **CONDITION OF FORMING OF A NANOFLARE AND ITS ENERGETIC BUDGET**

**Merzlyakov V.L.**

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, RAS,  
Moscow, Troitsk, Russia*

*The problems of loop nanoflare forming and the source of nanoflare energy have been studied. The model of drift plasma constructing of the loop is proposed. The energy source appears to be a Joule heating of “unmagnetic” proton current. The values of such heating have been estimated and these values prove to be sufficient for emission and thermoconductivity during nanoflare. However, this Joule heating cannot supply the thermal flux of the base of quiet solar corona.*

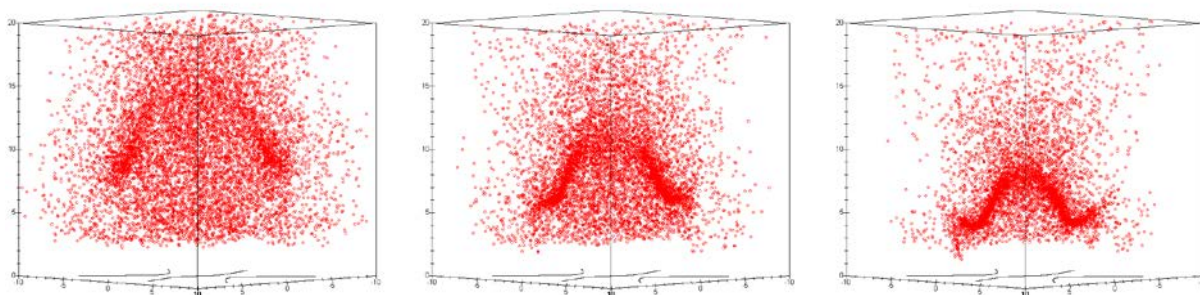
### **Введение**

Среди нерешенных проблем солнечной физики особый интерес представляет механизм нагрева солнечной короны. Как наиболее перспективное направление в её решении рассматриваются маломощные процессы энерговыделения – нановспышки с энергиями  $10^{24} - 10^{26}$  эрг [1, 2]. Указанные энергетические оценки относятся к наблюдаемым проявлениям в виде излучения. Между тем, сопоставление временных масштабов энерговыделений нановспышки показал, что теплопроводность на порядок эффективнее излучения [1]. Это означает наличие постоянного источника, который поддерживает и такую теплопроводность, и излучение. Поэтому представляется необходимым установить этот источник и его энергетическую эффективность. Решение этой проблемы проведем на основе модельных построений.

### **Нановспышечная петля**

Наблюдаемое энерговыделение нановспышки происходит в петельной структуре высотой менее 20 тыс. км и толщиной несколько сот км [1]. При этом температура излучающей плазмы соответствует типичной фоновой корональной  $(1.0-1.4) \cdot 10^6$  К. Появление такого типа локального уплотнения возможно, в частности, за счет дрейфового «сгребания» плазмы над источником, имеющего значимую октупольную гармонику [3, 4]. Формирование петельной структуры масштабom  $\approx 10^4$  км происходит при отношении октупольной гармоники к дипольной  $Q/M \sim 10^{-3} R_{\text{Sun}}^2$  и росте диполь-

ной гармоники  $\partial M/\partial t > 0$ . На рис. 1 показана эволюция петельного уплотнения от начально однородного распределения в три последовательные момента через 0.5 временного масштаба  $\partial M/\partial t$ . Отсчеты по осям в тыс. км, на нулевом (фотосферном) уровне кривые отмечают нейтральные линии. Формирование петли происходит над средней из них. Следует заметить, что петля возникает не только в симметричном варианте преобладающей компоненты октупольной гармоники  $Q$  соосной дипольному моменту, но и при наличии значимой перпендикулярной диполью составляющей  $Q_{\perp}$ . Вариант на рис. 1 воспроизводит ситуацию при отношении  $Q_{\perp}/Q = 0.5$ .



**Рис. 1.**

Источники, создающие петельную структуру (рис. 1), должны порождаться процессами, охватывающие всю солнечную поверхность [2]. Реальными кандидатами являются конвективные движения прифотосферной плазмы, которые создают биполярные области локально усиленного фонового поля до 30 раз [5]. Исходя из масштабов рассматриваемого явления, оно, вероятно, связано с мезогрануляционной конвекцией, ячейки которой имеют размеры на фотосфере  $(5-10) \cdot 10^3$  км и времена жизни  $\sim 10^4$  сек.

### **Токи в петле**

В процессе формирования петли (рис. 1) происходит её уплотнение. Естественно ожидать, что при достижении некоторой плотности частота столкновения частиц плазмы превысит гирочастоту и это приведет к их «размагничиванию». В условиях солнечной атмосферы «незамагниченными» становятся протоны, а электроны остаются замагниченными [6]. И эти «незамагниченные» протоны создают ток под действием вихревого электрического поля [6]. Для корональных температур ( $10^6$  К) критическая плотность (тепловых) протонов зависит от величины магнитного поля  $B$  как  $n_p = 6 \cdot 10^{10} B$ . Наблюдения дают для плотности петель в период нановспышки  $n_p \leq 10^9$  см<sup>-3</sup> [1], что требует напряженностей  $B \leq 0.02$  Гс.

Рассчитаем напряженности магнитного поля на нейтральной поверхности, где формируется петля нановспышки (рис. 1), с выбором источника связанного с мезогрануляцией. Его положение естественно ожидать в основании ячейки мезогрануляции, т.е. на глубине 2–3 тыс. км. Фоновое



магнитное поле на фотосферном уровне  $\approx 5$  Гс, значит, возможно усиление этого поля рассматриваемой конвекцией до  $\geq 100$  Гс. На рис. 2 представлены результаты модельных расчетов поля  $B$  на нейтральной поверхности для случаев максимальных полей 10 Гс (левый) и 100 Гс (правый), масштабы по осям в тыс. км. Как видно из картины изогаусс рис. 2, область появления «незамагниченных» протонов (пунктирная) располагается выше 5 тыс. км при 10 Гс и выше 10 тыс. км при 100 Гс. Отметим, что в пределах найденных высотных интервалов могут находиться значительные части высоких нановспышечных петель.

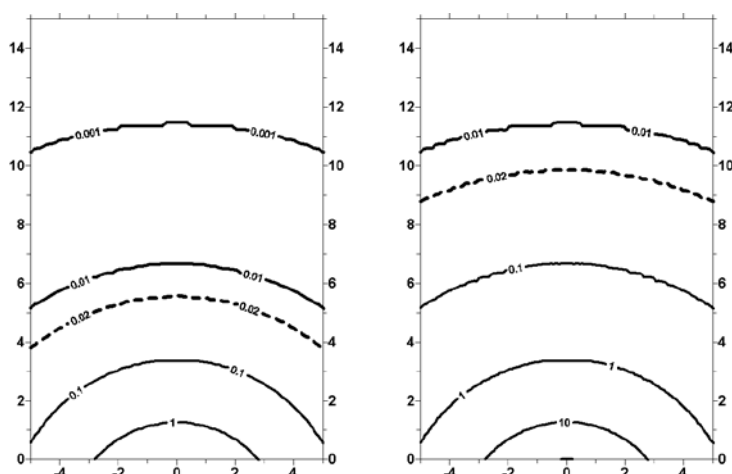


Рис. 2.

Определив вероятные высоты протекания тока протонов и соответствующие им значения магнитных моментов источника (рис. 2), оценим величины вихревого электрического поля и тока. В нашем варианте, соотношений магнитных гармоник, определяющей в генерации электрического поля будет временная производная  $\partial M/\partial t \approx M_m/t$ , которую оценим через максимальный момент ( $M_m \approx 3 \cdot 10^{-8} R_{\text{Sun}}^3$ ) и время наблюдения нановспышки ( $t \approx 10^3$  сек). Искомое электрическое поле направлено вдоль петельной структуры (рис. 1), и на нейтральной поверхности оно определяется как  $E = (1/c)(\partial M/\partial t) \cdot r^{-2}$  [7], где  $r$  – расстояния от источника и в нашем случае 7–21 тыс. км. С учетом сказанного, получаем вероятный интервал напряженности электрического поля вдоль петли  $E = 7 \cdot 10^{-8} - 6 \cdot 10^{-7}$  [СГС].

Зная величину электрического поля, находим ток протонов  $I = \eta E \cdot S$ , где проводимость протонов при  $10^6$  К равна  $\eta = 5 \cdot 10^{12}$  [СГС]. На начальном этапе ток распределен по всему сечению петли, значит  $S \approx 10^{15}$  см<sup>2</sup>. Тогда получаем  $I = 3 \cdot 10^{20} - 3 \cdot 10^{21}$  [СГС] или  $I = 10^{11} - 10^{12}$  А.

### Нагрев петли

Полученные оценки величины тока в петле показали их значимость, что позволяет рассматривать их как искомый источник нагрева. Выделяе-

мое джоулево тепло за время процесса  $t$  ( $10^3$  сек) на участке петли  $L$  ( $10^8$ – $10^9$  см) составляет  $W = I \cdot E \cdot L \cdot t = 2 \cdot 10^{24} - 2 \cdot 10^{27}$  эрг. Этот диапазон энергий перекрывает наблюдаемые тепловые потери в течение нановспышки. Следовательно, ток протонов является основным источником энергии нановспышки. И длительность нановспышки определяется временем существования этого тока. Его прекращение происходит либо из-за отсутствия роста усиления магнитного поля конвекцией, либо наоборот происходит такое усиление поля, что протоны опять становятся замагниченными. Установление причины позволило бы найти распределение длительности событий энерговыделений нановспышками, и уточнить полученный интервал  $W$ . Но это уже отдельная большая работа.

Обнаруженная особенность преобладающего энергетического канала за счет теплопроводности [1] означает, что в процессе нановспышки происходит нагрев плазмы нижней короны Солнца. Интенсивность такого нагрева оценим из найденного интервала величин  $W$ . Если считать, что все мезогранулы порождают нановспышки, то такую оценку дают средние показатели изучаемого процесса. Средний показатель энергии 25.5, средняя площадь мезогранулы  $4 \cdot 10^{17}$  см<sup>2</sup>, тогда за время её жизни ( $\approx 10^4$  с) поток энергии составит  $3 \cdot 10^{25} / 4 \cdot 10^{21} \sim 10^4$  эрг/см<sup>2</sup>с. Этот поток на порядок меньше требуемого для нагрева спокойной короны  $3 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>2</sup>с.

### **Выводы**

Предложен дрейфовый механизм формирования нановспышки. Источник электрического дрейфа, вероятно, формируется в результате усиления фонового магнитного поля конвективными движениями мезогрануляционного масштаба. Такой источник создает условия в солнечной короне для появления тока «незамагниченных» протонов в нановспышечной петле. Проведенные оценки джоулевого нагрева этим током показали возможность компенсации потерь нановспышки на излучение и теплопроводность. Между тем, мощность этого джоулевого нагрева не может обеспечить существующий тепловой поток в нижней короне Солнца.

### **Литература**

1. *Aschwanden M.J., Tarbell T.D., et al // Astrophys. J., 2000, v. 535, p. 1047–1065.*
2. *Ульянов А.С., Богачев С.А., Кузин С.В. // Астрон. Ж., 2010, т. 87, № 10, с. 1030–1040.*
3. *Мерзляков В.Л. // Труды Всероссийской конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2011”, СПб, ГАО РАН, 2011, с. 163–167.*
4. *Мерзляков В.Л. // Труды Всероссийской конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2012”, СПб, ГАО РАН, 2012, с. 281–284.*
5. *Getling A.V., Ishikawa R., Buchnev A.A. // Advan. Space Res., 2015, v. 55, p. 862–870.*
6. *Merzlyakov V.L. // Geomag. Aeron., 2014, v. 54, No. 7, p. 965–968.*
7. *Молоденский М.М., Мерзляков В.Л. // Письма в Астрон. Журн., 2002, т. 28, с. 314–320.*

## **ВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ МАГНИТНОГО ПОТОКА НА ФОТОСФЕРЕ**

**Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.**

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн  
им. Н.В. Пушкина, РАН, г. Москва, г.о. Троицк, Россия*

## **TIME VARIATION OF THE MAGNETIC FLUX EMERGING ON THE PHOTOSPHERE**

**Merzlyakov V.L., Starkova L.I.**

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, RAS,  
Moscow, Troitsk, Russia*

*The appearance and time variation of magnetic bipolar regions have been studied. For this purpose synoptic charts of Wilcox solar observatory are used. It is founded that appearances of these bipolar regions and their magnetic flux have cyclic behaviors. Besides radial displacement of the magnetic basic of the regions have been established. Movement starts from depth at  $35 \cdot 10^3$  km and then return to the initial level. These phenomena may be explained as convection influence on magnetic field from generation region to the photosphere.*

### **Введение**

Наблюдаемая магнитная переменность Солнца связана с процессами генерации во внутренних областях. По общепринятой в настоящее время модели динамо такая генерация происходит в основании конвективной зоны. Значит, наблюдаемые на фотосфере локальные магнитные поля каким-то образом транспортируются через конвективную зону. В связи с этим возможны два механизма подъема, где влияние конвекции считается определяющей [1], и где её роль рассматривается как внешний фактор среды распространения всплывающих магнитных трубок – образованиях локально уплотненного генерируемого поля [2]. Выбор между этими альтернативными гипотезами может быть проведен, в частности, на основе наблюдаемых эффектов пространственно-временных распределений выходящих магнитных потоков на фотосфере. Поиску таких эффектов и посвящена настоящая работа.

### **Методика**

Для решения поставленной задачи наиболее благоприятными являются периоды минимума активности, когда ожидается меньше флуктуаций и случайных появлений областей с локальным усилением магнитного поля. В качестве конкретной реализации выбираем минимум между 22 и 23 циклами за период 1995–1997 гг. Используем данные Wilcox Solar Observatory в виде синоптических карт магнитных полей [3]. В месте выхода магнитного потока формируется биполярная область. В качестве анализируемых

количественных характеристик такой области брались долготные положения и суммарный магнитный поток, индикатором которого принималась площадь в границах уровня 1 Гс.

### Результаты

За исследуемый временной период появление магнитного потока нового 23 цикла произошло в кэррингтоновском обороте CR 1918. Чтобы исключить эффекты от влияния новой динамо волны генерации, анализировались биполярные области только 22 цикла. Наибольший интерес с точки зрения цели работы представляют временные периодичности в вариации фотосферного магнитного потока. На рис. 1 представлен график такой вариации в относительных единицах за каждый кэррингтоновский оборот (максимальная площадь биполярных областей была в CR 1895). Как видно из рис. 1 выделяется периодичность 5–6 CR с большой амплитудой и мелкомасштабная «рябь» 2–3 CR. В представленной суммарной картине отражаются как эффекты появления новых магнитных потоков, так и эволюции самих потоков. С целью изучения указанных особенностей были исследованы эволюционные изменения величин потоков отдельных долгоживущих биполярных областей.

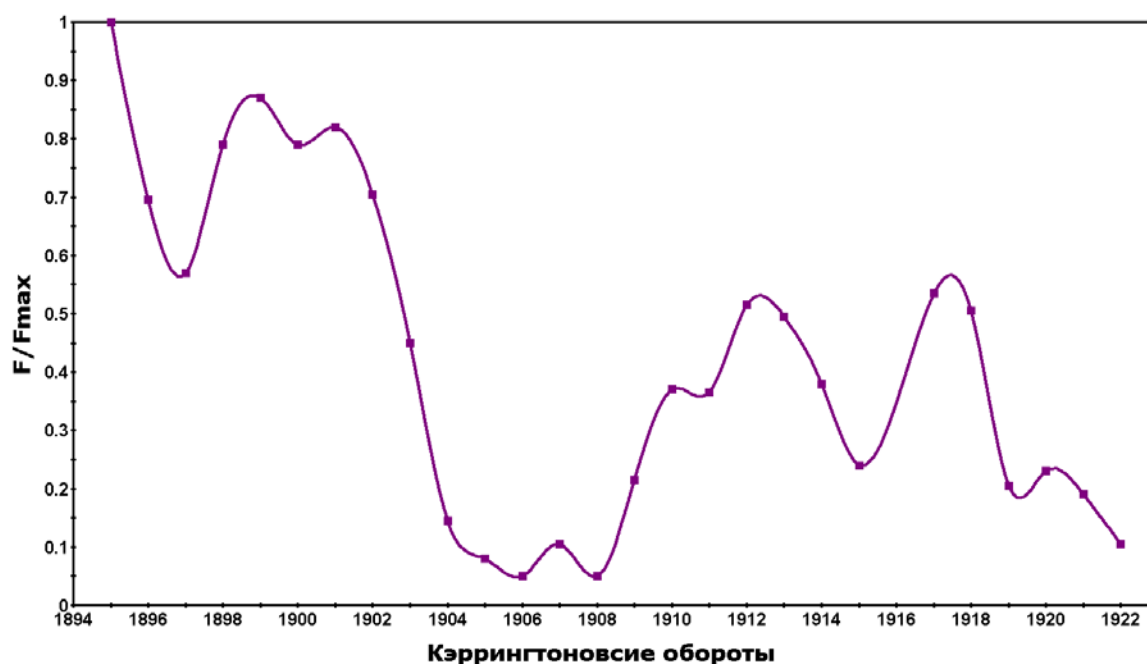


Рис. 1.

За исследуемый период имелись 4 биполярные области со временем существования от 5 до 9 кэррингтоновских оборотов. Они располагались в районах долгот  $30^\circ$ ,  $205^\circ$ ,  $350^\circ$  северной полушария и  $250^\circ$  южной. Области появились соответственно в оборотах CR 1895 (NOAA 7870), CR 1897 (NOAA 7882), CR 1900 (NOAA 7918), CR 1909 (NOAA 7964).

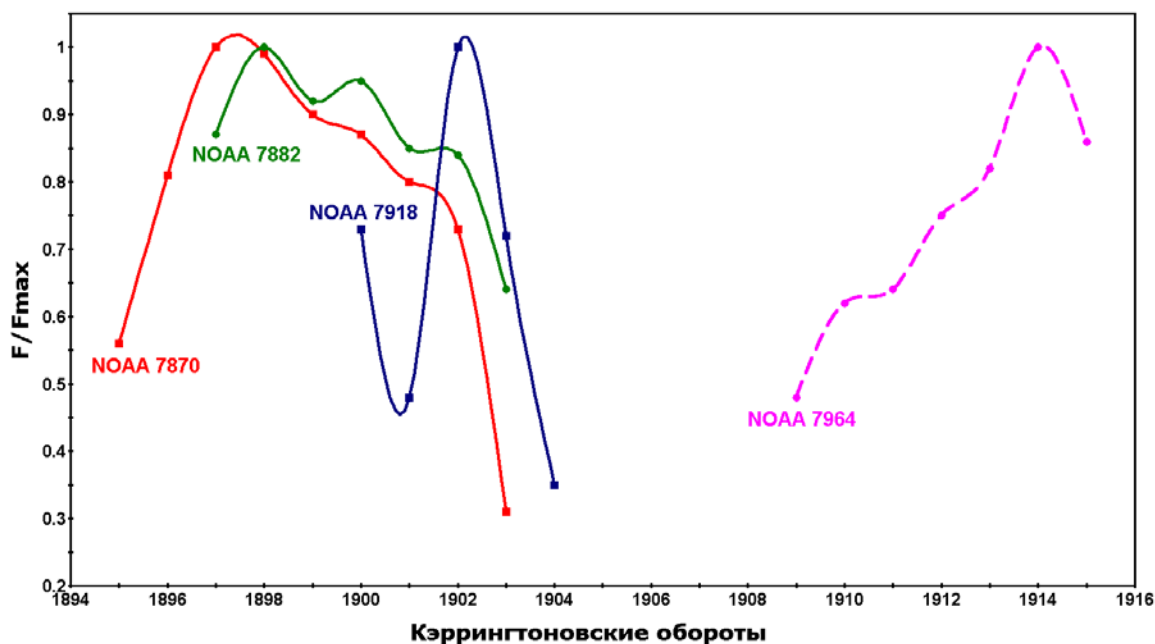


Рис. 2.

Рис. 2 демонстрирует наблюдаемую периодичность в 2–3 CR, связанную с появлением новых магнитных потоков. Изменение величины этих потоков создает период около 5.5 CR. Указанный период не проявился в обороте CR 1908 из-за глобального минимума солнечной активности (рис. 1), а проявился уже в южной полушфере к обороту CR 1914 (область NOAA 7964).

На рис. 3 показана динамика изменений средних за оборот скоростей вращения (синодических) для 4-х исследуемых областей.

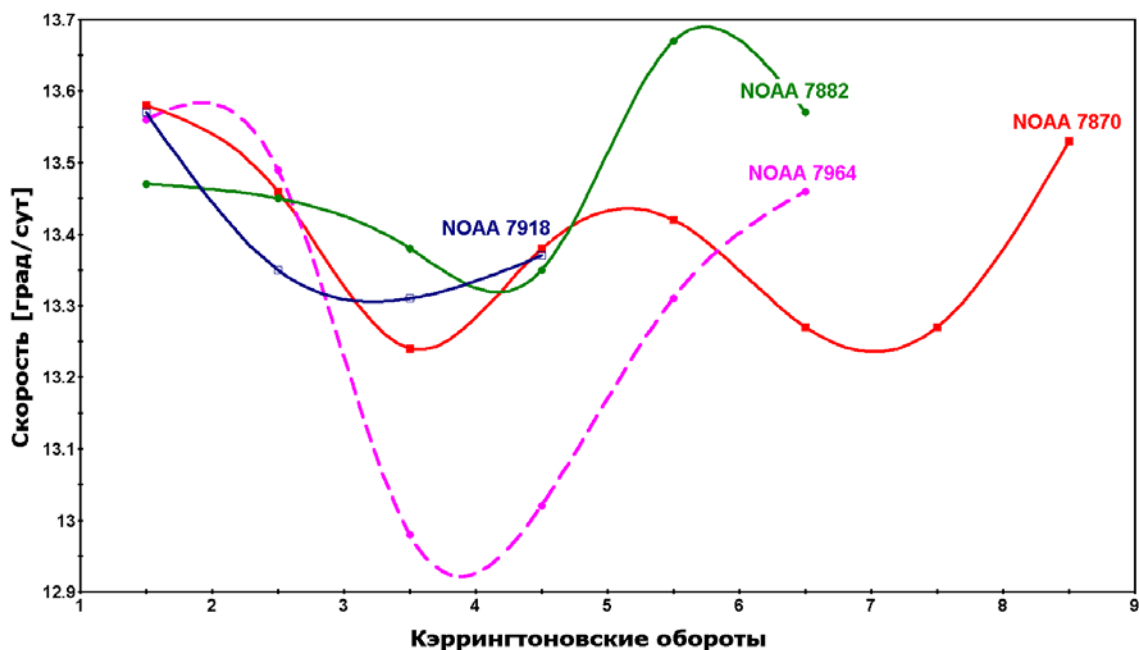


Рис. 3.

Графики на рис. 3 даются как сглаженные кривые расчетных значений и представляются в единой относительной шкале кэррингтоновских оборотов. Эти кривые демонстрируют не только общую тенденцию начального уменьшения скорости вращения и последующий рост, но и близость самих величин. Так, начальное значение скорости оказалось в пределах 13.5–13.6°/сут, а конечное около 13.5°/сут. Такое изменение скорости указывает на радиальные перемещения магнитных структур, формирующих выходящий поток. На начальном этапе эволюции этих структур происходит движение к фотосфере, а затем обратное к базовому уровню. Положение базового уровня соответствует расстоянию  $0.95 R_S$  от центра Солнца, исходя из установленной скорости вращения  $13.55^\circ/\text{сут} = 467 \text{ нГц}$  [4].

### **Выводы**

Проведенный анализ временных особенностей вариации выходящих к фотосфере магнитных потоков выявил его циклический характер. Дискретность появления этих потоков составляет  $\approx 2.5 \text{ CR}$ , при этом имеет место их амплитудная модуляция с периодом  $\approx 5.5 \text{ CR}$ .

В процессе эволюции области выхода магнитного потока, структура с ней связанная поднимается от уровня  $0.95 R_S$  к фотосфере, а затем опускается до прежнего уровня.

Найденные особенности можно интерпретировать в рамках конвективного механизма выноса магнитных полей из зоны генерации. Ячейки гигантского размера, радиальной протяженностью 35 тыс. км ( $0.05 R_S$ ) формируют локальные порции выходящего к фотосфере магнитного потока. Сам же магнитный поток поступает из зоны генерации через стыки супергигантских ячеек конвекции. И этот процесс имеет временную модуляцию  $5.5 \text{ CR}$  из-за долготной неоднородности генерации тороидального магнитного поля [5].

### **Литература**

1. *McIntosh P.S., Wilson P.R.* // *Solar Phys.*, 1985, v. 97, p. 59–79.
2. *Weber M. A., Fan Y., Miesch M.S.* // *Astrophys. J.*, 2011, v. 741, p. 11(14).
3. <http://wso.stanford.edu/synopticl.html>
4. *Kosovichev A.G.* // *Adv. Space Res.*, 2006, v. 37, p. 1455–1466.
5. *Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.* // Труды Всероссийской конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2015», СПб, ГАО РАН, 2015, с. 269–272.

**ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА КВАЗИПОПЕРЕЧНОГО  
РАСПРОСТРАНЕНИЯ НА ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ  
СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ  
МЕТОДОМ ПРЯМОЙ ПОДГОНКИ**

**Моргачев А.С.<sup>1,2</sup>, Мельников В.Ф.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>НИРФИ ННГУ им. Лобачевского, Нижний Новгород

<sup>2</sup>ГАО РАН, Санкт-Петербург

**INFLUENCE OF QUASI-TRANSVERSE PROPAGATION EFFECT  
ON RECOVERING FLARE LOOPS PARAMETERS  
BY FORWARD FITTING METHOD**

**Morgachev A.S.<sup>1,2</sup>, Melnikov V.F.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Radiophysical Research Institute of Lobachevsky University, Nizhny Novgorod

<sup>2</sup>Pulkovo Observatory of RAS, St. Petersburg

*We recover number density of accelerated electrons, magnetic field magnitude and direction in the model source of gyrosynchrotron emission by forward fitting method [2], when the quasi-transverse propagation (QTR) effect [5] above the radio source is realized. It has been shown, that changes of the polarization degree due to QTR effect can lead to a strong discrepancy between recovered and model values of the source parameters. The ways to avoid QTR effect influence on flare loops parameters determination are discussed.*

Работа посвящена восстановлению параметров солнечных вспышечных петель по их наблюдаемому континуальному микроволновому излучению. Как известно, в солнечных вспышках это излучение генерируется главным образом нетепловыми средне-релятивистскими электронами, захваченными в магнитные петли, благодаря гиротронному (ГС) механизму излучения. Характеристики ГС излучения очень чувствительны к 1) распределению нетепловых электронов по энергиям и углам, 2) напряженности и направлению магнитного поля, 3) концентрации фоновой плазмы [6]. Таким образом, на основе радионаблюдений существует теоретическая возможность определять значения этих параметров в солнечных вспышках.

В работах [1–3] разработаны методы определения параметров однородного источника ГС излучения нетепловых электронов при наличии тепловой фоновой плазмы. Эти методы основаны на подгонке теоретически рассчитанных значений потока и степени поляризации радиоизлучения под соответствующие наблюдаемые значения для некоторого набора частот. Используя программу расчета характеристик ГС излучения [4], обладающую высокой точностью и малым временем счета, было успешно проведено восстановление как параметров модельного источника [1, 3] так и реально наблюдаемых вспышечных петель [2]. Однако авторы этих работ

не учитывали возможное влияние геометрии магнитного поля над источником излучения на поляризацию микроволновых радиоволн. Как известно, ГС излучение нетепловых электронов можно представить как суперпозицию двух циркулярно поляризованных мод – обыкновенной (О-моды) и необыкновенной (Х-моды). При их прохождении через область, в которой изменяется знак проекции магнитного поля на направление распространения (область с квазипоперечным магнитным полем), возникает взаимодействие О- и Х- мод [5]. Степень взаимодействия зависит от соотношения частоты проходящего излучения и характерной частоты  $\omega_t$ , определяемой выражением:

$$\omega_t = (\pi^2 e^2 NB^3)^{1/4} / (2 \ln 2 m_e^4 c^4 |d\Theta / dz|)^{1/4},$$

где  $N$  – концентрация тепловой плазмы,  $B$  – магнитное поле,  $d\Theta / dz$  – градиент направления магнитного поля. На частотах  $\omega \ll \omega_t$  это взаимодействие слабое, а при  $\omega \gg \omega_t$  – сильное, моды полностью обмениваются энергией. Очевидно, что подобный эффект квазипоперечного распространения (эффект взаимодействия мод) приведет к изменению наблюдаемой степени поляризации, определяемой соотношением интенсивности О- и Х-мод, и, как следствие, к ошибкам при определении параметров источника.

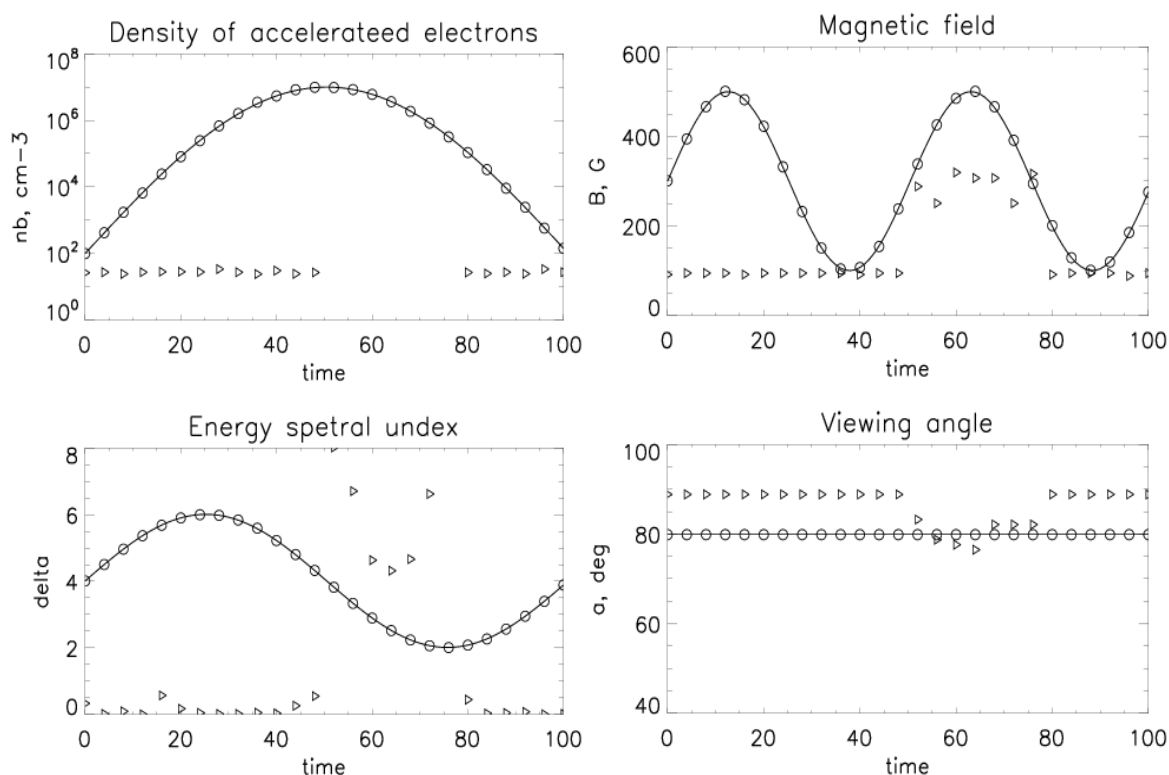
Цель данной работы – изучение влияния эффекта квазипоперечного распространения (КПР) на результаты восстановления параметров солнечных вспышечных петель.

Рассмотрим модельный однородный источник ГС излучения с переменными во времени значениями концентрации нетепловых электронов, показателя их степенного энергетического спектра и напряженности магнитного поля (рис. 1 сплошная линия). Остальные параметры (угол зрения 80 град (рис. 1), площадь  $10^{18}$  см<sup>2</sup>, толщина  $10^8$  см, концентрация фоновой плазмы  $10^{10}$  см<sup>-3</sup>, изотропное пичч-угловое распределение электронов) являются неизменными. Дополнительно над источником сформируем среду в виде тепловой плазмы в магнитном поле. Проведем расчет потока и степени круговой поляризации «наблюдаемого» микроволнового излучения на частотах 5, 17, 34 ГГц для двух случаев: (а) в среде над источником не возникает эффекта КПР; (б) эффект КПР значим (значения  $N$ ,  $B$  и  $d\Theta / dz$  таковы, что частота  $\omega_t \approx 17$  ГГц, т.е., равна одной из «наблюдательных» частот).

Далее проведем восстановление переменных параметров и угла зрения в модельном источнике методом прямой подгонки, который подробно описан в [2], используя рассчитанные характеристики излучения и программу счета [4]. На рис. 1 кружками показаны восстановленные значения параметров источника для случая (а), а треугольниками – для случая (б). Видно, что в отсутствие эффекта КПР значения концентрации и показателя спектра электронов, модуля и направления магнитного поля определены

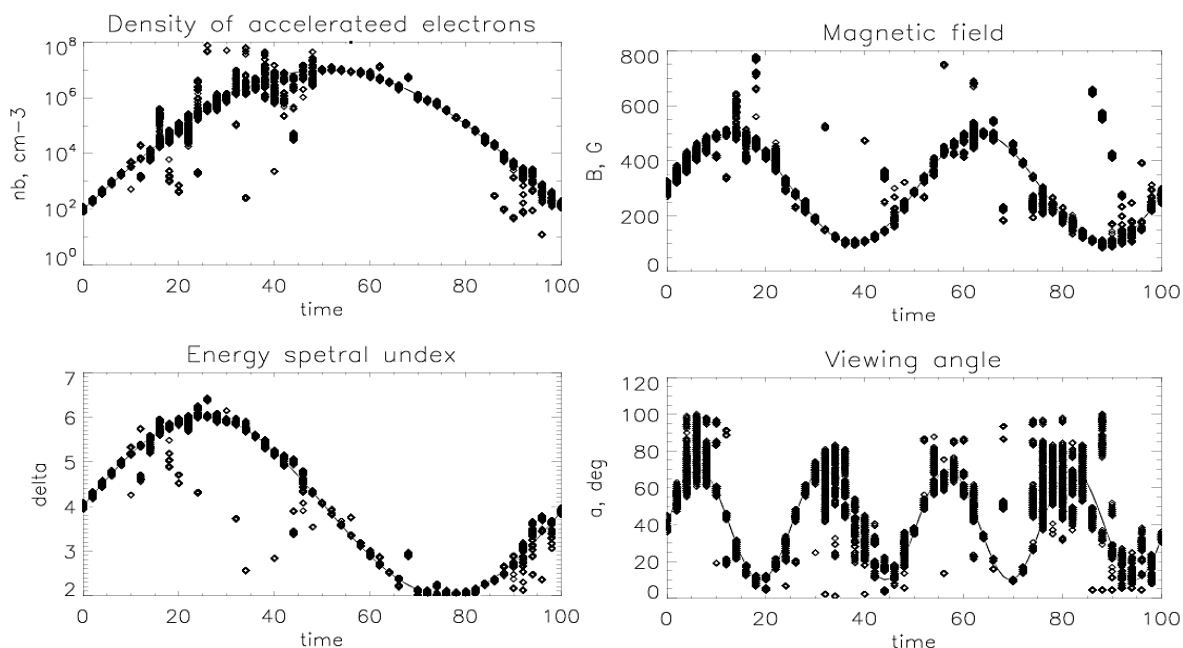


точно. В том же случае, когда над источником происходит взаимодействие мод излучения, полученные решения полностью не соответствуют модельным.



**Рис. 1.** Модельные параметры источника (сплошная линия) и их восстановленные значения методом прямой подгонки без эффекта КПР (кружки) и в присутствии эффекта КПР (треугольники).

Как устранить влияние эффекта КПР? Поскольку взаимодействие мод при квазиперечном распространении влияет только на наблюдаемую степень круговой поляризации, то в алгоритме восстановления нужно исключить её из числа входных характеристик источника излучения. Но тогда для сохранения точности определения параметров необходимо увеличить число наблюдательных частот. Мы провели восстановление концентрации и показателя спектра нетепловых электронов, модуля и направления магнитного поля для вышеописанного источника, считая, что известны только потоки его излучения, но теперь уже не на трех, а на четырех частотах (3, 7, 15, 40 ГГц). Результаты восстановления параметров источника представлены на рис. 2. Видно, что в найденных решениях возникает неоднозначность для некоторых комбинаций параметров источника. Дальнейшее исследование показало, что для сохранения точности определения параметров, достигнутой с использованием степени поляризации (рис. 1), необходимо как минимум 8 наблюдательных частот для случая, когда при восстановлении задействованы только потоки излучения от рассматриваемого модельного источника.



**Рис. 2.** Результаты восстановления параметров модельного источника без использования «наблюдаемой» степени круговой поляризации

В этой связи появление нового поколения радиогелиографов (новый ССРТ и MUSER), которые будут обладать высоким пространственным разрешением для большого набора частот, позволит избежать вышеописанных ошибок при проведении радиодиагностики вспышек. В этой связи следует заметить, что, проводя восстановление параметров вспышечных петель с использованием и без использования данных о поляризации, можно обнаружить признаки присутствия эффекта КПП в корональном магнитном поле, окружающем вспышечную петлю. Таким образом, это открывает ценную возможность диагностики структуры магнитного поля над вспышечной петлей.

Работа выполнена при поддержке грантов: РФФ № 16-12-10448 (Мельников В.Ф.), РФФИ № 14-02-00924А (Моргачев А.С.).

#### Литература

1. *Fleishman G.D. et al.*, 2009, *ApJ Lett.*, V. 698, p. L183-L187.
2. *Morgachev A.S. et al.*, 2014, *Ge&A*, V. 54, № 7, p. 933–942.
3. *Gary D.E. et al.*, 2013, *SoPh*, V. 288 Iss. 2, p. 549–565.
4. *Fleishman G.D. and Kuznetsov A.A.*, 2010, *A&A*, V. 721, p. 1127.
5. *Cohen M.H.*, 1960, *ApJ*, V. 131, p. 664.
6. *Fleishman G.D. & Melnikov V.F.*, 2003, *ApJ*, V. 587, p. 823–835.

**ОДНОВРЕМЕННЫЕ МИКРОВОЛНОВЫЕ,  
УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ И РЕНТГЕНОВСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ  
СОБЫТИЯ 5 ИЮЛЯ 2012 С ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ НАКЛОНОМ  
СПЕКТРА МИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

**Моргачев А.С.<sup>1,4</sup>, Цап Ю.Т.<sup>1,3</sup>, Моторина Г.Г.<sup>1</sup>, Смирнова В.В.<sup>1,6</sup>,  
Кузнецов С.А.<sup>1,4</sup>, Рыжов В.С.<sup>5</sup>, Нагнибеда В.Г.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>ГАО РАН, Санкт-Петербург

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

<sup>3</sup>КРАО РАН, Санкт-Петербург

<sup>4</sup>НИРФИ ННГУ им. Лобачевского

<sup>5</sup>МГТУ им. Баумана, Москва

<sup>6</sup>Университет Турку, Турку, Финляндия

**SIMULTANEOUS MICROWAVE, ULTRAVIOLET,  
AND X-RAY OBSERVATIONS OF THE 5 JULY 2012 EVENT  
WITH POSITIVE SPECTRAL SLOPE OF MILLIMETER EMISSION**

**Morgachev A.S.<sup>1,4</sup>, Tsap Yu.T.<sup>1,3</sup>, Motorina G.G.<sup>1</sup>, Smirnova V.V.<sup>1,6</sup>,  
Kuznetsov S.A.<sup>1,4</sup>, Ryzhov V.S.<sup>5</sup>, Nagnibeda V.G.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Pulkovo Observatory of RAS, St. Petersburg

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

<sup>3</sup>Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea

<sup>4</sup>Radiophysical Research Institute of Lobachevsky University, Nizhny Novgorod

<sup>5</sup>Bauman Moscow State Technical University, Moscow

<sup>6</sup>University of Turku, Turku, FI20014 Finland

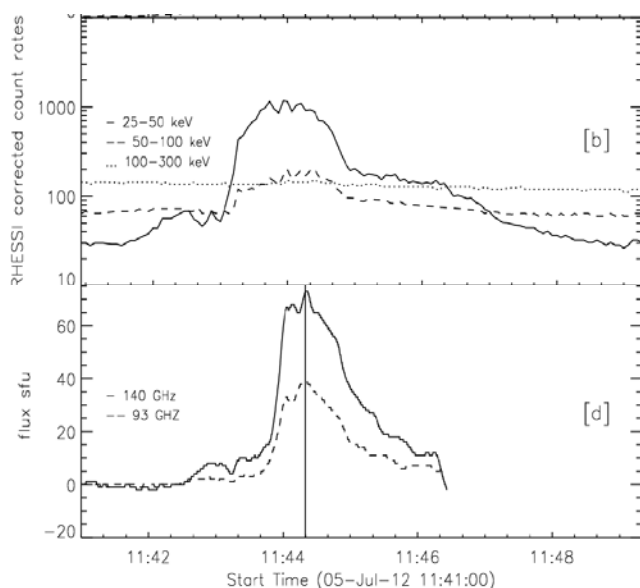
*The 5 July 2012 solar flare (11:39 – 11:49 UT) with a growing millimeter spectrum between 93 and 140 GHz has been considered. The space and ground-based observations in X-ray, EUV, microwave, and millimeter wavelength ranges were carried out with the Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI), Solar Dynamic Observatory (SDO), Geostationary Operational Environmental Satellite (GOES), Radio Solar Telescope Network (RSTN), and Bauman Moscow State Technical University Millimeter Radio Telescope RT-7.5. The main parameters of thermal and accelerated electrons were determined through the X-ray spectral fitting assuming the homogeneous thermal source and the thick target model. Numerical calculations show that the observed growth of millimeter flux with frequency can be related to the gyrosynchrotron emission of high energy (> 100 keV) electrons located in the chromosphere.*

Вопрос о происхождении суб-терагерцового (суб-ТГц) излучения солнечных вспышек в настоящее время все еще остается открытым [1]. С появлением радионаблюдений в диапазоне 200–400 ГГц было обнаружено, что некоторые мощные всплески на этих частотах имеют положительный наклон спектра [2, 3], т.е. спектральный поток увеличивается с частотой. Таким образом, общепринятая ранее парадигма, согласно которой суб-ТГц излучение солнечных вспышек соответствует либо высокочастотному хво-

сту спектра гиротронного (ГС) излучения (отрицательный наклон спектра), либо оптически тонкому тепловому корональному источнику (плоский спектр), была поставлена под сомнение. В настоящее время рост суб-ТГц излучения с частотой в диапазоне 200–400 ГГц связывают с обратным Комптон-эффектом [4], ГС излучением компактных источников [5], черенковским механизмом [6], тепловым излучением плазмы [3, 8] и даже плазменным механизмом [9]. Однако перечисленные выше модели сталкиваются с теми или иными трудностями [9].

Цель данной работы – попытаться выяснить причину положительного наклона спектра суб-ТГц излучения, обнаруженного в событии 5 июля 2012, на основе совместного анализа радио, ультрафиолетового и рентгеновского излучений в рамках единой модели.

Солнечная вспышка 5 июля 2012 г. класса M6.1 (максимум 11:44 UT), произошла в западной части АО NOAA 1515 (S16W19). Миллиметровые наблюдения проводились на радиотелескопе РТ-7.5 МГТУ им. Н.Э. Баумана [10], работающего на двух частотах: 93 и 140 ГГц. Для лучшего понимания природы тепловых и нетепловых процессов нами также привлекались ультрафиолетовые и рентгеновские данные, полученные спутниками SDO /AIA [11] и RHESSI [12].



**Рис. 1.** Временные профили жесткого рентгеновского (верхняя панель) и миллиметрового радиоизлучения (нижняя панель) по данным RHESSI и РТ-7.5 соответственно.

На рис. 1 представлены временные профили миллиметрового и жесткого рентгеновского излучений вспышки 5 июля 2012 г. Видно, что на протяжении всего всплеска поток на частоте 140 ГГц превышает поток на частоте 93 ГГц, т.е. наклон спектра между этими частотами на протяжении всей вспышки оставался положительным. Миллиметровый и рентгеновский профили подобны, что свидетельствует в пользу единой популяции низкоэнергичных ( $E < 100$  кэВ) и высокоэнергичных ( $E > 100$  кэВ) электронов и гиротронной природе миллиметрового излучения.

Для объяснения обнаруженной спектральной особенности миллиметрового излучения нами была предложена модель нетеплового ГС источника излучения, расположенного в солнечной хромосфере. В этом случае положительный наклон спектра будет формироваться вследствие поглощения радиоизлучения в окружающей относительно холодной и плотной

плазме. При этом параметры модели можно определить, исходя из ультрафиолетовых и рентгеновских наблюдений.

Для того чтобы оценить вклад тепловой корональной плазмы с температурой  $T = 0.5\text{--}20$  МК в миллиметровое излучение вспышки мы поступили следующим образом. Сначала провели восстановление дифференциальной меры эмиссии плазмы  $\phi(T)$  с использованием метода регуляризации Тихонова по данным AIA/SDO [7], затем определили площадь источника по контурам жесткого рентгеновского излучения ( $S = 10^{17}$  см<sup>2</sup>) [13], зарегистрированного RHESSI, и рассчитали поток теплового тормозного радиоизлучения плазмы, используя методику, описанную в [8]. Вычисленный таким образом поток миллиметрового излучения, генерируемый тепловой плазмой на миллиметровых длинах волн не превышает 1 с.е.н., т.е. не вносит значимого вклада в наблюдаемое излучение.

Далее на основе данных RHESSI, в результате проведения фитирования рентгеновского спектра в рамках тепловой однородной модели и модели толстой мишени получены следующие параметры нетепловых электронов в источнике (11:44:18–11:44:28 UT): интегральный поток  $F_e = 2.22 \times 10^{35}$  электронов/с, показатель спектра  $\delta_l = 4.25$  и нижний предел энергии  $E_l = 21.88$  кэВ. Используя выражение для интегрального потока

электронов:  $F = S \int_{E_h}^{E_l} v_l n_l(E) dE$ , где  $v_l = \sqrt{2E / \alpha m}$  – скорость, а

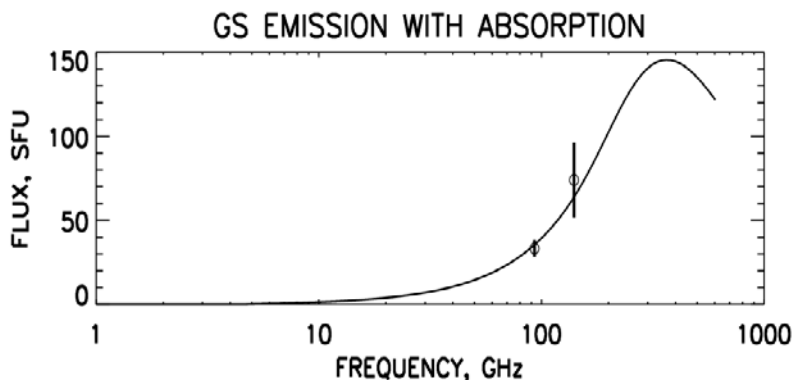
$n_l(E) = n_{0_l} E^{-\delta_l}$  – концентрация низкоэнергичных электронов ( $E_l$  и  $E_h$  – нижний и верхний пределы низкоэнергичных электронов, ответственных за рентгеновское излучение), можно оценить  $n_l = \frac{\delta_l - 3/2}{\delta_l - 1} \frac{F_e}{v_l S}$ . Если пред-

положить единую популяцию низкоэнергичных и высокоэнергичных (с энергиями  $E > 100$  кэВ) электронов, с концентрациями  $n_l(E)$  и  $n_h(E) = n_{0_h} E^{-\delta_h}$  то, исключив скачок энергетического спектра в точке  $E_h$ :

$n_l(E_h) = n_h(E_h)$ , находим следующее выражение для оценки концентрации высокоэнергичных электронов, ответственных за микроволновое излучение:

$n_h = \frac{F_e}{v_l S} \left( \frac{E_l}{E_h} \right)^{\delta_l - 1} \approx 2.2 \times 10^6$  см<sup>-3</sup>. Учитывая полученное значение, используя программу расчета характеристик ГС излучения [14], нетрудно показать, что наилучшее согласие между наблюдениями и модельными расчетами получается, если задать следующие параметры модельного источника: площадь –  $8 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, геометрическую толщину –  $2 \times 10^7$  см, магнитное поле – 1000 Гс, температуру плазмы  $10^5$  К, концентрацию тепловых электронов  $3 \times 10^{11}$  см<sup>-3</sup>, минимальную энергию изотропных нетепловых электронов  $E_h = 100$  кэВ, спектральный индекс  $\delta_h = 2$  и угол между магнитным полем и лучом зрения 80 град. (рис. 2). При этом следует подчеркнуть, что модельные параметры соответствуют высоте 1000–1500 км, т.е.

средней (верхней) хромосфере Солнца и переходной области, где концентрация электронов составляет  $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .



**Рис. 2.** Спектр ГС излучения модельного хромосферного источника и наблюдательные значения по данным РТ-7.5.

Таким образом, в представленной работе показано, что положительный наклон спектра миллиметрового излучения солнечной вспышки 5 июля 2012 г. можно объяснить в рамках представлений о единой популяции низкоэнергичных и высокоэнергичных электронов, если его генерация происходит благодаря гиротронному механизму в хромосфере–переходной области Солнца. Определены параметры источника суб-ТГц излучения. Полученный результат предполагает существование эффективного ускорения (переускорения) электронов не только в корональной, но и хромосферной части магнитных петель.

Работа выполнена при поддержке грантов: РФФИ № 16-12-10448 (Ю.Т. Цап, В.В. Смирнова), РФФИ № 16-32-00535 мол\_а (Г.Г. Моторина), РФФИ № 14-02-00924А (С.А. Кузнецов), программы ПРАН П-7 (А.С. Моргачев) и научной школы НШ-7241.2016.2 (А.С. Моргачев).

### Литература

1. *Krucker S. et al.*, 2013, *A&A Rev.*, V.21, id.58.
2. *Lüthi T. et. al.*, 2004, *A&A*, V.415, p.113.
3. *Kaufmann P. et al.*, 2004, *ApJ*, V.603, L121.
4. *Kaufmann P. et al.*, 1986, *A&A*, V.157, p.11.
5. *Trottet G. et. al.*, 2008, *ApJ*, V.678, p.509.
6. *Fleishman G.D. and Kontar, E.P.*, 2010, *A&A*, V.709, L127.
7. *Hannah, I.G., & Kontar, E.P.*, 2012, *A&A*, 539, A146.
8. *Tsap Y.T. et al.*, 2016, *SoPh*, V.57, p.1449.
9. *Zaitsev V.V. et. al.*, 2013, *Astron. Lett.* V.39, p.650.
10. *Smirnova V.V. et al.*, 2013, *Ge&Ae*, V.53, p.997.
11. *Lemen, J.R., Title, A.M., Akin, D.J., et al.*, 2012, *SoPh*, 275, 17.
12. *Lin, R.P., Dennis, B.R., Hurford, G.J., et al.*, 2002, *SoPh*, 210, 3.
13. *Hurford, G.J., Schmahl, E.J., Schwartz, R.A., et al.*, 2002, *SoPh*, 210, 61.
14. *Fleishman, G.D. and Kuznetsov, A.A.*, 2010, *A&A*, V. 721, p.1127.

## **ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯРНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР В ТЕКУЩЕМ ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Мордвинов А.В., Голубева Е.М.**

*Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения РАН, Иркутск*

## **FORMATION OF POLAR CORONAL HOLES IN THE CURRENT SOLAR CYCLE**

**Mordvinov A.V., Golubeva E.M.**

*Institute of Solar-Terrestrial Physics of Siberian Branch of RAS, Irkutsk, Russia*

*Formation of polar coronal holes (PCHs) in Cycle 24 is considered, relying on analysis of photospheric magnetic fields and EUV emission of the Sun. The study reveals ensembles of coronal holes (ECHs) that develop within unipolar magnetic regions (UMRs) associated with decaying complexes of activity (CAs). Subsequent evolution of open magnetic flux is accompanied by the poleward transport of UMRs and results in the PCH formation. The cause-effect relations between CAs, UMRs, and ECHs explain observed asynchronous formation of PCHs at the northern and southern hemispheres of the Sun.*

### **Введение**

Активность в цикле 24 характеризуется значительной северо-южной асимметрией. В начале цикла магнитный поток преобладал в северном полушарии, достигнув своего максимума в 2011 г. В южном полушарии максимальный уровень активности наблюдался в 2014–2015 гг. и был значительно выше, чем в северном. При распаде активных областей (АО), входящих в комплексы активности (КА), их магнитные поля (МП) рассеивались в окружающей фотосфере, образуя униполярные магнитные области (УМО) с более слабыми полями.

Северо-южная асимметрия пятнообразовательной активности Солнца привела к значительной асинхронности обращения магнитного поля на его полюсах. На северном полюсе Солнца смена отрицательной полярности на положительную произошла в начале 2013 г. Позднее развитие активности в южном полушарии привело к задержке смены доминирующей полярности на южном полюсе примерно на 2 года [1–3]. В период изменения полярностей на полюсах Солнца исчезли полярные корональные дыры (ПКД), произошла глобальная реорганизация открытого магнитного потока и корональных дыр (КД) [4].

### **Данные и метод**

В работе использованы магнитные синоптические карты NSO/GONG 6768 Å и фильтрограммы SDO/AIA 193 Å. По фильтрограммам получены синоптические карты распределения КД с применением методики [5]. Оба ряда карт были усреднены по 5-ти кэррингтоновским оборотам (CRs) так,

что карта центрального оборота оставалась без изменений, а для двух предыдущих и двух последующих карт учитывалось дифференциальное вращение по законам [6] для МП и [7] для КД. Далее усредненные распределения МП были очищены от погрешностей и шумов с помощью вейвлет-фильтрации. На них были определены области долгоживущих КА (модуль МП  $\geq 10$  Гс), а также границы УМО (изолинии  $\pm 1$  Гс). Выделенные объекты были нанесены на усреднённые карты КД.

### **Результаты и обсуждение**

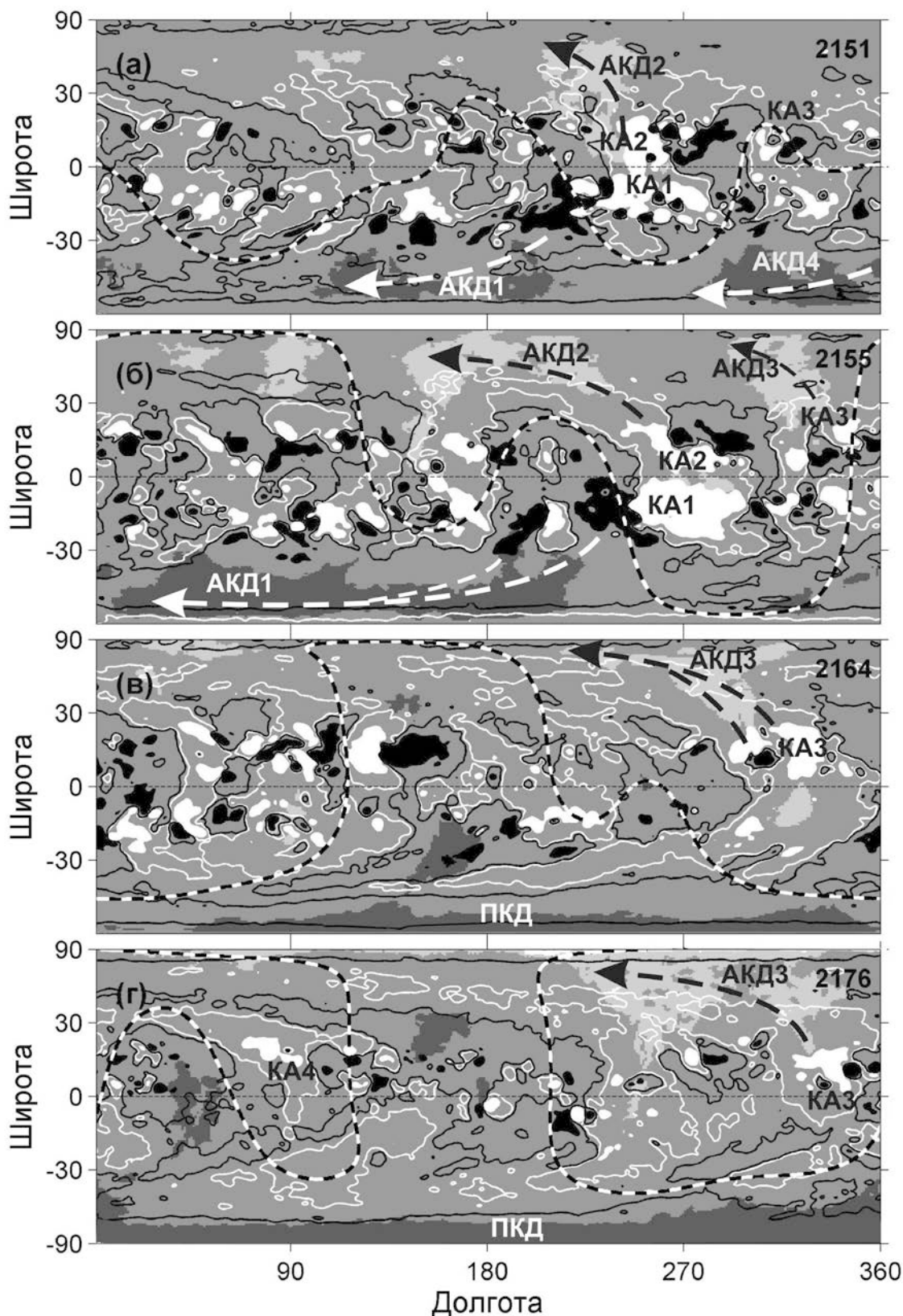
На рис. 1 приведены 4 комплексные усреднённые карты, показывающие изменения активности Солнца и формирование ПКД в цикле 24. Середины периодов усреднения приходятся на центры кэррингтоновских оборотов 2151, 2155, 2164, 2176, указанных в правых верхних углах. Середины центральных оборотов приходятся на 14 июня 2014 г., 1 октября 2014 г., 4 июня 2015 г. и 26 апреля 2016 г., соответственно. На сером фоне более светлыми и темными тонами отмечены области частого появления КД с учётом полярностей МП. Белыми и черными пятнами показаны положения долгоживущих КА. Белые и черные контуры соответствуют значениям  $\pm 1$  Гс, и указывают границы УМО.

В период высокой активности (июнь–сентябрь 2014) наблюдаются 3 долгоживущих КА: КА1, КА2 и КА3 (рис. 1а, б). Долгоживущие КА являются областями выхода магнитного потока, образования АО и их последующего распада. По мере распада активных областей, входящих в КА, их магнитные поля рассеиваются в окружающей фотосфере, образуя обширные УМО, занятые слабыми магнитными полями. В 2014 году в южном полушарии преобладают высокоширотные УМО отрицательной полярности (рис. 1б), которые фактически предопределили обращение МП на южном полюсе [1, 3].

Внутри УМО проецируются КД, связанные с распадающимися АО. На усредненных картах они образуют области частого появления КД, которые мы называем ансамблями корональных дыр (АКД). На рис. 1а,б АКД показаны светлыми и темными тонами, согласно знаку МП. На низких и средних широтах АКД группируются вблизи своих источников и отмечены черными и белыми стрелками по контрасту с окружающим фоном. Для высокоширотных АКД иногда трудно определить их источники. Например, АКД1, АКД2 и АКД3 связаны непосредственно с КА1, КА2 и КА3. Что касается АКД4, то связанные с ним КА уже распались, и вблизи него наблюдаются сравнительно небольшие АО. Южные границы этих АКД оказались расположены примерно вдоль границы УМО, отмеченной контуром  $-1$  Гс.

Эти образования являются результатом усреднения вклада многих КД, которые занимают все более высокие широты по мере переноса УМО отрицательной полярности к южному полюсу. Таким образом, положение





**Рис. 1.** Усредненные синоптические карты МП для оборотов 2151 (а), 2155 (б), 2164 (в) и 2176 (г). Области положительной и отрицательной полярности ( $>10$  Гс по модулю) показаны белыми и черными пятнами, соответственно. ПКД и АКД показаны светлыми и темными тонами на сером фоне. Нейтральные линии на поверхности квазиисточника показаны черно-белыми штрихами.

УМО оказывает организующее воздействие на высокоширотные АКД. Далее АКД1 и АКД4 объединяются, охватывая диапазон долгот более  $180^\circ$  (рис. 1б). Сформировавшийся АКД имеет выступы, направленные к периферийным областям КА отрицательной полярности. Объединенный АКД еще не является ПКД, но уже обладает ее свойствами.

В ходе меридионального переноса УМО отрицательной полярности достигли южного полюса (рис. 1в). Это привело к смене доминирующей полярности на южном полюсе. При этом АКД преобразуется в ПКД, охватывая почти все долготы полярной зоны. В ходе дальнейшей эволюции ПКД ее широтная протяженность значительно растёт (рис. 1г). В это же время сформировались трансэкваториальные коридоры, через которые открытый магнитный поток переходил из одного полушария в другое [4]. Эти изменения завершились глобальной реорганизацией открытого магнитного потока и формированием ПКД новых полярностей.

### **Выводы**

Причинно-следственные соотношения между комплексами активности, униполярными магнитными областями и ансамблями корональных дыр позволили объяснить особенности формирования ПКД в текущем цикле. Так, распад долгоживущих КА, наблюдавшихся в 2014 г., привел к образованию обширного АКД, который вскоре превратился в южную ПКД. Северная ПКД сформировалась примерно на 1.5 года позже, чем южная. Чередование УМО противоположных полярностей привело к сложной структуре магнитных полей в полярной зоне северного полушария в 2014–2015 гг., что задержало формирование северной ПКД.

### **Литература**

1. *Mordvinov A.V., Yazev S.A.* // Solar Phys. 2014. V. 289. P. 1971.
2. *Sun X., Hoeksema J.T., Liu Y., Zhao J.* // Astrophys. J. 2015. V. 798. P. 114.
3. *Mordvinov A.V., Pevtsov A.A., Bertello L., Petrie G.J.D.* // Солнечно-земная физика. 2016. Т. 2. С. 3.
4. *Golubeva E.M., Mordvinov A.V.* // Solar Phys. 2016. DOI: 10.1007/s11207-016-1011-1.
5. *Reiss M.A., Hofmeister S.J., De Visscher R. et al.* // J. Space Weather and Space Climate 2015. V. 5. A34.
6. *Howard R.F., Harvey J.W., Forgach S.* // Solar Phys. 1990. V. 130. P. 295.
7. *Timothy A.F., Krieger A.S., Vaiana G.S.* // Solar Phys. 1975. V. 42. P. 135.

## **ПАРАМЕТРЫ КОРОНАЛЬНОЙ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ ПО ДАННЫМ GOES, RHESSI И SDO**

**Моторина Г.Г.<sup>1</sup>, Цап Ю.Т.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>ГАО РАН, Санкт-Петербург

<sup>2</sup>КРАО РАН, Санкт-Петербург

## **CORONAL FLARE PLASMA PARAMETERS BASED ON GOES, RHESSI AND SDO OBSERVATIONS**

**Motorina G.G.<sup>1</sup>, Tsap Yu.T.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Pulkovo Observatory of RAS, St. Petersburg

<sup>2</sup>Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea

*Based on extreme ultraviolet and X-ray observations obtained from the orbital space stations GOES, RHESSI, and SDO/AIA, using spectral analysis and numerical methods for inference of the differential emission measure, the analysis of dynamics of temperature and emission measure of coronal flare plasma for the event July 4, 2012 was conducted. It was shown that SDO/AIA gives the lowest emission measure, which contradicts to the previously obtained conclusions by Ryan et al. (2014) and is consistent with the results of Battaglia & Kontar (2012). We found more evidence in favor of a model with coronal multi-thermal loops. Flare plasma with temperature of 0.5–7.0 MK can make a significant contribution to the X-rays. The problem of solar flare thermal energy assessment is discussed.*

### **Введение**

Как правило, для описания солнечных вспышек используют «стандартную модель» (CSHKP-модель), согласно которой после первичного энерговыделения в солнечной короне ускоренные электроны, «высыпаясь» в основания вспышечной петли, генерируют жесткое рентгеновское излучение и нагревают хромосферу. Горячее испаряющееся хромосферное вещество заполняет корональную часть вспышечной петли и высвечивается в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском (МР) диапазонах. По данным в крайнем ультрафиолетовом (КУФ) и МР диапазонах можно оценить такие важные параметры как меру эмиссии  $EM$  и температуру  $T$  тепловой плазмы.

В настоящее время для анализа КУФ и МР излучения солнечных вспышек, как правило, используют данные спутников GOES [1], RHESSI [2] и SDO/AIA [3], для которых применяются разные методики измерения и определения параметров вспышечной плазмы. Поэтому оценки, например, меры эмиссии оказываются существенно различными. Так, в работе [4] для 149 солнечных вспышек рентгеновского М-класса в приближении изотермической модели (для AIA модель считалась многотемпературной) был сделан вывод, что максимальная температура корональной вспышечной плазмы систематически выше по GOES в сравнении с SDO/AIA

( $T_{GOES}/T_{AIA} = 1.4 \pm 0.4$ ), а для RHESSI в диапазоне 6–12 кэВ отношение  $T_{RHESSI}/T_{AIA} = 1.9 \pm 1.0$ . Эти результаты достаточно хорошо согласуются с оценками работы [5], предложивших двухтемпературную модель области вспышечного энерговыделения. Однако, согласно [4]  $EM_{RHESSI}/EM_{AIA} \approx 0.13$ , тогда как  $EM_{GOES}/EM_{AIA} \approx 0.8$  (см. также [5]). Откуда следует, что измерения, проведенные на SDO/AIA, дают большие значения меры эмиссии, что противоречит выводам [6] о заниженной мере эмиссии SDO/AIA по сравнению с RHESSI. Поэтому данная работа посвящена анализу ультрафиолетовых и рентгеновских данных космических инструментов GOES, RHESSI и SDO/AIA с целью отождествить процессы теплового и нетеплового энерговыделения во вспышечных корональных петлях.

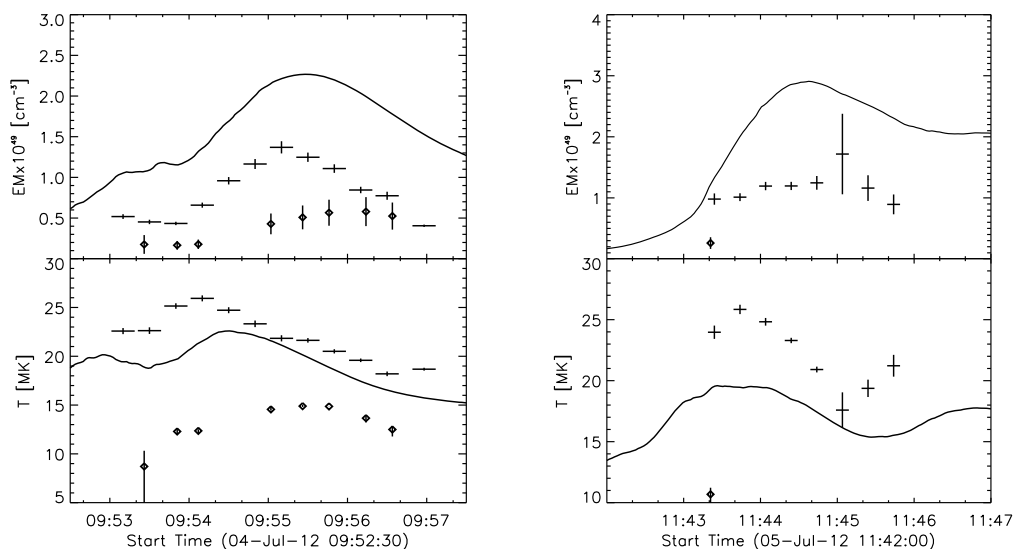
### **Солнечные вспышки 4 июля и 5 июля 2012 года**

Нами было выбрано два вспышечных события, 4 июля и 5 июля 2012 г. рентгеновского класса M5.3 и M6.1 соответственно, которые имели положительный наклон миллиметрового спектра между 93 и 140 ГГц. Отметим, что событие 4.07.2012 г. было детально рассмотрено ранее в [7].

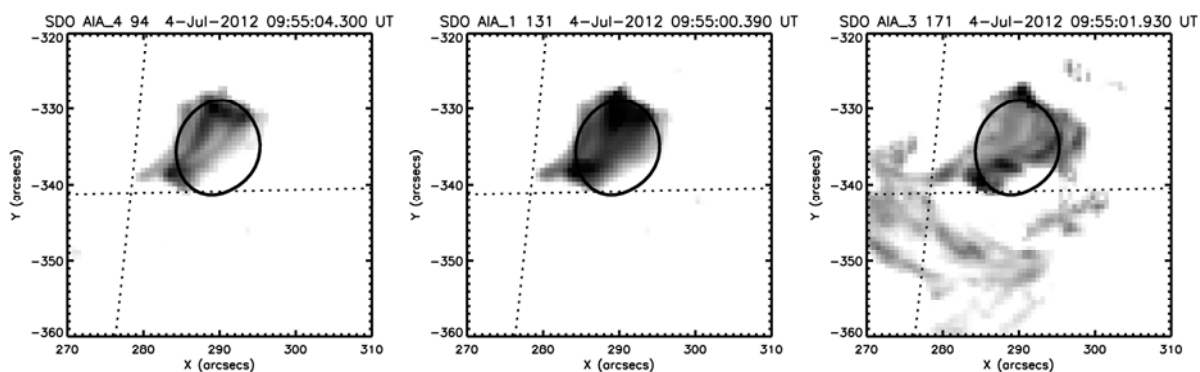
В ходе анализа данных рентгеновского излучения, зарегистрированных на RHESSI и GOES, предварительно был вычтен фон, соответствующий предвспышечной фазе. В предположении, что плазма является однотемпературной, значения  $T_{GOES}$  и  $EM_{GOES}$  рассчитывались, исходя из соотношения между сигналами в каналах 1–8 и 0.5–4 Å [1]. В свою очередь,  $T_{RHESSI}$  и  $EM_{RHESSI}$  определялись благодаря фитированию интегрального спектра рентгеновского излучения на основе изотермической однородной модели тепловой плазмы (*f\_vth.pro*) и модели толстой мишени (*f\_thick2.pro*). В результате были получены параметры тепловой плазмы для солнечных вспышек 4.07.2012 г. и 5.07.2012 г. по данным GOES и RHESSI (рис. 1, сплошная линия и крестики).

Данные SDO/AIA в шести фильтрах крайнего ультрафиолетового излучения (94Å, 131Å, 171Å, 193Å, 211Å, 335Å) выбирались в интервале 12 с. Затем дополнительно калибровались с помощью программы *aia\_prep.pro* и нормировались на время выдержки. Поскольку обе вспышки были довольно мощными, то для некоторых моментов времени ультрафиолетовые наблюдения оказались малопригодными для анализа из-за засветки. Таким образом, нами были выбраны только незасвеченные данные SDO/AIA в различные моменты времени (рис. 1, ромбики).

Для того чтобы получить аналогичные параметры из наблюдений SDO/AIA, вначале были определены источники энерговыделения для энергий 7–10 кэВ, соответствующие 50% от максимума интенсивности изображений, полученных с помощью CLEAN-алгоритма [8], по данным RHESSI (рис. 2).



**Рис. 1.** Временная эволюция меры эмиссии (*верхние рисунки*) и температуры (*нижние рисунки*) для событий 4 июля 2012 г. (*слева*) и 5 июля 2012 г. (*справа*), полученные по данным GOES (сплошные линии), RHESSEI (крестики) и SDO/AIA (ромбики).



**Рис. 2.** AIA 94 Å, 131 Å, 171 Å карты с 50% RHESSEI-контуром в момент времени 09:54:56–09:55:04 UT для вспышки 4 июля 2012 г.

Затем, используя метод регуляризации для SDO/AIA [9], была найдена дифференциальная мера эмиссии  $\varphi(T) = n^2 \frac{dl}{dT}$ , где  $n$  – концентрация тепловых электронов,  $l$  – размер источника вдоль луча зрения. После этого, учитывая, что  $EM = S \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \varphi(T) dT$ , где  $S$  – площадь излучающей области, а температура  $\langle T \rangle = S \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} T \varphi(T) dT / EM$ , находились параметры тепловой плазмы в предположении многотемпературной модели (Рис.1).

Как видно из рис. 1, измерения на SDO/AIA дают наименьшую меру эмиссии, лучше согласуясь с  $EM_{RHESSEI}$ . При этом к оценкам температуры плазмы  $T_{RHESSEI}$  следует относиться с осторожностью при проведении анализа теплового баланса вспышечных петель, поскольку поток энергии из-

за электронной теплопроводности  $F \sim T^{7/2}$  [10], что может приводить к явно завышенным значениям  $F$ .

### **Заключение**

На примере двух солнечных событий 4 июля и 5 июля 2012 г. было показано, что оценка мера эмиссии корональной вспышечной плазмы существенным образом зависит от метода обработки, прежде всего, наблюдательных данных SDO/AIA. Причем наши результаты хорошо согласуются с выводами [6] и противоречат статистическим исследованиям [4]. Это объясняется тем, что, следуя [6], для оценки дифференциальной меры эмиссии мы применили метод регуляризации Тихонова, тогда как в работе [4] – фитирование с помощью гауссианы. Отметим также, что обнаруженная нами более высокая температура  $T_{RHESI}$  и меньшая мера эмиссии  $EM_{RHESI}$  по сравнению с соответствующими параметрами, следующими из наблюдений GOES, естественным образом объясняется большей чувствительностью приемников RHESI к высокой температуре.

Работа Ю.Т. Цапа выполнена при поддержке гранта РФФ №16-12-10448, работа Г.Г. Моториной частично поддержана грантами РФФИ 16-32-50055 мол\_нр, 14-02-00924а, 15-02-08028а, программами ПРАН П-7 и научной школы НШ-7241.2016.2.

### **Литература**

1. *White S.M., Thomas R.J., Schwartz R.A.* 2005, Sol.Phys. 227, 231, 248.
2. *Lin R. P., Dennis B. R., Hurford G. J. et al.* 2002, Sol. Phys., 210.
3. *Lemen J. R., Title A. M., Akin D. J., et al.* 2012, Sol.Phys., 275, 17.
4. *Ryan D.F., O'Flannagain A.M., Aschwanden M.J., Gallagher P.T.* 2014, Sol.Phys., 289, 2547.
5. *Warmuth A., Mann G.* 2016, Astron. Astrophys., 588, Id.A115.
6. *Battaglia M. & Kontar E.P.* 2012, Astrophys.J., 760, 142.
7. *Tsap Y.T., Smirnova V.V., Morgachev A.S., Motorina G.G., Kontar E.P., Nagnibeda V.G. et al.* 2016, Astrophys. Space Res., 57, 1449.
8. *Hurford G.J., Schmahl E.J., Schwartz R.A., Conway A.J., Aschwanden M.J., Csillaghy A. et al.* 2002, Sol.Phys., 210, 61.
9. *Hannah I.G., Kontar E.P.* 2012, Astron. Astrophys., 539, A146.
10. *Priest E.R.* 1982, Solar Magnetohydrodynamics. D. Riedel Publ. Co. Holland. 589.

## **ВЕРСИИ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ ОСНОВНЫХ ИНДЕКСОВ И АДЕКВАТНОЕ ОПИСАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

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

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

<sup>2</sup>Государственный университет аэрокосмического приборостроения,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup>Институт космических исследований и технологий Болгарской Академии Наук,  
София, Болгария

## **VERSIONS OF TIME SERIES OF BASIC INDICES OF SOLAR ACTIVITY AND ITS ADEQUATE DESCRIPTION**

**Nagovitsyn Yu.A.<sup>1,2</sup>, Georgieva K.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Central Astronomical observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup>St. Petersburg State University of Aerospace Instrumentation, St. Petersburg, Russia

<sup>3</sup>Space and Solar-Terrestrial Research Institute of Bulgarian Academy of Sciences,  
Sofia, Bulgaria

*In 2015, for statistical studies of solar activity was a revolution: an international group of researchers has published new versions of the classic time series indices of solar activity - Wolf numbers and the sunspot group numbers, the primary versions of which are the base for various studies. Co-relation of version 1.0 (classic) and 2.0 (new), as well as the criteria to be satisfied by an adequate set of solar activity index are discussed.*

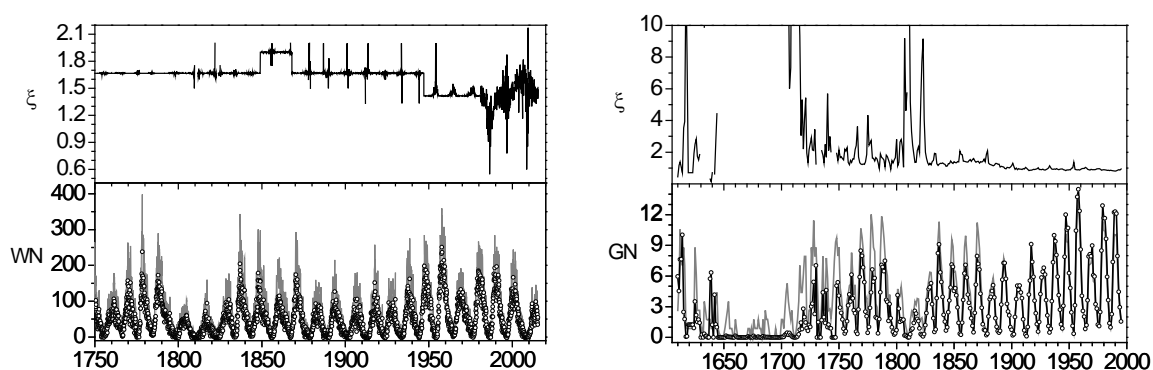
Одной из центральных проблем гелиофизики является понимание динамики и эволюции солнечной (магнитной) активности. Для ее решения мы должны ввести специальные параметры – «индексы», затем должны получить их представительные временные ряды на основе наблюдений и реконструкций, и потом произвести вначале статистическое, а затем теоретическое описание.

По Витинскому [1]: индексы солнечной активности (СА) – глобальные численные характеристики, усредненные по тому или иному интервалу времени и относящиеся ко всему Солнцу или существенной его части, которые отражают особенности того или иного вида солнечной активности (солнечных пятен, факельных площадок, солнечных вспышек, протуберанцев и т.д.). С нашей точки зрения к этому определению нужно добавить: индекс СА – параметр, отражающий реальную физику системы и однозначно связанный со стандартными базовыми физическими величинами (образующими соответствующее фазовое пространство для описания процесса) [2].

Нам известны три классические индекса глобальной пятенной активности Солнца (а именно она будет интересовать нас в этой статье): число Вольфа WN, число групп пятен GN (или нормированное число групп пятен GSN) и площадь пятен A. Временной ряд среднегодовых значений первого

индекса составляет 317 лет, второго – 407 лет, третьего – в общепринятом варианте – 143 года (с начала гринвичских наблюдений).

В 2015 году на Генеральной ассамблее Международного астрономического союза в Гонолулу были предложены по-новому скомпилированные версии рядов WN [3] и GN [4]. Они стали называться «версиями 2.0» в отличие от классических «версий 1.0». Сам факт смены классических рядов этих индексов не может оставить равнодушным: на классическом ряде WN был основан целый ряд статистических исследований не только в солнечной физике, но и в геофизике, климатологии, биологии и др.; ряд GN (GSN) использовался, в частности, для шкалирования реконструкций СА в прошлом на основе содержания радионуклидов в природных архивах. Тем не менее, изменения произошли – см. рис. 1.



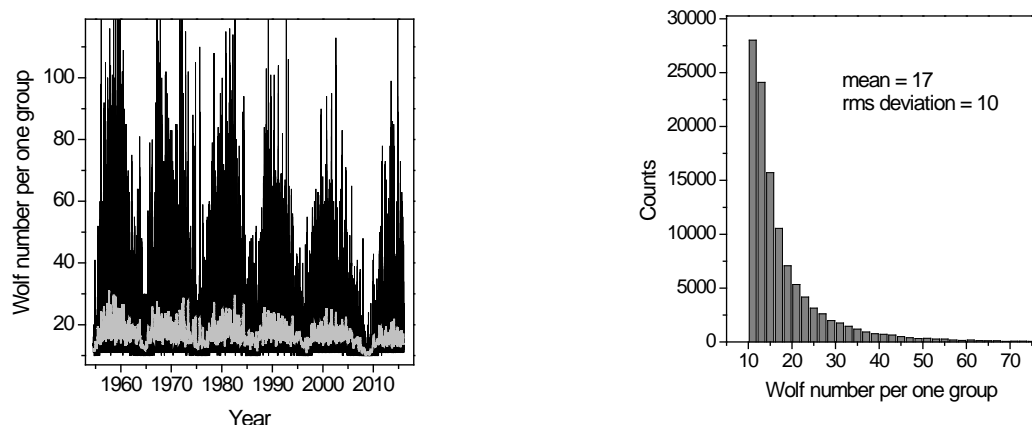
**Рис. 1.** Нижние панели: версии рядов WN и GN: 1.0 – черный и 2.0 – серый цвет. Верхние панели:  $\xi$  – отношение значений индексов второй версии к первой.

В настоящее время международная группа исследователей работает над дальнейшим улучшением рядов (компиляцией отрывочных наблюдений СА в 17–18 веках). Одна из целей – согласовать ряды WN и GN.

Как нам представляется, индексы WN и GN характеризуют собой разные стороны пятенной активности, и сравнение их между собой неправомерно. Во-первых, можно показать, что количество крупных групп с высоким числом Вольфа по отношению к мелким группам с низким числом Вольфа изменяется с 11-летним циклом. Во-вторых, посмотрим, как изменяется со временем число Вольфа, приходящееся на одну группу, по данным ГАС ГАО (в которых приводится число пятен в группе) – см. рис. 2. Мы видим, что оно значительно изменяется с 11-летним циклом, а также само распределение такого параметра резко не гауссовое, и среднее не соответствует максимальной встречаемости. Таким образом, форма  $WN = b \cdot GN$  статистически не оправдана.

Теперь о физическом смысле WN и GN. Сравним две ситуации: на Солнце присутствует только маленькая группа-однодневка и с другой стороны – только крупная униполярная группа. Очевидно, что и WN, и GN для обоих случаев в данный день дадут одинаковое значение индекса. В то





**Рис. 2.** Изменение со временем числа Вольфа, приходящегося на одну группу (серым – столетнее сглаживание), – *слева* и гистограмма встречаемости значений этого параметра – *справа*.

же время, понятно, что магнитный поток у групп существенно разной площади существенно разный. Таким образом, мы подходим к тому, что правильнее было бы описывать пятенную активность не числом объектов, а их размером, площадью, магнитным потоком.

В [5–6] показано, что пятенный магнитный поток – физическая, а не статистическая величина – может быть представлен через суммарную площадь пятен как  $\Phi_{\Sigma}(t)[\text{Mx}] = 2.16 \times 10^{19} A(t)[\text{мдп}]$ . Таким образом, наиболее приемлемым индексом пятенной активности Солнца является именно площадь пятен  $A$ , а не  $WN$  и  $GN$ .

К сожалению, классический наблюдательный ряд индекса  $A$  насчитывает значительно меньше лет, чем  $WN$  и  $GN$ . Отчасти это потому, что ему уделялось меньше внимания, чем рядам числа объектов. Однако к настоящему времени имеется ряд площадей по наблюдениям Швабе и Кэррингтона (1832–1853 и 1854–1860 гг. соответственно – версия Деларю), приведенный в гринвичскую систему [7], ряд Штаудахера (1749–1796 гг.) [8], отдельные зарисовки наблюдателей 17–18 вв.

Заметим, что в [5] на основе подхода т.н. «первичных» индексов показано, что три обсуждаемых индекса связаны соотношением:

$$A^2 = aSN \cdot GN - bGN^2.$$

Таким образом, имея ряды  $WN$  и  $GN$ , мы можем получить ряд  $A$ . Такая задача решалась в [5–6]. Результаты для версий 1.0 и 2.0 приведены на рис. 3.

В то же время, для 17–18 веков было бы желательно получить данные именно по индексу  $A$  из прямых разрозненных наблюдений отдельных авторов. Заметим здесь, что этот индекс по сравнению с  $WN$  и  $GN$  наименее подвержен селекции из-за несовершенства инструментов наблюдений. Рис. 4 иллюстрирует функцию потерь значений индекса при использовании различных малых телескопов с диаметром объектива  $D$ .

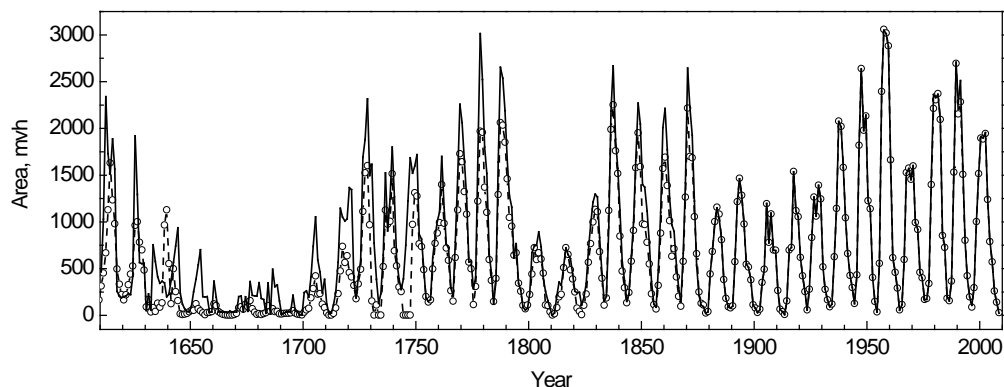


Рис. 3. Ряд площадей пятен: кружки и пунктир – версия 1.0, сплошная линия – 2.0.

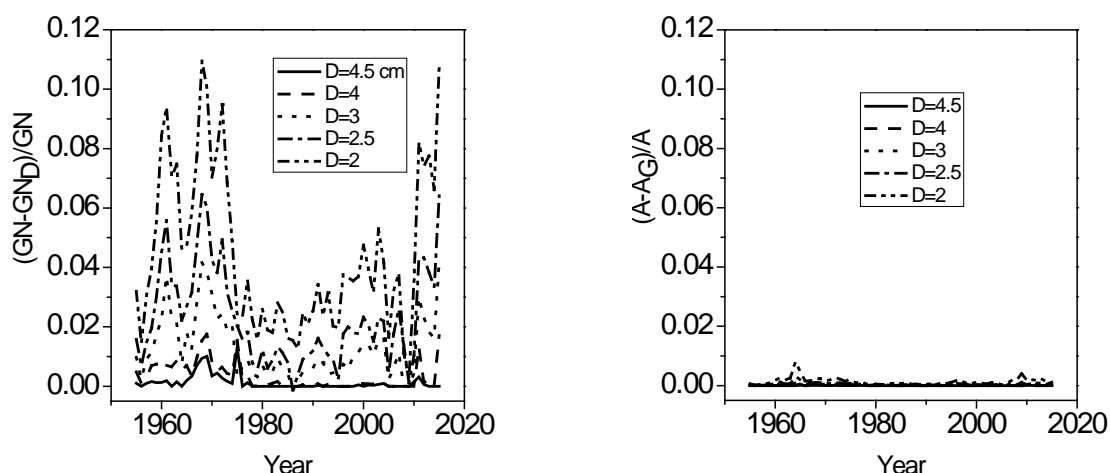


Рис. 4. Функции потерь информации для групп (слева) и площадей (справа) пятен.

Мы видим, что и с точки зрения потерь информации при использовании наблюдений с малыми телескопами индекс А более выгоден, чем WN и GN: в нем мы теряем не более 1% в то время как, используя GN, мы ошибаемся более, чем на 10%.

Вывод: требуются определенные усилия в будущем для создания представительного ряда площадей пятен – действительно физического индекса солнечной активности.

Работа поддержана грантами РФФИ 16-02-00090 и НШ-7241.2016.2.

#### Литература

1. Витинский Ю.И. Цикличность и прогнозы солнечной активности. М.: Наука, 1973.
2. Наговицын Ю.А. Квазипериодические проявления солнечной активности на различных временных шкалах. Диссертация на соискание степени д.ф.-м.н., 2006.
3. Clette, F., et al. // Space Science Reviews, Volume 186, Issue 1–4, p. 35, 2014.
4. Svalgaard L., Schatten K. H. // arXiv:1506.00755.
5. Наговицын Ю.А. // Письма в Астрон. журн., т. 31, № 8, с. 622, 2005.
6. Наговицын Ю.А. // Astronomy Reports, v. 60, № 9, p.831, 2016.
7. Наговицын Ю.А. // Солн. данные. Статьи и сообщения 1995–1996, с. 38, 1997.
8. Arlt, R. // Solar Phys. 247, p. 399, 2008.

**ИЗМЕРЕНИЯ КОРОТКОВОЛНОВОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ НА ГЕОСТАЦИОНАРНЫХ ИСЗ  
«ЭЛЕКТРО-Л № 1» И «ЭЛЕКТРО-Л № 2»**

**Нусинов А.А.<sup>1</sup>, Казачевская Т.В.<sup>1</sup>, Судакова И.Б.<sup>1</sup>,  
Гонюх Д.А.<sup>2</sup>, Згура Ю.А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>ФГБУ «Институт прикладной геофизики», Москва, nusinov@mail.ru

<sup>2</sup>ФГБУ «НПО «Тайфун», Обнинск

**MEASUREMENT OF SHORT-WAVE ULTRAVIOLET RADIATION ON  
GEOSTATIONARY SATELLITES  
«ELECTRO-L №1» AND «ELECTRO-L №2»**

**Nusinov, A.A.<sup>1</sup>, Kazachevskaya T.V.<sup>1</sup>, Sudakova I.B.<sup>1</sup>,  
Gonyukh D.A.<sup>2</sup>, Zgura Y.A.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>FSBI «Institute of applied Geophysics», Moscow, nusinov@mail.ru

<sup>2</sup>FSBI «NPO «Typhoon», Obninsk

*The results are presented of monitoring of Lyman-alpha line in the 24-th cycle of solar activity: during 5 years (2011–2016) onboard a geostationary satellite "Electro-1" and 8 months in 2016 on the "Electro-2". The measurements were performed using vacuum ultraviolet spectrophotometers – "VUSS". The spectral band of their sensitivity is determined by the properties of the sensor – photoelectron "solar-blind" multipliers FEU-152.*

*Equipment "VUSS" on both satellites was placed on the corbel of the solar panel, perpendicular to the plane of the equator. This state of the instrument provides continuous observation of the Sun. Daily panel movement cycle involves a series of quick turns at an angle of 6–7 degrees and the subsequent expectations during about 20 minutes.*

*For data stream of VUSS it was necessary to carry out correction of readings on the dependence on the angle between the direction of the sun and the axis of the device. In the range of about  $\pm 25\%$  it was not found "catastrophic" decline of EUV flux in the period 2011–2015. Signal level decrease due so-called "degradation": of the EUV sensor is  $\sim 20\%$  a year; and for sensors in the visible region  $\sim 5\%$  a year, that compares with a decrease in the efficiency of solar panel and is of independent interest.*

Мониторинг крайнего ультрафиолетового излучения (КУФ) уже много лет является существенной частью контроля космической погоды [1, 4], так как КУФ является основным фактором, формирующим верхнюю атмосферу и ионосферу Земли, и существенным элементом воздействия космической погоды на конструкции космических аппаратов (КА). Использование данных о КУФ в моделях атмосферы существенно улучшает точность расчётов орбит КА [3] и позволяет рассчитывать параметры ионосферы и верхней атмосферы и выявлять природу их вариаций. Мониторинг КУФ важен также для решения фундаментальной проблемы выявления изменений космического климата. На аномальное поведение геофизических эффектов солнечной активности указывается в [5, 6]. Необычное снижение

плотности верхней атмосферы на высоте 400 км отмечено в [7]. В [8] показано, что ионосферные расчёты по модели IRI [9] завышены по сравнению с измерениями. Есть указания, что современные модели ионосферы перестали адекватно отражать ещё параметры в течение последнего десятилетия. В [10] по измерениям на КА CHAMP и GRACE показано, что с 2005 г. различия между расчётами по модели IRI-2007 и измерениями плотности электронов на высотах полёта этих КА резко увеличились, достигая 50% в 2008 г. и 60% в 2009 г. Наряду с другими причинами это может быть следствием снижения потока КУФ Солнца.

На аномальное поведение потоков КУФ прямо указывается в [10, 11]. В [12] на основе анализа данных эксперимента SORCE получен вывод, что аномальные величины КУФ можно объяснить не полной коррекцией калибровки в течение полёта, а не изменением процессов на Солнце.

Постоянный мониторинг КУФ в России реализован на геостационарных КА "Электро". Измерения проводились с помощью вакуумных ультрафиолетовых солнечных спектрофотометров – приборами "ВУСС". Спектральная полоса прибора определяется свойствами датчиков – солнечно-слепых фотоэлектронных умножителей ФЭУ-152.

Таким образом, в настоящее время встаёт вопрос о правомерности использования существующих ионосферных моделей для диагностики и прогноза состояния ионосферы, причём стоит также вопрос о правомерности использования существующих солнечных данных для создания или корректировки ионосферных моделей.

Можно предполагать существование некоторой принципиально новой ситуации, в которой геофизические параметры значительно отличаются от существовавших до наступления максимума 23-го цикла солнечной активности. Столь же неясна ситуация о правомерности применения эмпирических моделей солнечного КУФ-излучения.

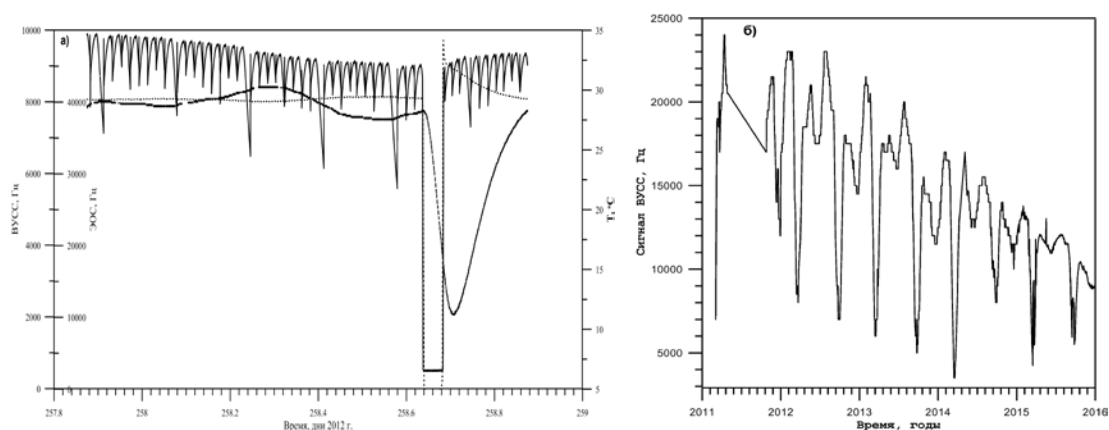
В частности, новая ситуация может быть обусловлена изменением как уровня, так и характера циклических вариаций потока коротковолнового ультрафиолетового излучения (КУФ) в 23–24 циклах активности.

Поэтому для целей диагностики и прогнозирования состояния верхней атмосферы и ионосферы важно получить ответ на вопрос: изменились ли закономерности, характеризовавшие ранее свойства и характер вариаций солнечного КУФ-излучения. Ответ можно получить на основе анализа изменений КУФ-излучения в последнее время.

Измерительная аппаратура на геостационарных КА "Электро" устанавливается на кронштейне панели солнечных батарей. Ось вращения панели перпендикулярна плоскости экваториальной орбиты КА. Расположение измерительных средств на кронштейне панели солнечной батареи широко применяется на геостационарных ИСЗ в США, в России используется впервые. Необходимость такого положения приборов обусловлена тем, что основная ось визирования КА направлена в надир, что препятствует не-

прерывному наблюдению за Солнцем. Конструкция КА предусматривает постоянно действующую систему слежения за Солнцем панелей солнечных батарей. Цикл движения солнечной панели включает в себя быстрый поворот на угол 6–7 градусов и последующее ожидание в течение примерно 20 минут, в течение которых вектор направления на Солнце как бы догоняет и обгоняет вектор оси прибора. Угол между векторами меняется как при движении панели солнечных батарей, так и за счёт изменения угла склонения Солнца в течение года. Поскольку диаграмма направленности прибора сильно зависит от угла между направлением на Солнце и осью прибора, необходимо предусмотреть коррекцию показаний прибора на эту зависимость.

Аппаратура ВУСС работает на спутнике "Электро-1" с 2011 г., на "Электро-2" ВУСС-2 с декабря 2015 г. Суточный ход сигнала приведен на рис. 1а. "Провал" сигнала ВУСС соответствует попаданию КА в тень Зем-



**Рис. 1.** а) Типичный сигнал ВУСС в течение суток. Сплошная линия – сигнал датчика КУФ ВУСС, штриховая линия – температура прибора Т. Пунктир – сигнал оптического датчика ЭОС. б) Сигнал ВУСС за 2011–2015 гг.

ли – ночи на орбите. Периоды наблюдения ночи соответствуют примерно 20 суткам до и после момента равноденствия. Зубцы на сигнале ВУСС соответствуют повороту солнечной панели. Верхняя линия на рисунке 1а соответствует изменению температуры прибора, При прохождении тени Земли это приводит к изменению чувствительности.

Изменения сигнала ВУСС на "Электро-1" в течение 2011–2015 гг. приведены на рис. 1б. Видно, что в течение каждого года происходят сильные изменения сигнала, не связанные с изменениями солнечной активности. Их причиной является изменение в течение года угла склонения Солнца, при узкой диаграмме направленности датчика КУФ.

Кроме того, видно общее снижение сигнала со временем, не связанное с вариациями солнечной активности. Это явление присуще всем оптическим системам в космосе и известно как "старение" или "деградация" аппаратуры [4], обусловленное изменением со временем свойств электронно-оптических компонентов прибора. В мировой практике деградация прибо-

ров на КА определяется путём сравнения с приборами, запускаемыми на ракетах [13]; в измерениях на КА "Электро" такая возможность отсутствует.

Компенсация этих факторов выполнялось следующим образом. Сигнал за 2012 г. нормировался – приводился к единому уровню активности путём деления на известные данные об интенсивности линии  $L\alpha$ . Затем из нормированного сигнала выделялись данные, соответствующие датам, когда угол между осью ВУСС и направлением на Солнце был близким к 0, и строилась аппроксимирующая экспоненциальная "функция старения". Коррекция проводилась для всех дат путём деления нормированного сигнала на значения "функции старения". Анализ показал, что ежегодное уменьшение сигнала из-за этого эффекта составляет ~20%.

Затем аппроксимировалась зависимость полученных результатов от угла  $\alpha$  направления оси ВУСС на Солнце. В результате была найдена зависимость чувствительности прибора от угла  $\alpha$ .

Можно было скорректировать исходный сигнал для всех лет, считая для них функции старения и угловой чувствительности одинаковыми.

Оказалось, что учёт факторов старения и угловой зависимости заметно снижает разброс данных, но не позволяет убрать его совсем. Возможно, это связано с неточностью угла установки прибора. Тем не менее, анализ данных измерений на КА "Электро" приводит к выводам:

— В пределах около  $\pm 25\%$  отсутствует "катастрофическое" снижение потоков КУФ в период 2011–2015 гг.

— Деградация оптических (в видимой области) датчиков Солнца составляет на более 5% в год и сопоставима с уменьшением эффективности солнечных батарей КА. Это представляет самостоятельный интерес при проектировании систем электропитания для КА.

### Литература

1. Woods, T.N. et al. // Solar Physics. 2012. V.275, Is. 1–2, pp. 115–143.
2. Solomon S.C. et al. // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. L16103.
3. Волков И.И., Нусинов А.А., Панкратьев О.В. // Наблюдения искусственных небесных тел. 1990. Вып. 86. С.140–147.
4. Schmidtke G. // History of Geo- and Space Sci. 2015. V. 6. Iss. 1. pp.3–22.
5. Luan, X. et al. // Geophys. Res. Lett. 2009. V. 36, Issue 22. L22102.
6. McDonald et al. // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. Iss.18, L18101.
7. Emmert J.T., Lean J.L., Picone J.M. // Geophys. Res. Lett. 2010. V 37. N 12. L12102.
8. Lühr, H.; Xiong, C. // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37, Iss. 23, L23101.
9. Bilitza D. Reinish B. // J. Adv. Space Res. 2008 V.42. N 4. P. 599–609.
10. Solomon S.C. et al. // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. L16103.
11. Woods, T.N. et al. // Sol. Phys. 2012. V. 275. Iss. 1–2, pp. 115–143.
12. Deland, M.T.; Cebula, R.P. // J. Atmosph. Solar-Terr. Phys. 2012. V 77. N 1. P. 225–234.
13. Woods, T.N., Rottman G.J. // J. Geophys. Res. 1990. V. 95, May 1, pp. 6227–6236

**О ВОЗМОЖНОМ ВКЛАДЕ  
ВАРИАЦИЙ ПОТОКА ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУ-  
ЧЕЙ В РОСТ ГЛОБАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ  
В ПОСЛЕДНИЕ ДЕСЯТИЛЕТИЯ**

**Огурцов М.Г.<sup>1,2</sup>, Веретененко С.В.<sup>1,3</sup>**

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>ГАО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup>Санкт-Петербургский Университет, Санкт-Петербург, Россия

**ON THE POSSIBLE CONTRIBUTION OF GALACTIC COSMIC RAY  
FLUX TO THE INCREASE OF THE GLOBAL TEMPERATURE  
DURING THE LAST DECADES**

**Ogurtsov M.G.<sup>1,2</sup>, Veretenenko S.V.<sup>1,3</sup>**

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

<sup>2</sup>Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg

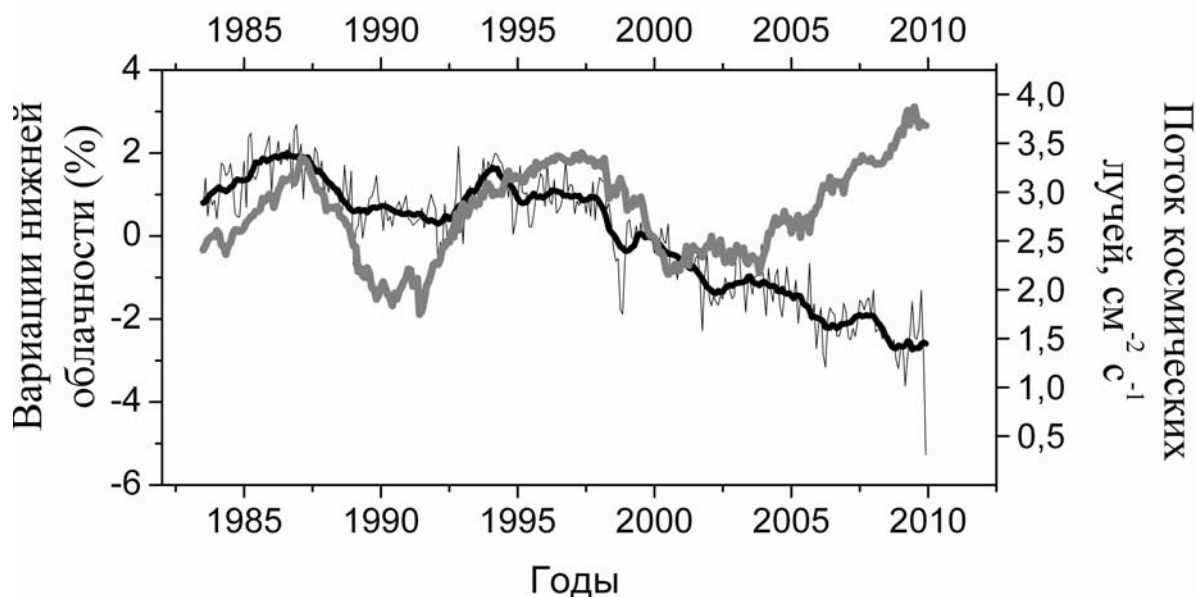
<sup>3</sup>SPb State University, St. Petersburg

*It was shown that the area of low (<3.2 km) global cloudiness .correlates significantly with the intensity of galactic cosmic rays during 1983-2010, and in 2003 the sign of the correlation changes. Possible contribution of the change of low cloudiness to the corresponding change of global temperature is estimated by means of energy-balance climatic model. It is shown that if we consider the low cloudiness as a climatic forcing the global warming of the last 30 years can be explained without hypothesis of anthropogenic greenhouse effect.*

На рис. 1 приведены данные по изменению площади нижней (>680 гПа) облачности, измеренному в рамках проекта ISCCP (International Satellite Cloud Climate Project) и потока галактических космических лучей (ГКЛ), измеренного над Мурманском (порог обрезания 0.6 ГВ) на высоте  $\cong 25$  км. Как видно из рис. 1, в интенсивности ГКЛ отчётливо проявляется 11-летний цикл. Из рис. 1 также следует, что до начала нулевых годов площадь нижней облачности неплохо коррелирует с интенсивностью ГКЛ, развиваясь в фазе с ней. Это было отмечено в ряде работ, где была обнаружена соответствующая корреляция и была высказана гипотеза о прямом влиянии галактических космических лучей на облачность нижнего яруса [Marsh and Svensmark, 2000, Palle et al., 2004]. Однако в начале нулевых положительная корреляция сменилась отрицательной.

Смена характера корреляционной связи между ГКЛ и облачностью в 2003 году показана в таблице 1. Значимость  $P_{\text{corr}}$  оценивалась при помощи статистического эксперимента.

Допустимо предположить, что на всём временном промежутке 1983–2010 гг. площадь нижней облачности испытывает влияние интенсивности ГКЛ, но в 2003 году характер эффекта меняется. В этом случае, мы можем



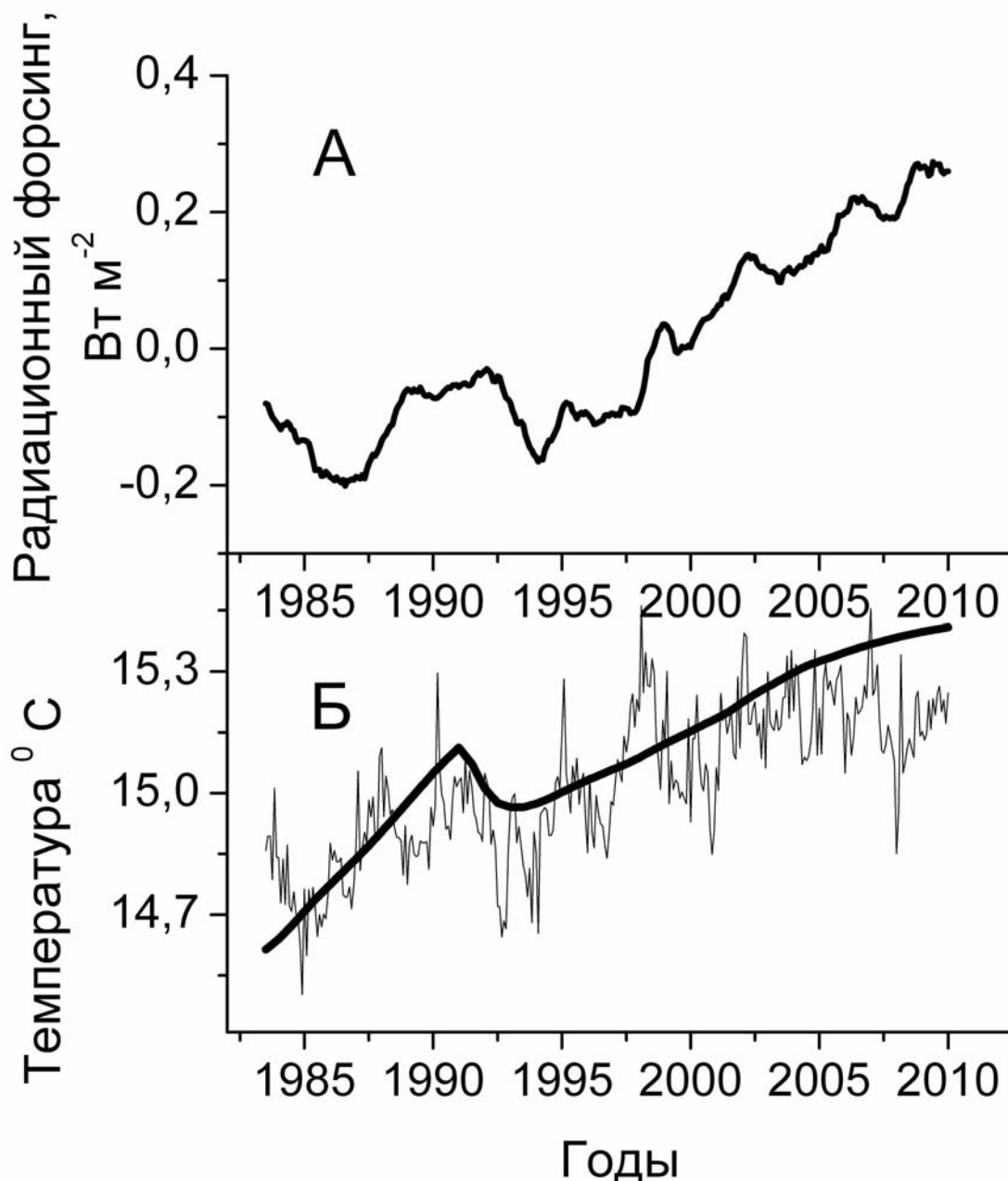
**Рис. 1.** Тонкая чёрная линия – аномалии (отклонения от среднего) глобального покрова облачности нижнего (< 3.2 км) яруса (<ftp://isccp.giss.nasa.gov/pub/data/D2CLOUDTYPES>); жирная чёрная линия – среднегодовые значения. Серая жирная линия – поток космических лучей над Мурманском на высоте  $\cong 25$  км.

**Таблица 1.** Корреляция между среднемесячными значениями вариаций нижней облачности и потоком космических лучей над Мурманском.

Временной интервал (гг.)	$R_1$	$\Delta t$ (месяцев)	$P_{\text{сог}}$
1983.5–2003	0.48	2	0.72
1983.5–2003 (тренд вычтен)	0.62	2	0.995
2004–2010	-0.70	4	0.992
2004–2010 (тренд вычтен)	-0.38	4	0.79

рассматривать облачность нижнего яруса как радиационный форсинг. Его влияние на среднеглобальную температуру нашей планеты было оценено при помощи упрощённой энергобалансовой модели климата [3]. Оказалось, что если считать всего лишь 10% от вариаций глобальной нижней облачности связанными с вариациями потока ГКЛ, а для остальных форсингов и солнечной постоянной взять значения из работы [3] рост глобальной температуры в последние 30 лет может быть объяснён без привлечения парникового эффекта.





**Рис. 2.** А – радиационный форсинг, связанный с вариациями поля нижней облачности; Б – среднеглобальная температура поверхности Земли. Тонкая линия – инструментальные данные [4], жирная линия – результаты расчёта.

Полученные результаты не указывают на отсутствие парникового разогрева атмосферы, но подчёркивают важность изучения и других, не парниковых факторов.

#### Литература

1. Marsh N., Svensmark H. // Phys. Rev. Lett., V. 85. No 23. P. 5004–5007, 2000.
2. Palle E., Buttler C.J., O'Brien K. // J. Atmos. Solar-Terr. Phys., V. 66, No 2. P. 1779–1790, 2004.
3. Ogurtsov M., Lindholm M., Jalkanen R. // Atmos. Clim. Sci. V. 2, No. 2, P. 191–195. 2012.

4. *Jones P.D., Parker D.E., Osborn T.J., Briffa K.R.* Global and hemispheric temperature anomalies—land and marine instrumental records // In Trends: A compendium of data on global change. Carbon dioxide information analysis center. Oak Ridge National Laboratory, U.S. Department of Energy, Oak Ridge, Tenn., U.S.A. 2013.

## **ЭФФЕКТ ПОДАВЛЕНИЯ КОНВЕКЦИИ В ЗВЁЗДАХ СОЛНЕЧНОГО ТИПА**

**Орешина А.В., Батурин В.А., Аюков С.В., Горшков А.Б.**  
*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга  
Московского Государственного Университета им. М.В. Ломоносова,  
Москва, Россия*

## **SUPPRESSION OF CONVECTION IN SOLAR TYPE STARS**

**Oreshina A.V., Baturin V.A., Ayukov S.V., Gorshkov A.B.**  
*Sternberg astronomical institute, Lomonosov Moscow State University,  
Moscow, Russia*

*Evolution of a star with solar mass is studied taking into account suppression of convection at the early stage of evolution, up to 500 Myr.*

*Lithium abundance in the photosphere of the star with suppressed convection becomes higher than in the standard solar model. Moreover, radius of this star increases and effective temperature decreases at the early stage of evolution. Neglect of this effect can lead to errors in estimations of mass and ages of stars if they are obtained from standard evolutionary tracks on temperature-luminosity diagram.*

*At later stage of evolution, after 500 Myr, efficiency of convection increases. Internal structure of the star becomes classical one, it does not depend on the previous history. In contrast, the lithium abundance in envelope keeps information about past history of the star. Thus, at the main sequence, we can find stars with solar mass, equal ages (more 500 Myr) and with similar internal structure but with different lithium abundance.*

В работе представлены результаты моделирования эволюции звезды с учётом возможного подавления конвекции на ранней стадии эволюции и оценки возникающих при этом изменений радиуса, эффективной температуры, светимости и фотосферного содержания лития. Эволюция звёзд рассчитывается с помощью программного кода CESAM2k [1]. Конвективный перенос энергии описывается в рамках теории длины пути перемешивания [2].

В этой теории присутствует свободный параметр  $\alpha$ , который равен отношению характерной длины пути перемешивания  $l$  к масштабу шкалы высот по давлению  $H_p$ . В стандартных эволюционных моделях (например, модели S [3]) этот параметр не меняется со временем, а его значение подбирается таким образом, чтобы звезда с массой и химическим составом Солнца имела бы при возрасте Солнца (4.6 млрд. лет) солнечный радиус. Получаемое таким образом значение  $\alpha$  близко к двойке.

В наших расчётах мы задали зависимость параметра  $\alpha$  от времени таким образом, что на раннем этапе он меньше стандартного солнечного значения в два раза, а со временем стремится к солнечному значению:

$$\alpha(t) = \alpha_{Sun} (1 - \exp(-t / 500)).$$

Здесь  $t$  – время, измеряемое в млн. лет,  $\alpha_{Sun} = 1.92$  (рис. 1). Интервал времени, на котором параметр оказывается меньше стандартного солнечного значения, составляет порядка 500 млн. лет, что значительно меньше общего времени жизни звезды на главной последовательности, исчисляемого миллиардами лет.

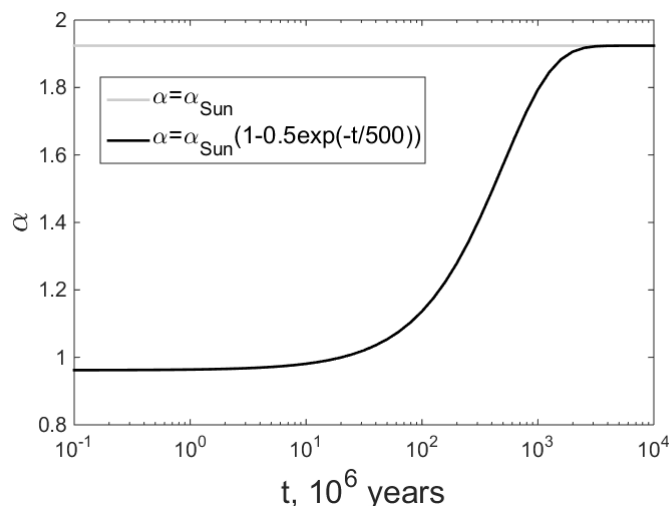


Рис. 1. Принимаемая модель эволюции конвекции.

Предположение о низкой эффективности конвекции ведёт к тому, что радиус звезды на раннем этапе эволюции оказывается больше, чем в стандартной модели с неизменным большим параметром  $\alpha$  (рис. 2). В начале главной последовательности, в возрасте 100–200 млн. лет, превышение радиуса составляет 10–15%. Стоит заметить, что подобные увеличенные радиусы наблюдаются у молодых звёзд (см., например, [4]). С течением времени, по мере увеличения  $\alpha$ , радиус звезды также принимает стандартное значение.

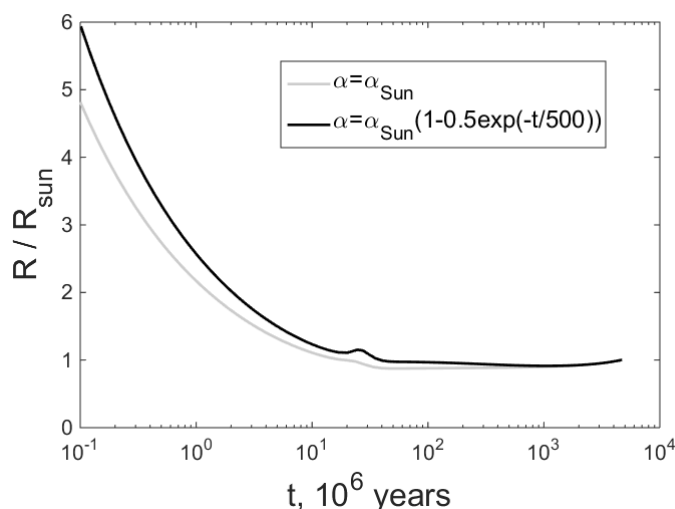
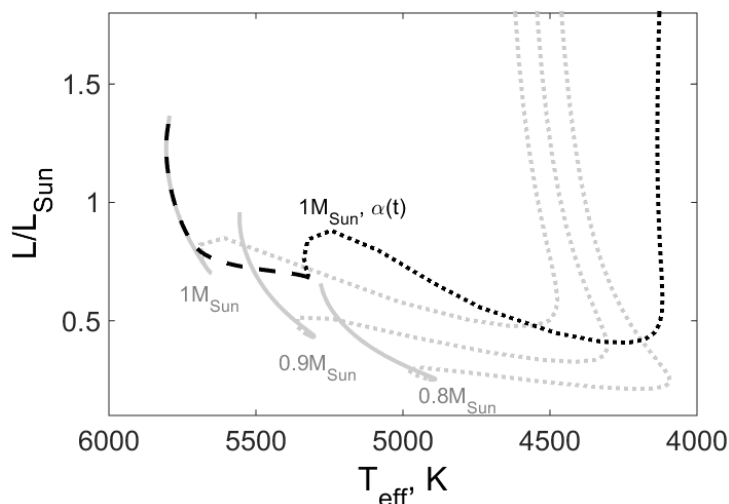


Рис. 2. Эволюция радиуса звезды.

Подавление конвекции приводит также к уменьшению эффективной температуры звезды (рис. 3). Между тем эффективная температура и светимость используются для определения массы и возраста звёзд. Поэтому молодая звезда солнечной массы с подавленной конвекцией (чёрный пиктик на рис. 3) в начале главной последовательности выглядит как менее массивная и более старая, если определять её массу и возраст по стандартным эволюционным трекам (показаны серым цветом) на диаграмме «эффективная температура – светимость».

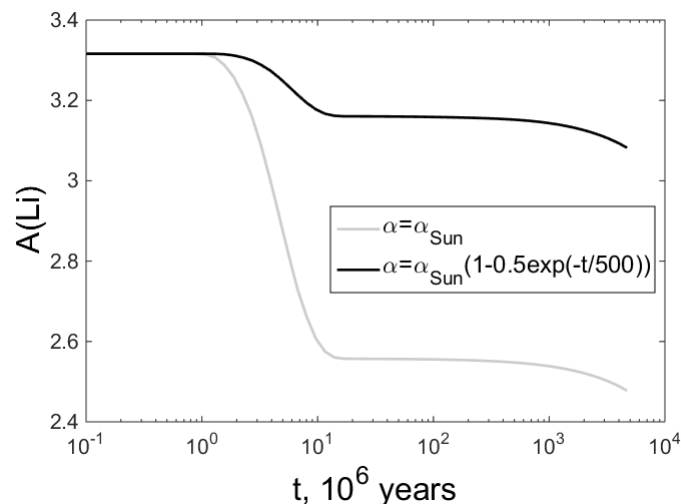


**Рис. 3.** Эволюционные треки звёзд на диаграмме «эффективная температура – светимость».

На более позднем этапе эволюции на главной последовательности эффективная температура, как и радиус, принимает стандартное значение. Другими словами, дальнейшая эволюция звезды не зависит от её предыстории.

Однако обилие лития в конвективной оболочке зависит от ранней стадии эволюции. Наиболее интенсивно литий уменьшается при образовании лучистого ядра, примерно в 1–5 млн. лет. В модели с подавленной конвекцией уменьшение оказывается значительно меньше, чем в стандартной (рис. 4). Таким образом, на главной последовательности могут существовать звёзды с одинаковым возрастом и строением, но с разным содержанием лития.

В заключении заметим, что уменьшение эффективности конвекции может быть связано, например, с вращением звезды. Численное 3D моделирование конвекции [5] показывает, что характерный масштаб конвекции и эффективность конвективного переноса энергии уменьшаются при увеличении скорости вращения звезды. Однако подобные детальные расчёты требуют больших вычислительных мощностей, и поэтому на данном этапе их трудно включить в расчёт эволюции звёзд.



**Рис. 4.** Фотосферное содержание лития.

Эффект подавления конвекции вследствие вращения звезды может быть причиной наблюдаемой корреляции между повышенным содержанием лития и вращением звёзд (см., например, [4]).

Мы выражаем искреннюю признательность нашим коллегам из Обсерватории Лазурного Берега (Франция) Пьеру Морелю, Фредерику Тевенэну, Жанин Прово и Бернару Пишону за предоставленную возможность проведения расчётов с помощью кода CESAM2k.

#### Литература

1. Morel, P. & Lebreton, Y. 2008, *Ap&SS*, 316, 61.
2. Böhm-Vitense, E. 1958, *ZAp*, 46, 108.
3. Christensen-Dalsgaard J. et al. 1996, *Science*, 272, 1286.
4. Somers G. & Stassun K.G. 2016, eprint arXiv:1609.04841
5. Käpylä P.J. et al. 2005, *A&A*, 438, 403.

**ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗИ ПЕРИОДОВ МИНУТНОГО И ЧАСОВОГО  
ДИАПАЗОНОВ НАЙДЕННЫХ ВО ФЛУКТУАЦИЯХ  
РАЗЛИЧНЫХ ПРИРОДНЫХ ПРОЦЕССОВ  
С СОБСТВЕННЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ ЗЕМЛИ И СОЛНЦА**

**Панчелюга В.А.<sup>1</sup>, Владимирский Б.М.<sup>2</sup>, Панчелюга М.С.<sup>1</sup>, Серая О.Ю.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>ИТЭБ РАН, Пушино, Россия, panvic333@yahoo.com

<sup>2</sup>КрАО, Научный, Крым, Россия

**RELATION OF MINUTE AND HOUR RANGE PERIODS IN VARIOUS  
NATURAL PROCESS FLUCTUATIONS TO NATURAL OSCILLA-  
TIONS OF EARTH AND SUN**

**Panchelyuga V.A.<sup>1</sup>, Vladimírsky B.M.<sup>2</sup>, Panchelyuga M.S.<sup>1</sup>, Seraya O.Yu.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>ITEB RAS, Pushchino, Russia

<sup>2</sup>Crimean Astrophysical Observatory, Crimea, Russia

*Results of local fractal analysis of 329-day time series of  $^{239}\text{Pu}$  alpha-decay rate fluctuations by means of all permutations method (APM) [1] are presented. The APM-analysis reveals in the time series some steady frequency set. Coincidence of the frequency set with the Earth natural oscillations was demonstrated. Short revue of periods in fluctuations of various processes (physical, chemical, biological) in range 1–120 min described in [2] shown that periods observed in works of different authors corresponds to periods in time series of alpha-decay rate fluctuations. Also periods in the same time series for range of 2-24 hours are studied. In this case correspondence with Earth natural oscillations [3] in the range was revealed and universality of this part of the spectra was demonstrated. Such correspondence leads to conclusion about some common mechanism, which may cause observed periodicity in processes of different nature.*

Исходным экспериментальным материалом для представленного в настоящей работе исследования являются временные ряды флуктуаций скорости альфа-распада. С использованием разработанного в [1] локального фрактального анализа методом всех сочетаний (МВС) удалось показать наличие в таких рядах спектра периодов, предполагающего наличие некоторого внешнего влияния на скорость радиоактивного распада.

Говоря о возможности подобного влияния, хотелось бы отметить, что практически с момента открытия радиоактивности А. Беккерелем предпринимались активные исследования возможности внешних воздействий на скорость радиоактивного распада. Полученные при этом, преимущественно школой Резерфорда, отрицательные результаты на долгие годы закрепили в мировом научном мнении устойчивое представление о том, что радиоактивный распад, если мы рассматриваем его мгновенные значения, является пуассоновским процессом. Если же рассматриваются его средние значения, то он может служить примером ультрастабильного процесса,

определяемого только константой распада и не зависящего от каких-либо внешних воздействий.

Тем не менее, еще во времена Резерфорда начали появляться работы, которые давали основания считать такое влияние возможным [4]. Развитие экспериментальной техники и дальнейшее изучение возможности внешних влияний на скорость радиоактивного распада показали, что экстремальные воздействия (сверхсильные магнитные поля, давление, изменение химического окружения, степень ионизации атома), изменяющие состояние электронной оболочки атома могут приводить к изменению скорости различных типов распада. В качестве примера можно привести работу [5] в которой был исследован процесс  $\beta$ -распада полностью ионизованного  $^{187}\text{Re}$ . Полная ионизация уменьшила период полураспада в  $10^9$  раз ( $4.3 \cdot 10^{10}$  лет для нейтрального атома, 33 года для полностью ионизованного ядра).

Активно развивающиеся в последние десятилетия исследования, связанные с низкоэнергетичными ядерными реакциями (LENR), открыли новые механизмы влияния на скорость радиоактивного распада [6–8]. В большинстве таких исследований внешние воздействия на процесс радиоактивного распада также можно отнести к экстремальным. Хотя, необходимо отметить, энергия таких «экстремальных» воздействий значительно меньше, чем необходимо для преодоления кулоновского барьера для инициации наблюдаемых ядерных реакций.

В отличие от упомянутых выше исследований настоящая работа имеет дело с временными рядами флуктуаций скорости радиоактивного распада, полученными от радиоактивных изотопов, на которые не только не оказываются какие-либо внешние воздействия, но напротив, и сами изотопы и регистрирующая аппаратура максимально защищены от возможных внешних воздействий. Как показано, в уже достаточно многочисленной группе работ, записанные в таких максимально «тихих» условиях временные ряды содержат широкий спектр периодов. Их относительная амплитуда уменьшается с уменьшением их длительности. Так годовые и сезонные периоды обычно имеют амплитуды  $\sim 10^{-1} \dots 10^{-3}$ , а околосеasonные и суточные  $\sim 10^{-3} \dots 10^{-5}$ .

Изменение мирового научного мнения на возможность существования упомянутых периодов, произошло с появлением серии работ, инициированной публикациями Е. Фишбаха (одна из первых [9]), в которых было продемонстрировано наличие годового периода в многолетних рядах измерений скорости  $\beta$ -распада. Но важно отметить, что задолго до Е. Фишбаха, о годовых периодах в радиоактивном распаде сообщалось в работах А.Г. Пархомова [10].

Необходимо отметить, что периоды короче суточного методами спектрального анализа, использованными в [9–10], не обнаружены. Такие периоды удалось обнаружить с использованием МВС-анализа [1], который поз-



воляет обнаруживать периодичности не обнаружимые спектральными методами анализа временных рядов.

В табл. 1 приведены спектры периодов (в мин.), полученные с использованием МВС-метода для параметризации исходного 329-суточного массива флуктуаций скорости  $\alpha$ -распада и с последующим исследованием содержащихся в нем периодов четырьмя разными методами: 1) суммированием 329 распределений интервалов для диапазона периодов 1–115 мин; 2) перемножением 329 нормированных распределений интервалов для диапазона периодов 1–115 мин; 3) исследованием экстремумов на распределении частот встречаемости пиков, построенном на основе 329 распределений интервалов; 4) то же, что и 3), но с использованием нормированных по амплитуде распределений интервалов.

Таблица 1.

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
1)	3	9	13	22	28	33	40	46	56	-	68	-	-	-	85	95	100	106	113
2)	3	8	14	21	27	32	40	45	55	60	68	-	75	-	85	95	100	106	111
3)	4	9	14	22	28	33	40	46	56	61	69	-	76	-	85	95	100	106	113
4)	3	10	14	20	27	30	40	47	56	61	68	73		80	87	95	99	107	-
	Собственные колебания Земли									Сейсмогравитационные колебания									
МОДЫ	${}_8S_5$	${}_1S_7$								59.2									
	...	...	${}_0T_6$	${}_0T_4$	${}_0T_3$	${}_0S_3$	${}_2S_1$	${}_0T_2$	${}_0S_2$	60.8	67.8	72	77	82	86.7	95.2	103	107	-
	${}_{15}S_2$	${}_{5}S_2$																	

Таблица 2.

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
СКЗ	2.02	2.18	2.41	2.67	3.03	3.45	4.01	4.8	6.01	7.83	8.02	8.43
МВС-метод	2.06	2.15	2.35	2.64	3.08	3.44	4.02	4.68	6.03	7.82	7.96	8.45

Продолжение Таблицы 2.

№	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
СКЗ	11.3	12.02	12.4	12.78	20.02	21.66	22.02	23.45	24.01	24.49
МВС-метод	11.28	12.03	12.42	12.8	20.05	21.68	22.05	23.54	24.01	24.49

Одним из важных результатов, проведенного анализа является то, что приведенные в табл. 1 периоды совпадают с периодами собственных колебаний Земли [11]. Это совпадение проявляется лучше всего для т.н. сейсмогравитационных или длинноволновых колебаний Земли [12].

В ходе дальнейших исследований нами были получены устойчивые внутрисуточные периоды в диапазоне 2–24 часа, которые суммированы в табл. 2. В этой таблице (во второй строке) приведены, описанные в [3], периоды (даны в часах) собственных колебаний Земли, характерные для данного диапазона. Периоды, найденные с использованием МВС-метода, приведены в третьей строке табл. 2. Как можно видеть, в этом случае, также

наблюдается хорошее совпадение МВС-периодов с периодами собственных колебаний Земли.

Вторым важным результатом, полученным в ходе настоящей работы, является совпадение найденных периодов с периодами, полученными в ходе исследований флуктуационных процессов различной природы (физических, химических, биологических). На основе приведенного в [2] обзора, можно утверждать, что спектр периодов, приведенных в табл. 1 и табл. 2, является универсальным в том смысле, что все рассмотренные в [2] периоды принадлежат ему.

Как следует из табл. 1, найденному нами спектру периодов соответствуют как сфероидальные (S-моды) так и крутильные (Т-моды) моды собственных колебаний Земли. Учитывая, что только S-моды генерируют добавку в гравитационный потенциал Земли, можно заключить, что приведенные в табл. 1 и табл. 2 периоды не связаны с изменением гравитационного потенциала. Можно предположить, что действующий фактор, ответственный за наблюдаемые нами периоды, модулируется механическими напряжениями, возникающими в земной коре, в результате как S- так и Т-колебаний.

В заключение хотелось бы отметить, что многие из найденных нами периодов присутствуют также в спектре собственных колебаний Солнца. Возможно, это дает повод говорить о глобальной ритмике Солнечной системы, рассматривая ее как совокупность слабо связанных, длительное время эволюционировавших осцилляторов, которые в процессе своей эволюции выходят на некоторый кооперативный режим движения, когда между стабильными частотами устанавливаются целочисленные соотношения и все колебания в такой системе оказываются синхронизованными [13].

#### Литература

1. Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. // Биофизика, 2013, том. 58, вып. 2, с. 377–384.
2. Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. // Биофизика, 2015, том. 60, вып. 2, с. 395–410.
3. Баркин Ю.В. // Нелинейный мир, 2007, №1–2, т. 5, с. 101–110.
4. Wendt G.L., C.E. Irion // J. of the American Chem. Soc., 1922, 44, pp.1887–1894.
5. Bosch F., Faestermann T., Friese J., et al. // Phys. Rev. Lett., 1996, V. 77, No.26, P. 5190.
6. Ивойлов Н.Г., Л.И. Уруцкоев // Прикладная физика, 2004, № 5, с. 20–25.
7. Adamenko S.V., Selleri F., A. van der Merve Controlled nucleosynthesis. Breakthroughs in experiment and theory. Springer Netherlands, 2007 – 782 p.
8. Симакин А.В., Шафеев Г.А. // Квантовая электроника, 2011, 41, № 7, с. 614–618.
9. Jenkins J.H., E. Fischbach, J.B. Buncher et al. // Astropart. Phys., 2009, 32, pp. 42–46.
10. Пархомов А.Г., Макляев Е.Ф. // Физическая мысль России, 2004, № 1, с. 1–12.
11. Masters T.G. R. Widmer Free oscillations: frequencies and attenuations // Global Earth physics: a handbook of physical constants / Ed. by Thomas J. Ahrens, American Geophysical Union, 1995, pp.104–125.
12. Линьков Е.М. Сейсмические явления. – Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1987 – 248 с.
13. Molchanov A.M. // Icarus, 1968, v. 8, p. 203–215.

## **SPACE WEATHER RESEARCH AND FORECAST IN USA**

**Pevtsov, A.A.**

*National Solar Observatory, Boulder, Colorado 80303, USA*

## **НАУЧНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ПРОГНОЗ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ В США**

**Певцов А.А.**

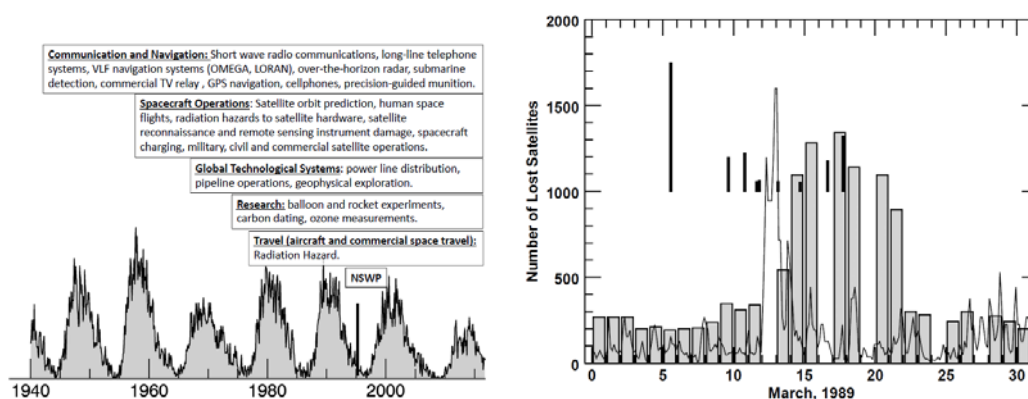
*Национальная Солнечная Обсерватория, Боулдер, Колорадо 80303, США*

*В США научные исследования в области космической погоды финансируются несколькими ведомствами, включая Национальный Научный Фонд (NSF) и Национальное Управление по Воздухоплаванию и Исследованию Космического Пространства (NASA). Для коммерческих целей прогноз осуществляется центром по прогнозу космической погоды (SWPC) Национального Управления Океанических и Атмосферных Исследований (NOAA). Наблюдательные данные поступают из сети наземных станций, финансируемых из различных источников, а также с инструментов на космических аппаратах. Компьютерные модели, используемые в прогнозе, разрабатываются в рамках индивидуальных научных проектов. Позднее наиболее перспективные модели выбираются для дополнительной апробации в SWPC. Чтобы расширить круг пользователей моделей в научных и образовательных целях, NASA в партнерстве с NSF создали координационный центр по моделированию (CCMC). В середине 1990-х научная общественность представила веские аргументы для развития национальной программы по космической погоде, и в 1995 году такая программа была создана. В 2015 Национальный Совет по Науке и Технике выпустил два основополагающих документа: стратегия развития [1] и план действий [2]. В ближайшие годы эти документы будут определять дальнейшее развитие области науки о космической погоде. Оба документа подчеркивают необходимость тесного международного сотрудничества в области изучения космической погоды.*

### **Introduction**

At the time of writing this review, the space weather is taking the society by storm: in US, at the end of 2015, the National Science and Technology Council (NSTC) issued two important documents [1, 2] that will define the future of space weather development, in U.K. “The National risk register for civil emergencies” [3] identified the space weather as one of major risk factors. Space weather prediction centers have been established in several countries. The effects of solar activity on Earth (or solar-terrestrial connections) were discovered long time ago, shortly after the discovery of cycle variations in solar (sunspot) activity. The very first solar flare, observed in 1859 by Richard Carrington (and independently, by Richard Hodgson) also caused the very first space weather event: wide spread aurora borealis, strong variations in geomagnetic field and significant electric currents induced in telegraph wires across several continents. The earliest forecasts of solar activity for societal benefit begun in 1930<sup>th</sup>–1940<sup>th</sup> mainly for forecasting the conditions for radio communications at high latitudes

(near Polar regions). After the World War II, forecast of solar activity was used by military and civilian customers (e.g., to anticipate the negative effects on radar detection systems and early navigation systems: LORAN, OMEGA (USA) and CHAIKA, ALPHA (USSR), and later, in support of human space exploration). A true need for having a reliable forecast of solar and geomagnetic activity was highlighted by a military incident, which nearly started a nuclear war, when the effects of a major solar flare resulted in a catastrophic failure of the US early warning system [4]. After that incident, the operational forecast of solar activity was performed both in US and USSR. Figure 1 show a timeline, when the forecast for specific area of activity was first started.



**Figure 1.** (left): List of activities currently relying on space weather forecast. Starting position of each box corresponds to approximate year (shown at the bottom) when the forecast started for that group. For a reference, solid line with gray halftone shows international sunspot number. Thick vertical line in 1995 indicates the year when the US National Space Weather Program (NSWP) was formally established. (right): Number of orbital objects that are not on the expected orbits (shaded bars) during March 1989. Thick vertical lines mark time and importance of solar X-ray class flares (tallest line corresponds to X-class flare), thin black line shows the geomagnetic Ap-index. For color version see doi: 10.7910/DVN/L3HCC6.

Catastrophic events related to major space weather disturbances are well-documented. Those include, for example, a premature loss of Skylab due to higher-than-expected atmospheric drag (which was the result of enhanced level of solar activity), loss of several satellites due to electric discharge (e.g., Canadian Anik E1 and E2 communication satellites); massive blackouts due to electric power grid collapse (e.g., PowerQuebec system). More important, however, is that there are significant impacts from smaller “non-catastrophic” events. Figure 1 (right) show example of a significant increase in number of orbital objects that change their orbits significantly (so called, lost satellites) due to change in the atmospheric drag associated with major X-ray flare and geomagnetic storm. Some of these “lost satellites” are orbital debris, which may threaten functioning satellites or even the International Space Station. To plan for the avoidance maneuvers require re-calculating the orbital parameters of these “lost satellites”. There could also be significant cost in operational losses for services that rely on

global navigation systems (GPS, GLONASS) or conduct operations in Earth's Polar Regions (e.g., inter-continental polar flights).

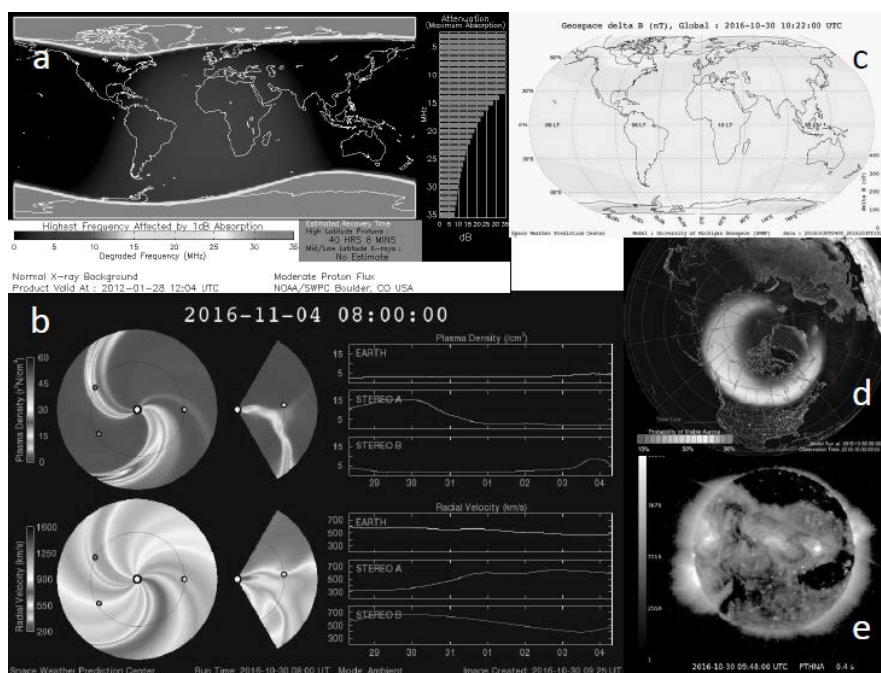
### **Forecasting centers**

In US, there are two centers for operational space weather forecast: Space Weather Prediction Center (SWPC, Boulder, Colorado) and the prediction center run by the US Airforce 557<sup>th</sup> Weather Wing (Omaha, Nebraska). Two centers work in close coordination. SWPC is the Nation's official source of space weather watches, warnings and alerts. In evaluating the space weather environment, SWPC uses observational data from groundbased and spaceborne instruments including NOAA satellites (the Geostationary Operational Environmental Satellite, GOES, the Polar-orbiting Operational Environmental Satellite, POES, Deep Space Climate Observatory, DSCOVR); NASA research satellites (Advanced Composition Explorer, ACE; Solar Dynamics Observatory, SDO; Solar Terrestrial Relations Observatory, STEREO, and NASA/ESA's Solar and Heliospheric Observatory, SOHO). Groundbased observations come from 6-instrument GONG network (NSO/NSF/USAF, full disk magnetograms and H $\alpha$  images), the US Airforce's Solar Observing Optical Network (SOON, sunspot and flare information) and the Radio Solar Telescope Network (RSTN, radio bursts). For GOES, DSCOVR, and POES satellites, NOAA operates its own ground-support station, with additional support from the Air Force Satellite Control Network (AFSCN); NASA's Wallops Command and Data Acquisition Station (WCDAS) in Virginia; National Institute of Information and Communications Technology (NICT) in Tokyo, Japan; Korean Space Weather Center (KSWC) in Jeju, Korea; German Aerospace Center (DLR) in Neustrelitz, Germany. Data from NASA and ESA satellites are downloaded via NASA/ESA run groundbased stations. SWPC is part of the International Space Environment Service (ISES, [5]), with regional centers located in Australia (Sydney), Austria (Treffen), Belgium (Brussels), Brazil (São José dos Campos), Canada (Ottawa), China (Beijing), Czech Republic (Prague), India (New Delhi), Indonesia (Jakarta), Japan (Tokyo), Mexico (Morelia), Poland (Warsaw), Russia (Moscow), South Africa (Hermanus), South Korea (Jeju), Sweden (Lund), UK (Exeter), and USA (Boulder). In addition, the CLS warning center in France (Toulouse) is affiliated with ISES through the Regional Warning Center in Brussels, Belgium; three additional ISES-associated centers are located in China (Beijing). In ISES structure, SWPC "plays a special role as "World Warning Agency", acting as a hub for data exchange and forecasts." [5]

### **SWPC operations and data products**

As part of its daily operations, SWPC provides such information to its customers and general public as forecasts; reports; models; observations; summaries; and alerts, watches and warnings. Category "forecasts" includes: 27-Day Outlook of 10.7 cm Radio Flux and Geomagnetic Indices; 3-Day Forecast;

3-Day Geomagnetic Forecast; Predicted Sunspot Numbers and Radio Flux; Report and Forecast of Solar and Geophysical Activity; Solar Cycle Progression; Space Weather Advisory Outlook; USAF 45-Day Ap and F10.7cm Flux Forecast; Weekly Highlights and 27-Day Forecast. Category “reports” includes: Forecast Verification; Geoalert - Alerts, Analysis and Forecast Codes; Geophysical Alert; Solar and Geophysical Event Reports; USAF Magnetometer Analysis Report. Category “models” includes: Aurora – 30 Minute Forecast; D Region Absorption Predictions (D-RAP); North American Total Electron Content (US and non-US regions); Relativistic Electron Forecast Model; STORM Time Empirical Ionospheric Correction; WSA-Enlil Solar Wind Prediction; USAF Wing model Kp predicted activity index. Category “observations” contains: ACE Real-Time Solar Wind; Boulder Magnetometer; GOES Data (Electron Flux, Magnetometer, Proton Flux, Solar X-ray Imager, X-ray Flux); LASCO Coronagraph Images; Planetary K-index; Real Time Solar Wind, Satellite Environment Data; Solar Synoptic Maps (created and used by SWPC forecasters); Station K and A Indices. “Summaries” provide detailed descriptions of overall space weather activity, and “alerts, watches and warnings” provide brief summaries of space weather activity, impact on technological systems, and expected scale of this impact.



**Figure 2.** Example of SWPC data products: (a) D Region Absorption Predictions (D-RAP); (b) WSA-Enlil Solar Wind Prediction; (c) Geospace Ground Magnetic Perturbation Map, (d) Aurora – 30 Minute Forecast, (e) coronal image from GOES Solar X-ray Imager. Color version of this figure can be found at doi:10.7910/DVN/L3HCC6.

To assist customers in their decision making process, SWPC developed a simple classification matrix that represents potential scale of the event. For example, solar radiation storms (forecast is designated by letter “S”) could be cat-

egorized between minor (S1) and extreme (S5). Other letter categories are radio blackouts (R) and geomagnetic storms (G). For each of these letter categories, SWPC provides a brief summary that explains the scale of the event, its potential impact, the physical measure (in units of X-ray flux, Kp index or particle energy range) and the frequency of events. In addition, SWPC provides several experimental data products, which currently include: Aurora – 3 Day Forecast; CTIPe Total Electron Content Forecast; Geospace Equatorial and Meridional Magnetospheric Views; Geospace Global Geomagnetic Activity Plot; Geospace Ground Magnetic Perturbation Maps. Examples of some SWPC data products are shown in Figure 2. The forecast information is provided at the SWPC web site [6], and selected targeted information is also distributed directly to the subscribers, which include satellite operators, shipping, banking, airline industry, communication companies, oil drilling, electric utilities, precision agriculture, surveying groups, US Department of transportation, FEMA, FAA, manned space flight, and academia. The subscription to space weather forecast services was opened in January 2005, and as of end of 2015, the total number of subscribers was 47,131.

### **Research in space weather**

Computer models and empirical relationships for space weather forecast are developed in the framework of individual research projects supported via grant programs mostly by NSF and NASA. Normally, these research projects aim at scientific understanding of physical processes not the model development. The models and empirical relations used in space weather are usually a by-product of these projects. As the new relationships discovered and verified, and the numerical models mature, they can be selected for additional testing at SWPC. In 1998, to stimulate a broader use of space science and space weather models in scientific research, and to promote development of next-generation of models, NSF and NASA created a Community Coordinated Modeling Center (CCMC) at NASA's Goddard Space Flight Center. Current CCMC activity helps in broadening the user base for numerical modeling of solar and heliospheric phenomena, promotes developing interfaces between different models, employs scientific models for teaching purposes, and provides opportunity collaboration between modelers and additional testing of models.

### **Future developments**

In the near future, [1, 2] will define the development of Space Weather research and forecasting activity in US. The documents emphasize that the space weather is a global challenge, which requires strong international collaboration. Such collaboration can include increasing “engagement with the international community on observation infrastructure, data sharing, numerical modeling, and scientific research”, strengthening “international coordination and cooperation on space-weather products and services”, and promoting “a collaborative inter-

national approach to preparedness for extreme space-weather events.” These opportunities for establishing broader collaboration between international groups involved in space weather research and forecast need to be fully exploited. For example, there are discussions in the research community about the benefits of launching a spacecraft at Lagrangian L5 point (e.g., U.K. Carrington project) and developing a new SPRING network of solar groundbased telescopes to replace ageing GONG network. Russian scientific community may consider participating in some of these initiatives, and maybe even promote having its own spacecraft at Lagrangian L4 as a contribution to L5 mission.

#### References

1. The National Space Weather Strategy, 2015, [www.whitehouse.gov/sites/default/files/microsites/ostp/final\\_nationalspaceweatherstrategy\\_20151028.pdf](http://www.whitehouse.gov/sites/default/files/microsites/ostp/final_nationalspaceweatherstrategy_20151028.pdf)
2. The National Space Weather Action Plan, 2015, [www.whitehouse.gov/sites/default/files/microsites/ostp/final\\_nationalspaceweatheractionplan\\_20151028.pdf](http://www.whitehouse.gov/sites/default/files/microsites/ostp/final_nationalspaceweatheractionplan_20151028.pdf)
3. The U.K. “National risk register for civil emergencies” (2015 edition), [www.gov.uk/government/publications/national-risk-register-for-civil-emergencies-2015-edition](http://www.gov.uk/government/publications/national-risk-register-for-civil-emergencies-2015-edition)
4. Knipp, D. J. *et al*, 2016, The May 1967 great storm and radio disruption event: Extreme space weather and extraordinary responses, *Space Weather*, DOI: 10.1002/2016SW001423
5. International Space Environment Service (ISES), [www.spaceweather.org](http://www.spaceweather.org)
6. Web page of Space Weather Prediction Center, [www.swpc.noaa.gov/](http://www.swpc.noaa.gov/)



## **ЦИКЛОТРОННАЯ ЛИНИЯ В МИКРОВОЛНОВОМ ИЗЛУЧЕНИИ СОЛНЦА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РАТАН-600 АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ NOAA 12182**

**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 им. В.В. Соболева СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия*

## **CYCLOTRON LINE AT MICROWAVES ACORDING OBSERVATIONS OF THE ACTIVE REGION NOAA 12182 WITH RADIO TELESCOPE RATAN-600**

**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*

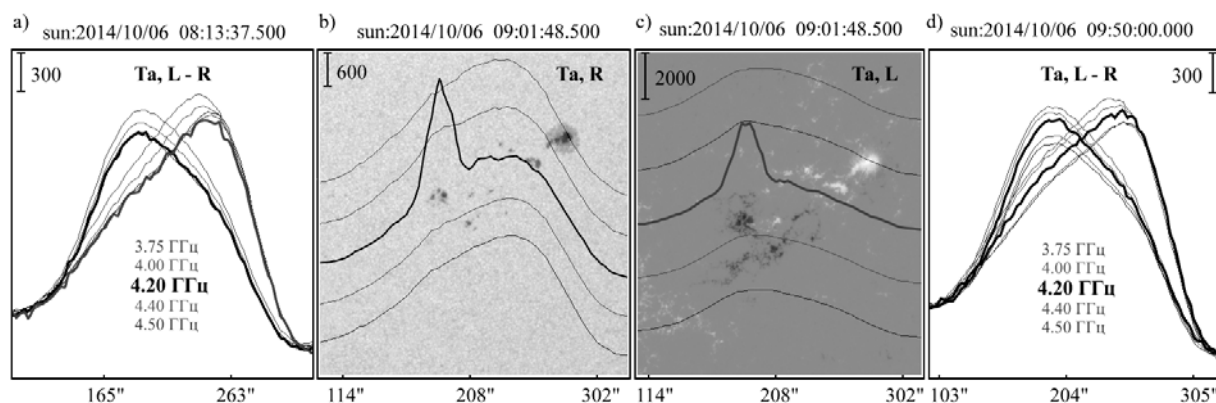
*Observations of the active region NOAA 12182 obtained at 2–10 GHz on the RATAN-600 radio telescope on October 06, 2014 are presented. The high-resolution measurements detected new case of a narrow feature near  $(4.2 \pm 0.2)$  GHz against the background of the smooth spectrum of the local source associated with the NOAA 12182 active region. This narrow-band emission is identified with a faint flare observed at UV-waves in tailing part of this active region. The characteristics of the observed line (lifetime 3 seconds, high brightness temperature of the order of several million Kelvin (MK), polarization degree  $\approx 12.5\%$  with dominant e-mode emission) suggest that the event was triggered by a span of fast particles ( $T_e \sim$  a few MK) along (or through) the plasma layer with magnetic field  $\approx 500$  G.*

Циклотронное излучение космической плазмы по своей природе, как известно, линейчатое, а значение частоты излучения напрямую связано с величиной магнитного поля ( $f \sim H$ ). Для Солнца оно обычно наблюдается как континуум, что свидетельствует о монотонности изменений  $H$  и физических параметров (температуры и плотности) в условиях квазиспокойного состояния солнечной плазмы. Однако можно предполагать [1], что при особых условиях яркость циклотронного излучения в узком диапазоне частот резко возрастает. Такой случай по наблюдениям на РАТАН-600 впервые был зарегистрирован при исследовании спектра с высоким частотным разрешением [2] – событие в одной из активных областей (АО) на Солнце длилось 3 дня, поток его составлял 20–35% от потока всей области.

В своем докладе мы представляем новый случай наблюдений на РАТАН-600 узкополосого события, произошедшего 06.10.2014 г. В отличие от события [2], оно было кратковременным и длилось не более 3 секунд времени. На рис. 1 представлен участок РАТАН-сканов Солнца, в котором наблюдалось это событие.

Максимум события наблюдался на частоте 4.2 ГГц, ширина полосы частот по уровню 0.5 составляла не более 0.2 ГГц. Сопоставление с наблю-

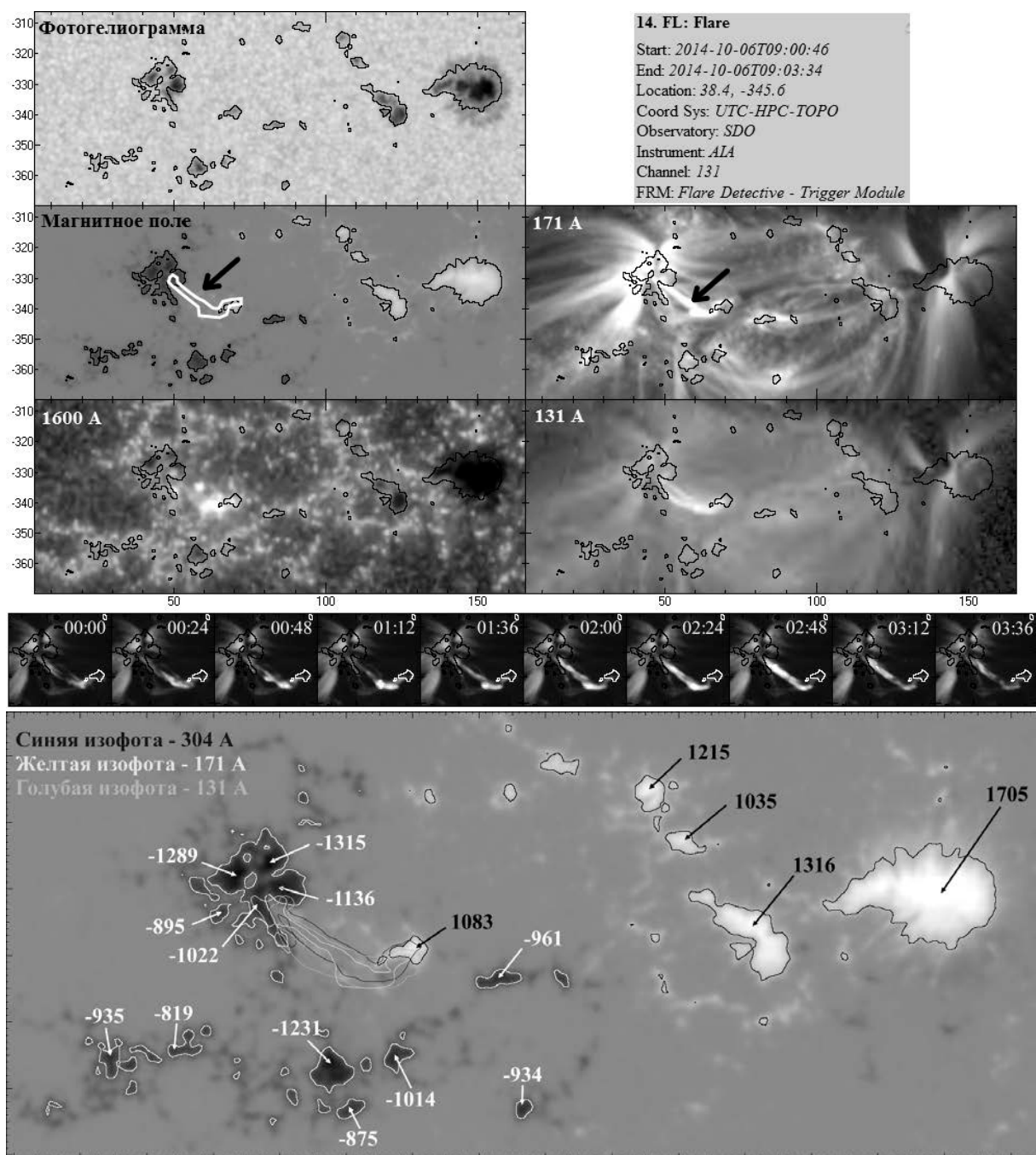
дениями Солнца в других диапазонах электромагнитного излучения позволило отождествить это событие со слабой вспышкой (почти импульсной по длительности), происшедшей в хвостовой части активной области NOAA 12182 (см. рис. 2). Соответствующий ей источник на РАТАН-скане – это профиль всплеска, полностью (от начала до конца) успевшего прописаться за период времени прохождения области всплеска через диаграмму направленности РАТАН-600 (ДН). Ширина ДН по уровню 0.5 = 67", размер записи всплеска “по нулям”  $\approx 40''$ , по уровню 0.5  $\approx 20''$ .



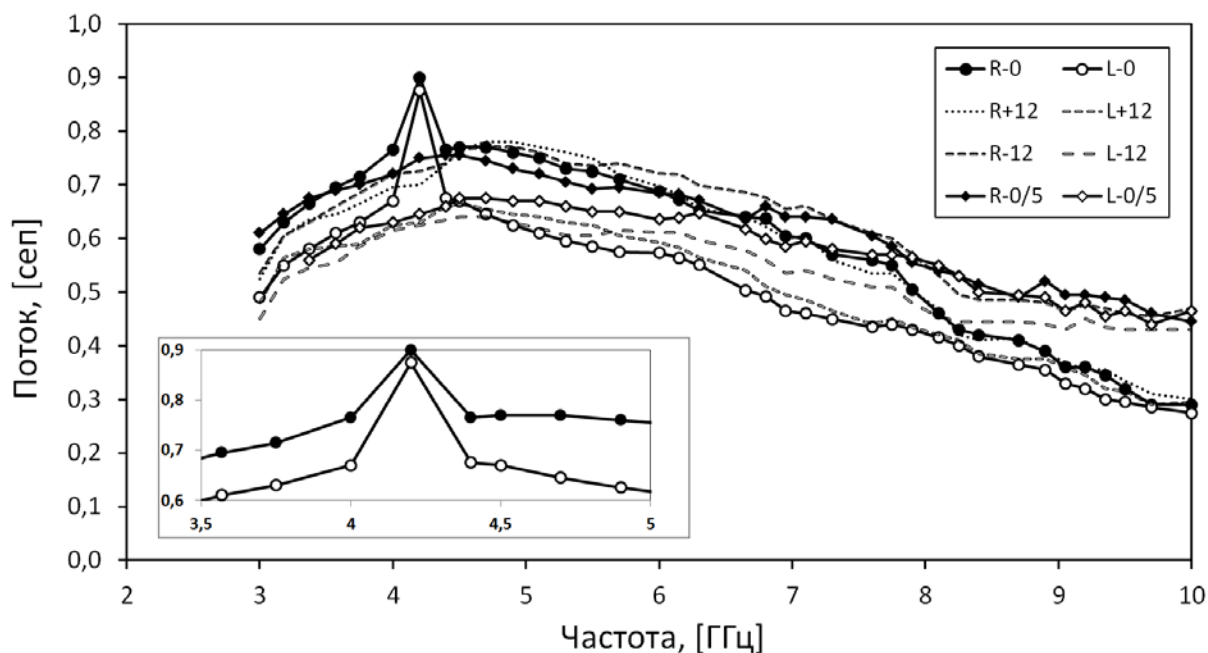
**Рис. 1.** РАТАН-сканы АО NOAA 12182, полученные на 5 соседних волнах в диапазоне (3.75–4.50) ГГц по наблюдениям в R и L-поляризации 06.10.2014 г. на момент кульминации Солнца (09<sup>h</sup>01<sup>m</sup>48.5<sup>s</sup> UT), наложенные на фото- и магнитограмму Солнца (b и c), и аналогичные наблюдения в азимутах до (a) и после кульминации (d), выполненные в 08<sup>h</sup>13<sup>m</sup>37.5<sup>s</sup> UT и 09<sup>h</sup>50<sup>m</sup>00.0<sup>s</sup> UT соответственно.

Наблюдения Солнца на РАТАН-600 были обработаны по стандартной программе [3]. На рис. 3 показаны спектры плотности полного потока излучения источника над активной областью NOAA 12182 в правой и левой поляризациях, полученные 06.10.2014 в трех азимутах ( $A = 0$  и  $A = \pm 12$ ) и в кульминацию 05.10.2014 ( $A = 0$ ). За исключением узкополосной спектральной детали, присутствующей только 06.10.2014 в центральном азимуте, все спектры близки по форме и амплитуде. Проинтегрированный по времени поток от спектральной детали составлял 23% от потока АО (см. рис. 2), но в момент максимума всплеска поток от источника всплеска был сравним с интегральным потоком от всей АО (см. рис. 1). Степень поляризации спектральной детали составляла 12.5% с преобладанием L-поляризации, соответствующей необыкновенной моде излучения для магнитного поля отрицательной полярности.

С точностью до неопределенности координатных измерений РАТАН-600 (на частоте 4.2 ГГц ДН = 67") можно заключить, что центр тяжести излучения узкополосной детали лежит над совокупностью из 4-х ядер в хвостовой части АО, а не над всплещечной петлей. Косвенным аргументом в пользу такого заключения служит знак поляризации – это характерное для механизма циклотронного излучения преобладание e-моды излучения. Напряженность МП (500 Гс) была вполне достаточна для частоты 4,2 ГГц.



**Рис. 2.** Изображения активной области NOAA 12182 по наблюдениям на SDO на ряде волн УФ-диапазона на 06.10.2014 г. в моменты времени, максимально приближенные к наблюдениям на РАТАН-600 (верхняя часть рисунка). Стрелкой указана деталь структуры изображения в УФ, в которой зафиксированы наибольшие изменения яркости, вплоть до ее исчезновения. В средней части рисунка демонстрируется временная динамика изменений на волне 171 Å во время всплеска, который был автоматически зарегистрирован детектором вспышек SDO на волне 131 Å (09:00:46 – 09:03:34 UT). В нижней части рисунка приведена магнитограмма активной области в крупном масштабе. Указаны максимальные значения напряженности МП для отдельных структурных деталей АО, изолинии соответствуют МП = ±500 Гс. Цветные изофоты соответствуют максимальным размерам вспышечной петли на УФ волнах.



**Рис. 3.** Интегральный спектр плотности потока излучения источника над активной областью NOAA 12182 на 06.10.2014 (кривые R-0, L-0 – наблюдения в кульминацию и кривые R,L±12 – наблюдения в азимутах) и на 05.10.2014 (кривые R,L-0/5 – наблюдения в кульминацию). На врезке рисунка представлен участок спектра в районе спектральной детали.

Можно сделать вывод, что наблюдавшееся на РАТАН-600 узкополосное событие – это активизация обычного источника циклотронного излучения в результате попадания быстрых частиц ( $T_e \sim$  несколько МК) в слой плазмы, соответствующий 3-му гироуровню для частоты 4.2 ГГц, а именно, магнитному полю  $H \approx 500$  Гс. Загадкой остается вопрос, почему событие было столь узкополосным. Обсуждение механизмов ускорения/генерации частиц и их особенностей не входило в задачи нашего исследования.

#### Литература

1. Железняков В.В., Злотник Е.Я. // АЖ. 1980. Т.57, № 4. С. 778–789.
2. Богод В.М., Гараимов В.В., Железняков В.В., Злотник Е.Я. // АЖ. 2000. Т. 77, № 4. С. 313–320.
3. Богод В.М., Алесин А.М., Перваков А.А. // Астрофизический бюллетень. 2011. Т. 66. № 2. С. 223–233.

**EFFECT OF A MAGNETIC FIELD ON RAYLEIGH-BENARD  
CONVECTION IN THE SOLAR TACHOCLINE:  
QUASI-GEOSTROPHIC APPROXIMATION**

**Pirguliyev M.Sh.<sup>1</sup>, Dzhalilov N.S.<sup>1</sup>, Babayev E.S.<sup>1</sup>,  
Poedts S.<sup>2</sup> and Shergelashvili B.M.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Shamakhy Astrophysical Observatory of the ANAS, Baku, Azerbaijan*

<sup>2</sup>*Centre for Mathematical Plasma Astrophysics, KU Leuven, Leuven, Belgium*

<sup>3</sup>*Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, Graz, Austria*

**ЭФФЕКТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА КОНВЕКЦИИ РЕЛЕЯ-БЕНАРА  
В СОЛНЕЧНОМ ТАХОКЛИНЕ:  
КВАЗИГЕОСТРОФИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ**

**Пиркулиев М.Ш.<sup>1</sup>, Джалилов Н.С.<sup>1</sup>, Бабаев Э.С.<sup>1</sup>,  
Пудтс С.<sup>2</sup> и Шергелашвили Б.М.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Шамахинская Астрофизическая Обсерватория НАНА, Баку, Азербайджан*

<sup>2</sup>*Центр Математической Плазменной Астрофизики, КУ Лёвен, Лёвен, Бельгия*

<sup>3</sup>*Институт Космических Исследований, Австрийская Академия Наук, Грац, Австрия*

*The linear dynamics of rotating solar tachocline Rayleigh-Benard magnetoconvection with rigid boundary conditions is investigated using the quasi-geostrophic approximation with thermal time-scale normalization. We determined the marginal stability threshold, the critical wavenumbers, and the corresponding critical Rayleigh number for the onset of convection in the given system. A simple formula is derived for the Rayleigh number and the results are tabulated for both stationary and oscillatory rotating convection.*

## **1. Introduction**

The solar internal structure, in particular the solar tachocline, constitutes an interesting application for the theory with two dimensional Rayleigh-Benard magnetoconvection using quasi-geostrophic approximation [1].

## **2. Magnetoconvective instability**

We consider the tachocline layer, which is filled with rotating incompressible plasma, with free rigid (unconfined) top and bottom surfaces at  $z = d_0$  and  $z = 0$ , respectively. In our model the plasma flow is in the  $x$ -direction and gravity is oriented in the negative  $x$ -direction, i.e.  $\vec{g} = (-g, 0, 0)$ . The rotation vector  $\vec{\Omega} = (0, 0, \Omega)$ . The magnetic field  $\vec{B}_0 = B_0 \hat{y}$ , the temperature gradient is  $\widehat{\nabla T}_0 = \hat{x}$ , and the rotation axis is in the  $z$ -direction, i.e.  $\widehat{\Omega} = \hat{z}$ . In the special case that  $\vec{B}_0$  is a force free field, i.e. when  $(\nabla \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_0 = 0$ .  $\vec{u}_0$  is a solution to the steady state balance. We kept the nonlinear terms in the perturbation equations, but these equations are linearized including stream function ( $u_x = \partial\psi/\partial y$ ,  $u_y = -\partial\psi/\partial x$ ) and magnetic flux function ( $B_x = \partial\Phi/\partial y$ ,  $B_y = -\partial\Phi/\partial x$ ). For

normalization of time, we used the thermal diffusion time scale ( $\tau_\chi = d_0^2/\chi$ ). Our system characterized with dimensionless parameters, such as Rayleigh ( $Ra$ ), thermal Prandtl ( $Pr$ ), magnetic Prandtl ( $Pm$ ), Ekman ( $E$ ) and Elsasser numbers ( $\Lambda$ ). Obtained dispersion relation in the quasi-geostrophic approximation has a cubic form [2, 3]:

$$\sigma^3 + c_2\sigma^2 + c_1\sigma + c_0 = 0 \quad (1)$$

with coefficients

$$\begin{aligned} c_2 &= (n^2\pi^2 + a^2)(Pr + PrPm^{-1} + 1), \\ c_1 &= Pr(n^2\pi^2 + a^2)(Pm^{-1} + PrPm^{-1} + 1) - \frac{RaPrn^2\pi^2}{n^2\pi^2 + a^2} + \Lambda PrE^{-1}Pmn^2\pi^2 \\ c_0 &= \Lambda PrE^{-1}Pmn^2\pi^2(n^2\pi^2 + a^2) + Pr^2Pm^{-1}(n^2\pi^2 + a^2)^3 \\ &\quad - RaPr^2Pm^{-1}n^2\pi^2 \end{aligned}$$

where  $\sigma$  – is the growth-rate,  $n$  and  $a$ , are wavenumbers. We postulated normal mode solutions of the form  $f(x, y, t) = Re[F(y)e^{(iax+\sigma t)}]$ , where with  $f$  we denoted the axial component of the perturbation vorticity ( $\omega_z(x, y, t)$  and  $W(y)$ ), the axial component of the perturbation electric current density ( $j_z(x, y, t)$  and  $J(y)$ ), perturbation velocity components ( $u_{x,y}(x, y, t)$  and  $U_{x,y}(y)$ ) and perturbation temperature ( $\theta(x, y, t)$  and  $\Theta(y)$ ).

We consider solutions for different values of the dimensionless parameter  $\Lambda$ : *Field case 1*: low-field case:  $\Lambda = 11$  (40 G); *Field case 2*: intermediate-field case:  $\Lambda = 1120$  (400 G); *Field case 3*: high-field case:  $\Lambda = 1.1 \cdot 10^5$  (4000 G). The chosen values of the thermal and magnetic Prandtl numbers are fixed for the calculations below:  $Pr = 3 \cdot 10^{-6}$ ,  $Pm = 3 \cdot 10^{-2}$ . Ekman number is equal to  $E = 2 \cdot 10^{-15}$ .

**2.1.** *No rotation with  $E^{-1} = 0$ ; No magnetic field with  $Pm^{-1} = 0$  and  $\Lambda = 0$ .* Setting  $E^{-1} = 0$ ,  $Pm^{-1} = 0$ ,  $\Lambda = 0$  in the dispersion relation (1), it reduces to

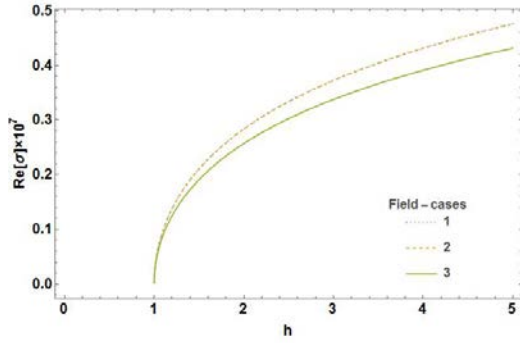
$$\sigma^2 + \sigma(n^2\pi^2 + a^2)(1 + Pr) + Pr \frac{(n^2\pi^2 + a^2)^3 - Ra n^2\pi^2}{(n^2\pi^2 + a^2)} = 0 \quad (2)$$

Obviously, in order to have a root  $\sigma = 0$  we require:  $Ra = \frac{(n^2\pi^2 + a^2)^3}{n^2\pi^2}$

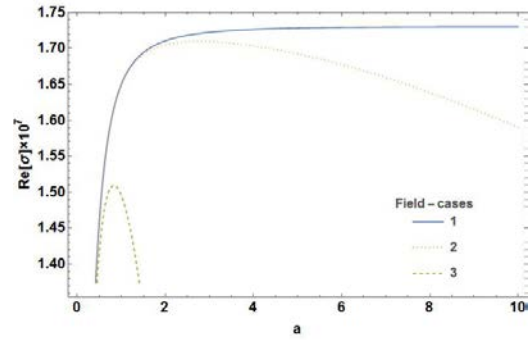
**2.2.** *Rotation with  $E^{-1} \neq 0$ ; No magnetic field with  $Pm^{-1} \neq 0$  and  $\Lambda \neq 0$ .* The solutions of dispersion relation (1) depend on the non-dimensional parameter  $h \equiv q^2/4p^3$ , where  $p = (c_2^2 - 3c_1)/9$  and  $q = (9c_1c_2 - 27c_0 - 2c_2^3)/27$ . The conditions for instability are thus  $p > 0$  and  $h > 1$ . For  $Re(\sigma)$  we obtain

$$Re(\sigma) = \sqrt{p} \left[ (\sqrt{h} + \sqrt{h-1})^{1/3} + \frac{1}{(\sqrt{h} + \sqrt{h-1})^{1/3}} \right] - \frac{c_2}{3} \quad (3)$$

When  $h \gg 1$ , the mode is strongly unstable and  $Re(\sigma) \approx \sqrt{p} 2^{1/3} h^{1/6} - \frac{c_2}{3}$



**Fig. 1.** The growth rate, as function of the non-dimensional parameter  $h$  for different magnetic field cases



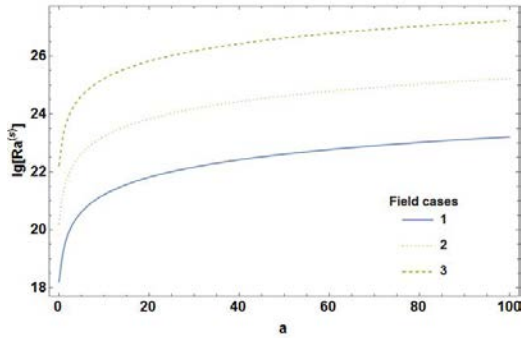
**Fig. 2.** The growth rate of the modes as a function of  $a$  from the cubic dispersion relation

**2.3. Stationary and oscillatory instabilities.** For a stationary instability, we must have  $a_0 = 0$ , giving (Chandrasekhar [3])

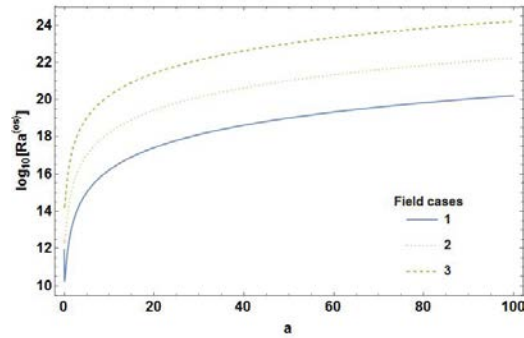
$$Ra^s = \frac{\Lambda E^{-1} Pm^2}{Pr} (n^2 \pi^2 + a^2) + \frac{(n^2 \pi^2 + a^2)^3}{n^2 \pi^2} \quad (6)$$

For an oscillatory instability, we must have  $a_1 a_2 - a_0 = 0$ , giving

$$Ra^{os} = Ra^s + Pm^{-1} (1 + Pr + Pm^{-1} Pr) \frac{(n^2 \pi^2 + a^2)^3}{n^2 \pi^2} + \frac{\Lambda E^{-1} (Pr - Pm) (Pr + Pm + Pr Pm)}{Pr(1 + Pr)} (n^2 \pi^2 + a^2) \quad (7)$$



**Fig. 3.** Plot of the Rayleigh number versus wave number  $a$  for stationary rotating convection



**Fig. 4.** Plot of the Rayleigh number versus wave number  $a$  for oscillatory rotating convection

### 3. Conclusions

Modelling of the convection in the Solar Tachocline is a formidable task, since the convection is nonlinear, compressible, three-dimensional, unsteady, rotating and threaded by intense flux tubes, while many parameter values are far too extreme to be adopted in computations. Rotation is found to inhibit convection somewhat, as indicated by the facts that the critical Rayleigh number for convection onset increases with decreasing. Usually the convective instability sets in first as stationary convection, but, when  $Pr$  is less than unity and  $E$  is small enough, instability shows itself first as overstability; For tachocline region,

when  $E = 2 \cdot 10^{-15}$ , overstability occurs first if  $Pr \leq 6.1 \cdot 10^{-2}$ , i.e. in the Solar Tachocline convective instability shows itself first as overstability. When rotation and a magnetic field are both present, their combined effect is to inhibit the onset of instability. The type of instability in the Solar Tachocline depends on the ratio of thermal to magnetic diffusivity. If  $Pm < Pr$ , the onset occurs as a leak instability and stationary convection results. If  $Pm > Pr$ , the instability sets in as stationary convection when  $\Lambda$  is less than a critical value  $\Lambda_{cr}$ , but as overstability when  $\Lambda > \Lambda_{cr}$ .  $\Lambda_{cr}$  depends on thermal Prandtl and magnetic Prandtl numbers. For Solar Tachocline the instability sets in as stationary convection when  $\Lambda_{cr} = 10117$ , but as overstability when  $\Lambda > \Lambda_{cr}$ . Since in our configuration for tachocline physical parameters the magnetic field is not parallel to gravity, convection sets in first as long horizontal rolls with their axes parallel to the horizontal magnetic field component. We obtained longwave convective instability, which can be defined from conditions  $a^2 < \frac{RaE}{\Lambda d_0^2} \left(\frac{Pm}{Pr}\right)^2$ .

### References

1. *Pedlosky, J.*, 1987, Geophysical Fluid Dynamics, New York: Springer
2. *Drazin, P.G., Reid, W.H.*, 1981, Hydrodynamic stability. Cambridge University Press
3. *Chandrasekhar, S.*, 1961, Hydrodynamic and hydromagnetic stability, Clarendon Press



## **ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ТРЕНДЫ И СЕЗОННЫЕ ВАРИАЦИИ ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ (1878–1954 гг.)**

**Птицына Н.Г., Солдатов В.А., Соколов С.Н., Тясто М.И.**

*СПбФ ИЗМИРАН, Санкт Петербург, Россия*

## **LONG-TERM TRENDS AND SEASONAL VARIATIONS OF GEOMAGNETIC STORMS (1878–1954)**

**Ptitsyna N.G., Soldatov V.A., Sokolov S.N., Tyasto M.I.**

*SPbF IZMIRAN, Sankt Petersburg, Russia*

*Analysis of 1305 magnetic storms registered in St. Petersburg observatories in 1878–1954 shows an increase of occurrence frequency of storms  $N$ . Percent of SC storms per cycle almost doubled in 1900–1954 while SG percentage decreased  $\sim 1,5$  times. Seasonal variations of  $N$  show a max for odd cycles in March and for even cycles in September.*

### **Введение**

Выяснение долговременных трендов и сезонных вариаций геомагнитной активности важно как для физики солнечно-земных связей, так и для прогноза космической погоды и космического климата. Оба эти вопроса являлись предметом широкой дискуссии последние два десятилетия. В [1] найдено, что  $aa$ -индекс увеличился в 2,3 раза в 1869–2000 гг., что ведет к заключению об удвоении в 20 в. величины магнитного поля (МП) в гелиосфере и об удвоении открытых МП Солнца, которые являются источниками гелиосферных полей. Однако в [2] указано, что при калибровке данных для разных периодов 20 в.  $aa$  не показывает такого роста. При исследовании других индексов также не наблюдалось их возрастания [3,4]. Факт превышения геомагнитной активности, усредненной за длительное время, в периоды равноденствий по сравнению с периодами солнцестояний известен уже более ста лет. Однако однозначного механизма такой полугодовой вариации не предложено. Более того, недавно авторы [5], исследуя данные для 23 и 24 циклов активности, предположили, что эта вариация является артефактом и получается за счет сложения двух годовых волн с весенним максимумом для четного и осенним для нечетного цикла.

Целью работы было исследовать: 1) эволюцию частоты появления магнитных бурь  $N$  в 1878–1954 гг., 2) сезонную вариацию бурь с учетом четности циклов, 3) связь выявленных особенностей с источниками на Солнце.

### **Данные**

Мы использовали данные о магнитных бурях, зарегистрированных в обсерваториях Санкт-Петербурга (Павловск/Слуцк, Воейково) в 1878–1954 гг. Бури были разделены ранее составителями бумажных каталогов на

два типа: с внезапным началом SC и постепенным началом SG, а также на умеренные, большие и очень большие по максимальной амплитуде отклонений склонения  $D$  ( $Rd$ ), горизонтальной компоненты  $H$  ( $Rh$ ) и вертикальной  $Z$  ( $Rz$ ). Всего было зарегистрировано 1305 магнитных бурь (total): 360 бурь с внезапным началом, 957 с постепенным, 929 умеренных (moderate), 252 больших (strong) и 136 очень больших бурь (great).

### Долговременный тренд

На рис. 1 (верх) видно, что поведение общего числа магнитных бурь  $N$  и  $aa$  практически совпадает, за исключением того факта, что с 1900 г. разброс между минимальным и максимальным значениями для  $aa$  становится меньше, чем для числа бурь  $N$ .

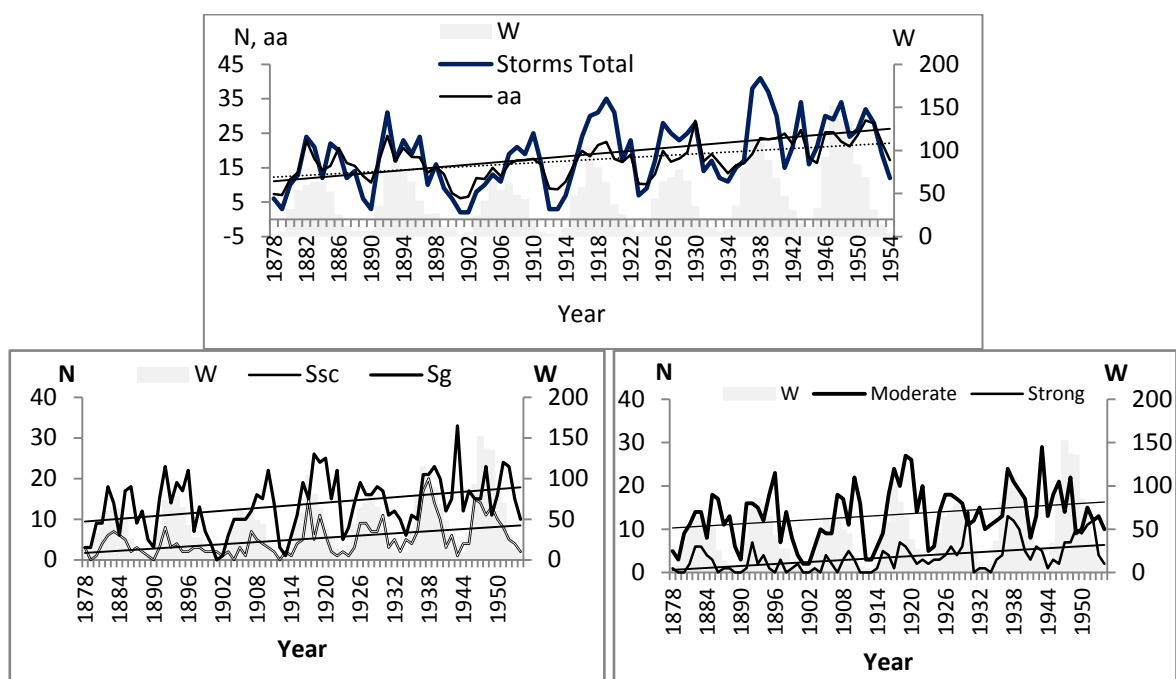


Рис. 1. Вариации числа бурь  $N$ ,  $aa$ -индекса и чисел Вольфа  $W$ .

На рис. 1, начиная с ~1900 г. виден систематический рост числа всех типов бурь, в том числе как SG, так и SC. Далее мы сравнили временной тренд в числе  $N$  двух типов бурь, SC и SG, на основе суммарного количества этих бурь в каждом цикле активности.

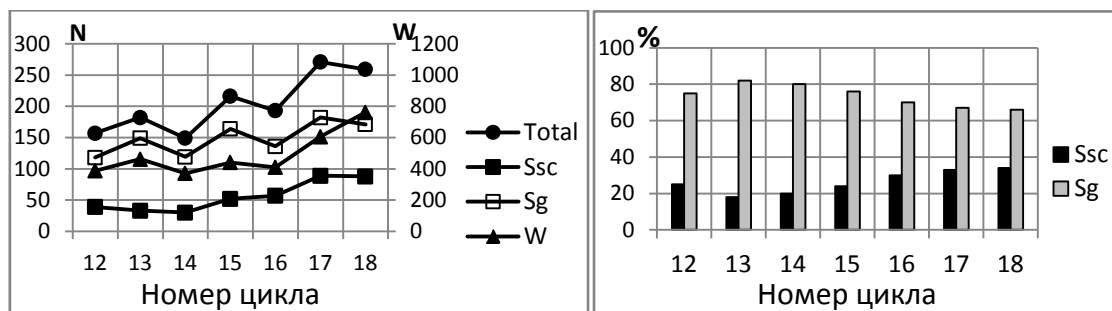
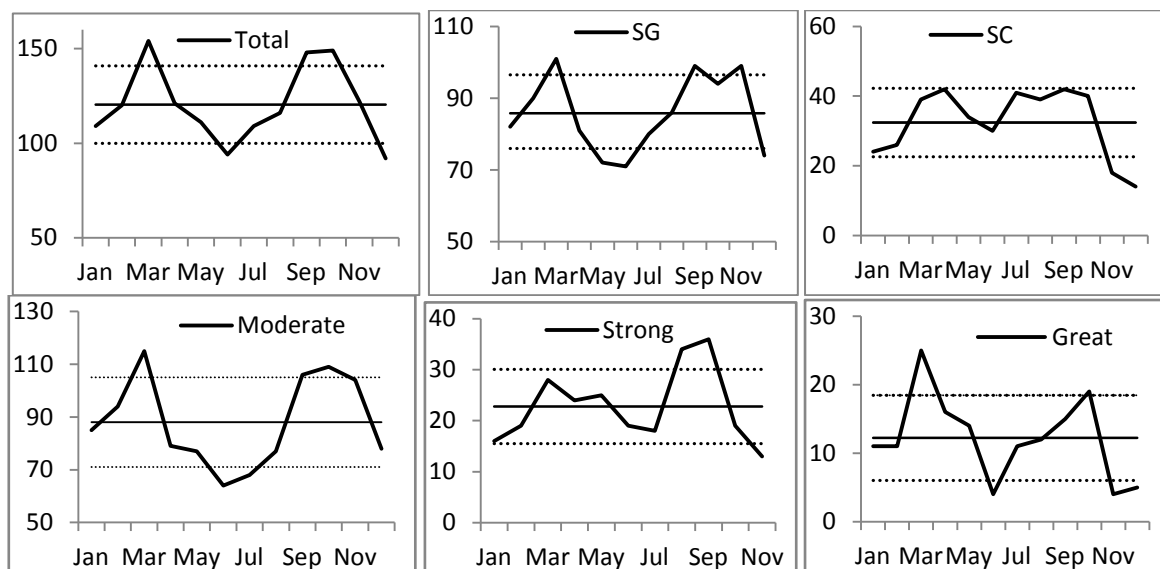


Рис. 2. Суммарное число  $N$  and  $W$  за цикл. Рис. 3. Процентное соотношение SC и SG.

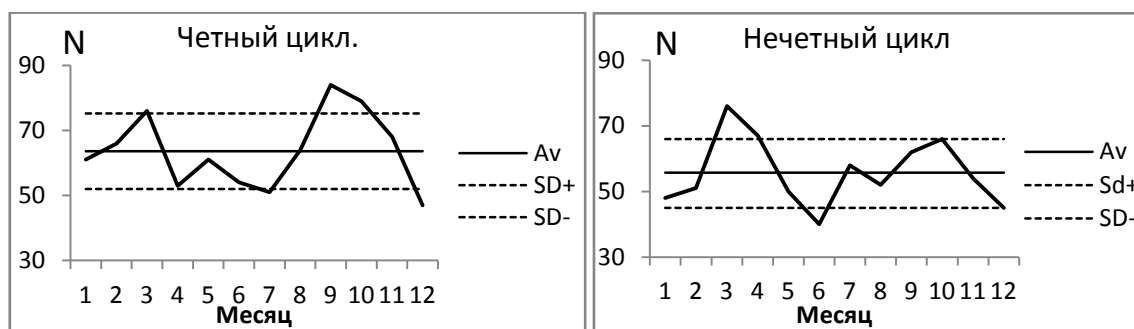
На рис. 2 видно, что начиная с 14 цикла, наблюдался рост  $N$ /цикл для обоих типов бурь, как SC, так и SG.  $N_{SC}$  возросло в 2,93 раза,  $N_{SG}$  возросло в 1,43 раза. Отметим, что в [6] получено возрастание только SG, но не SC бурь в 1950–2010 гг. На рис. 3 показан вклад этих двух типов бурь в процентах в общее число бурь. Начиная с 13 цикла, процент SG бурь упал с 86% до 66%, а процент SC бурь возрос с 18% до 34%, т.е. за первую половину 20-ого века вклад SC бурь в геомагнитную активность практически удвоился, в то время как вклад SG уменьшился в  $\sim 1,5$  раза.

### Сезонная вариация

Суммарное число появления магнитных бурь демонстрирует ожидаемую полугодовую вариацию с максимумами в периоды весеннего и осеннего равноденствия (рис. 4). При этом не только очень большие бури, но и все типы бурь показывают эту тенденцию, хотя и с разной степенью достоверности. Наиболее четко эта вариация видна для общего числа и для умеренных бурь.



**Рис. 4.** Распределение магнитных бурь по месяцам года, усредненное за 76 лет. Среднее значение и стандартное отклонение – прямые линии.



**Рис. 5.** Распределение общего числа магнитных бурь  $N$  по месяцам года, усредненное отдельно по всем четным и нечетным циклам.

Тенденция иметь два максимума (в весеннее и осеннее равноденствие) в числе бурь  $N$  видна как для четных, так и для нечетных циклов (рис. 5), что согласуется с результатами [7]. Однако за пределами стандартного отклонения в четном цикле наблюдается только осенний максимум (сентябрь), а в нечетном – весенний (март). Разница между осенним и весенним максимумами в обоих случаях  $\sim 10\%$ .

### **Заключение**

Получено, что численный рост всех типов бурь с 1900 г. наблюдался на фоне усиления относительной роли SC бурь. Доля SC бурь практически удвоилась за первую половину 20-ого века. Доля SG бурь, напротив, уменьшилась  $\sim$  в полтора раза. Известно, что геомагнитная активность состоит в основном из двух компонент: 1) вызванная транзитными корональными выбросами массы КВМ, которые связаны с локальными замкнутыми магнитными конфигурациями на Солнце и 2) вызванная коротящими высокоскоростными потоками солнечного ветра из корональных дыр с открытыми магнитными силовыми линиями. В свою очередь, SC магнитные бури вызваны КВМ, а SG бури – коротящими потоками солнечного ветра [6, 8]. Наш результат указывает на то, что рост активности закрытых магнитных конфигураций на Солнце происходил быстрее, чем открытых. Сезонная вариация, по-видимому, была связана со знаком полярности общего магнитного поля Солнца.

### **Литература**

1. *Lockwood, M., Stamper, R., and Wild, M.N.* A doubling of the Sun's coronal magnetic field during the past 100 years. *Nature*, 51, 363–372, 1999.
2. *Svalgaard L., E.W., Cliver, and P. Le Sager.* No Doubling of the Sun's Coronal Magnetic Field during the Last 100 years. 2003. EGS - AGU - EUG Joint Assembly, Nice, France, 6–11 April 2003.
3. *Ponyavin D.I.* Geomagnetic Tracing of the Inner Heliosphere. *Space Science reviews*, 97, 225–228, 2001.
4. *Kobylinski Z., R. Trebicka, I. Izdebska.* Secular behavior of geomagnetic indices IHV, C9, aa since 1901 and presumed rising of solar open magnetic field flux. *Кинематика и физика небесных тел*. Т. 21, № 5, С. 165–168, 2005.
5. *Mursula, K., E. Tanskanen, J. Love.* Spring-fall asymmetry of sub-storm strength, geomagnetic activity, solar wind. *Geoph. Res. Lett.*, 38, L06104, 2011.
6. *Обридко В.Н., Х.Д. Канониди, Т.А. Митрофанова, Б.Д. Шельтинг.* Геомагнетизм и аэрономия, том 53, № 2, 157–166, 2013.
7. *Val'chuk T.E.* Seasonal variation of the geomagnetic disturbance as inferred from the analysis of the aa-index and solar activity. "Physics of Auroral Phenomena", Proc. XXIX Annual Seminar, Apatity, pp. 211–214, 2006.
8. *Taylor J.R., M. Lester, T.K. Yeoman.* A superposed epoch analysis of geomagnetic storms. *Annales Geophysicae*. V. 12, Issue 7, p. 612–624, 1994.

## **ЦИКЛЫ И АНТИ-ЦИКЛЫ АКТИВНОСТИ СЕВЕРНОГО И ЮЖНОГО ПОЛУШАРИЙ СОЛНЦА**

**Рябов М.И.**

*Одесская обсерватория «Уран-4» Института радиоастрономии НАН Украины*

## **CYCLES AND ANTI-CYCLES ACTIVITY OF NORTHERN AND SOUTHERN HEMISPHERES OF THE SUN**

**Ryabov M.I.**

*Odessa observatory «URAN-4» Institute of Radioastronomy NASU*

*Currently representation of solar cycles on average monthly data and smoothed values on various indexes from the full solar disk. Such representation aggregate view creates an illusion of monotony and change perceptions of simultaneity manifestations of solar activity around the solar disc. At the same time, daily monitoring data reveal discrete manifestations of properties the properties of solar cycle. They are associated with spotless days in the northern and southern hemispheres at different intervals. This phenomenon is defined as anti-cycle of solar activity. Properties of discreteness of anti-cycles are presented in this paper on "spotless days periods" on the basis of which received the appropriate monthly and annual data. There had been determined the basic characteristics of the manifestations of the discreteness of anti-cycles of activity.*

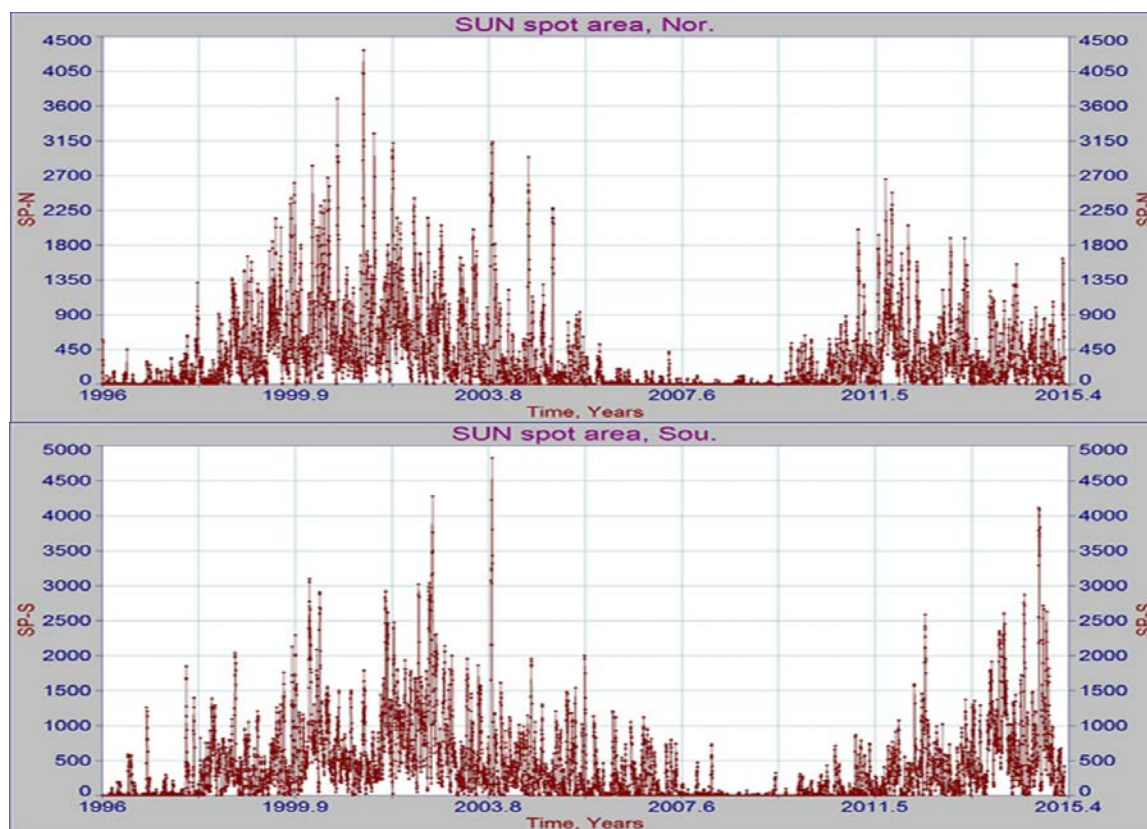
### **Введение**

В настоящее время представление солнечных циклов ограничивается данными среднемесячных величин различных индексов и их окологодных сглаженных значений. На их основе определяются все основные показатели солнечного цикла, включая время начала, фазы роста, наличие максимумов, фаза спада и очередного минимума. Подобные данные создают впечатление непрерывности действия солнечного динамо по генерации магнитных полей определяющих появление солнечных пятен. Кроме того, применение метода скользящего сглаживания за 13 месяцев применяемое при определении основных максимумов активности с современной точки зрения является некорректным, поскольку дает сдвиг максимумов по сравнению с данными среднемесячных значений индексов. Это наглядно видно на различных существующих представлениях солнечного цикла (<http://www.swpc.noaa.gov/products/solar-cycle-progression>).

Более физически достоверным является рассмотрение данных ежедневных наблюдений суммарных площадей групп пятен демонстрирующей дискретный характер проявления солнечного цикла и различие между северным и южным полушариями (см. рис 1).

Использование фурье-фильтрации и вейвлет-анализа позволяет получить достоверные данные о существовании максимумов солнечных циклов и всех периодов их проявлений. Более того, наличие максимумов циклов,

их амплитуда и наборы периодов, формирующих цикл активности, различны для северного и южного полушарий [1].



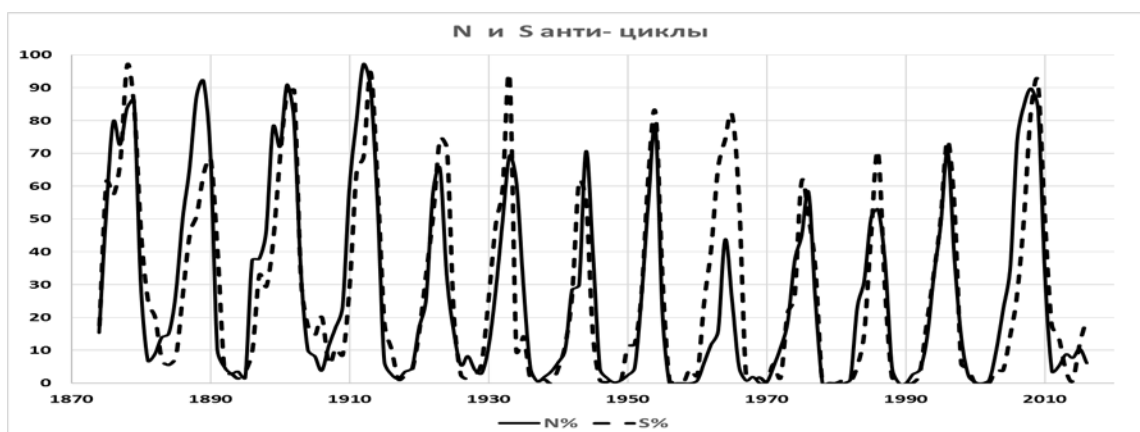
**Рис. 1.** Ежедневные значения суммарных площадей групп пятен 23–24 циклов для северного и южного полушарий Солнца.

Таким образом проблема N-S асимметрии проявлений солнечного цикла может быть решена на основе отдельного рассмотрения активности северного и южного полушарий Солнца с учетом дискретности проявления активности. Рассмотрим наблюдательные основы для такого подхода.

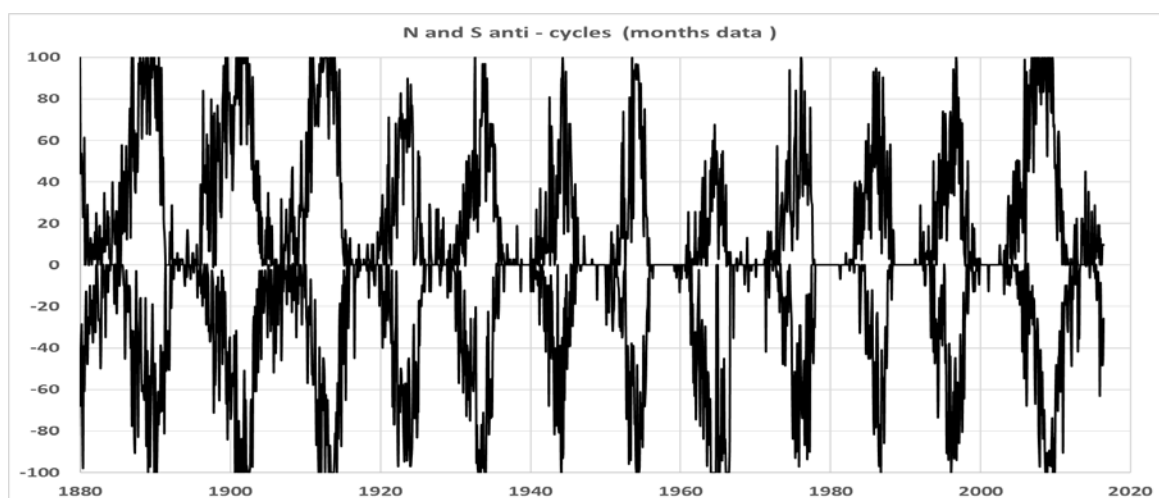
### **Данные наблюдений анти-циклов активности**

Свойства дискретности определяется наличием прерывистого характера появления и исчезновения групп пятен, которые ярко проявляется на всех фазах солнечного цикла. Периоды присутствия пятен на диске формируют цикл солнечной активности. Периоды отсутствия групп пятен можно определить, как существование «анти-цикла» активности. Основные свойства «анти-цикла» определяются по данным «spotless days» полученных в работе по всей совокупности наблюдаемых данных площадей пятен северного и южного полушарий за период 12–24 циклов активности. Данные в виде «spotless days» – числа безпятенных дней за целый год приводятся на сайтах для всего солнечного диска (<http://www.spaceweather.com/>). Это представление не является достаточно корректным, поскольку не учитывает различие в формировании активности северного и южного полуша-

рий Солнца. Нами был определен ежегодный и ежемесячный индекс, характеризующий свойства «анти-циклов» активности северного и южного полушария как отношение числа «spotless days» к общей продолжительности года или месяца в процентах. Таким образом, значение «100» (верхняя часть шкалы графика) означает полное отсутствие пятен во временном интервале за год или месяц, а нулевое значение нижней части графика означает постоянное присутствие групп пятен в северном или южном полушарии. Промежуточные значения показывают интервал времени «выключения» солнечного динамо по генерации солнечных пятен. При таком представлении данный индекс дискретности не содержит каких-либо ошибок, поскольку интервалы отсутствия пятен определяется надежно. Открытым остается вопрос, что с Земли наблюдается только одна солнечная полусфера. То, что происходит на обратной невидимой с Земли полусфере, требует определенного учета. Динамика развития 12–24 «антициклов» солнечной активности для ежегодных и ежемесячных значений показана на рис. 2–3.



**Рис. 2.** Ежегодные изменения индекса дискретности «антициклов» северного и южного полушарий Солнца.



**Рис. 3.** Ежемесячные изменения индекса дискретности «антициклов» северного и южного полушарий Солнца (для разделения данных индекс дискретности южного полушария обозначен условными отрицательными величинами).

### **Выводы**

На основании полученных результатов по представлению индекса дискретности «анти-циклов» северного и южного полушария Солнца можно сделать ряд определенных выводов. По данным ежегодных значений индекса заметно проявляются различия в динамике развития «анти-циклов» в различных полушариях, включая величину их амплитуды и времени начала и конца. Причем для более слабых циклов продолжительность активности в максимуме непродолжительна. Особый интерес представляет 19-ый цикл, у которого максимальная активность обеспечена была аномально большой активностью северного полушария, в то время как южное полушария резко уменьшило свою активность, образуя интенсивный и продолжительный «анти-цикл». По данным ежемесячных величин индекса дискретности видно, что смена режима пятнообразования меняется на протяжении одного месяца. Причем за это время может произойти полное пропадание, а затем внезапное поочередное появление групп пятен в северном и южном полушариях. Таким образом, индекс дискретности северного и южного полушарий демонстрирует интересные особенности, которые являются важными в понимании солнечного динамо. В продолжение этой работы средствами вейвлет-анализа будут определены основные периоды, формирующие «анти-циклы» солнечной активности.

### **Литература**

1. *Ryabov M.I.* Activity of the Northern and Southern Hemisphere as a Basis of the Solar Cycle Manifestation, «Geomagnetism and Aeronomy», 2015, Vol 55, No 8, p.1089–1097.



**ДИНАМИКА ТЕМПЕРАТУРЫ И МЕРЫ ЭМИССИИ  
СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК 29.06.2002 И 27.03.2003 гг.  
НА ОСНОВЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ СПЕКТРОМЕТРОМ «ИРИС»**

**Савченко М.И.<sup>1</sup>, Ватагин П.В.<sup>1</sup>, Лазутков В.П.<sup>1</sup>, Скородумов Д.В.<sup>1</sup>,  
Кудрявцев И.В.<sup>1,2</sup>, Чариков Ю.Е.<sup>1,3</sup>.**

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>ГАО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup>СПбПУ Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия

**TEMPERATURE and EMISSION MEASURE of SOLAR FLARES  
29.06.2002 and 27.03.2003 BASED on “IRIS” DATA**

**Savchenko M.I.<sup>1</sup>, Vatagin P.V.<sup>1</sup>, Lazutkov V.P.<sup>1</sup>, Skorodumov D.V.<sup>1</sup>,  
Kudriavtsev I.V.<sup>1,2</sup>, Charikov Yu.E.<sup>1,3</sup>**

<sup>1</sup>*Ioffe Physico-technical Institute of RAS, St. Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Central (Pulkovo) Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

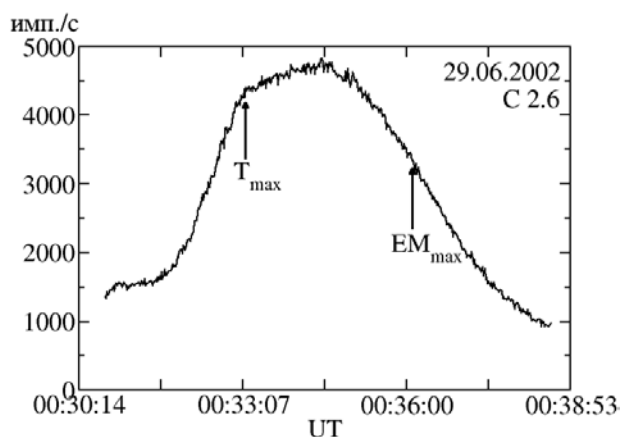
<sup>3</sup>*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia*

*We analyzed time variations of plasma temperature and emission measure in solar flares 29.06.2002 and 27.03.2003 based on the analysis of soft X-rays, registered by spectrometer "IRIS" during "CORONAS-F" flight. The measurements were carried out in the range 2–15 keV. The temperature and emission measure were calculated in the approximation of the thermal model. The flare 29.06.2002 (class C2.6) was the thermal one. Plasma preheating of a compact region to high temperature  $2 \cdot 10^7$  K were followed by subsequent cooling and expansion. Such dynamics of the temperature and emission measure testified that during the flare of 29.06.2002, at least two spatially separated consecutive processes of energy release take place. The data of scintillation detectors IRIS in the flare 27.03.2003 indicate that the maximum hard X-rays ( $>15$  keV) ahead of the soft X-ray peak for a few minutes. In the initial phase of the flare, there is a rapid heating of a local region to a temperature above  $10^7$  K, followed by the expansion of the flaring regions with the increase of emission measure.*

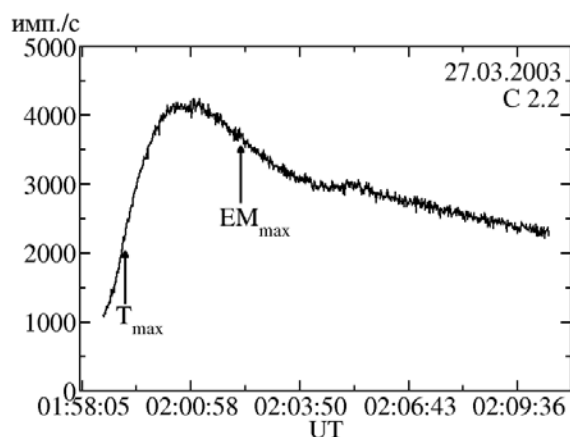
Интенсивность мягкого рентгеновского излучения (энергия квантов в диапазоне 1–15 кэВ) определяется температурой и мерой эмиссии (ЕМ) вспышечной плазмы в предположении тормозного механизма излучения электронов, нагреваемых в процессе развития вспышки. Поэтому измерения этого излучения в нескольких энергетических диапазонах позволяют судить о нагреве – охлаждении вспышечной плазмы, ее расширении. Определение динамики такого рода процессов является целью данной работы. В статье приводятся результаты обработки данных по мягкому рентгеновскому излучению, полученных с помощью спектрометра «ИРИС» на борту «КОРОНАС-Ф», для двух вспышек GOES- класса C: 29.06.2002 г. (C2.6) и 27.03.2003 г. (C2.2). Спектрометр «ИРИС» (характеристики см. в [1, 2]) предназначен для измерения временных и спектральных характеристик

мягкого и жесткого рентгеновского излучения Солнца. Мягкое рентгеновское излучение регистрируется пропорциональными детекторами, жесткое регистрируется с помощью сцинтилляционных детекторов. Для обеих вспышек скорости счета в интегральных энергетических каналах 2.9–14.3 кэВ и 15–35 кэВ приведены на рис. 1–2 и рис. 3–4, соответственно. Для вспышки 29.06.2002 временной профиль практически симметричный – время роста и спада около 1.5 мин с длительным пиком. Спектр в жестком диапазоне отсутствует. Временной профиль вспышки 27.03.2003 несимметричный – стадия роста 1.5–2.0 мин, а стадия спада – длительная, более 5 мин. Температура и мера эмиссии определялись путем минимизации Хи-квадрат при сравнении экспериментальных и расчетных данных. Расчетный приборный спектр определялся в рамках однотемпературной квазипланетной модели излучения плазмы с учетом характеристик детектора излучения (эффективной площади, энергетического разрешения). На рис. 5–8 приведены полученные зависимости температуры и меры эмиссии от времени для вспышек 29.06.2002 и 27.03.2003.

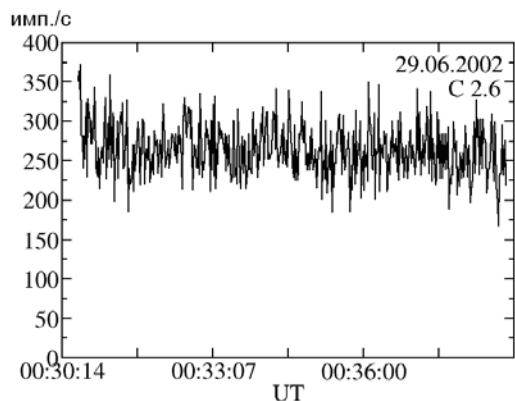
Отметим, что временная эволюция температуры и меры эмиссии для этих вспышек несколько различается.



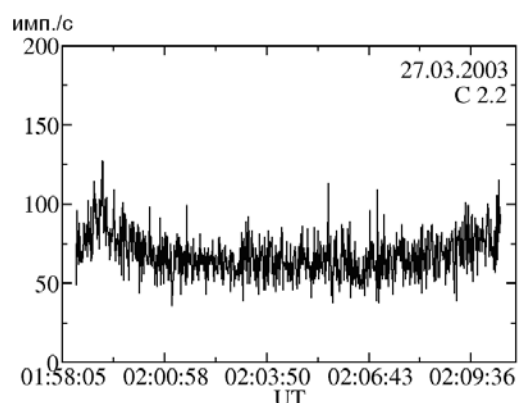
**Рис. 1.** Интегральная скорость счета 2.9–14.4 кэВ вспышки 29.06.2002 г.



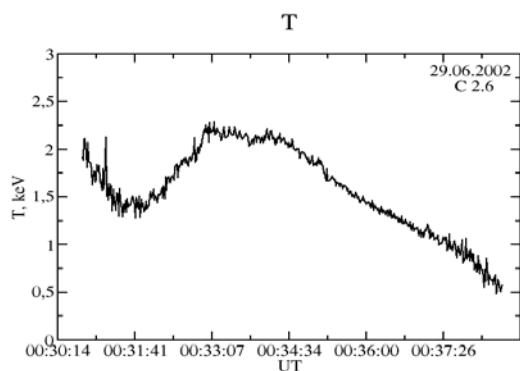
**Рис. 2.** Интегральная скорость счета 2.9–14.4 кэВ вспышки 27.03.2003 г.



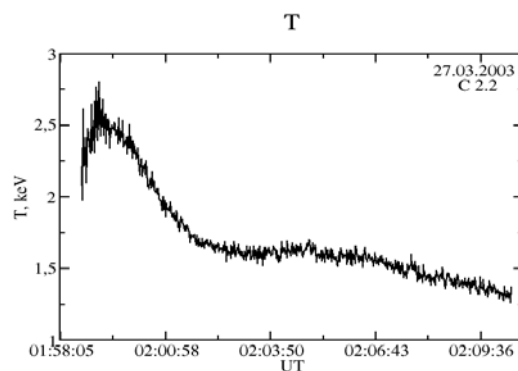
**Рис. 3.** Интегральная скорость счета в канале 15–33 кэВ во время вспышки 29.06.2002 г.



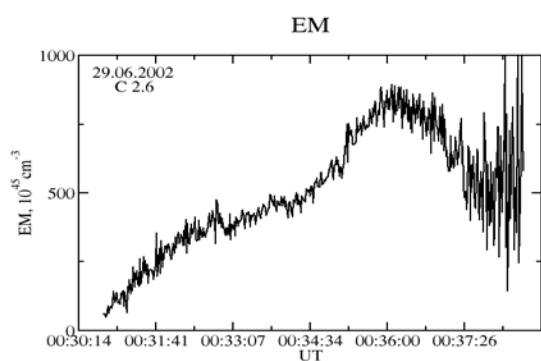
**Рис. 4.** Интегральная скорость счета в канале 15–33 кэВ во время вспышки 27.03.2003 г.



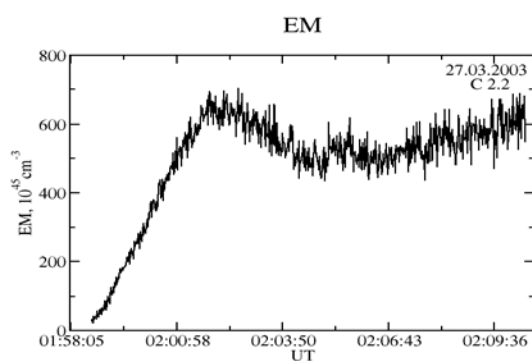
**Рис. 5.** Ход температуры вспышки 29.06.2002 г.



**Рис. 6.** Ход температуры вспышки 27.03.2003 г.



**Рис. 7.** Временной профиль EM вспышки 29.06.2002 г.



**Рис. 8.** Временной профиль EM вспышки 27.03.2003 г.

Для вспышки 29.06.2002 г. следует выделить стадию преднагрева локальной области до температуры  $2 \cdot 10^7$  К, сравнимой с температурой в максимуме вспышки, с последующим охлаждением в течение 1.5 мин, сопровождающимся непрерывным ростом меры эмиссии. Далее, начиная с 00:31:41UT, развивается основная стадия энерговыделения вспышки, сопровождающаяся ростом потока рентгеновского излучения, температуры и меры эмиссии. Рост температуры продолжался до начала фазы максимума потока, после чего следовало плавное падение температуры, ускорившееся с началом спада потока рентгеновского излучения 00:35UT. Падение температуры на стадии максимума потока не было плавным и имело два локальных максимума, что говорит о кратном выделении энергии в этой вспышке. Мера эмиссии для этой вспышки возрастала вплоть до начала спада скорости счета и достигла  $\sim 8 \cdot 10^{47} \text{ см}^{-3}$ , и стала уменьшаться только на стадии глубокого спада потока рентгеновского излучения, начиная с 00:37UT.

Излучение вспышки 27.03.2003 г. (C2.2) более жесткое. В самом начале взрывной фазы наблюдался короткий всплеск жесткого рентгеновского излучения вплоть до энергий 35 эВ (рис. 4). В дальнейшем происходил рост температуры и меры эмиссии вспышечной плазмы. Температура до-

стигла максимума  $2.5 \cdot 10^7 \text{K}$  в **середине стадии** роста рентгеновского излучения (отмечена стрелкой на рис. 2). В дальнейшем температура довольно резко спадала до начала спада мягкого рентгена, после чего темп падения замедлился. На фазе спада вспышки наблюдалось локальное повышение рентгеновского потока, температуры и меры эмиссии, что свидетельствует о дополнительном энерговыделении. Мера эмиссии равномерно росла до начала спада рентгеновского потока, затем спадала до момента локального всплеска, после чего показывала плавный рост. Подводя итог, следует подчеркнуть, что динамика скорости счета, температуры и меры эмиссии в этих вспышках существенно различается. Динамика процессов вспышки 2002 г. свидетельствует о стадии преднагрева, возникновении очень горячей компактной области. Фаза развития основного процесса энерговыделения сопровождается ростом как температуры, так и меры эмиссии. Причем, пик температуры практически совпадает с началом максимума скорости счета, а максимум EM на стадии спада потока. Такая динамика свидетельствует о непрекращающемся энерговыделении вплоть до максимума потока с последующим тепловым расширением. Во вспышке 2003 г. стадия преднагрева отсутствует, температура плазмы непрерывно растет и достигает максимума, значительно опережая по времени пик скорости счета при продолжающемся росте меры эмиссии. То есть рост потока, скорее всего, связан с нагреванием и расширением все большей области вспышечной плазмы.

#### **Литература**

1. *Г.А. Матвеев, П.Б. Дмитриев, И.В. Кудрявцев, В.П. Лазутков, М.И. Савченко, Д.В. Скородумов, Ю.Е. Чариков.* «Солнечно-земная физика. Результаты экспериментов на спутнике КОРОНАС-Ф» под редакцией д.ф.-м.н. В.Д. Кузнецова. – Москва, Физматлит, 2009 г., 488 с., Глава 14., с. 366–400.
2. *П.Б. Дмитриев, И.В. Кудрявцев, В.П. Лазутков, Г.А. Матвеев, М.И. Савченко, Д.В. Скородумов, Ю.Е. Чариков* // *Астрономический вестник*, 2006, т. 40, вып. 2, с. 160–170.

## **О ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ НЕЛИНЕЙНОГО ДИНАМО**

**Сафиуллин Н.Т.<sup>1</sup>, Поршнева С.В.<sup>1</sup>, Клиорин Н.И.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*ИРИТ-РтФ, Уральский Федеральный Университет, Екатеринбург*

<sup>2</sup>*Университет имени Бен Гуриона в Негеве, Баэр-Шева, Израиль*

## **ABOUT THE POSSIBILITY TO INCREASE THE ACCURACY OF FORECAST OF SUN ACTIVITY BASED ON NONLINEAR DYNAMO MODEL WITH MAGNETIC HELICITY**

**Safiullin N.T.<sup>1</sup>, Porshnev S.V.<sup>1</sup>, Kleorin N.I.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*IRIT-RTF, Ural Federal University, Ekaterinburg*

<sup>2</sup>*Ben-Gurion University of Negev, Beer-Sheva, Israel*

*In this paper we discuss the possibility to use nonlinear dynamo model with negative effective magnetic pressure instability (NEMPI) in order to simulate and, thus, forecast sun activity time series. Initial view of NEMPI model was pure theoretical, but with establishment of relationship between simulated magnetic values and known sunspot time series, and estimation of system model parameters, the forecast of sun activity has become possible. This approach allows to synthesize monthly mean total sunspot numbers (Wolf numbers) between 1749 and 2016 years with acceptable accuracy (correlation between synthetic and real sunspot time series is  $\approx 65\%$ ). In order to further increase this accuracy we propose the implementation of the Data Assimilation technique on this particular NEMPI model of sun activity. The results have indicated the increase in accuracy of simulating synthetic sunspot Wolf numbers: correlation between synthetic and real sunspot time series has been increased to  $\approx 80\%$ , the mean squared error decreased for more than 60%. Also in this paper we propose a modification to the initial modeling process and data assimilation algorithm in order to achieve not only simulation of one-dimensional sunspot time series, but time-latitude two-dimensional distribution of sunspots (known as Maunder Butterfly diagram) as well.*

Прогноз солнечной активности на различных временных интервалах (месяцы, годы, десятилетия) находится в центре внимания геофизики по крайней мере последние 100 лет. Однако качество прогнозов, получаемых при использовании известных методов прогнозирования временных рядов (ВР), основанных на формальных моделях (например, модели MA, AR, ARMA, GARCH, модификации регрессионных моделей и т.д., в которых не учитываются особенности физических процессов, определяющих динамику системы, породившей ряд), оказывается не удовлетворительным.

В [1] было предложено использовать для прогнозирования солнечной активности математическую модель, основанную на теории нелинейного спирального динамо и неустойчивости, связанной с эффектом отрицательного магнитного давления. В упрощенной форме расчет данной модели

сводится к численному решению следующей системы дифференциальных уравнений в широтно-временных координатах:

$$\begin{cases} \frac{\partial B_\phi}{\partial t} = GD \sin \theta \frac{\partial A}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 B_\phi}{\partial \theta^2} - \mu^2 B_\phi, \\ \frac{\partial A}{\partial t} = \alpha B_\phi + \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} - \mu^2 A, \\ \frac{\partial \chi^c}{\partial t} + (T^{-1} + \kappa_T \mu^2) \chi^c = 2 \left( \frac{\partial A}{\partial \theta} \frac{\partial B_\phi}{\partial \theta} + \mu^2 A B_\phi \right) - \\ - \left( \frac{\alpha}{\xi} \right) B^2 - \frac{\partial}{\partial \theta} \left( B_\phi \frac{\partial A}{\partial \theta} - \kappa_T \frac{\partial \chi^c}{\partial \theta} \right) \end{cases} \quad (1)$$

где  $B_\phi$  – полоидальная составляющая напряженности магнитного поля;  $A$  – вектор-потенциал магнитного поля,  $\chi^c$  – магнитная спиральность,  $D$  – динамо число,  $\alpha$  – нелинейный альфа-эффект,  $\mu$  – толщина конвективной зоны,  $G$  – радиальный сдвиг вращения,  $T$  – время релаксации,  $\kappa_T$  – параметр потока для магнитной спиральности.

На основе полученных значений составляющих магнитного поля строятся модельные синтетические среднемесячные числа Вольфа числа солнечных пятен  $W$ :

$$W = 2\pi R^2 \int \tau_s(B) I(t, \theta) \sin \theta d\theta, \quad (2)$$

где функция  $\tau_s(B)$  описывает время затухания числа солнечных пятен, функция  $I(t, \theta)$  описывает процесс формирования солнечных пятен на широтно-временной сетке.

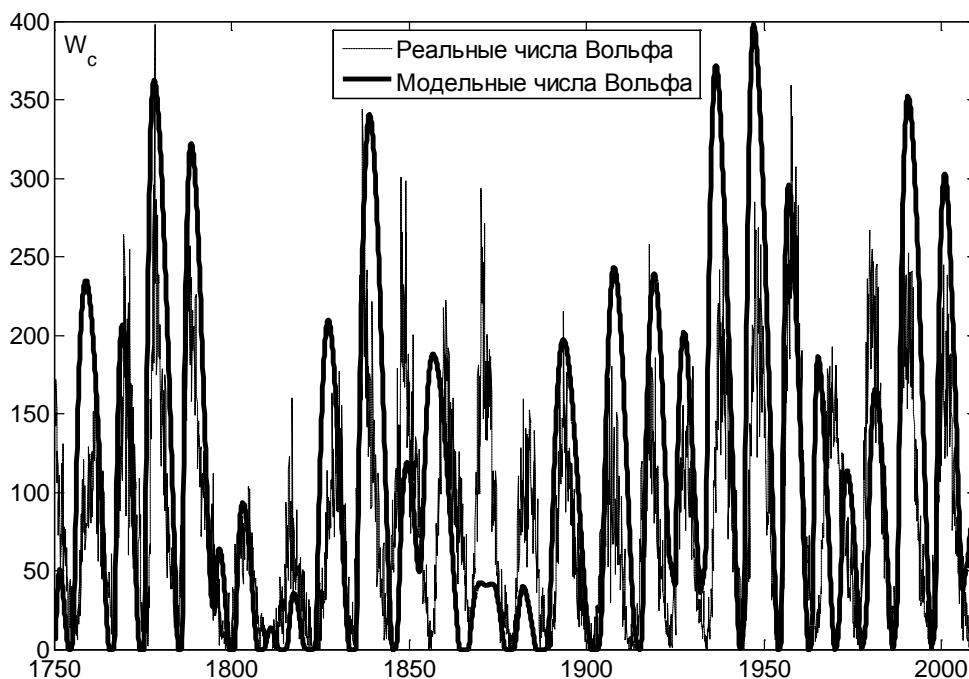


Рис. 1. Ряд полученных модельных чисел Вольфа.

После проведения численного моделирования был найден отрезок модельных чисел Вольфа, имеющих высокую степень корреляции (до  $\approx 65\%$ ) с исходным реальным наблюдаемым ВР. Полученный ряд синтетических среднемесячных чисел Вольфа против наблюдаемых данных представлен на рисунке 1.

Как видно из рисунка 1, представленную модель нелинейного динамо уже можно использовать для прогнозирования солнечной активности. Однако точность такого прогноза еще не является достаточной, так как:

- 1) Параметры и некоторые функциональные зависимости исходной системы достоверно неизвестны и скрыты от наблюдателя. При расчете используются только их приближенные оценки.
- 2) Наблюдаемый отрезок ВР числа солнечных пятен ничтожно мал в сравнении с жизненным циклом Солнца, что приводит к неопределенности искомого модельного временного отрезка.
- 3) Базовая модель не учитывает наличие шума и погрешностей как внутри самой системы (1), так и в наблюдениях (2) числа солнечных пятен, которые сами по себе являются недостоверными [2].

В связи с этим, была выдвинута гипотеза о возможности повышения точности прогнозирования солнечной активности на основе модели нелинейного динамо за счет привлечения математических методов из области Data Assimilation [3], позволяющих установить соответствие между многомерным пространством решений модели и вектором имеющихся для этой системы наблюдений.

В методике Data Assimilation исходная стохастическая система описывается следующей системой уравнений [4]:

$$\begin{cases} x_{k+1} = M(x_k) + w_k, \\ y_k = H(x_k) + v_k \end{cases} \quad (3)$$

где  $x_k$  – известное состояние модели в момент времени  $t_k$ ;  $x_{k+1}$  – состояние модели в следующий момент времени;  $M$  – оператор или функция перехода, определяющая эволюцию системы со временем;  $w_k$  – шум, присутствующий внутри модели;  $y_k$  – вектор наблюдений системы;  $H$  – оператор наблюдений, связывающий многомерное состояние системы с вектором наблюдений;  $v_k$  – ошибка наблюдений.

Первое уравнение в (3) называется уравнением прогноза, а второе – уравнением наблюдений. Соответственно, алгоритм Data Assimilation реализуется в два этапа: этап анализа и этап прогноза. На этапе анализа на основе имеющегося состояния системы  $x_k^f$  строится скорректированное состояние  $x_k^a$ , опирающееся на наблюдения  $y_k$  для момента времени  $t_k$ :

$$x_k^a = x_k^f + K(y_k - H(x_k^f)) \quad (4)$$

где  $K$  – коэффициент передачи,  $e = y_k - H(x_k^f)$  – расчетная ошибка между известными наблюдениями и модельными наблюдениями на основе (2).

На этапе прогноза строится состояние системы в следующий момент времени  $t_{k+1}$ , с учетом всех ошибок в исходной системе (3) и с учетом тех корректировок, что были внесены на шаге анализа (4):

$$x_{k+1}^f = M(x_k^a) \quad (5)$$

Отметим, как правило, полагают, что (3) является линейной системой, т.е.  $M(x_k) = M \cdot x_k$  и  $H(x_k) = H \cdot x_k$ . В этом случае коэффициент передачи  $K$  рассчитывается по формуле:

$$K_k^* = P_k^f H_k^T (H_k P_k^f H_k^T + R_k)^{-1}. \quad (6)$$

Однако в рассматриваемом случае модель оказывается нелинейной, поэтому операторы  $M$  и  $H$  невозможно описать в виде матриц. В этой связи была использована методика Stochastic Ensemble Kalman Filter (SEnKF), которая реализуется следующей последовательностью действий [4]:

Для каждого момента времени  $t_k$ :

- 1) Для фиксированной точки  $y_k$  наблюдения создается ансамбль наблюдений:

$$y_i = y_k + u_i, \quad \sum_i u_i = 0, \quad (7)$$

при этом ковариационная матрица ошибок оценивается как

$$R_k = \frac{1}{m-1} \sum_i u_i u_i^T.$$

- 2) В соответствие с (6) рассчитывается коэффициент передачи, где произведения матриц заменяются их статистическими оценками:

$$\begin{aligned} P_k^f H_k^T &= \frac{1}{m-1} \sum_i (x_i^f - \bar{x}^f) [H(x_i^f) - \bar{y}^f]^T \\ H_k P_k^f H_k^T &= \frac{1}{m-1} \sum_i (H(x_i^f) - \bar{y}^f) [H(x_i^f) - \bar{y}^f]^T \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\bar{y}^f = \frac{1}{m} \sum_i H(x_i^f)$ .

- 3) В соответствие с выражением (4) строится ансамбль скорректированных состояний  $x_i^a$ .
- 4) В соответствие с (5) по скорректированным значениям вычисляются прогнозируемые значения  $x_i^f$  и далее средний прогноз  $\bar{x}^f = \frac{1}{m} \sum_i x_i^f$ .

- 5) Рассчитывается ковариационная матрица ошибок прогноза для следующего шага

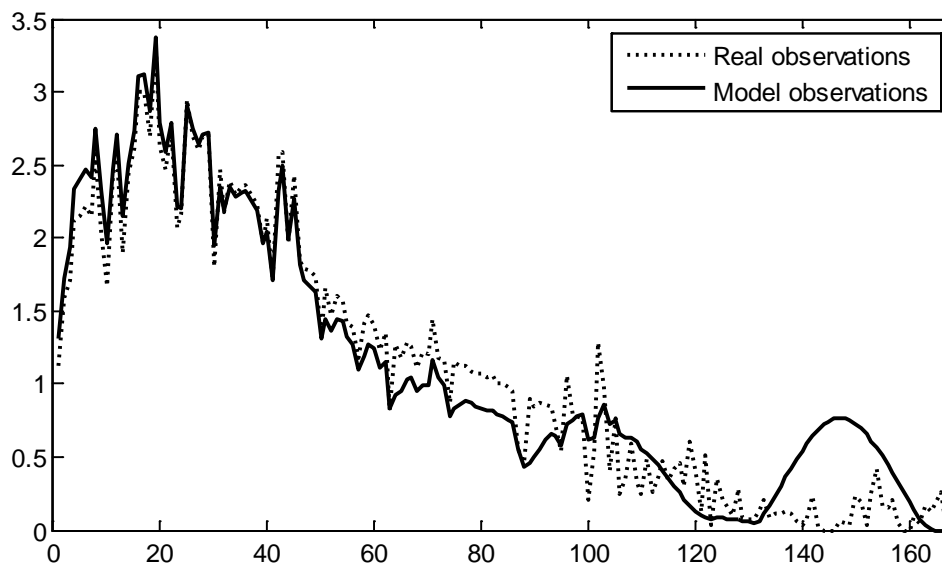
$$P^f = \frac{1}{m-1} \sum_i (x_i^f - \bar{x}^f) (x_i^f - \bar{x}^f)^T. \quad (9)$$

При реализации данной схемы применительно к нашей модели, в качестве оператора  $M$  выступало численное решение исходной системы уравнений модели (1), а в качестве оператора  $H$  использовалась оценка



значений чисел Вольфа (2). В качестве вектора наблюдений  $y_k$  были использованы известные значения среднемесячных чисел Вольфа, размещенные на сайте королевской Бельгийской обсерватории [5].

Результаты применения представленной методики SEnKF для коррекции значений, полученных для модели нелинейного динамо, на примере солнечного цикла № 5, представлены ниже.

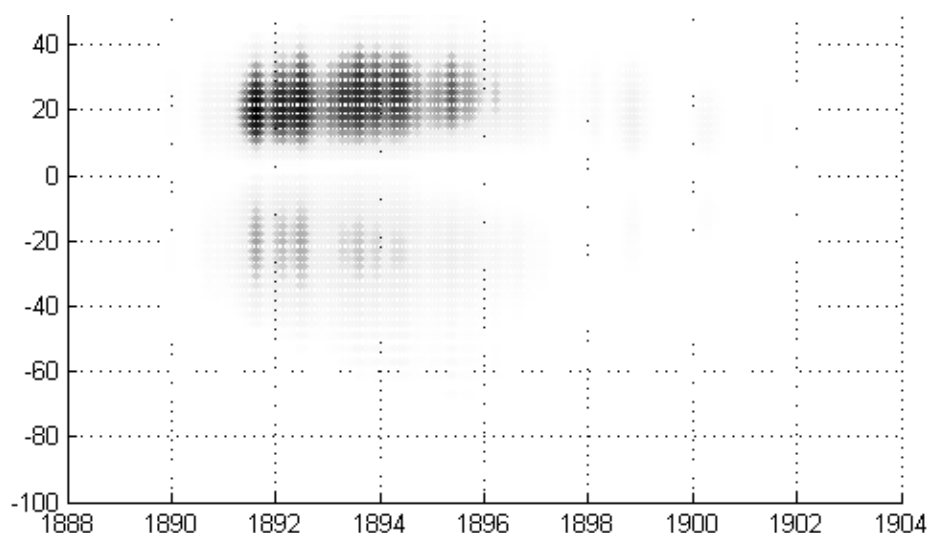


**Рис. 2.** Пятый цикл.

Как видно из рисунка 2, применение данной методики действительно позволяет существенно улучшить прогнозируемые значения среднемесячных чисел Вольфа. В целом, используя метод SEnKF для коррекции прогноза на основе модели нелинейного динамо, удастся повысить корреляцию модельного ряда чисел Вольфа с наблюдаемыми до 80%, при этом снизив суммарную среднеквадратичную ошибку на 60%.

Стоит отметить, что исходная система (1), описывающая состояние модели нелинейного динамо, получает численные решения в широтно-временных координатах. При этом в методике Data Assimilation (3) нет ограничений на размерность вектора наблюдений  $y_k$  и на характер оператора  $H$ , устанавливающего соответствие между многомерным пространством решений модели и вектором  $y_k$ . Поэтому представляет интерес возможность повышения точности прогнозирования солнечной активности не только на основе одномерного числа солнечных пятен, но и на основе широтно-временного распределения солнечных пятен по поверхности солнца, более известного как диаграммы «бабочек Маундера».

Для получения синтетических «бабочек Маундера» использовалась та же методика, что и для синтетических чисел Вольфа, с заменой второго уравнения в (3) на параметры и функции, относящиеся к построению широтно-временных диаграмм. Полученные результаты для цикла солнечной активности №5 представлены на рис. 3.



**Рис. 3.** Широтно-временная диаграмма синтетических «бабочек Маундера».

Как видно из рис. 3, полученные синтетические диаграммы «бабочек Маундера» имеют свойства, подобные реальным наблюдаемым распределениям солнечных пятен: отсутствие солнечных пятен за  $\pm 40^\circ$  солнечной широты, отсутствие солнечных пятен на экваторе и асимметрия интенсивности магнитного поля по полушариям. Тем не менее, точность построения широтно-временных диаграмм в целом оказывается существенно ниже (примерно в 1.5 раза), чем для синтетических чисел Вольфа, так как исходная модель нелинейного динамо не учитывает некоторых особенностей формирования широтно-временных диаграмм.

Таким образом, применение методики Data Assimilation позволяет повысить точность прогнозирования модельного ряда чисел Вольфа на основе модели нелинейного динамо: рост корреляции до 80%, уменьшение суммарной ошибки на 60%. При этом имеется возможность прогнозирования солнечной активности, в том числе и для широтно-временных диаграмм («бабочек Маундера»). В дальнейшем планируется усложнять модель (1) и усложнять схему коррекции прогноза (3)–(9) для получения более точного прогноза солнечной активности, ориентируясь в первую очередь на реализацию широтно-временных диаграмм.

### Литература

1. *Kleeorin Y., Safiullin N., Kleeorin N., et al.* The dynamics of Wolf numbers based on non-linear dynamos with magnetic helicity: comparisons with observations // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2016, **460** (4), pp. 3960–3967. doi:10.1093/mnras/stw1267
2. *Frederic C.* Revisiting the Sunspot Number // *Sp. Sci. Rev.*, 2014, **186**, pp. 35–103/
3. *Bocquet M.* Introduction to the principles and methods of data assimilation in geosciences / Publ. by Ecole des Ponts, ParisTech, 2015, 88 p.
4. *Evensen G.* The Ensemble Kalman Filter: theoretical formulation and practical implementation // *Ocean Dynamics*, 2003, **53**, pp. 343–367.
5. Solar Influence Data Analysis Center <http://sidc.oma.be/silso/datafiles>

## **О БЛИЗОСТИ СОЛНЕЧНЫХ И ЛУННЫХ ЦИКЛОВ**

**Сидоренков Н.С.<sup>1</sup>, Wilson Ian R.G.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Гидрометеорологический научно-исследовательский центр РФ*

<sup>2</sup>*The Liverpool Plains Daytime Astronomy Centre, Curlewis, NSW, Australia*

## **ABOUT PROXIMITY OF SOLAR AND LUNAR CYCLES**

**Sidorenkov N.S.<sup>1</sup>, Wilson Ian R.G.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Hydrometeorological Research Center of the Russian Federation,*

<sup>2</sup>*The Liverpool Plains Daytime Astronomy Centre, Curlewis, NSW, Australia*

*The synodic rotation period of the Sun nearly coincides with the sidereal rotation period of the Moon (27.3 days). The 11-year cycle of solar activity coincides with the eclipse cycle Tritos. The secular cycle of solar activity is close to the 93-year lunar cycle. Due to these coincidences, the cause of monthly, 11-year, and secular periods and their superharmonics in terrestrial processes is attributed to the Sun by solar-terrestrial researchers and to lunisolar tides by geophysicists. The possibilities of separating the solar and lunar cycles by applying spectral analysis, examining frequency differences, and detecting beats and resonances are discussed in this talk.*

Солнце имеет дифференциальное вращение, и за средний спиновый период принимается 27 суток. С этим же периодом обращаются Луна и Земля вокруг их общего центра масс (барицентра). Более того, 11- и 90-летний периоды солнечной активности совпадают соответственно с циклом затмений тритос (длительностью 10,91 г. или 135 синодических месяца) [7] и 93-х-летним циклом биений амплитуд перигейного и нодального приливов. Вследствие этих совпадений причину месячного, десятилетнего и векового периодов и их супергармоник в земных процессах специалисты по солнечно-земным связям приписывают Солнцу, а геофизики – лунно-солнечным приливам. В статье обсуждаются возможности разделения солнечных и лунных циклов путем спектрального анализа, исследования разностных частот, выявления биений, резонансов.

### **Геомагнитная активность**

Анализируя спектр *aa*, можно заметить, что многолетние колебания геомагнитной активности связаны с солнечной активностью (пики около периодов 11 и 5,2 лет). Высокочастотная часть спектра (периоды 182, 27, 13.6, 9, 7 суток) имеет неоднозначную интерпретацию. Помимо эффекта вращения Солнца, они могут быть обусловлены тем, что лунно-солнечные приливы влияют на движения плазмы в ионосфере и магнитосфере и тем самым вызывают геомагнитные вариации аналогично солнечно-суточным и лунно-суточным вариациям.

### **Лунно-солнечные циклы**

Выделяют синодический (относительно Солнца) (29,53 сут.), тропический (относительно точки весеннего равноденствия) (27,32 сут.), аномалистический (относительно перигея) (27,55 сут.), драконический (относительно восходящего узла) (27,21 сут.) и др. месяцы. Перигей лунной орбиты непрерывно смещается с запада на восток, завершая оборот за 8,85 года. Плоскость лунной орбиты прецессирует. Вследствие этого лунные узлы обращаются по эклиптике навстречу движению Луны с востока на запад с периодом 18,61 год. Система Земля–Луна обращается вокруг Солнца с периодом 365,24 сут., который называется тропическим годом. Перигелий этой орбиты обращается за 20940 тропических лет. Естественно, что все эти фундаментальные периоды месячного и годового обращения Луны и Земли имеют супергармоники и субгармоники. Все колебания с этими периодами взаимодействуют друг с другом.

Сложения колебаний с близкими частотами приводит к биениям, т.е. периодическому изменению амплитуды результирующего колебания с частотой, равной разности частот суммируемых колебаний. Наиболее ярким примером является биение частот синодического и аномалистического месяцев:

$$\frac{1}{27,55455} - \frac{1}{29,53059} = \frac{1}{411,78}.$$

Период 411,78 сут. называется Полным лунным циклом (ПЛЦ). Есть еще специфический ПЛЦ, который равен 14 синодическим месяцам или 413,3733 сут. Три с половиной специфического ПЛЦ делятся почти ровно 4 года. 3.5 ПЛЦ тоже почти 4 года. Вследствие этого приливные геофизические, метеорологические, океанологические и другие земные процессы имеют четырехлетнюю цикличность [3].

Сизигийный прилив возникает как при полнолуниях, так и при новолуниях. Вследствие этого проявляется не только ПЛЦ, но также и его супергармоника с удвоенной частотой (периодом 206 сут.) [5]. Длительности полнолуний и новолуний колеблются от 13,5 до 16,1 суток. Огибающая колебаний длительности одноименных фаз Луны выписывает синусоиду с периодом ПЛЦ (около 413 суток), а узлы наблюдаются через 206 суток. Фаза полнолуний сдвинута на 180° по отношению к фазе новолуний. Отметим, что период 206 суток выявлен в спектре аномалий температуры воздуха [5, рис. 12.3] и уровнях морей [1].

Следует заметить, что через четыре года в рассматриваемые календарные даты фазы Луны изменяются почти на противоположные. Только через восемь лет календарные даты наступления одноименных фаз Луны почти повторяются. Период 8 лет кратен 99 синодическим месяцам. Восьмилетний цикл получил название октоэтерис [7].

Биение частот драконического и аномалистического месяцев порождает 6-летнюю цикличность земных процессов:

$$\frac{1}{27,21222} - \frac{1}{27,55455} = \frac{1}{2190,344} \rightarrow \frac{1}{5,997 \text{ yr}}.$$

Биение частот тропического и аномалистического месяцев порождает цикличность земных процессов с периодом обращения перигея 8,85 года:

$$\frac{1}{27,321582} - \frac{1}{27,55455} = \frac{1}{3231,4906} \rightarrow \frac{1}{8,847 \text{ yr}}.$$

Промежуток времени, за который центр диска Солнца проходит через один и тот же узел лунной орбиты, называется драконическим или затменным годом. Он равен 346,620031 суткам. Двадцать драконических лет почти точно равны 19 юлианским годам. Поэтому через 19 лет распределение фаз Луны по календарным датам почти повторяется. Эту закономерность открыл Метон в 432 г. до н.э. в древней Греции.

Приливные эффекты усиливаются при совпадении моментов перигея месячной орбиты с перигелием годовой орбиты. Такие ситуации порождают цикличность земных процессов с периодами 31/62/93/186 лет [6].

$$8,847 \times 3,5 = 30,96 \approx 31 \text{ yr, и } 8,847 \times 7 = 61,93 \approx 62 \text{ yr.}$$

$$8,847 \times 10,5 = 92,89 \approx 93 \text{ yr, и } 8,847 \times 21 = 185,79 \approx 186 \text{ yr.}$$

Циклы 93 и 186 лет усиливаются за счет кратности их циклу регрессии узлов

$$18,6 \times 5 = 93 \text{ yr, и } 18,6 \times 10 = 186 \text{ yr.}$$

Продолжительности лунных месяцев не кратны солнечному году. 13 тропических месяцев делятся 355 суток. Лунно-солнечные приливы повторяются с этим периодом, и он называется **приливым годом**. Этот период проявляется и как цикл повторения затмений. С периодом 355 сут. изменяются метеорологические характеристики (давление, температура, облачность и т.п.). Сложение этих приливных колебаний с обычными годовыми 365-суточными колебаниями порождают биения годовой амплитуды климатических характеристик от континентального (при совпадении фаз) до морского климата (при расхождении фаз на 180°) с периодом около 35 лет [3–4]. В климатологии этот цикл называют брикнеровским циклом.

14 тропических месяцев делятся 382,48 суток. Сложение частот этого лунного периода и солнечного года порождает период биений 22,2 года, совпадающий с магнитным циклом Солнца – циклом Хейла.

В работе [2] обнаружена связь между повторяемостями затмений и особенностями годового хода аномалий температуры воздуха. Приведены примеры повторения особенностей распределения температурных аномалий в циклах Саросов и экселигмосов [7]. Найдено, что аномально холодные годы отмечаются, когда затмения наблюдаются в полярных районах. Понятно, что эти зависимости не могут возникнуть из-за очень коротких мгновений экранирования прямой солнечной радиации Луной. Эффект, вероятно, возникает вследствие тех или иных конфигураций тел, линий уз-

лов и апсид, постепенно складывающихся в системе Солнце–Земля–Луна в годы определенных затмений и влияющих на приток солнечной и космической плазмы к Земле.

### **Заключение**

Периоды лунных циклов известны с астрономической точностью, а солнечных – с астрофизической (на порядки меньшей, чем у лунных).

Распознать лунные циклы можно по периодам биения их амплитуд, модуляциям их частот, усилениям их проявлений на кратных солнечному году интервалах времени.

Зависимость метеорологических процессов от приливных колебаний скорости вращения Земли (то есть от модуля склонения и параллакса Луны), связь климатических характеристик с цикличностью затмений (то есть с ориентацией линий узлов лунной орбиты), связь засух и наводнений, с особенностями положения перигея (то есть с ориентацией линий апсид лунной и земной орбит) свидетельствует о том, что реакция климатической системы, биосферы, ноосферы на космические воздействия зависит не столько от солнечной активности и гравитационных приливов, сколько от взаимных конфигураций тел в системе Солнце–Земля–Луна (а точнее, всей солнечной системы), от положений линий узлов и линий апсид их орбит, ориентаций осей вращения и магнитного поля Земли, по отношению к потокам солнечного ветра и космической плазмы. Все зависит от изменяющихся условий для поступления плазмы на Землю.

### **Литература**

1. *Авсюк Ю.Н.* Приливные силы и природные процессы. – М.: Институт физики Земли РАН, 1996. 190 с.
2. *Литвиненко Л.Н.* В книге: «Система Планета Земля». (Нетрадиционные вопросы геологии). М: ЛЕНАНД. 2012. С. 292–304.
3. *Сидоренков Н.С.* Геофизические процессы и биосфера. 2015, том 14, № 3, С. 5–26.
4. *Сидоренков Н.С., К.А. Сумерова.* Метеорология и Гидрология. № 6, 2012. С. 81–94.
5. *Sidorenkov N.S.* The interaction between Earth's rotation and geophysical processes. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2009. 317 pp.
6. *Wilson, I.R.G.* The Open Atmospheric Science Journal, 7, 51–76, 2013.
7. [http://en.wikipedia.org/wiki/Eclipse\\_cycle](http://en.wikipedia.org/wiki/Eclipse_cycle)

## **ВКЛАД ИЗМЕНЕНИЙ СОЛНЕЧНОЙ ПОСТОЯННОЙ В РАСЧЕТ ИНСОЛЯЦИИ ЗА ПЕРИОД ГОЛОЦЕНА**

**Скакун А.А.<sup>1,2</sup>, Волобуев Д.М.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>ГАО РАН, Санкт-Петербург

<sup>2</sup>ФГБУ АНИИ, Санкт-Петербург

## **THE CONTRIBUTION OF THE SOLAR CONSTANT CHANGES IN THE CALCULATION OF INSOLATION DURING THE HOLOCENE**

**Skakun A.A.<sup>1,2</sup>, Volobuev D.M.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Pulkovo Observatory, St.-Petersburg

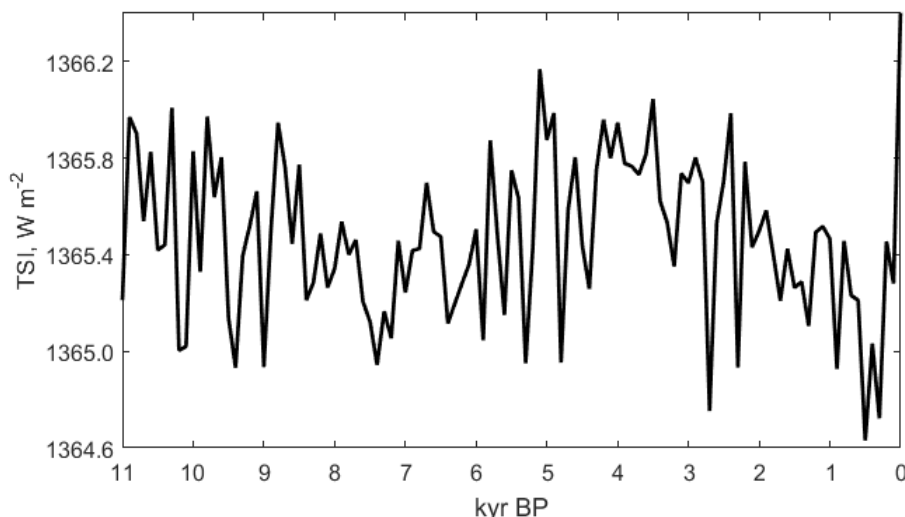
<sup>2</sup>Arctic and Antarctic Research Institute, St.-Petersburg

*Insolation is the one of the most important factors influencing the global climate changes. Thus, accurate calculation of insolation is an actual problem of modern climatology. In this paper we present the calculation of annual insolation during the Holocene including the changes of the solar constant caused by solar activity. We obtained that insolation changes in the latitudinal zones have a character of trend which is determined by the position of the Earth in space. This causes the fact that insolation latitudinal gradient increases from the poles to the equator during Holocene. On the other hand integral insolation on a sphere and hemispheres are mainly determined by changes in the solar constant. We also found that the northern hemisphere receives more solar energy than the southern. These results can be used in the interpretation of the global climate change.*

### **Введение**

Влияние солнечного излучения на Землю неоспоримо – невозможно проигнорировать такой мощный космический фактор. Первым инсоляцию посчитал Леверье, а затем его расчеты последовательно улучшались за счет учета большего количества небесных тел и сложности их взаимодействий. Миланкович связал глобальные изменения климата (в частности, оледенения) с вариациями инсоляции. Существуют две физические причины для изменений инсоляции на верхнем слое атмосферы – долгопериодические вариации элементов орбиты и короткопериодические – солнечной постоянной (TSI). Изменения солнечной постоянной измерены эмпирически только за эпоху спутниковых наблюдений, а на промежутке вплоть до 11 тыс. лет назад (начало Голоцена) могут быть восстановлены по содержанию радиоуглерода в кольцах деревьев [5], (см. рис. 1).

Целью нашей работы является сравнение вкладов орбитальной и обусловленной солнечной активностью постоянной в изменения общей инсоляции за период Голоцена.



**Рис. 1.** Временной ряд изменений солнечной постоянной, реконструированный на период Голоцена.

### Методика расчета

Среднесуточная инсоляция рассчитывается по формуле (1):

$$Ins = \frac{TSI(1 + e(\lambda - \omega))^2}{\pi(1 - e^2)^2 (H_0 \sin(\phi) \sin(\delta) + \cos(\phi) \sin(H_0))}, \quad (1)$$

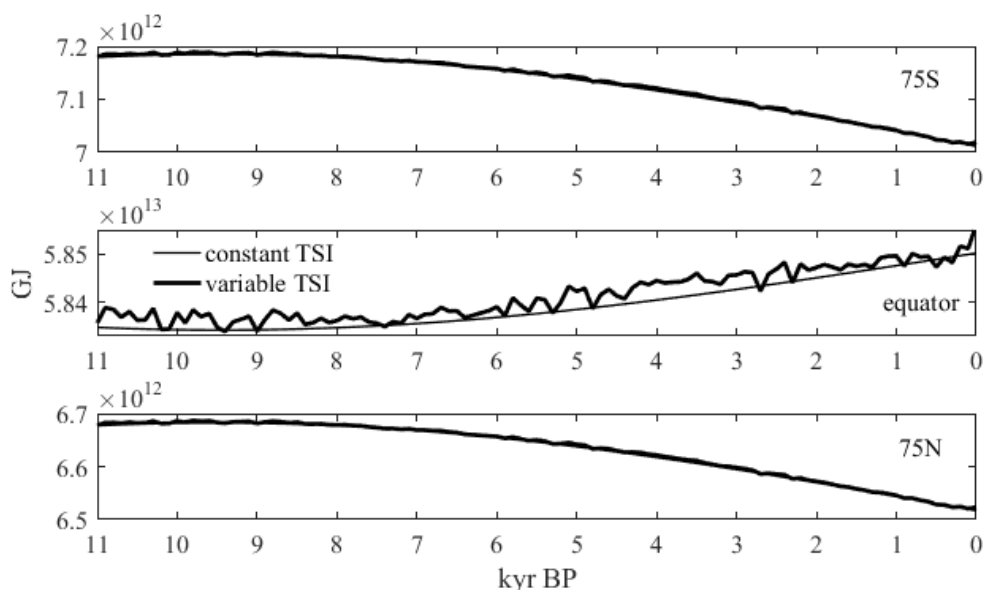
где  $e$  – эксцентриситет,  $\delta$  – склонение (включает наклонение орбиты),  $\omega$  – долгота перигелия (причем  $e \sin \omega$  – климатическая прецессия),  $\lambda$  – солнечная долгота,  $\phi$  – широта и  $H_0$  – часовой угол. Эти параметры получают с помощью решения уравнений небесной механики и разнятся в зависимости от того, какие факторы учитывались в этих уравнениях. На данный момент наиболее распространены среди климатологов два орбитальных решения: Berg78 [1] и La2004 [3]. Заметим, что на данный момент для каждого из этих решений предложены улучшения, но мы работаем именно с классическим вариантом. Также в формулу линейно входит солнечная постоянная. В большинстве работ климатологов учитывается лишь одна из вышеуказанных компонент (например, при рассмотрении рядов кернов глубоких антарктических скважин обычно учитывают только орбитальную составляющую). Принято считать, что для относительно коротких временных рядов значимыми являются вариации солнечной постоянной [2], в то время как длинные ряды в большей мере зависят от орбитальных изменений [4]. В данной работе мы будем рассматривать интегральную годовую инсоляцию, посчитанную как сумму среднесуточных, для каждого широтного пояса. Сетка широт задана от  $-90^\circ$  до  $90^\circ$  с шагом  $1^\circ$ . Все интегральные по сфере полушариям величины считаются следующим образом: для каждой широты считается ее годовая инсоляция, затем это значение умножается на площадь сферического сегмента, аппроксимирующего по-



верхность Земли. Центр сегмента привязан к соответствующей широте и имеет толщину  $1^\circ$ . Сравнение среднесуточных инсоляций на 21 декабря на широте  $-77^\circ$  показало, что на промежутке в 500 тыс. лет амплитуды для этих двух решений разнятся вплоть до  $20 \text{ Вт м}^{-2}$ , в то время как во время Голоцена различие не превышает  $0.4 \text{ Вт м}^{-2}$ . Это означает, что в течение Голоцена в расчетах инсоляции разницей между орбитальными решениями можно пренебречь. В данной работе мы будем рассматривать инсоляцию, посчитанную по орбитальным элементам La2004.

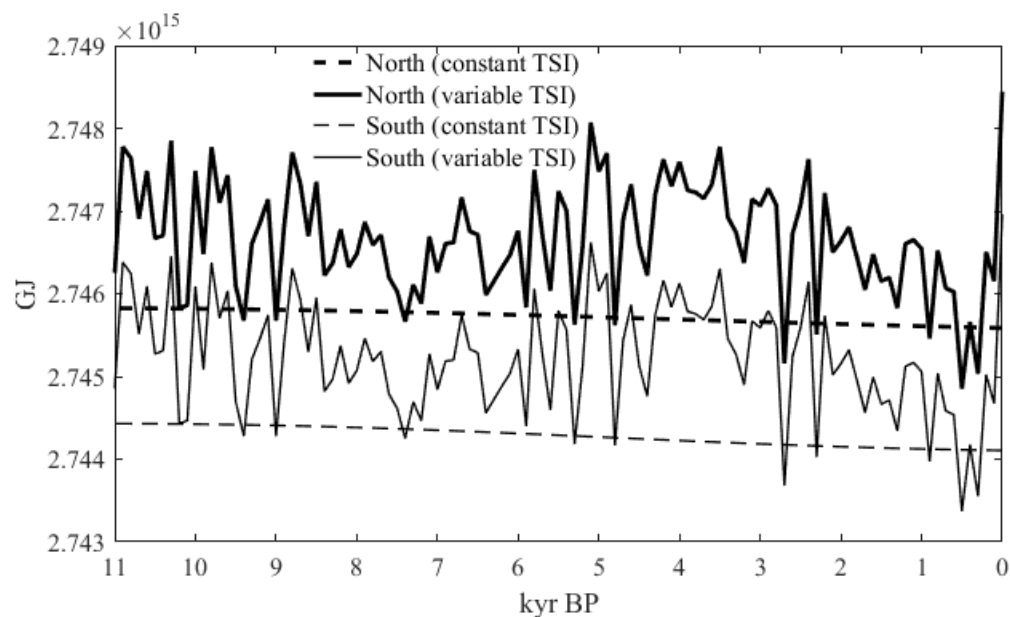
### Результаты и выводы

Вариации солнечной постоянной составляют доли процента от ее среднего значения ( $1365 \text{ Вт м}^{-2}$ ) и на первый взгляд кажутся совсем малыми. Однако расчет годовой инсоляции на различных широтах показал, что этот вклад становится заметным на приэкваториальных широтах, в то время как в полярных областях он пренебрежимо мал по сравнению с трендовыми вариациями, вызванными изменениями орбитальных параметров, т.е. в полярных областях можно использовать только орбитально обусловленную составляющую инсоляции (см. рис. 2).



**Рис. 2.** Суммарная годовая инсоляция в различных широтных поясах.

Тренд изменений инсоляции за счет орбитальной составляющей растет со временем для экватора, а в приполярье – падает. Аналогичная ситуация наблюдается и для инсоляционных градиентов между экватором и широтами  $\pm 30^\circ$ : колебания солнечной постоянной определяют основные вариации, а орбитальная составляющая вносит лишь незначительный тренд. Также важно отметить, что этот градиент растет со временем. Расчет интегральных величин как для всей земной сферы, так и для каждого полушария показал, что в данном случае колебания солнечной постоянной играют основную роль (см. рис. 3).



**Рис. 3.** Интегральная инсоляция в полушариях.

Кроме того, было получено, что в течение Голоцена на северное полушарие падало больше лучистой энергии за год, чем на южное (см. рис. 3).

#### Литература

1. *Berger A.* Long-term variations of daily insolation and Quaternary climatic change // *J. Atmos. Sci.* 1978. Т. 35. С. 463–467.
2. *Haigh J.D.* Climate variability and the influence of the Sun // *Science.* 2001. Т. 294. С. 2109–2111.
3. *Laskar J., Robutel P., Joutel F., Gastineau M., Correia A.C.M., Levrard B.* A long-term numerical solution for the insolation quantities of the Earth // *Astronomy and Astrophysics.* 2004. Т. 428. С. 261–285.
4. *Lipenkov V.Ya., Raynaud D., Loutre M.F., Duval P.* On the potential of coupling air content and O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> from trapped air for establishing an ice core chronology tuned on local insolation // *Quaternary Science Reviews.* 2011. Т. 30. С. 3280–3289.
5. *Vieira L. E. A., Solanki S. K., Krivova N. A., and Usoskin I.* Evolution of the solar irradiance during the Holocene // *Astronomy and Astrophysics.* 2011. Т. 531. P. A6.

## **МЕЛКОМАСШТАБНОЕ ДИНАМО В КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЕ СОЛНЦА В КОНТЕКСТЕ СОЛНЕЧНОГО ДИНАМО**

**Соколов Д.Д.<sup>1</sup>, Юшков Е.В.<sup>1</sup>, Лукин А.С.<sup>1</sup>,  
Абраменко В.И.<sup>2,3</sup>, Хлыстова А.И.<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>Московский государственный университет

<sup>2</sup>Крымская астрофизическая обсерватория РАН

<sup>3</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

<sup>4</sup>Институт солнечно-земной физики СО РАН

## **SMALL-SCALE DYNAMO IN SOLAR CONVECTION ZONE IN THE CONTEXT OF TOTAL MAGNETIC FIELD GENERATION**

**Sokoloff D.D.<sup>1</sup>, Yushkov E.V.<sup>1</sup>, Lukin A.S.<sup>1</sup>,  
Abramenko V.I.<sup>2,3</sup>, Khlystova A.I.<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>Moscow State University

<sup>2</sup>Crimean Astrophysical observatory

<sup>3</sup>Central Astronomical observatory at Pulkovo

<sup>4</sup>Institute of Solar-Terrestrial Connections

*We show that the traditional view at evolution of magnetic helicity during solar cycle missed an important point. The main problem is that the scenario neglects contribution of small-scale processes in helicity integral. The importance of this contribution is confirmed by theoretical and experimental results. An enhance of deviation from Hale polarity low during minimum of solar activity and an analysis of growth rate of magnetic helicity correlation function in turbulent asymmetric flows leads to the suggestion of active small-scale dynamo in convection solar zone interior. Contribution of small-scale dynamo in helicity balance has to be taken into account in solar cycle modeling. An important point is that this contribution occurs at dissipative scale what can cause inverse cascade of magnetic helicity. In contrast, magnetic helicity contribution associated with large-scale dynamo action occurs at basic scale of convection.*

Наряду с крупномасштабным магнитным полем на Солнце, несомненно, существуют мелкомасштабные магнитные поля. Их происхождение может быть результатом двух процессов. Во-первых, при образовании крупномасштабного магнитного поля  $\mathbf{V}$  возникают и мелкомасштабные магнитные поля  $\mathbf{v}$ , которые можно рассматривать как продукты распада поля  $\mathbf{V}$ . Поскольку крупномасштабное магнитное поле изменяется циклически, то и связанное с ним мелкомасштабное магнитное поле  $\mathbf{v}$  оказывается вовлеченным в номинально 11-летний цикл солнечной магнитной активности. Считается, что генерация магнитного поля  $\mathbf{V}$  является результатом работы динамо среднего поля, основанного на совместном действии дифференциального вращения и зеркально-асимметричной конвекции. Существуют различные представления о том, как в деталях устроен зеркально-асимметричный фактор, обеспечивающий работу динамо средних

полей, однако во всех случаях наряду с крупномасштабным **V** возникает и мелкомасштабное **b**.

Во-вторых, даже зеркально-симметричная в среднем конвекция может генерировать магнитное поле **h**, но это магнитное поле мелкомасштабное и изменяется хаотически, а не циклически. Условия в конвективной зоне Солнца вполне подходят для работы обоих механизмов генерации магнитного поля, так что естественно полагать, что солнечное магнитное поле **H** имеет три составляющие: **V**, **b**, **h**.

Замечательно, что уравнения, описывающие эволюцию крупномасштабного магнитного поля **V**, можно сформулировать так, чтобы в них не фигурировали поля **b** и **h**. Поскольку уравнения, описывающие мелкомасштабные магнитные поля, значительно сложнее уравнений электродинамики средних полей, то при построении моделей солнечного динамо обычно интересуются только описанием поля **V** – даже на таком уровне построение модели остается непросто задачей.

Существуют, конечно, и модели, описывающие солнечное динамо без разделения магнитного поля на крупно- и мелкомасштабные составляющие в рамках прямого численного моделирования. Однако получить такое решение с разрешением, достаточным для выделения мелкомасштабных магнитных полей, провести такое выделение на масштабах солнечного цикла и разделить вклады **b** и **h** тоже очень непросто.

Разумный компромисс представляет изучение корреляционных тензоров мелкомасштабных магнитных полей и их связи со свойствами крупномасштабного магнитного поля. Уравнения для этих тензоров (решающий вклад здесь принадлежит А.П. Казанцеву) были предложены примерно тогда же, когда и уравнения электродинамики средних полей, но до сих пор они изучены гораздо хуже, чем уравнения Штеенбека-Краузе-Рэдлера для среднего магнитного поля. В самом деле, до недавнего времени молчаливо предполагалось, что разделить наблюдательно поля **b** и **h** практически невозможно, так что задача представляет чисто академический интерес.

В последнее время прогресс наблюдений привел к тому, что вопрос о разделении двух вкладов в мелкомасштабное магнитное поле стал ставиться как в теоретическом, так и в наблюдательном контексте. Решающую роль здесь сыграла работа Стенфло [1], который взял на себя смелость утверждать, что в поверхностном магнитном потоке не видно следов вклада мелкомасштабного динамо. Он же подчеркнул, что это непосредственно еще не означает, что мелкомасштабное динамо не может работать внутри конвективной зоны, а следы этой работы плохо проникают на поверхность Солнца.

В [2] предложен наблюдательный тест, связанный со статистикой групп солнечных пятен, нарушающих правило полярности Хейла, позволяющий судить о том, работает ли мелкомасштабное динамо в глубине конвективной зоны Солнца. В самом деле, пусть **V** и среднее квадратичное

значение  $\mathbf{b}$  меняются циклически, оставаясь пропорциональными друг другу, а среднеквадратичное значение  $\mathbf{h}$  остается постоянным. Пусть группы, нарушающие правило Хейла, возникают из-за того, что суммарное магнитное поле оказалось направленным противоположно среднему полю, но достигло, тем не менее, величины, при которой возникают пятна. Тогда естественно ожидать, что относительное число групп-нарушителей должно увеличиваться во время минимума солнечной активности. Анализ данных о полярности групп солнечных пятен показывает, что именно так и происходит в действительности. Этот вывод не противоречит анализу Стенфлю, поскольку магнитный поток групп-нарушителей составляет малую долю полного магнитного потока Солнца.

Дополнительным наблюдательным свидетельством о возможности работы мелкомасштабного динамо в глубине конвективной зоны Солнца являются также результаты анализа всплытия магнитного потока, представленные Абраменко и др. на этой конференции.

Мелкомасштабное динамо, которое, видимо, все же работает в глубине конвективной зоны Солнца, действует в зеркально асимметричной среде. В этом случае генерируемое им мелкомасштабное магнитное поле характеризуется не только продольной корреляцией  $F$ , но и корреляционной функцией спиральности  $\chi$ , поэтому вместо одного уравнения Казанцева возникает пара сцепленных уравнений для этих величин. Соответствующая система уравнений была предложена Вайнштейном и Кичатиновым в 80-ых годах прошлого века, но практически не привлекалась для моделирования солнечного цикла.

На конференции представлен доклад, в котором приведено приближенное решение этой системы уравнений. Выясняется, что в зеркально-асимметричной среде конвекция порождает мелкомасштабное магнитное поле со значительной магнитной спиральностью, сосредоточенной вблизи диссипационного масштаба. Поскольку магнитная спиральность является невязким интегралом движения, то ее изменение и должно быть связано с диссипационными процессами.

В результате существенно изменяются представления об эволюции магнитной спиральности в ходе солнечного цикла. Магнитное поле  $\mathbf{B}$ , создаваемое динамо среднего поля, оказывается спиральным. Его спиральность приходится компенсировать спиральностью поля  $\mathbf{b}$ , сосредоточенной в энергонесущем масштабе конвекции. Считается, что баланс этих спиральностей и обеспечивает нелинейную стабилизацию динамо. Теперь мы видим, что в этом балансе не учтен еще вклад мелкомасштабного магнитного поля  $\mathbf{h}$ , которое вносит магнитную спиральность в диссипационный масштаб. Подчеркнем, что перенос магнитной спиральности от энергонесущего масштаба к диссипационному затруднен малой емкостью верхних ярусов конвективных потоков, тогда как переносу от диссипационного масштаба к энергонесущему ничто не препятствует.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 16-02-00221, 15-02-01407, 16-42-910493, Программы 7 Президиума Российской академии наук.

#### Литература

1. *Stenflo J.O.*, 2012, *A&A*, 547, 93.
2. *Sokoloff D., Khlystova A., Abramenko V.*, 2015, *MNRAS*, 451, 1522.

## **3D МОДЕЛЬ УЕДИНЕННОЙ КОРОНАЛЬНОЙ ПЕТЛИ**

**Соловьев А.А.**<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

solov@gao.spb.ru

## **3D MODEL OF SOLITARY CORONAL LOOP**

**Solov'ev A.A.**<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS, St-Petersburg, Russia

<sup>2</sup>Kalmyk State University, Elista, Russia

*A new analytical model of thin singular 3D coronal loop is developed. The loop is immersed in the potential magnetic arcade. The ambient corona is given by hydrostatic model of quiet solar atmosphere (Avrett & Loeser, 2008). The proposed 3D model of a thin coronal loop reproduces well the observed physical properties of coronal structures of this kind.*

### **1. Введение**

С появлением данных космических солнечных обсерваторий в УФ и рентгеновском диапазонах стало ясно, что корональные магнитные петли являются основными структурными элементами солнечной короны. Детальное описание свойств корональных петель и попыток их теоретического моделирования представлено в известных монографиях [1–3]. Рис. 1 дает типичное и широко известное изображение системы корональных петель. Подобные многочисленные изображения позволяют сделать ряд важных качественных выводов:

1. Петли и нити, их образующие, очень тонкие, меньше 1" в поперечнике;
2. Радиус поперечного сечения практически не меняется вдоль петли, поэтому имеется основание полагать, что петли вписаны в некоторую невидимую (потенциальную) магнитную аркаду, наличие которой и обеспечивает механическое равновесие системы в целом;
3. Нижние части петли (основания ее ног) обычно много ярче остальной части петли, по-видимому, вследствие большей концентрации плотности.

Мы намерены построить аналитическую модель равновесной уединенной тонкой корональной петли, в которой описанные выше свойства петель находили бы свое адекватное отражение.

### **2. Уравнения магнитогидростатики и постановка задачи**

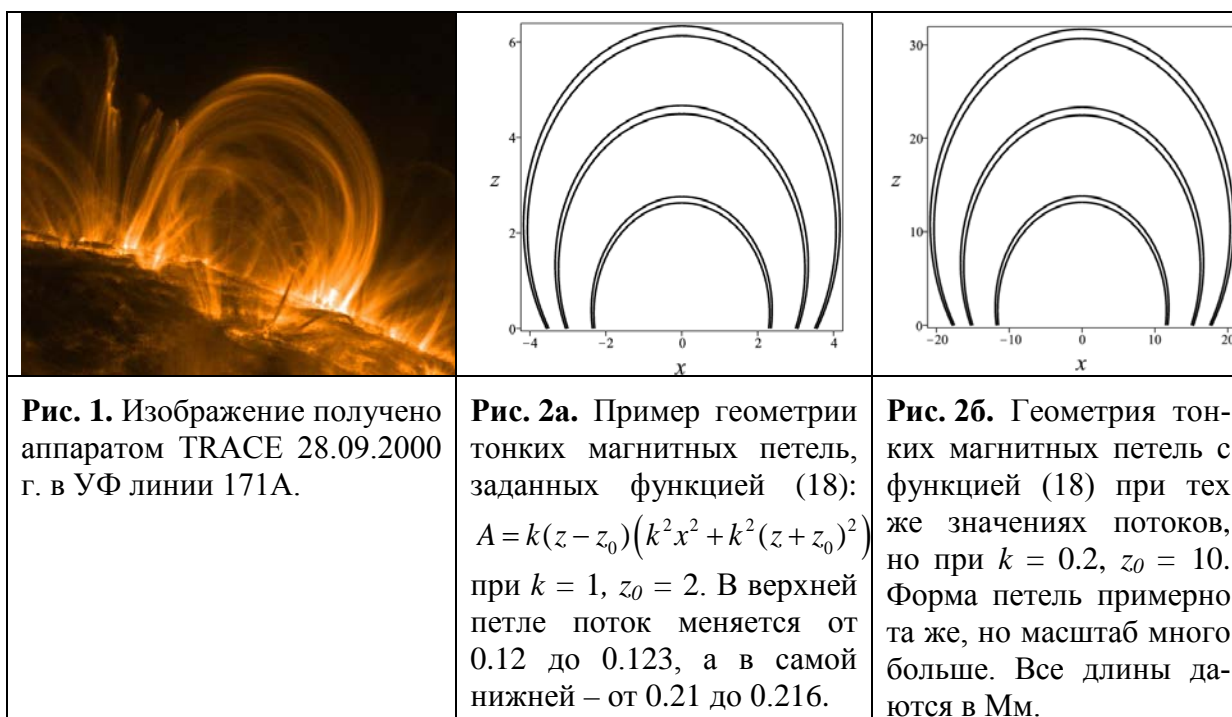
Система уравнений идеальной МГД в статическом случае имеет вид:

$$(4\pi)^{-1} [\operatorname{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}] - \nabla P + \rho \mathbf{g} = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad P = \rho \mathcal{R} T \mu^{-1}. \quad (2), (3)$$

Здесь:  $\mathbf{B}$  – напряженность магнитного поля,  $P$ ,  $\rho$ ,  $T$  – давление, плотность и температура плазмы. Уравнение переноса энергии мы не выписываем,

оставляя систему недоопределенной. Наша задача – нахождение таких равновесных распределений температурно-плотностных характеристик, определяемых заданной структурой магнитного поля, которые бы в максимальной степени отвечали наблюдаемым свойствам объекта. Обычно при теоретическом анализе корональных петель основное внимание уделяют проблеме их нагрева, анализируя уравнение теплопереноса, а проблема магнитогазостатического равновесия петли вообще не рассматривается, оно произвольно постулируется как очевидное для любой геометрической формы петли. Между тем, проблема равновесия из-за нелинейного характера магнитной силы, наличия гравитации и кривизны петли, а также из-за отсутствия в такой системе трансляционной или осевой симметрии весьма нетривиальна и до сих пор не имеет решения. Вопрос о механическом равновесии магнитной корональной петли той или иной геометрической формы должен рассматриваться в первую очередь: при отсутствии его система петель развалится и перестанет существовать в течение нескольких секунд, поскольку альвеновская скорость в корональных магнитных структурах очень высока, более  $10^8$  см/с.



### 3. Магнитное поле равновесной корональной петли

Пусть в декартовой системе координат  $(x, y, z)$  петля располагается в плоскости  $(x, z)$ . Горизонтальную ось  $x$  направим вдоль слоя, в котором находится петля, а ось  $y$  – перпендикулярно этой плоскости. Ось  $z$  направим вертикально вверх, так что сила тяжести примет вид  $\rho \mathbf{g} = -\rho g \mathbf{e}_z$ . Пусть магнитное поле корональной петли имеет только два компонента, зависящих от всех трех переменных:  $\mathbf{B} = \{B_x(x, y, z)\mathbf{e}_x, 0 \cdot \mathbf{e}_y, B_z(x, y, z)\mathbf{e}_z\}$ . ( $B_y \equiv 0$ .)



Из условия (2) в форме  $\frac{\partial B_z}{\partial z} + \frac{\partial B_x}{\partial x} = 0$  следует, что компоненты поля можно выразить через функцию вертикального потока

$$A(x, z) = \int_0^{kx} b_z d(kx) \quad (4)$$

и произвольную безразмерную функцию потока и координаты  $y$ ,  $F(A, y)$ :

$$\begin{aligned} B_z(x, y, z) &\equiv B_0 F(A, y) b_z(x, z); & b_z(x, z) &= \frac{\partial A(x, z)}{\partial kx}; \\ B_x(x, y, z) &\equiv B_0 F(A, y) b_x(x, z); & b_x(x, z) &= -\frac{\partial A(x, z)}{\partial kz}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $B_0$  – величина, задающая масштаб измерения напряженности магнитного поля, а  $k$  – константа, дающая обратный масштаб длины и введенная для обезразмеривания переменных. Легко убедиться, что магнитное поле (5) удовлетворяет условию (2) при любой дифференцируемой функции  $F(A, y)$ . Эту функцию удобно задать в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} F(A, y) &= \sqrt{1 - f(A, y)} < 1, & |y| < y_0, & A_2 < A < A_1 \\ F &= 1, & |y| \geq y_0, & A < A_2, A > A_1 \end{aligned} \right\}. \quad (6)$$

Здесь  $f(A, y)$  – некоторая положительная функция потока и координаты  $y$ , меньшая единицы,  $y_0$  – полутолщина слоя петли а  $A_1, A_2$  – значения магнитного потока на внутреннем и внешнем обводах петли. Эти значения близки между собой, если петля предполагается тонкой в плоскости  $x-z$  (см. пример на рис. 2).

Условие (6) означает, что вне объема петли всюду  $F = 1$ , а внутри петли  $F = \sqrt{1 - f(A, y)} < 1$ . Для  $f(A, y)$  удобно принять форму функции с разделенными переменными:  $f(A, y) = Q(A)s(y) > 0$ , где  $s(y) = [a + b \cos(my)]$ ,  $a < 1, b < 1$ . При  $m \gg 1$  последняя формула даст описание тонкой структуры петли по направлению  $y$ . Будем считать, что давление газа в петле есть функция потока и координат  $z$ ,  $y$ :  $P = P(A, y, z)$ . Умножим уравнение равновесия (1) скалярно на вектор  $\mathbf{B}$ :  $-B_x \left( \frac{\partial P}{\partial A} \frac{\partial A}{\partial x} \right) - B_z \left( \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial P}{\partial A} \frac{\partial A}{\partial z} + \rho g \right) = 0$ . Отсюда, учитывая (5), получаем физически очевидное уравнение гидростатического равновесия плазмы вдоль магнитной силовой линии:  $\rho g = -\frac{\partial P(y, z, A)}{\partial z}$ .

Выпишем последовательно  $x$ ,  $y$ ,  $z$  компоненты уравнения (1):

$$B_z \frac{\partial B_x}{\partial z} - B_x \frac{\partial B_z}{\partial x} = 4\pi \frac{\partial P}{\partial A} b_z, \quad (7)$$

$$B_z \frac{\partial B_z}{\partial y} + B_x \frac{\partial B_x}{\partial y} = 4\pi \frac{\partial P}{\partial y} = 0, \quad (8)$$

$$-B_x \frac{\partial B_x}{\partial z} + B_x \frac{\partial B_z}{\partial x} = 4\pi \left( \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial P}{\partial A} \frac{\partial A}{\partial z} + \rho g \right) = -4\pi \frac{\partial P}{\partial A} b_x. \quad (9)$$

Уравнения (7) и (9) совпадают:

$$F \left[ \frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} \right] = 4\pi \frac{\partial P}{\partial A}, \quad (10)$$

а (8) даёт баланс полного (газовое + магнитное) давления поперек петли:

$$P(x, y, z) + \frac{B^2(x, y, z)}{8\pi} = P_{ex}(z) + \frac{B_{x,ex}^2(x, z) + B_{z,ex}^2(x, z)}{8\pi}. \quad (11)$$

Здесь нижним значком «<sub>ex</sub>» обозначены характеристики внешней среды. Если в качестве этой внешней среды выбирается потенциальная магнитная аркада, которая не возмущает состояния плазмы, то  $P_{ex}(z)$  будет гидростатическим газовым давлением спокойной солнечной атмосферы,

$$\frac{\partial P_{ex}(z, A)}{\partial z} = -\rho_{ex} g, \quad (12)$$

в которой давление и плотность даются современной моделью Авретта и Лоезера [4] в табличном виде, а в работе [5] они же представлены в более удобной аналитической форме. Для потенциального магнитного поля справедливо

$$\frac{\partial b_z}{\partial x} = \frac{\partial b_x}{\partial z}, \quad (13)$$

и тогда уравнения (10), (11) удовлетворяются автоматически. Для пространства петли после подстановки выражений (5) и (6) в (10) и (11) имеем:

$$\frac{F \partial(Fb_x)}{\partial z} - \frac{F \partial(Fb_z)}{\partial x} = 4\pi \frac{\partial P}{\partial A}, \quad (14)$$

$$P(x, y, z) = P_{ex}(z) + f(x, y, z) \frac{B_0^2}{8\pi} \left[ b_x^2(x, z) + b_z^2(x, z) \right]. \quad (15)$$

Проведя преобразования в (14), найдем:

$$B_0^2 F^2 \left( \frac{\partial b_x}{\partial z} - \frac{\partial b_z}{\partial x} \right) + \frac{B_0^2}{2} \left( b_x \frac{\partial F^2}{\partial z} - b_z \frac{\partial F^2}{\partial x} \right) = 4\pi \frac{\partial P}{\partial A}. \quad (16)$$

Первый член в левой части (16) обращается в нуль, а второй дает

$$\frac{B_0^2}{8\pi} \left( -b_x \frac{\partial f}{\partial A} \frac{\partial A}{\partial z} + b_z \frac{\partial f}{\partial A} \frac{\partial A}{\partial x} \right) = \frac{B_0^2}{8\pi} \frac{\partial f}{\partial A} (b_x^2 + b_z^2) = \frac{B_0^2}{8\pi} s(y) \frac{\partial Q(A)}{\partial A} (b_x^2 + b_z^2) = \frac{\partial P}{\partial A}. \quad (17)$$

Для описания магнитной аркады, в которую вписана корональная петля, мы будем использовать функцию потока вида

$$A(x, z) = \frac{k(z + z_0)}{k^2 x^2 + k^2 (z + z_0)^2}. \quad (18)$$

Поле, задаваемое (18), потенциально. Здесь  $z_0$  есть глубина залегания под фотосферой особой точки ( $x_s = 0, z_s = -z_0$ ) данного поля. Для этого поля переменные в выражении для плотности магнитной энергии разделяются:

$$b_z^2 + b_x^2 = \frac{1}{[k^2 x^2 + k^2 (z + z_0)^2]^2} = \frac{A^2}{k^2 (z + z_0)^2} = Z(z)R(A). \quad (19)$$

Для свободной функции  $Q(A)$  выберем зависимость

$$Q(A) = \exp\left(\frac{A}{A_0}\right), \quad (20)$$

где  $A_0$  – значение функции потока на осевой (срединной) линии петли.

Подставив (19) и (20) в (17) и производя интегрирование, получим

$$P(A, z, y) = P_{ex}(z) + f \frac{B_0^2}{8\pi} (b_x^2 + b_z^2) \left[ 1 - 2 \frac{A_0^2}{A^2} \left( \frac{A}{A_0} - 1 \right) \right]. \quad (21)$$

Это выражение совпадает с (15) в тех случаях, когда второй член в квадратной скобке близок к нулю. Этот член строго равен нулю на осевой линии петли, при  $A = A_0$  (для этого случая задача имеет точное решение), и несколько отклоняется от нуля в периферийных частях петли, где наша задача имеет приближенное решение (тем более точное, чем тоньше петля). Примеры, приведенные на рис. 2, показывают, что на полуширине петли магнитный поток меняется на 1–1.5 процента. Этим и определяется точность нашей модели.

Тот факт, что задача магнитогидростатического равновесия искривленной корональной петли не имеет точного решения, принципиально важен. Суть эффекта в том, физическая природа сил в уравнении равновесия (1) разная. Магнитная сила анизотропна, она содержит в себе, кроме градиента магнитного давления, магнитное натяжение, стремящееся сократить магнитные силовые линии. И именно эта часть магнитной силы в искривленной корональной петле, которая представляет собой область локального ослабления в потенциальном поле аркады, не может быть в точности скомпенсирована ни за счет градиента газового давления, ни за счет силы тяжести. Это приводит к тому, что в состоянии достаточно близком к равновесию оказываются только очень тонкие петли, толстые петли «не выживают», под действием нескомпенсированного магнитного натяжения они эволюционируют, вытягиваясь вверх, и исчезают или распадаются на ряд более мелких, тонких нитей. Этим эффектом и объясняется наличие на Солнце многочисленных корональных структур в виде совокупностей очень тонких магнитных петель.

Таким образом, решение поставленной задачи сводится к тому, что, зная магнитную структуру петли ( $b_x^2 + b_z^2$ ) и выражение для функции  $f$ , мы из (15) находим газовое давление в петле как функцию вида  $P(A, z, y)$ , и то-

гда по выведенной ранее формуле  $\rho g = -\frac{\partial P(A, y, z)}{\partial z}$  легко рассчитываем распределение плотности, а по уравнению состояния идеального газа (3) - температуру плазмы в петле. Явные выражения для распределения газового давления и плотности внутри корональной петли имеют вид:

$$P(x, y, z) = P_{ex}(z) + \frac{B_0^2}{8\pi} s(y) \exp\left(\frac{A}{A_0}\right) \frac{A^2}{\left[k^2(z+z_0)^2\right]}, \quad (22)$$

$$\rho(x, y, z) = \rho_{ex}(z) + \frac{B_0^2}{4\pi g} s(y) \exp\left(\frac{A}{A_0}\right) \frac{A^2 k}{\left[k^3(z+z_0)^3\right]}. \quad (23)$$

### **Заключение**

1. В формулах (22), (23) магнитные добавки к гидростатическим распределениям давления и плотности положительны во всей верхней полуплоскости ( $z \geq 0$ ), выше фотосферы, так что задача имеет физически осмысленное решение при любых значениях параметров.

2. Радиус поперечного сечения получаемых в данной модели корональных петель незначительно меняется вдоль петли.

3. Магнитная добавка к плотности быстро убывает с высотой, по закону  $1/z^3$ . Это обеспечивает большую концентрацию плотности у основания петли и, соответственно, резко повышенную яркость излучения в этих частях петли (о чем упоминалось во Введении).

4. Построенная аналитическая модель позволяет понять физическую природу механизма формирования тонкой структуры корональных магнитных петель на Солнце.

Работа поддержана грантом РНФ № 15-12-20001, а также Программой Президиума РАН П-7 и научной школой НШ-7241.2016.2.

### **Литература**

1. *Aschwanden, M.J.*: Physics of the solar corona. An Introduction with Problems and Solutions. Praxis Publ. Ltd., Chichester, UK; Springer, New York, Berlin, (2005).
2. *Bray, R.J., Cram, L.E., Durrant, C.J., Loughhead, R.E.*: Plasma loops in the solar corona. Cambridge Univer. Press, New York. (1991).
3. *Priest, E.R.*: Solar Magnetohydrodynamics. D. Reidel, Holland (1982).
4. *Avrett, E.H., Loeser, R.*: Astrophys. J. Suppl. Ser. **175**. 229 (2008).
5. *Solov'ev, A.A., Kirichek E.A.*: Astronomy Letters, **41**, no. 5, 211(2015).

## СТРУКТУРА И ДИНАМИКА ОДИНОЧНЫХ ФАКЕЛЬНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ

**Стрекалова П.В.<sup>1</sup>, Riehoainen A.<sup>2</sup>, Наговицын Ю.А.<sup>1,3</sup>, Смирнова В.В.<sup>1,2</sup>**

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

<sup>2</sup>Университет Турку, Финляндия

<sup>3</sup>Государственный университет аэрокосмического приборостроения,  
Санкт-Петербург, Россия

## STRUCTURE AND DYNAMICS OF SINGLE FACULAE FORMATIONS

**Strekalova P.V.<sup>1</sup>, Riehoainen A.<sup>2</sup>, Nagovitsyn Y.A.<sup>1,3</sup>, Smirnova V.V.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Central (Pulkovo) Astronomical Observatory RAS, Saint Petersburg, Russia

<sup>2</sup>University of Turku, Finland

<sup>3</sup>St. Petersburg State University of Aerospace Instrumentation, St. Petersburg, Russia

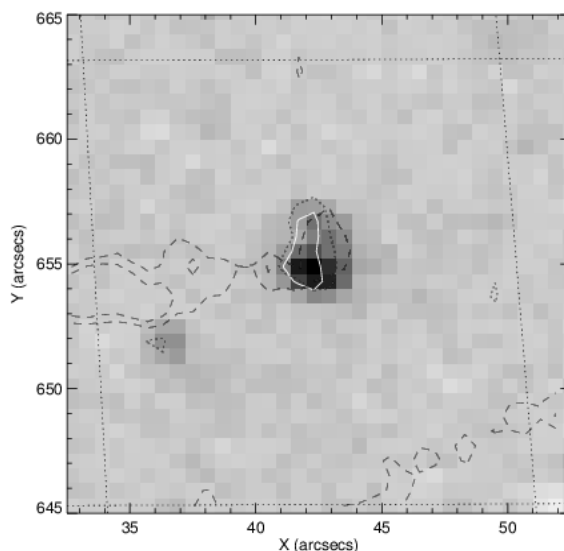
*Thirty facula formations are investigated using the data in the magnetic field strength and intensity at different levels of the solar atmosphere. Some main parameters of facula formations have been specified. Faculae lifetime is clarified. Comparison of quasiperiodic oscillations in the magnetic field strength and intensity is carried out.*

В данной работе мы продолжаем исследование структуры и динамики одиночных факельных образований (ФО), наблюдаемых в различных слоях солнечной атмосферы [1]. Эти объекты представляют собой долгоживущие мелкомасштабные фотосферные образования с магнитным полем, сконцентрированным в гораздо более компактных областях, чем в пятнах. Они, как правило, связаны с уярчениями в хромосфере [2]. На рис. 1 представлена магнитограмма, полученная по данным инструмента SDO/HMI [3], с наложенными контурами в трех спектральных линиях, по данным SDO/AIA. Непрерывная линия отмечает контур в линии  $1600\text{\AA}$ , точечная линия –  $1700\text{\AA}$ , пунктирная линия –  $304\text{\AA}$ . Сопоставление контуров показывает, что магнитная структура хорошо видна над фотосферой (высота 500 км) и в хромосфере (высота порядка 1500 км) [4].

Характерные параметры одиночных ФО ранее исследовались мало, ввиду того, что лишь относительно недавно появились инструменты с достаточным пространственным и временным разрешением. Более ранние работы касаются в основном изучения динамики факельных площадок и отдельных магнитных точек в них [5, 6]. Исследование динамики одиночных ФО представляет наибольший интерес, поскольку выявление их наблюдаемых физических свойств поможет в дальнейшем уточнить теоретические модели солнечного факела.

Для нашей работы мы брали данные инструментов SDO/HMI и SDO/AIA, с пространственным разрешением в 1" и временным разрешением 45 сек и 24 сек соответственно.

Характерный максимальный поток напряжённости магнитного поля ФО по нашим данным колеблется от 250 Гс до 900 Гс. Характерный размер объектов составляет 4–10 угловых секунд. Наиболее отчётливо факельные образования различимы в магнитном поле. Для дальнейшего рассмотрения были выбраны ФО на широтах  $\pm(20^\circ\text{--}47^\circ)$ .



**Рис. 1.**

Целью нашей работы являлось исследование и уточнение основных наблюдаемых физических параметров ФО в различных слоях солнечной атмосферы. Первый значимый параметр, на который следует обратить внимание – время жизни ФО. Для определения времени жизни сначала необходимо задать критерии жизни. Начало и конец жизни ФО были определены значением напряжённости магнитного поля в  $\pm 50$  Гс. Далее эмпирическим путём в эволюционном цикле каждого факела было выделено три стадии: образование, основная стадия и распад. Пример такой эволюции можно видеть на рис. 2. Здесь представлена эволюция магнитного поля ФО на широте  $47^\circ,6$  за время с 12:00:00 06.07.2013 по 16:00:00 07.07.2013. Видно, что наименьшие изменения магнитного поля происходит на основной фазе жизни данной структуры. В данной работе было выбрано 30 ФО, наблюдавшихся 06–07.07.2013.

Для исследованных объектов полное время жизни составило от 9 до 33 часов. На рис. 3 представлена зависимость времени жизни ФО от максимума напряжённости магнитного поля для полного времени жизни и трёх выделенных стадий эволюции. Видно, что чем больше магнитное поле, тем больше время жизни ФО.

Кроме того, как уже говорилось ранее, исследуемые магнитные структуры связаны с уярчениями в фотосфере и хромосфере. Мы исследовали временные вариации магнитного поля и интенсивности в линиях для выбранных объектов. Были обнаружены длинные квазипериодические вариации

ции с периодом, превышающим 30 минут. Кросс-корреляционный анализ вариаций напряжённости магнитного поля и интенсивности в линиях 1600, 1700 и 304 Å показал, что вариации во всех этих диапазонах имеют сходные периоды. Наилучшее совпадение по фазе наблюдается для магнитного поля и линий 1600 Å и 1700 Å. С колебаниями интенсивности в хромосферной линии 304 Å в среднем корреляция значительно меньше (коэффициент корреляции 0.5 и ниже).

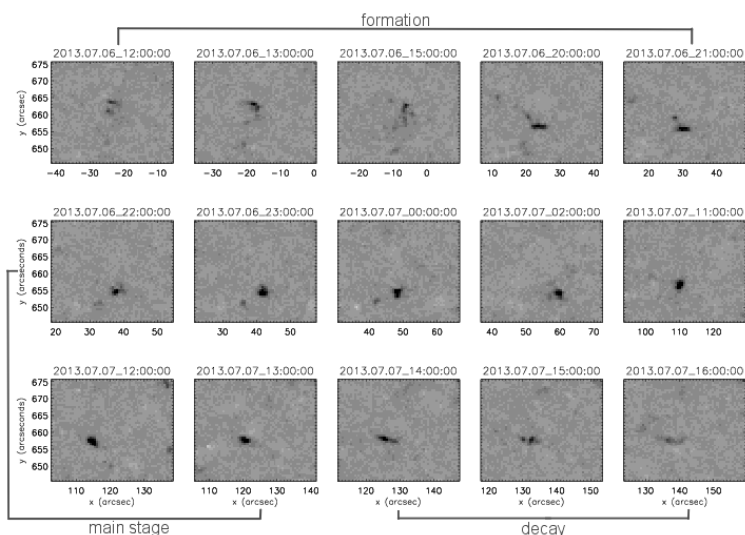


Рис. 2.

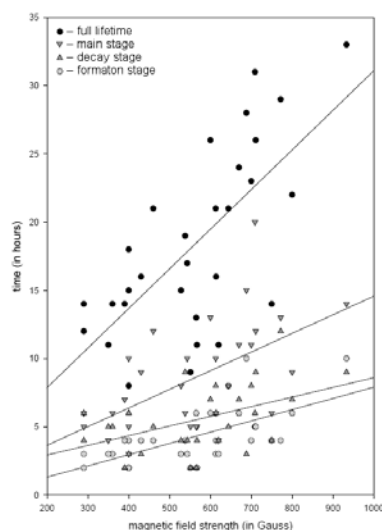


Рис. 3.

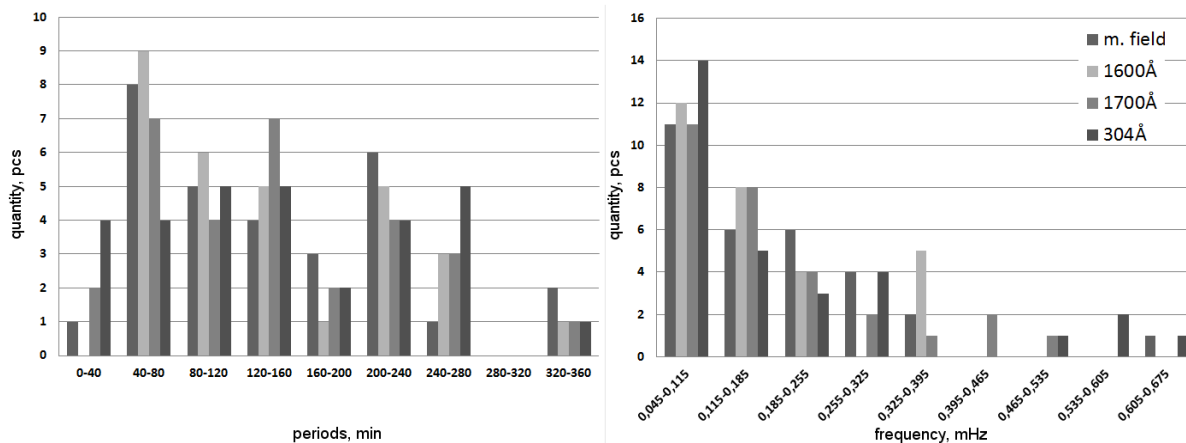
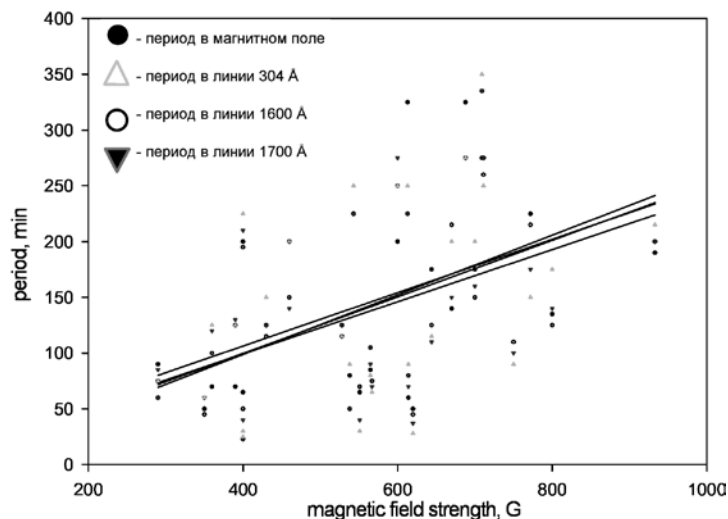


Рис. 4.

Для иллюстрации тенденций в величинах самых длинных значимых периодов в каждой линии была построена диаграмма встречаемости для значений наибольших периодов (рис. 4, левая панель) и наименьших частот (рис. 4, правая панель). По оси X отложены периоды и частоты соответственно, разбитые на группы с равным интервалом. В интервал включалась только левая граница.

Далее были построены зависимости максимального значения периода колебаний от максимального значения напряжённости магнитного поля

для всех рассмотренных линий (рис. 5). Из рисунка видно, что определённой зависимости нет, имеется лишь слабая тенденция. Это показывает, что длинные периоды вариаций магнитного поля могут быть связаны с воздействием внешних сил на одиночные ФО.



**Рис. 5.**

Что же касается возможной природы возникновения квазипериодических колебаний в напряжённости магнитного поля и интенсивности в разных слоях солнечной атмосферы, то в отсутствие адекватной модели факельного образования мы пока не можем выдвигать уверенные предположения. В качестве одной из гипотез мы полагаем, что такие колебания могут быть связаны с взаимодействием магнитного поля ФО с полем скоростей супергранул.

#### **Литература**

1. *Strekalova P.V., Nagovitsyn Y.A., Riehkainen A, Smirnova V.V. // Ge&A., 2016, V. 56, P. 1–8.*
2. *Костык P.И. // Кинемат. и физика неб. тел, 2013, 29, 1, С. 50–57.*
3. *Scherrer P.H., Schou J., Bush R.I., Kosovichev A.G., Bogart R.S., Hoeksema J.T., Liu Y., Duvall T.L., Zhao J., Title A.M., Schrijver C.J., Tarbell T.D., Tomczyk S. // Sol. Phys., 2012, V. 275, P. 207.*
4. *Lemen J. R., et al. // Sol. Phys., 2012, V. 275, I. 1–2, P. 17–40.*
5. *Kobanov N.I., Pulyaev V.A. // Sol. Phys. 2011, V. 268, P. 329–334.*
6. *Khomenko E., et al. // A. J., 2008, V. 674, I. 1, P. 596–606.*



## **МОДЕЛИРОВАНИЕ И ПРОГНОЗ ПАРАМЕТРОВ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ НА ОСНОВЕ НАЦИОНАЛЬНЫХ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Тлатов А.Г.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН, tlatov@mail.ru*

<sup>2</sup>*Калмыцкий государственный университет, Элиста*

## **MODELING AND FORECAST PARAMETERS OF SPACE WEATHER DATA BASED ON NATIONAL OBSERVATION OF SOLAR ACTIVITY**

**Tlatov A.G.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Kislovodsk Mountain Astronomical Station*

<sup>2</sup>*Kalmyk State University, Elista, Russia*

*The prospects for the creation of service parameters for the forecast space weather, on the basis of national means of solar activity observations. The forecast space weather can be divided into two components. Prediction of recurrence of slowly changing events associated with the topology of the large-scale magnetic field and observation fast phenomena such as solar flares and eruptive processes and prediction of the effects of the Earth's orbit.*

### **Введение**

В настоящее время одними из наиболее актуальных задач в исследовании солнечно-земных связей являются изучение и прогноз космической погоды (КП), вызываемой солнечной активностью (СА). Космическая погода эффективно воздействует на космические аппараты, также на Земле наиболее сильные ее проявления локализованы в полярных регионах. Из солнечной короны непрерывно истекает корпускулярный поток в виде солнечного ветра (СВ). Также Солнце является источником излучения в рентгеновском, ультрафиолетовом и радио диапазонах. Оценка этих потоков, а также прогноз их интенсивности на несколько ближайших дней является предметом службы КП. Служба КП должна опираться на непрерывные наблюдения солнечной активности, а также включать в себя оперативный процесс первичного анализа данных и формирования индексов активности. На следующем этапе данные наблюдений задаются в качестве граничных условий в моделях распространения солнечного ветра и КВМ через межпланетную среду. Параллельно с этим в прогноз КП могут включаться методики прогноза солнечных вспышек и КВМ. Можно выделить две основные составляющие прогноза КП (рис. 1). Во-первых, это определение параметров СВ, когда на Солнце нет возмущений вспышечного характера, приводящих к КВМ в межпланетную среду, так называемый спокойный солнечный ветер. Второй составляющей является учет вклада солнечных вспышек и КВМ.



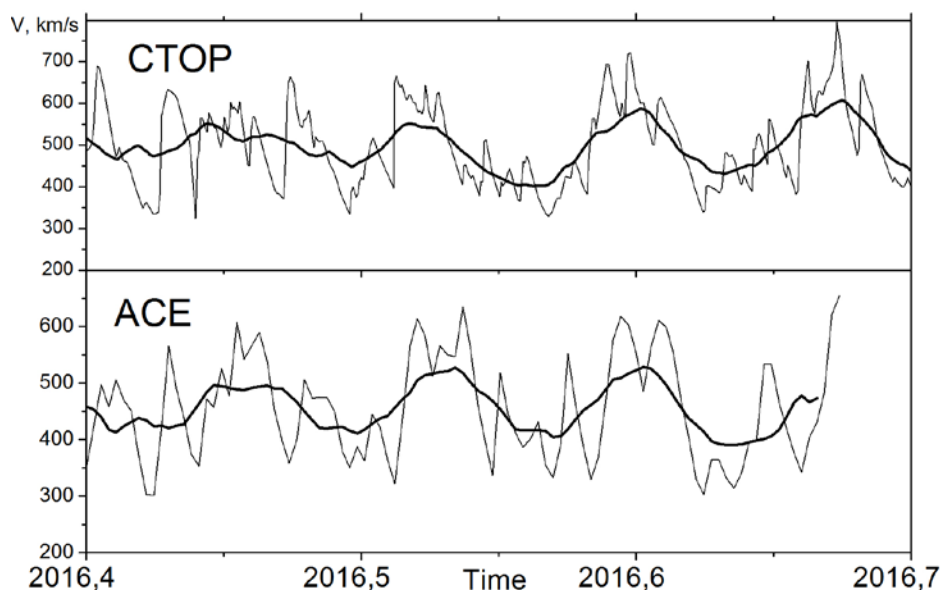
**Рис. 1.** Схема организации прогноза космической погоды на основе наземной наблюдательной сети.

числе и наземными обсерваториями, и регистрации вспышек и КВМ орбитальными обсерваториями. В настоящее время синоптических орбитальных обсерваторий в нашей стране нет, и их запуск в ближайшее десятилетие не планируется. Поэтому остро стоит вопрос о возможности прогноза КП на основе имеющихся или перспективных средств наблюдений за солнечной активностью.

В данной работе рассмотрены возможности создания службы КП (СКП) на основе сети наземных обсерваторий, а также практическая реализация прогноза на основе уже созданных средств наблюдений.

### **Прогноз квазистационарных потоков солнечного ветра**

Солнечный ветер представляет собой плазму с вмороженным магнитным полем, потоки которой заполняют межпланетное пространство. Минимальная скорость солнечного ветра на орбите Земли составляет примерно 260 км/с, максимальная достигает значений  $\sim 750$  км/с, средние величины



**Рис. 2.** Сопоставление скорости СВ, усредненной за день по данным расчетов по наблюдениям СТОП и измеренные на спутнике ACE. Приведены сглаженные данные за 7 дней.

около 400 км/с. При низкой активности, когда на Солнце нет возмущений вспышечного характера, приводящих к КВМ в межпланетную среду, так называемый спокойный солнечный ветер формирует в межпланетном пространстве квазистационарную картину. С точки зрения прогнозирования магнитных возмущений на Земле, как одной из важных составляющих космической погоды, стационарная ситуация в СВ является благоприятной, поскольку при этом проявляется тенденция к 27-дневной повторяемости событий (рекуррентный прогноз).

Медленные на этом фоне изменения стационарной картины связаны с эволюционными процессами, главным образом, в крупномасштабных магнитных полях на солнечной поверхности. В настоящее время мониторинг таких изменений осуществляется с помощью солнечных магнитографов фотосферного поля. С 2014 начались регулярные наблюдения магнитографа СТОП на наблюдательной площадке ГАС ГАО [1], а с 2015 г. выполняется прогноз параметров СВ на орбите Земли по данным СТОП на основе полуэмпирической модели WSA [2]. На рис. 2 представлены результаты расчетов в сравнении с измеренной скоростью СВ. Получаемые при этом данные позволяют с использованием имеющихся моделей оценивать скорость и транспортное время достижения солнечным ветром выбранной точки на трассе Солнце–Земля, что соответствует возможной заблаговременности прогноза. При спорадических всплесках солнечной активности с КВМ плазма выброса встречается на своем пути и взаимодействует с плазмой фонового солнечного ветра, так что распространение и в этом случае зависит от фонового состояния межпланетной среды, которое необходимо учитывать при моделировании возмущения. Отметим, что именно такой

подход реализуется в популярной в настоящее время программе ENLIL для прогноза солнечного ветра, используемой в США.

### **Учет влияния солнечных вспышек и КВМ**

Для прогноза последствий солнечных вспышек и эруптивных выбросов необходимо создание наблюдательных средств для непрерывного наблюдения за солнечной активностью. Для этого целесообразно создание разнесенных по долготе наблюдательных пунктов, состоящих из патрульных оптических автоматизированных телескопов-спектрогелиографов и радиотелескопов сантиметрового диапазона. Опыт эксплуатации патрульных автоматизированных телескопов-спектрогелиографов на ГАС ГАО с 2012 показал, что наземные спектральные наблюдения могут эффективно использоваться для оценки мощности солнечных вспышек, аналогичным наблюдениям в УФ и рентгеновском диапазоне, по данным спутников GOES [3]. Также наблюдения оптических патрульных телескопов позволяют определять направление и скорость корональных выбросов массы. Наблюдения в радиодиапазоне позволяют фиксировать момент и мощность солнечных вспышек даже при неблагоприятных метеорологических условиях. На следующем этапе данные оперативных наблюдений должны быть включены в модели распространения возмущений от Солнца в межпланетном пространстве до орбиты Земли, получен прогноз и доведен до потребителя.

Синоптические наблюдения СА, продолжение долговременных рядов и другие наблюдательные программы Службы Солнца (СС), должны являться одной из составляющей службы КП. Основное различие состоит в том, что режим наблюдений в СС предполагал выполнение разовых наблюдений, а Службы КП – наблюдения идут в непрерывном режиме. Однако, методы обработки и анализа, разработанные и опробованные в СС, могут быть применены и для СКП, но в автоматизированном режиме.

Реализация Службы КП может быть обеспечена в рамках целевой программы (эксплуатационные расходы), а также посредством специальных грантов РФФИ и РФФ, направленных на решение научных задач СКП.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФ №15-12-20001.

### **Литература**

1. Tlatov A.G., Pashchenko M.P., Ponyavin D.I., Svidskii P.M., Peshchero V.S. and Demidov M.L. Forecast of Solar Wind Parameters According to STOP Magnetograph Observations // *Ge&Ae*, 2016, V. 56, No. 8.
2. Arge C.N., Luhmann J.G., Odstrčil D., Schrijver C.J., Li Y. Stream structure and coronal sources of the solar wind during the May 12th, 1997 CME // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* 2004, V. 66, № 15–16, P. 1295–1309.
3. Tlatov, A.G., Dormidontov, D.V., Kirpichev, R.V., Pashchenko, M.P., Shramko, A.D. Synoptic and fast events on the sun according to observations at the center and wings of the Ca II K line at the Kislovodsk Mountain station patrol telescope // *Ge&Ae*. 2015. V. 55, 961.

## **СВОЙСТВА ПРОТУБЕРАНЦЕВ В 16-М ЦИКЛЕ АКТИВНОСТИ**

**Тлатова К.А.**

*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН*

### **PROPERTIES OF THE SOLAR PROMINENCE IN THE 16TH ACTIVITY CYCLE**

**Tlatova K.A.**

*Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Pulkovo observatory, RAS*

*We digitized daily sketches of solar prominences started by A. Secchi and P. Tacchini in 1869 from the database of international network of solar spectroscopes. Between 1872 and 1921, the drawings were published in [1], and after 1922 in [2]. To digitize the drawings, a software package was developed to identify the prominence body on drawings, determine its shape, height, and latitude. Only period between 1922 and 1934 was included in current digitization. During this period, more than 55,000 prominences have been identified. In this paper we analyze properties of prominences such as their areas, shape and latitude in 16th cycle of solar activity, and compare them with properties of prominences from later period of 1957–2016 observed at the Kislovodsk Mountain Astronomical Station.*

#### **Введение**

Солнечные протуберанцы, которые на лимбе видны как солнечные волокна, являются вторым, после солнечных пятен, по длительности видом наблюдений которые регулярно продолжаются сетью солнечных обсерваторий. Регулярные наблюдения протуберанцев были начаты в 1869 году А. Secchi и Р. Tacchini в Риме и продолжались до 1934 года [1, 2]. Для наблюдений использовался призменный спектрогелиоскоп [3].

Позже аналогичные наблюдения были начаты в других обсерваториях. Была создана международная наблюдательная сеть визуальных солнечных спектроскопов, в которую входили обсерватории: Римская обсерватория (Рим), Арцетри, Катания (Италия), Калокса (Венгрия), Мадрид (Испания), Медон (Франция), Зо-се (Китай), Одесса (Россия), Цюрих (Швейцария). Заметим, что первые регулярные наблюдения протуберанцев в России были начаты Ф.А. Бредихиным в обсерватории Московского университета еще в 1869 году [4].

Целью данной работы является создание каталога свойств солнечных протуберанцев по визуальным наблюдениям солнечных спектроскопов для 16-го цикла активности и исследование их свойств.

#### **Данные**

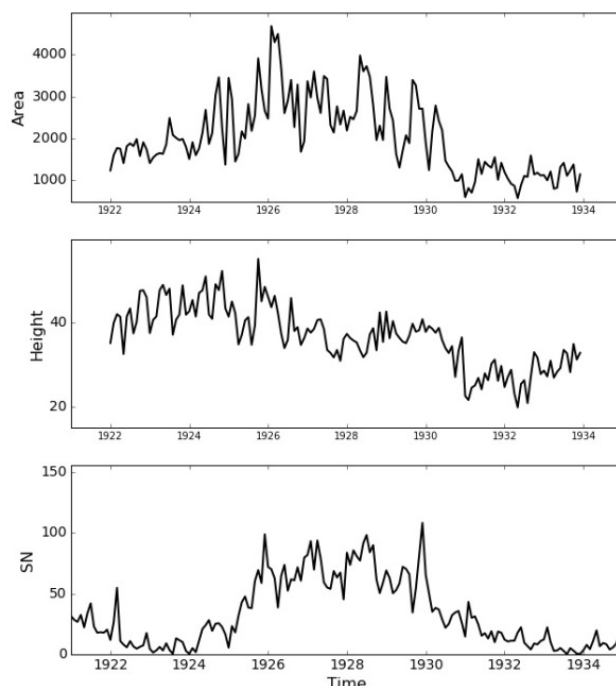
Для создания каталога протуберанцев мы первоначально выполнили оцифровку атласов [2]. Перевод в цифровые данные осуществлялся фотографированием листов зарисовок на цифровой фотоаппарат с высоким

разрешением (камера Sony-alpha). Данные представляли собой развертки зарисовок протуберанцев вдоль лимба за каждый день. На одном листе могли быть объединены данные 1–2-х месяцев наблюдений. Обработка происходила в несколько этапов. Первоначально наносилась координатная сетка, для вертикалей, разделяющих позиции разных полярных углов по лимбу Солнца и горизонталей, соответствующих различным дням наблюдений. В областях смятия страницы или сгибов листов эти линии могли отличаться от прямых линий, поэтому коррекция проводилась вручную.

Затем по пороговому уровню яркости выделялись контуры протуберанцев, которые в дальнейшем корректировались и запоминались в векторном формате. Всего в период 1922–1934 годов было выделено 51866 протуберанца для 4708 наблюдательных дней. Помимо векторного формата формы протуберанцев проводились изменения позиционного угла, площади в единицах  $\text{arsec}^2/10$ , высоты в единицах  $\text{arsec}$  (угл.сек.).

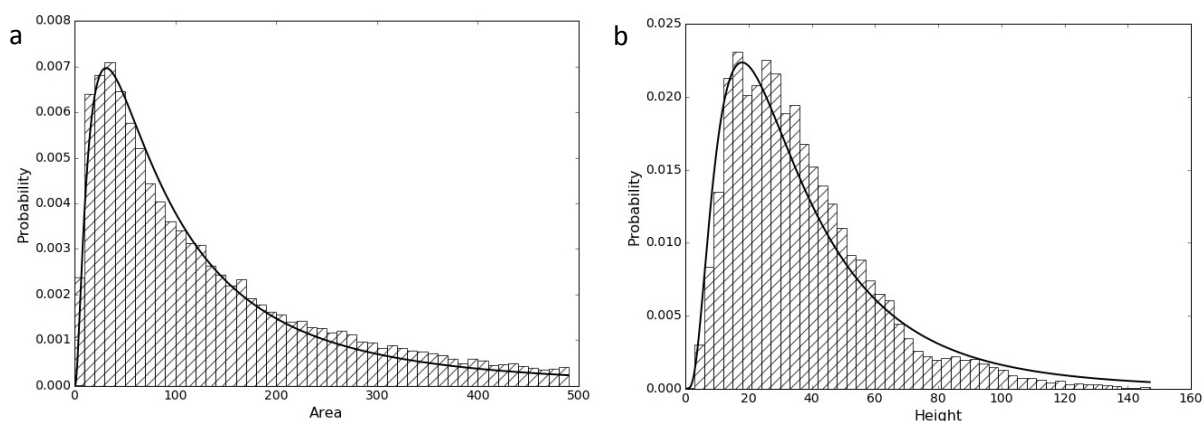
### Результаты

На рис. 1 представлены изменения во времени среднемесячных значений площади протуберанцев, высоты протуберанцев в сравнение с индексом солнечных пятен. Суммарная за день площадь протуберанцев растет с ростом активности. Распределение площади протуберанцев близко к лог-нормальному распределению (рис. 2а):  $f(x) = 1/(x\sigma\sqrt{2\pi}) \cdot e^{-\frac{(\ln(x)-\mu)^2}{2\sigma^2}}$ , где  $\sigma \sim 1.05$  и  $\mu \sim 4.55$ .



**Рис. 1.** Проявление солнечного цикла активности в свойствах протуберанцев. *Верхняя панель:* Изменение площади протуберанцев. *Средняя панель:* Вариации высоты протуберанцев. *Нижняя панель:* индекс солнечных пятен для сравнения.

Высота протуберанцев не показывает большие изменения с фазой цикла активности, но достигает наибольших значений на фазе роста. Ранее в работе [5] указывалось, что распределение высоты протуберанцев близко к нормальному распределению с максимумом вблизи  $\sim 40$  угл. сек. На рис. 2b представлено распределение числа протуберанцев с высотой для 16-го цикла. Как видно из нашего анализа высота протуберанцев к логнормальному распределению с параметрами  $\sigma \sim 0.75$  и  $\mu \sim 3.45$ , т.е. распределение имеет правую асимметрию. Первый максимум распределения достаточно широкий в диапазоне значений 20–40 угловых секунд. Также различим второй максимум для высоты  $\sim 90$  угл. сек. Возможно, появление второго максимума связано с двумя типами протуберанцев: протуберанцы активных областей и квазиспокойные протуберанцы. Максимум распределения высоты полярных протуберанцев  $\theta > 60^\circ$  соответствует  $N_{\max} \sim 25$  угловым секундам, что несколько меньше, чем для низкоширотных протуберанцев  $N_{\max} \sim 30$  угл. сек. Второй максимум для высокоширотных протуберанцев отсутствует.

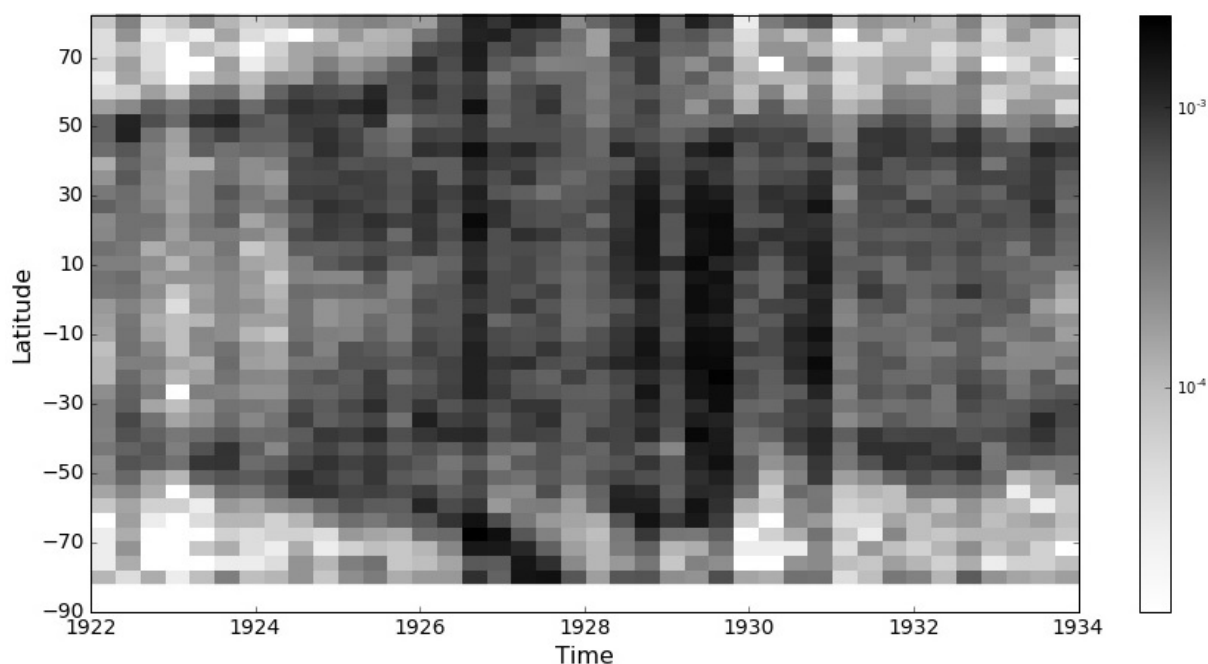


**Рис. 2.** Распределения протуберанцев: **а** (слева) с изменением площади; **б** (справа) с изменением высоты.

На рис. 3 представлено распределение плотности встречаемости протуберанцев на диаграмме широта–время. В отличие от распределения солнечных пятен на диаграмме протуберанцев отсутствует явно выраженный дрейф от средних широт к экватору. В минимуме активности максимум плотности распределения приходится на средние широты  $\pm 40\text{--}50^\circ$ . На фазе роста и максимума присутствуют дрейф протуберанцев к полюсам.

В северном полушарии прослеживаются две волны плотности в 1927 и 1929 году. Очевидно, это связано с 3-х кратной сменой знака крупномасштабного магнитного поля [6].

Сравнение с данными измерений параметров протуберанцев с данными синоптических наблюдений ГАС показывает, что новый ряд свойств протуберанцев более стабильный. Это вероятно связано с изменением системы измерений параметров протуберанцев в период 1957–2016 гг., в



**Рис. 3.** Распределения плотности встречаемости протуберанцев в координатах широта и время.

частности, в 1979 году. Средняя высота протуберанцев по данным ГАС в период после 1979 г. составила  $\sim 35$  угл. сек.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ 15-02-03900.

#### Литература

1. Memorie della Società degli Spettroscopisti Italiani. Raccolte e pubblicate per cura del prof. P. Tacchini, V. I, 1872.
2. Transactions of the International Astronomical Union, 1922–1934.
3. *Hearnshaw J.* Astronomical spectrographs and their history. – Cambridge University Press, 2009.
4. *Pevtsov A.A., Nagovitsyn Yu.A., Tlatov A.G.* // Asian Journal of Physics, 2016.
5. *Obashev, S.O.* // Izvestia Krymskoi Astrifizicheskoi Observatorii, 29, 1, 1963.
6. *Makarov, V.I.; Sivaraman, K.R.* Evolution of latitude zonal structure of the large-scale magnetic field in solar cycles // Solar Phys., v. 119, p. 35, 1989.



## **РЕКОНСТРУКЦИЯ СТОЛЕТНЕГО РЯДА СОЛНЕЧНЫХ ВОЛОКОН ПО ДАННЫМ ЕЖЕДНЕВНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ**

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

<sup>1</sup>*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН*

<sup>2</sup>*Калмыцкий государственный университет, Элиста*

## **RECONSTRUCTION HUNDRED YEARS SERIES SOLAR FILAMENTS USING DAILY OBSERVATIONS**

**Tlatova K.A.<sup>1</sup>, Vasilieva V.V.<sup>1</sup>, Tlatov A.G.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Kislovodsk Mountain Astronomical Station*

<sup>2</sup>*Kalmyk State University, Elista*

*The preliminary results of digitizing solar filaments according to the archives of daily observations in the H-alpha line Kodaikanal Observatory (1912–1999), as well as archives of Meudon observatory (1980–2015), Kanzelhoe (2000–2015), Sacramento Peak (1962–2000). The analysis of the data obtained.*

### **Введение**

Появление волокон на диске Солнца связано с распределением крупномасштабных магнитных полей и магнитных полей активных областей. Волокна наблюдаются практически на всех широтах солнечной атмосферы. Систематические наблюдения в линии Н-альфа начались примерно с 1915 года в обсерватории Кодайканал (Индия), когда Дж. Эвершед использовал в спектрогелиографе спектральную решетку с большой дисперсией. С 1919 г. наблюдения начались на спектрогелиографе в обсерватории Медон (Франция), а с 1959 г. на обсерватории Кисловодской Горной астрономической станции ГАО РАН (ГАС), с применением интерференционно-поляризационного фильтра. Одни из самых качественных долговременных серий наблюдений является ряд наблюдений на спектрогелиографе обсерватории Сакраменто-Пик (1962–2000).

На ГАС собран цифровой архив ежедневных наблюдений в линии Н-альфа. С 2004 года наблюдения волокон и протуберанцев на ГАС ведутся на цифровые носители и обрабатываются специальным программным обеспечением. Ранее была выполнена оцифровка волокон на синоптических картах за период 1919–2014 [1].

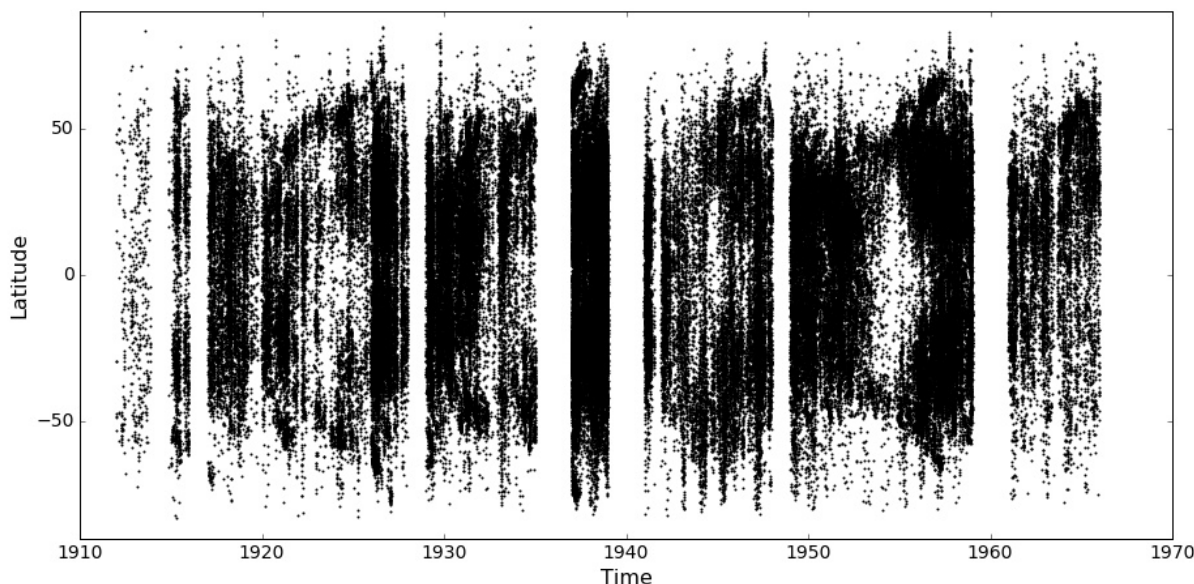
Целью данной работы являлось создание ряда характеристик волокон по ежедневным данным наблюдений за период более 100 лет, создание банка данных векторных контуров границ волокон на ежедневных изображениях различных обсерваторий, а также предварительный анализ полученных данных.

## Данные

В нашем распоряжении имеются данные ежедневных наблюдений обсерваторий Кодайканал (1912–1999), Медон (1980–2015), Канцельхое (2000–2015), Сакраменто Пик (1962–2000), Кисловодск с 1957 года. В данной работе основное внимание будет уделено данным обработки и анализа обсерватории Кодайканал. Для выделения волокон было разработано специальное программное обеспечение. Алгоритм включает в себя несколько шагов: выделение лимба Солнца и наложение сетки, коррекция потемнения к краю, поиск маркера Р-угла, выделение волокон над уровнем спокойного Солнца, редактирование выделенных объектов оператором.

В качестве исходных данных обсерватории Кодайканал мы использовали изображения размером  $800 \times 800$  пикселей, доступных на сайте <http://kso.iiares.in:8080/KodaiArchiveData/RawCatalog.jsp>. Всего на текущий момент нами выделено более 82 тыс. волокон на 9750 изображениях обсерватории Кодайканал за период 1912–1966 гг. Также выделено ~46 000 волокон на ~5000 изображениях обсерватории Сакраменто Пик в период 1962–2000 гг.; ~36 тыс. волокон на 4200 изображениях обсерватории Канцельхое в период 2000–2015 гг., ~145 тыс. волокон на 8700 изображениях обсерватории Медон за период 1980–2015 гг.

База данных включает в себя как векторные данные формы волокон, так и текстовые базы данных измерений параметров волокон.

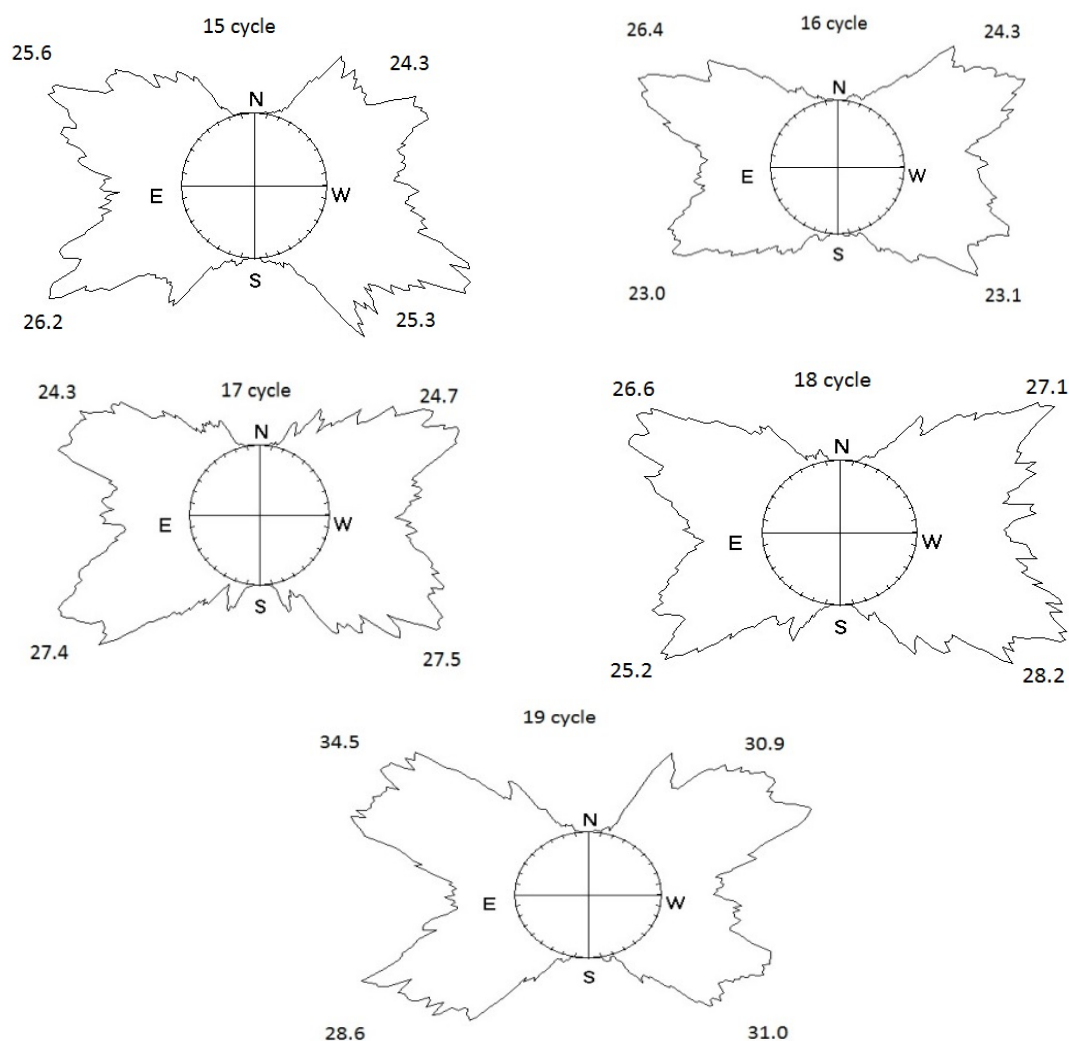


**Рис. 1.** Широтно-Временная диаграмма распределения координат центров волокон в период с 1912 по 1966 по данным обсерватории Кодайканал.

На рис. 1 представлена широтно-временная диаграмма положения центров волокон по данным обсерватории Кодайканал. Данные некоторых лет отсутствуют, это связано с неполным каталогом, представленным в Интернете.

## Результаты

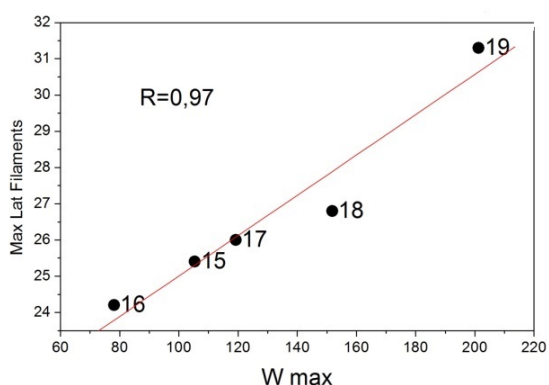
Новая база данных характеристик солнечных волокон позволяет выполнить всесторонний анализ солнечной активности на различных широтах солнечной атмосферы. На рис. 2 представлены относительные распределения площади солнечных волокон от широты в различных квадрантах солнечного диска NE, SE, SW, NW для различных циклов 15–19. Такие диаграммы могут быть полезны для изучения E-W и N-S асимметрии. На диаграммах также представлены значения широт, соответствующих максимуму распределений.



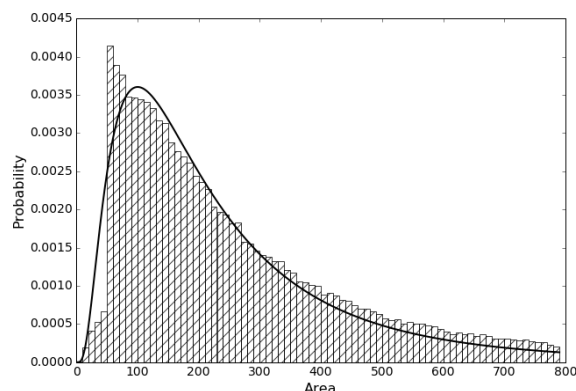
**Рис. 2.** Распределение площади волокон в различных секторах Солнца, представленные в виде полярной диаграммы для циклов 15-19 по данным обсерватории Кодаяканал. Числа соответствуют максимуму нормального распределения.

Можно отметить, что широты, максимума распределения волокон, находятся выше, максимума распределения широт солнечных пятен  $\theta_{\text{fil}} \sim 25-30^\circ > \theta_{\text{spot}} \sim 10-15^\circ$ .

Как правило, на распределениях 2 хорошо выделяется только один максимум распределения в каждой полушарии, что затрудняет выделение зональной структуры магнитного поля с двумя линиями смены знака в каждой полушарии [2]. Между широтой максимума распределения площади волокон и амплитудой циклов активности существует тесная связь (рис. 3). Коэффициент корреляции очень высокий  $R = 0.97$ . Чем выше активность текущего цикла, тем больше широта максимума распределения волокон. Этот результат в некоторой степени противоречит выводу работы [2], в которой отмечается уменьшение широты зональных границ крупномасштабного магнитного поля в этот период.



**Рис. 3.** Связь между широтой максимума распределений волокон в цикле и активностью солнечных пятен.



**Рис. 4.** Распределение волокон по площади. Также представлено логнормальное распределение с параметрами  $\sigma \sim 0.85$  и  $\mu \sim 5.7$ .

На рис. 4 представлено распределение волокон в зависимости от их площади, выраженной в единицах  $10^{-3}$  площади полусферы Солнца. Распределение имеет вид близкий к логнормальному распределению.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта РФФИ №15-02-03900 и проекта РНФ №15-12-20001.

#### Литература

1. Tlatov A.G., Kuzanyan K.M., Vasil'yeva V.V. Tilt Angles of Solar Filaments over the Period of 1919–2014 // *Solar Phys.*, v.291, p.1115, 2016.
2. Makarov V.I., Tlatov A.G., Callebaut D.K. Secular and cyclic variation of polar activities on the sun, in *Multi Wavelength Investigations of Solar Activity*, ed. by A.V. Stepanov, E.E. Benevolenskaya, A.G. Kosovichev. Proc. IAU Symposium, vol. 229, p. 49, 2004.

## **ПЛАНЕТАРНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ПОРОГОВЫХ ЖЕСТКОСТЕЙ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В МАКСИМУМЕ МОЩНОЙ БУРИ В НОЯБРЕ 2003 Г.**

**Тясто М.И., Данилова О.А.**

*Санкт-Петербургский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова Российской академии наук  
e-mail: mtyasto@mail.ru; office@izmiran.spb.ru*

## **GLOBAL CHANGES IN COSMIC RAY CUTOFF RIGIDITIES AT MAXIMUM OF GEOMAGNETIC STORM OF NOVEMBER 2003**

**Tyasto M.I., Danilova O.A.**

*St-Petersburg Filial of IZMIRAN*

*Theoretical vertical geomagnetic cosmic ray (CR) cutoff rigidities were calculated by the CR particle trajectory tracing method in the magnetic field of the Tsyganenko's disturbed magnetosphere model Ts01 for the Dst-variation minimum for the graticule  $5^{\circ} \times 15^{\circ}$ . The results were compared with CR cutoff rigidities obtained by Shea and Smart for IGRF2000. Analysis of the rigidities obtained in our calculations revealed the regions of their largest deviations from the CR threshold rigidities in the main magnetic field.*

### **Введение**

Постоянные изменения магнитного поля магнитосферы под воздействием солнечного ветра приводят к перераспределению потоков заряженных частиц космических лучей (КЛ) в магнитосфере, в том числе потоков, достигающих границы атмосферы и поверхности Земли. Такое глобальное перераспределение потоков КЛ в магнитосфере означает, что в заданной точке магнитосферы изменяется жесткость геомагнитного обрезания КЛ (геомагнитный порог) и асимптотические направления прихода частиц КЛ. При снижении геомагнитных порогов во время сильных возмущений открывается доступ дополнительного потока КЛ в заданный пункт [1 – 2]. Планетарное распределение геомагнитных порогов в главном магнитном поле для разных эпох IGRF были получены Shea & Smart [3, 4].

Целью данной работы является исследование планетарного распределения геомагнитных порогов в период сильного возмущения в межпланетной среде и магнитосфере в ноябре 2003 г.

### **Данные и методы**

Теоретические геомагнитные пороги определяют методом численного интегрирования (прослеживания) траекторий заряженных частиц КЛ в модельном магнитном поле [5].

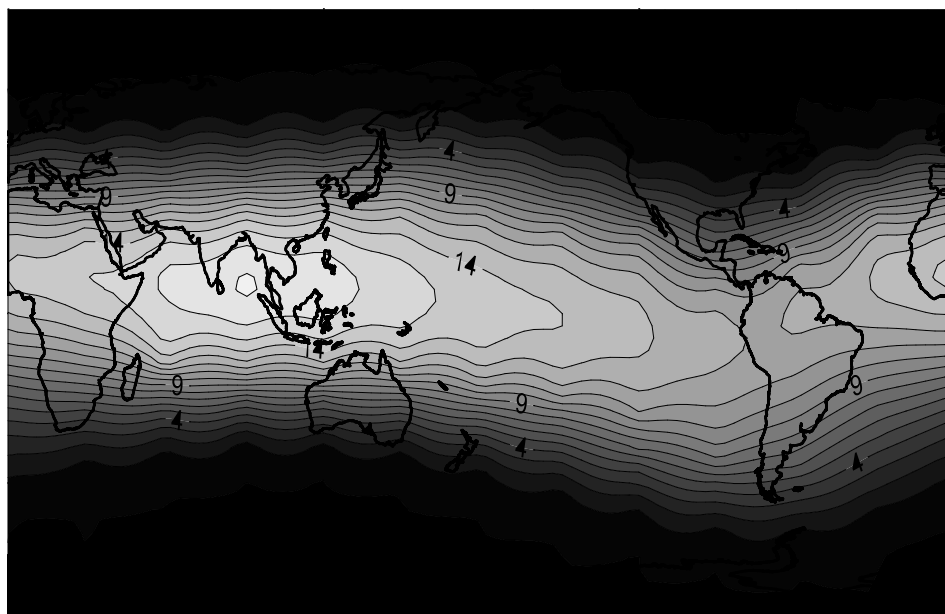
Мы рассчитали по широтно-долготной сетке  $5^\circ \times 15^\circ$  теоретические геомагнитные пороги (жесткости геомагнитного обрезания) космических лучей в магнитном поле эмпирической модели магнитосферы Ts01, которая описывает суммарное поле от внутренних и внешних источников [6–8].

Выбор модели Ts01 для расчетов основан на том, что модель TS01 описывает среднюю магнитосферу и, как показано в [9–10] временные вариации жесткостей обрезания (ЖО) на ряде станций имеют высокую корреляцию с Dst-вариацией.

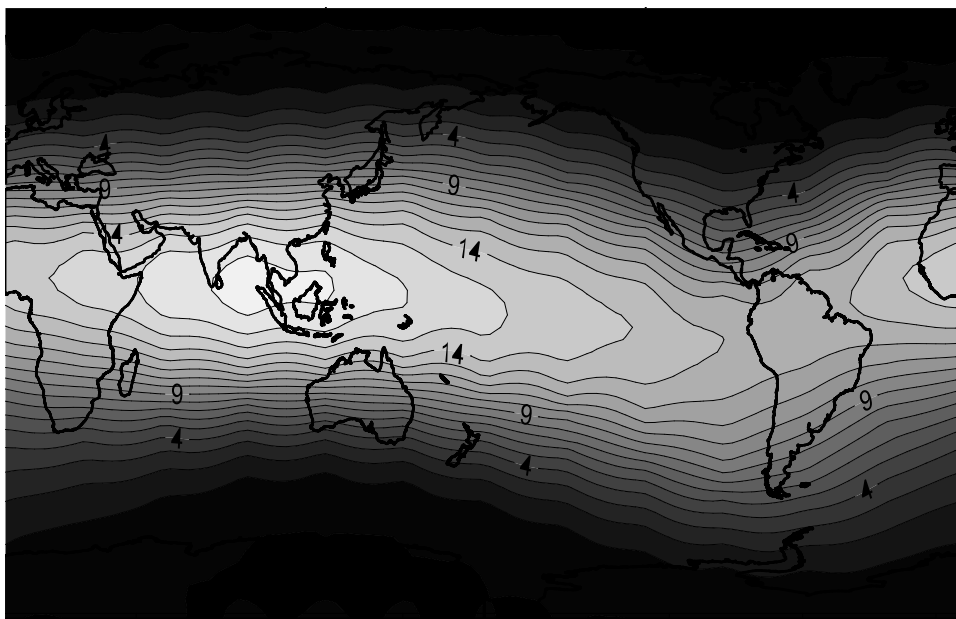
Магнитная буря 18–24 ноября 2003 г. характеризовалась необычайно высокой геомагнитной активностью на низких, средних и высоких широтах; а на средних широтах наблюдались полярные сияния [11]. Расчеты геомагнитных порогов проведены на 20 часов UT, 20 ноября 2003 г., когда  $Dst = -422$  нТ достигла минимума. Плотность и скорость потока солнечного ветра в этот момент составила соответственно  $N = 553 \text{ см}^{-3}$ ,  $V = 16,7 \text{ км/с}$ .

### Результаты и обсуждение

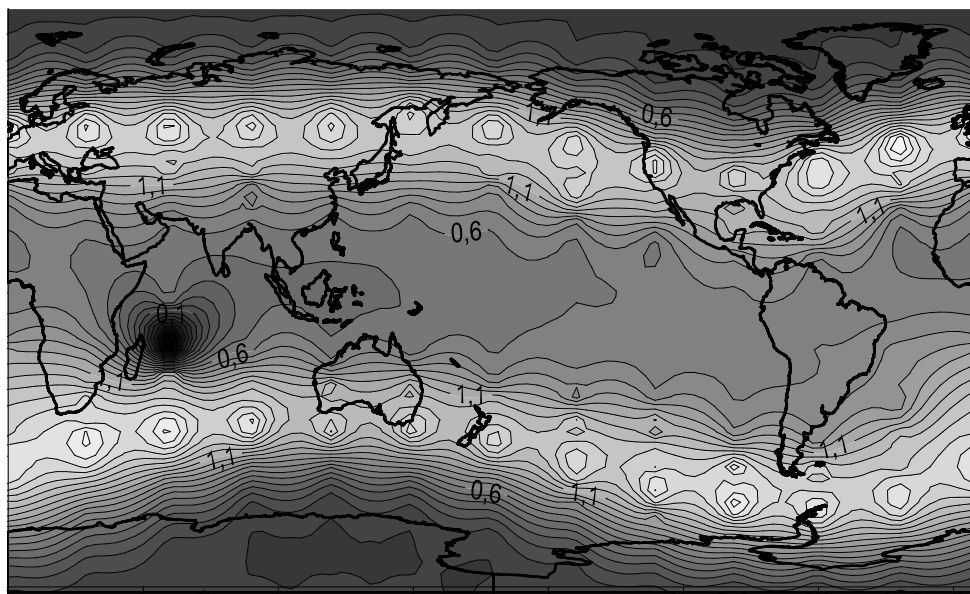
Результаты расчетов порогов в модельном поле Ts01 представлены на рисунке 1. Мы сравнили жесткости обрезания, для возмущенного поля на момент максимума бури (рис. 1), с геомагнитными порогами Shea & Smart для главного магнитного поля IGRF эпохи 2000 г. (рис. 2). Изолинии разности между геомагнитными порогами в главном магнитном поле и в магнитном поле магнитосферной модели Ts01 представлены на рис. 3.



**Рис. 1.** Изолинии вертикальной жесткости обрезания КЛ в модельном поле магнитосферы Ts01 в пике геомагнитной бури в ноябре 2003 г.



**Рис. 2.** Изолинии вертикальной геомагнитной жесткости обрезания в главном геомагнитном поле для эпохи 2000,0. Согласно Smart and Shea (2007b).



**Рис. 3.** Изолинии разности между ЖО для возмущенного поля и для главного геомагнитного поля.

Из полученных результатов видно, что в максимуме геомагнитной активности (минимуме Dst-вариации) жесткости обрезания падают больше в области средних широт (почти на 2 ГВ) (см. рис. 3). В районе о. Мадагаскар наблюдается особая область, где возмущенные жесткости обрезания становятся выше порогов в главном геомагнитном поле.

### **Выводы**

На средних широтах (от 30° до 60°) обоих полушарий наблюдается глобальное снижение геомагнитных порогов по сравнению с порогом в главном поле на величину, достигающую до 2 ГВ. В экваториальной части пороги снижаются не более чем на 0,7 ГВ. Кроме того, наблюдается особая область в районе о. Мадагаскар, где жесткости в возмущенном поле выше, чем пороги в главном поле почти на 1 ГВ.

### **Литература**

1. *Тясто М.И., Данилова О.А., Сдобнов В.Е.* // Изв. РАН, сер. физ., 2011, Т. 75, № 6, 875–877.
2. *Тясто М.И. и др.* // Геомагнетизм и аэрономия, 2008, Т. 48, № 6, С. 723–740.
3. *M.A. Shea, D.F. Smart,* // Preliminary study of cosmic rays, geomagnetic field changes and possible climate changes. // CSPAR, University of Alabama in Huntsville, Huntsville, AL 35899, USA
4. *Smart D.F. and M.A. Shea* // World Grid of Calculated Cosmic Ray Vertical Cutoff Rigidities for Epoch 2000.0 // Proc. 30-th Intern. Cosmic Ray Conf., Mexico (2007b), 2008. Volume 1, p.737-740
5. *Дорман Л.И. и др.* // Эффективные жесткости обрезания космических лучей. – М.: Наука, 1972. – 400 с.
6. *Tsyganenko N.A.* // J. Geophys. Res., 2002, 107, No. A8, 1176, doi:10.1029/2001JA000220
7. *Tsyganenko N.A.,* // J. Geophys. Res., 2002, 107, No. A8, 1179, doi:10.1029/2001JA000219
8. *Tsyganenko N.A., H.J. Singer, and J.C. Kasper.,* //J. Geophys. Res., 2003, 108, No. A5, 1209, doi: 10.1029/2002JA009808
9. *M.I. Tyasto, O.A. Danilova, N.G. Ptitsyna, V.E. Sdobnov,* // Journal of Advances in Space Research, 2013, V.51, № 7, pp.1230–1237, <http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2012.10.025>
10. *Tyasto et al.,* 2013, // J. of Physics: Conf. Series 409 012224, <http://iopscience.iop.org/1742-6596/409/1/012224>
11. *Ермолаев Ю.И., Зеленый Л.М., Застенкер Г.Н. и др.* // Солнечные и гелиосферные возмущения, приведшие к сильной магнитной буре 20 ноября 2003 г. // Геомагн. и аэрон. 2005. Т. 45. № 1. С. 23–50.



## **О ПРОГНОСТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ДЕСКРИПТОРОВ ДЛЯ МАГНИТОГРАММ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ**

**Уртьев Ф.А., Князева И.С., Макаренко Н.Г.**

*ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

## **FLARE FORECAST PERFORMANCE OF TOPOLOGICAL DESCRIPTORS FOR SOLAR ACTIVE REGIONS MAGNETOGRAMS**

**Urtiev F.A., Knyazeva I.S., Makarenko N.G.**

*GAO RAN, Saint Petersburg, Russia*

*This paper examines TDA (topology data analysis) descriptors in application to solar flare forecast. Traditionally used descriptors include more than 30 correlated parameters of photospheric magnetic field. We want to replace them with just two, but fundamental descriptors. These characteristics are known from TDA as Betti 0 and Betti 1 numbers. This approach looks reasonable, because HMI magnetograms are actually represent a two-dimensional map of a flux density. The impact of other factors on the accuracy of solar flares forecast is discussed. We have formulated our task in terms of the classical direct forecast problem: by a three consecutive fragments in time of magnetograms (present time, 12 hours and 24 hours prior to it) we want to determine the time to the nearest flare in hours and the force of the nearest flare in terms of peak GOES flux. We used SVR (support vector regression) to obtain time-to-flare forecast RMSE = 38 hours, which is even slightly better than results for the similar forecast with traditional descriptors. Results of flare size forecast shows RMSE = 1580, which is too high error.*

### **1. Введение**

Проблеме построения прогноза больших солнечных вспышек посвящено много исследований (см., например, [1–4]). Практический интерес к вспышечной активности обусловлен, прежде всего, ее непосредственным воздействием на функционирование космических аппаратов в окрестности Земли [5]. Необходимость прогноза вызвана отсутствием корректной модели солнечных вспышек и отсутствием прямых измерений параметров солнечной плазмы.

Известен ряд трудностей, с которыми приходится столкнуться, при построении прогноза вспышечной активности [4]. Во-первых, сильные (класса > M5.0) солнечные вспышки являются достаточно редкими событиями. Следовательно, трудно создать состоятельную выборку магнитограмм, охватывающих эволюцию таких АО с достаточно большим предвспышечным временем прохождения по диску. Во-вторых, в качестве дескрипторов вспышечной активности обычно используется чрезмерно большое (>30) количество морфологических и коррелированных физических характеристик «сложности» фотосферного магнитного поля АО – токи, градиенты, знаковые и беззнаковые потоки, спиральность и т.п. [3].

Принцип концентрации меры в пространствах большой размерности утверждает, что любая нелинейная функция от множества случайных слабо коррелированных переменных, почти наверное, будет постоянной [6]. Наконец, в третьих, для обучения и тестирования одних и тех же АО используются фрагменты разных размеров и различные меры оценки успешности предсказания. Методы машинного обучения и метрики качества для оценки моделей также отличаются. Сумма этих факторов делает задачу сравнения моделей проблематичной.

В этой статье мы оцениваем перспективы использования дескрипторов топологического анализа данных (TDA) для систем автоматического прогноза вспышечной активности. С этой целью рассматривается имитация схемы прямого прогноза. А именно, по трем фрагментам магнитограмм для моментов  $T_0, T_0 - 12^h, T_0 - 24^h$  в режиме эдигноза необходимо оценить время до ближайшей вспышки ее силу в единицах пикового потока GOES.

Подобная задача рассматривалась ранее в работе [2], для упомянутого выше большого набора параметров магнитного поля АО. Таким образом, можно будет сравнить преимущества использования дескрипторов TDA.

## 2. Методы

Магнитограммы фотосферного магнитного поля являются 2D картами плотности потока скалярной *line of sight* компоненты. В качестве дескрипторов используются ранги первых двух групп гомологий [7]. Основой оценок является процедура фильтрации [8]. Ее можно представить, как аналог известного в обработке изображений watershed – алгоритма. Его идея состоит в постепенном затоплении водой некоторого 2D–ландшафта. При топологической фильтрации в таком затоплении отмечаются интервалы (баркоды) уровней при которых появляются (рождаются) и умирают компоненты связности и изолированные озера, т.е. области, с границей, которую нельзя стянуть в точку, оставаясь на суше. Величина баркода определяет время жизни или *персистентность* для каждого из этих двух топологических свойств. Параметризация длины баркода двумя координатами – его началом и концом, приводит к так называемой диаграмме персистентности (ДП) [8] – облаку точек расположенному выше диагонали в первом квадранте координатной плоскости. По осям координат отложены уровень рождения и уровень смерти двух топологических свойств, т.е. компонент и дыр. Они обозначаются как числа Бетти 0 и Бетти 1, соответственно.

К потенциальным преимуществам использования диаграмм персистентности можно отнести следующие. Вычисление ДП не требует предобработки исходных данных. Дискретизация уровня для чисел Бетти происходит по особым точкам магнитограмм (максимумам, минимумам и седлам). ДП устойчива к шумам и слабо зависит от разрешения. Числа Бетти

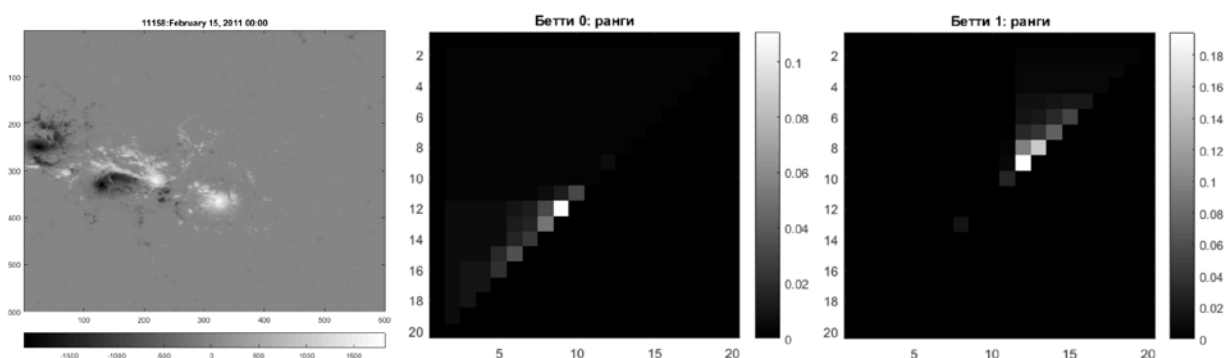
являются первичными топологическими инвариантами для описания случайных полей.

Для машинного обучения в качестве признаков удобно использовать дискретный конечномерный вектор. ДП не является ни векторным пространством ни многообразием. Из нескольких существующих вариантов их векторизации мы выбрали дискретное представление в виде кумулятивных функций плотности – так называемых ранговых функций [9], определенных на конечной дискретной сетке с заданным разрешением. Эвристически, каждому дискретному элементу ранговых функций будет соответствовать число точек диаграммы персистентности левее и выше него.

### 3. Данные

Мы использовали данные HMI/SDO за период 2010–2015 гг. для АО, которые продуцировали вспышки  $> M5.0$ . В указанном временном интервале нашлось 37 таких АО. Для обработки использовались фрагменты *line of sight* магнитограмм размером  $600 \times 600$  пикселей, с временным дискретом 1 час. Полная выборка содержала 5853 фрагментов.

Для каждой магнитограммы мы построили дискретное представление в виде ранговых функций Бетти 0 и Бетти 1 с закруглением  $20 \times 20$ . Пример такой векторизации ДП для одной из магнитограмм АО 11158 приведен на рис. 1. Снабдив два этих топологических признака дополнительной лингвистической переменной, отмечающей факт присутствия вспышки в АО до выбранного момента времени построения прогноза, мы использовали их в качестве входных данных для работы алгоритма машинного обучения.



**Рис. 1.** Пример представления магнитограммы в виде дискретных разбиений ранговых функций Бетти 0 и Бетти 1.

Для имитации прямого прогноза (эпигноза) мы использовали один из ядерных алгоритмов регрессии, так называемую Support Vector Regression [10]. Вся выборка была разделена, как обычно, на обучающую и тестовую. Мы использовали 5-потокую кросс-валидацию для оптимизации параметров регрессии и последующее тестирование регрессии на тестовой выборке.

#### 4. Результаты

В задаче оценки времени до вспышки, мы получили значение коэффициента, характеризующего эффективность выбранной регрессии на тестовой выборке,  $R = 0.62$ , при максимально возможном его значении  $R = 1$ . Значения среднеквадратической ошибки, средней абсолютной и средней относительной ошибки прогноза представлены в таблице 1. Полученные значения среднеквадратической ошибки  $RMSE = 38.1$  часов даже несколько лучше результатов, полученных с использованием традиционного набора дескрипторов [2]. При этом положительное значение средней относительной ошибки, аналогичное полученному в работе [2], указывает на систематическую недооценку регрессией времени до вспышки. Иными словами, предсказанное время возникновения вспышки опережает действительное.

**Таблица 1.** Результаты для прямого прогноза времени до ближайшей вспышки в часах по данным трех магнитограмм (момент времени построения прогноза, 12 часов и 24 часа до нее)

Коэффициент корреляции регрессии (R)	0.62
Среднеквадратическая ошибка (RMSE)	38.1 часов
Средняя абсолютная ошибка (MAE)	29.3 часов
Средняя относительная ошибка (RME)	5.0 часов

В задаче предсказания силы вспышки, регрессия показала относительно слабые результаты для эффективности прогноза TDA. Так, величина среднеквадратической ошибки составила  $RMSE = 1580$  в единицах потока GOES.

#### 5. Выводы

Методы TDA используют два признака сложности вместо трех десятков характеристик сложности паттернов фотосферного магнитного поля. Признаки TDA мультимасштабны, легко вычисляются и не требуют предобработки данных. Эффективность TDA прогноза времени до вспышек ( $>M5.0$ ), по меньшей мере, не хуже, чем в традиционных подходах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16\_32\_00251 мол\_a

#### Литература

1. *Qahwaji, R., Colak, T.*: 2007, Solar Physics 241, 1, 195–211.
2. *Boucheron, L.E., Al-Ghraibah, A., McAteer, R.T.J.*: 2015, ApJ 812, 51.
3. *Bobra, M.G., Couvidat, S.*: 2015, ApJ 798, 2, 135.
4. *Barnes, G., Leka, K.D. et al.*: 2016, ApJ, July, Draft.
5. *Karimova, L.M. et al.*: 2006, Cosmic Research 49, 5, 458–463.
6. *Talagrand M.*: 1996, Ann. Probab. 24, no. 1, 1.
7. *Макаренко, Н.Г. и др.*: 2013, Фундамент. и прикл. матем., 18, 2, 79–93.
8. *Edelsbrunner, H., Harer, J.L.*: 2010, Computational Topology. Introduction, Am. Math. Soc., Rhode Island.
9. *Robins, Vanessa, Turner, Katharine*: 2015, arXiv:1507.01454v1.
10. *Vapnik, V.*: 1998, Statistical Learning Theory, Wiley NY.

## **ВАРИАЦИИ ФОТОСФЕРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ, СОПРОВОЖДАЮЩИЕ ЭРУПТИВНОЕ СОБЫТИЕ 07.06.11**

**Файнштейн В.Г., Егоров Я.И., Руденко Г.В.**

*ИСЗФ СО РАН, 664033 Иркутск, а/я-291, Россия. vfain@iszf.irk.ru*

## **PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELD VARIATIONS ACCOMPANYING THE 2011 JUNE 7 ERUPTIVE EVENT**

**Fainshtein V.G., Egorov Ya. I., Rudenko G.V.**

*ISTP SB RAS, 664033 Irkutsk, P/O box-291, Russia. vfain@iszf.irk.ru*

*From the data of vector measurements of photospheric magnetic field with the SDO/HMI instrument, we study the field variations within the 2011 June 7 event related to a filament eruption, flare, and coronal mass ejection (CME). Proposed are possible drivers of the filament eruption and of the flare. During a slow filament emergence, a decrease in the field line inclination angles was revealed to occur close to its channel, whereas in the flare region, close to the neutral line, the field line inclination angles dramatically increase after the flare onset. The flare ribbons are shown to be located over the photosphere sites with the field modulus local maxima and with the minima of the field line inclination angles. The angle between the photospheric magnetic field polarity inversion line (PIL) and the magnetic induction vector projection onto the sky plane decreases near PIL and increases far from the latter.*

### **Введение**

Считается, что солнечные эрупции (вспышки, эрупции волокна и корональные выбросы массы (КВМ)) сопровождаются заметной трансформацией магнитного поля в области эрупций [1, 2]. Часто драйверами солнечных эрупций считают всплытие из-под фотосферы нового магнитного потока (НМП) [3] или исчезновение магнитного потока (ИМП) в близко расположенных областях с противоположной полярностью поля [4]. Кроме вариаций поля в области НМП или в области ИМП, в области эрупций происходит много других связанных с эрупциями изменений фотосферного поля, детали которых изучены довольно плохо. Например, почти нет сведений о динамике углов наклона силовых линий магнитного поля в области эруптивного события до и после его начала. В работе [5] высказано предположение, а в статье [6] приведены косвенные экспериментальные подтверждения того, что в области вспышки после ее начала должно происходить увеличение углов наклона линий поля. Прямые экспериментальные доказательства этого были впервые приведены в нашей работе [7].

В настоящей работе продолжается исследование изменений магнитного поля, сопровождающих событие 7 июня 2011 г., начатое в работе [7].

### **Данные и методы их анализа**

Исследованы изменения поля в области эруптивного события 7 июня 2011 г., связанного с эрупцией волокна, вспышкой и КВМ. Характеристики

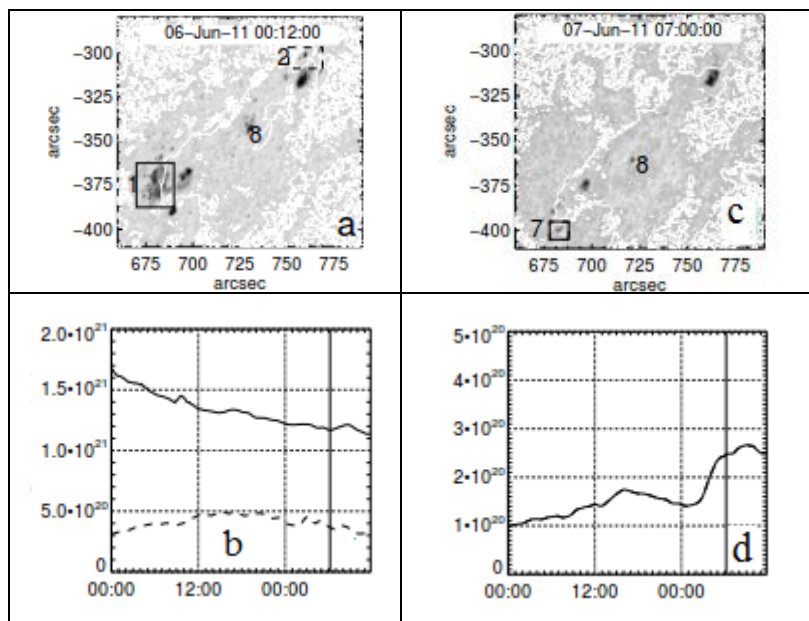
магнитного поля находились с использованием векторных измерений поля инструментом SDO/HMI. При этом для получения корректных данных для всех компонентов поля должна быть решена проблема  $\pi$  – неопределенности направления поперечной компоненты поля. В нашей работе эта проблема решалась с помощью метода [8], для которого характерна повышенная скорость и точность решения проблемы. Для анализа использовались характеристики поля, усредненные в пределах прямоугольников с размером стороны 3–5 угловых секунд и более, и наблюдавшиеся в течение времени до 30 часов до начала вспышки и несколько часов после ее начала. Анализировались: модуль магнитной индукции  $B$ , поперечная компонента поля  $B_t$  и радиальная компонента  $B_r$ , а также угол  $\alpha$  между направлением поля и радиальным направлением из центра Солнца:  $\cos(\alpha) = |B_r|/B$ . Величина  $B_r$  находилась с помощью соотношения, включающего измеряемые величины:  $B$ , угол  $\delta$  между направлением поля и лучом зрения и азимут – угол  $\psi$ , измеряемый в плоскости неба против часовой стрелки между направлением столбцов массива ПЗС-матрицы и проекцией вектора поля на эту плоскость.

Положение пятен в области эрупции определялись по изображениям Солнца, полученным в континууме инструментом SDO/HMI.

### **Результаты**

Наш анализ показал, что на временном профиле скорости эруптивного волокна можно выделить три этапа: (1) этап медленного нарастания скорости от начала 06.06.2011 до момента  $t \approx 07.06.2011(00:00)$ ; (2) этап быстрого нарастания скорости с этого момента; (3) этап еще более резкого нарастания скорости спустя 4 минуты после начала вспышки. Кроме того, авторами ранее было показано [9], что эрупция волокна является триггером КВМ, который формируется после начала вспышки. Мы обнаружили, что в отдельных местах эруптивного события наблюдается ИМП, длящегося либо в течение 1-го этапа изменения скорости волокна, либо в течение нескольких часов до начала 2-го этапа. До начала вспышки наблюдалось движение различных структур (нога волокна, пятно № 8 на рис. 1(а, с), участок ЛРП фотосферного поля и др.) в юго-восточном направлении, которое можно интерпретировать как увеличение шира волокна и окружающей его магнитной аркады. Мы предполагаем, что эти ИМП и увеличение шира перечисленных структур являются драйверами двух этапов движения эруптивного волокна. Вспышка и третий этап движения волокна могут быть связаны с всплытием НМП в виде пятна №7 непосредственно перед началом вспышки. Величина и полярность поля в пятне и его положение относительно внешнего поля дают основание считать, что магнитное пересоединение поля пятна с окружающим полем может быть причиной вспышки и третьего этапа движения волокна. На рис. 1 показан пример области, в которой происходит ИМП (левая панель), и пятно, возникшее перед началом

вспышки (правая панель). На этом рисунке приведены также изменения беззнакового магнитного потока в указанных областях.

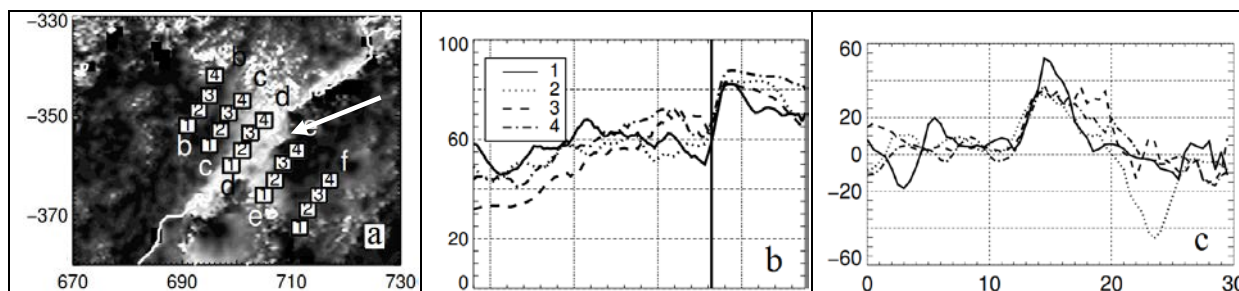


**Рис. 1.** а, с – изображения области эрупции в континууме, на которую нанесены линии  $B_{\tau} = 0$ . Цифрами 1, 2 отмечены области, в которых происходит ИМП, цифрой 7 – возникшее перед началом вспышки пятно, НМП. b, d – изменения беззнакового магнитного потока (в мкс) в областях 1 (сплошная линия), 2 (пунктирная линия) (b) и в пятне 7 (d). На горизонтальных осях панелей b, d время отсчитывается от начала 06.06.

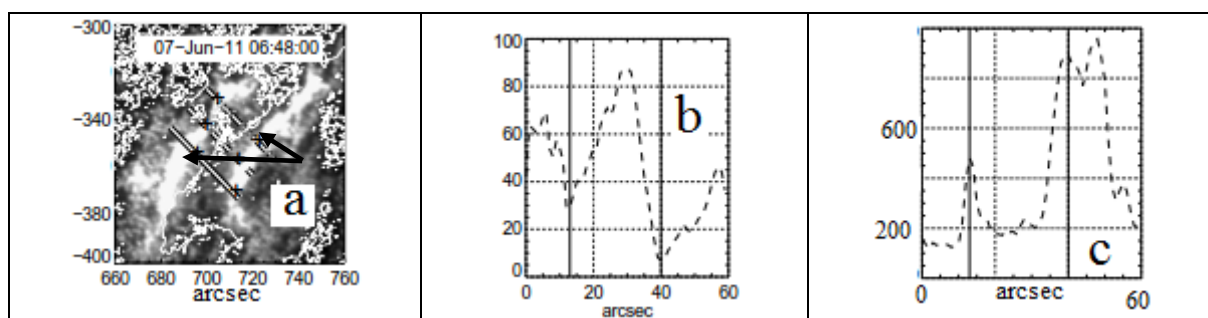
Как уже отмечалось в нашей работе [7], в области эруптивного события существует участок, в котором после начала вспышки резко увеличиваются  $B$ ,  $B_{\tau}$  и углы  $\alpha$ . Для углов  $\alpha$  это иллюстрирует рис. 2. Видно, что в квадратах, расположенных на ЛРП угол  $\alpha$  после начала вспышки резко возрастает. Правая панель рис. 2 показывает разность углов после вспышки и до вспышки, просканированную вдоль прямых, примерно перпендикулярных ЛРП. Видно, что величина возрастания угла уменьшается по мере удаления от ЛРП. В тоже время, в окрестности юго-восточной ноги эруптивного волокна в течение нескольких часов перед началом вспышки углы наклона линий поля уменьшаются (не показано на рисунке). Это можно объяснить тем, что при подъеме волокна охватывающие его магнитные петли вытягиваются.

Мы попытались ответить на вопрос, каковы особенности фотосферного поля под вспышечными лентами. Известно, что со временем вспышечные ленты расходятся, удаляясь от нейтральной линии. Что при этом происходит с фотосферным магнитным полем в области вспышечных лент? Оказалось, что в каждый момент времени вспышечные ленты располагаются над участками фотосферы с локальными максимумами  $B$  и минимумами  $\alpha$ , рис. 3.

Вызывает интерес вопрос об изменении азимута вектора магнитной индукции  $\psi$  до и после начала вспышки, с которым связана ориентация силовых линий поля, охватывающих волокно, по отношению к ЛРП. Оказалось, что характер изменения  $\psi$  со временем зависит от положения места, в котором это изменение анализируется. После начала вспышки в ближай-



**Рис. 2.** **а** – распределение угла  $\alpha$  в области эруптивного события. Стрелкой отмечена область максимальных углов (окрашена в белый цвет). Отмечены квадраты, в которых определялись углы  $\alpha$ . **б** – изменение углов со временем в квадратах d1 – d4. Толстая вертикальная линия обозначает начало вспышки. **с** – разность распределения углов  $\alpha$  вдоль прямых, примерно перпендикулярных ЛРП, в моменты после вспышки (07:00) и до вспышки (05:00) 07.06.2011. На вертикальных осях панелей **б** и **с** угол  $\alpha$  выражен в градусах. На горизонтальной оси панели **с** показано расстояние в пикселях, измеряемое от заданной точки. Точки с координатами (14–15) примерно соответствует положению ЛРП.



**Рис. 3.** **а** – вспышечные ленты (показаны стрелками) на фоне распределения  $B_r$  с линиями  $B_r = 0$ ; распределение вдоль средней линии на панели (а): **б** – угла  $\alpha$ , **с** – величины  $B$  ( $\alpha$  – в град.,  $B$  – в Гс).

шей окрестности ЛРП наблюдается резкое уменьшение  $\psi$ . Это означает, что угол  $\beta$  между проекцией вектора магнитной индукции  $\mathbf{B}$  на плоскость неба и ЛРП уменьшается. На больших расстояниях от ЛРП, после начала вспышки наблюдается небольшое (до  $\approx 10^\circ$ ) увеличение  $\psi$ , что означает увеличение  $\beta$ .

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 15-02-01077-а и № 16-32-00315.

### Литература

1. *Chen P.F.* Living Rev. Solar Phys., 2011, 8, 1.
2. *Schmieder B. et al.* Advances in Space Research, 2013, 51, Is.11, 1967.
3. *Louis R.E. et al.* Solar Physics, 2015, 290, 3641.
4. *Welsch B.T.* Ap. J., 2006, 638, 1101.
5. *Hudson H.S., Fisher G.H., Welsch B.T.* Flare Energy and Magnetic Field Variations: 2008, In: Subsurface and Atmospheric Influences on Solar Activity, ASP Conf. Ser. 383, 221.
6. *Petrie G.J.D., Sudol J.J.* Ap. J. 2010. 724. 1218.
7. *Fainshtein V.G., Egorov Ya.I., Rudenko G.V., Anfinogentov C.A.* G&A, 2016, №8 (в печати).
8. *Rudenko G.V., Anfinogentov S.A.* Solar Phys., 2014, 289, 1499.
9. *Fainshtein V.G., Egorov Ya.I.* ASR, 2015, 55, 798.



## **ВЛИЯНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВИСТЛЕРОВ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И ИЗЛУЧЕНИЕ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ВО ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛЕ**

**Филатов Л.В.<sup>1</sup>, Мельников В.Ф.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет*

<sup>2</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург*

## **INFLUENCE OF WISTLER TURBULENCE ON DISTRIBUTION AND EMISSION OF FAST ELECTRONS IN A FLARE LOOP**

**Filatov L.V.<sup>1</sup>, Melnikov V.F.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Nizhny Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering*

<sup>2</sup>*Pulkovo Observatory of RAS, St. Petersburg*

*In this article, we show how the presence of whistler turbulence in a flare loop can influence the dynamics of high energy electrons and their gyrosynchrotron emission characteristics.*

Известно, что быстрые электроны, инжектированные в неоднородное магнитное поле магнитной ловушки, могут некоторое время удерживаться в ней, пока не потеряют энергию или не высыпаются в конус потерь из-за взаимодействия с плазмой и волновыми полями в ловушке [1, 2]. Наблюдаемые на Солнце вспышечные петли также представляют собой специфические магнитные ловушки. Их изучение позволяет глубже понять процессы ускорения и транспорта частиц в солнечных вспышках. Основой для диагностики параметров ускоренных электронов и плазмы во вспышечной петле является микроволновое и рентгеновское излучение [3–6]. Взаимодействие быстрых электронов с плазмой и плазменными волнами во многом определяют их распределение во вспышечной петле и характеристики их электромагнитного излучения. Распределения энергичных электронов в петле при учете рассеяния на частицах плазмы изучалось в ряде работ (см. [4, 5] и ссылки в них). Менее изученным является влияние рассеяния нетепловых электронов на волновой турбулентности (БМЗ-волны, вистлеры, ионный звук, ленгмюровские волны). В последнее время определенный прогресс достигнут в исследовании рассеяния электронов во вспышечной петле на стационарных мелкомасштабных магнитных неоднородностях [6]. Получены также свидетельства эффекта рассеяния среднерелятивистских электронов на вистлерах [7, 8].

Целью настоящей работы является исследование влияния эффекта рассеяния нетепловых электронов на турбулентности вистлеров на характеристики гиротронного (ГС) излучения вспышечной петли.

### Описание модели

Рассматривается одномерная модель вспышечной петли в виде симметричной магнитной трубки с неоднородными по длине магнитным полем и плотностью заполняющей ее горячей плазмы. В вершине петли (LT) производится нестационарное инжектирование нетепловых электронов. Электрон в каждый момент  $t$  описывается дрейфовой координатой положения в петле  $s$ , питч-углом  $\alpha$  и энергией  $E$ . Кривизной петли и поперечными дрейфами в ней пренебрегаем. Полагаем, что магнитная ловушка в петле адиабатична, а частота столкновений электронов с частицами плазмы мала по сравнению с их гирочастотой. При этих предположениях кинетическое уравнение Фоккера-Планка для функции распределения быстрых электронов  $f(E, \mu = \cos \alpha, s, t)$  записывается в форме, предложенной в работе [4]. Модели для стационарного продольного магнитного поля петли  $B(s)$  и плотности фоновой плазмы  $n(s)$  заданы в виде аппроксимирующих степенных функций:

$$B(s) = \left[ B_{\min} + (B_{\max} - B_{\min}) \cdot \left( \frac{s}{l} \right)^2 \right], \quad n(s) = \left[ n_{\min} + (n_{\max} - n_{\min}) \cdot \left( \frac{s}{l} \right)^6 \right], \quad -l < s < +l,$$

где  $l$  – полудлина петли. Источник быстрых электронов моделируется функцией:

$$F(E, \mu, s, t) = F_0 \cdot \left( \frac{E}{E_{\min}} \right)^{-\delta} \cdot e^{-\left( \frac{s-s_0}{s_1} \right)^2} \cdot e^{-\left( \frac{\mu-\mu_0}{\mu_1} \right)^2} \cdot e^{-\left( \frac{t-t_0}{t_1} \right)^2}$$

со степенным энергетическим спектром в области  $30 \text{ кэВ} < E < 10 \text{ МэВ}$ .

Диффузия (рассеяние) быстрых электронов на частицах плазмы определяется дальним кулоновским взаимодействием через кулоновский логарифм  $\ln \Lambda \approx 20$ . При этом коэффициент диффузии вычисляется как [4]:

$$D_{\mu\mu}^c = \frac{c}{\lambda_0 \beta^3 \gamma^2} (1 - \mu^2), \quad \lambda_0 = \frac{1}{4\pi r_0^2 \cdot n \cdot \ln \Lambda}, \quad \beta = v/c, \quad \gamma = 1/\sqrt{1 - (\beta)^2}.$$

Для описания взаимодействия с вистлерами также используется квазилинейное диффузионное приближение [9]. В схеме резонансного взаимодействия волна-частица [2] учитывается только влияние волн на частицы, но не учитывается влияние частиц на волны. Предполагается, что непрерывным источником вистлеров является процесс конверсии БМЗ волн, образующихся в области вспышечного энерговыделения [9]. Плотность энергии турбулентности вистлеров  $W(k)$  считается постоянной во времени и заданной следующей моделью [9, 10]:

$$W(k) = \frac{q-1}{k_{\min}} \left( \frac{k}{k_{\min}} \right)^{-q} \cdot R \frac{B^2}{8\pi}, \quad k_{\min} = \frac{2\pi}{l}.$$

Резонансное взаимодействие электронов с вистлерами вычисляется согласно условию Черенкова-Доплера. При этом для электронов в каждом

элементарном фазовом объеме имеется несколько резонансных волн с числами  $k_r, 0 \leq r \leq 2$ , которые определяются из системы условий:

$$\left(\frac{ck}{\omega}\right)^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - \omega_e)}, \quad \omega - \mu vk = \frac{\omega_e}{\gamma}$$

где  $\omega_p = (4\pi e^2 n / m_e)^{0.5}$  – плазменная частота,  $\omega_e = eB / m_e c$  – гирочастота электрона. Коэффициент диффузии при этом взаимодействии вычисляется как [10]:

$$D_{\mu\mu}^W = \frac{\pi\omega_e}{2B^2} (1 - \mu^2) \sum_r k_r W(k_r).$$

Суммарный коэффициент питч-угловой диффузии будет:  $D_{\mu\mu} = D_{\mu\mu}^C + D_{\mu\mu}^W$ .

### Результаты моделирования

На рис. 1 показана динамика энергетического спектра быстрых электронов в вершине петли при рассеянии (1) только на частицах плазмы (левая панель С) и (2) только на вистлерах (правая панель W).

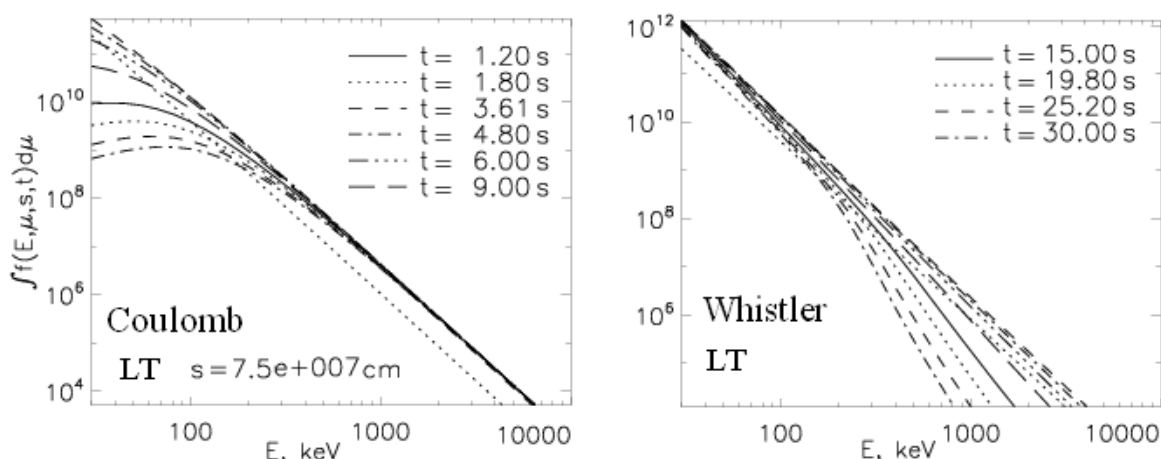


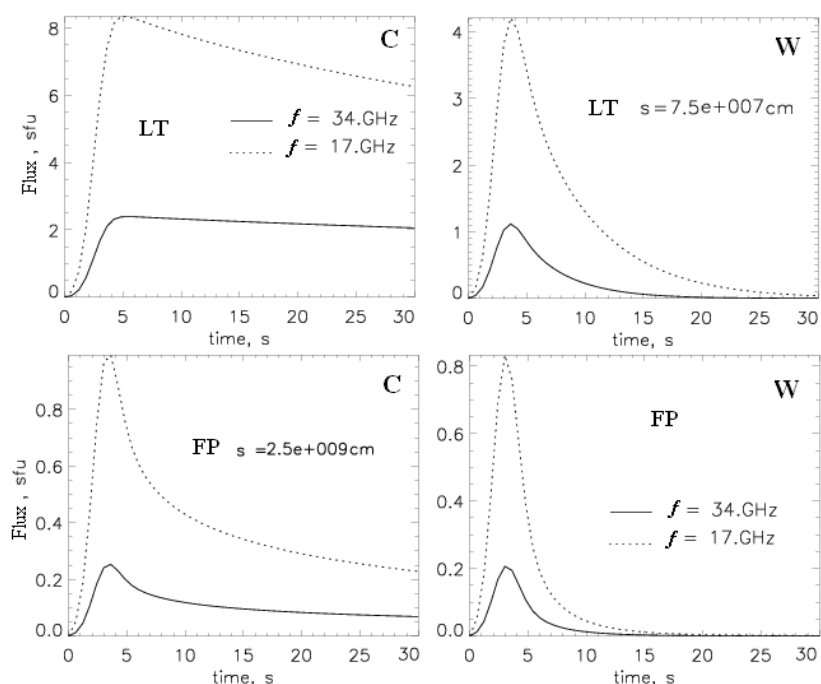
Рис. 1.

Для выбранной расчетной сетки вершина петли (LT) соответствует координате  $s = 7.5 \cdot 10^7$  см, а основание петли FP  $s = 2.5 \cdot 10^9$  см. Расчетные параметры магнитного поля  $B(s)$  и плотности плазмы  $n(s)$  в петле были приняты следующими:  $B_{max}/B_{min} = 600 \text{ Гс}/300 \text{ Гс}$ ,  $n_{max}/n_{min} = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}/5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Параметры турбулентности вистлеров  $R = 10^{-4}$ ,  $q = 1,7$  выбраны так, чтобы характерное время рассеяния в рассматриваемом диапазоне энергий электронов соответствовало режиму слабой диффузии [11]. Инжекция нетепловых электронов происходит в вершине, изотропна по питч-углам, максимум инжекции приходится на момент  $t_0 = 2.5$  с.

Из рис. 1 видно, что первоначальный степенной спектр быстрых электронов сильно преобразуется. Так, электроны с энергией до 300 кэВ эффективно рассеиваются только на частицах плазмы, и их спектр со време-

нем становится более пологим. Наоборот, высокоэнергичные электроны свыше 500 кэВ рассеиваются только на вистлерах, и их спектр постепенно становится более крутым.

Это отличие взаимодействий быстрых электронов с частицами и волнами влечет за собой ряд особенностей в пространственном распределении, частотном спектре и в динамике ГС излучения. На рис. 2 показаны временные профили излучения на 17 и 34 ГГц отдельно в вершине и вблизи оснований петли. Отчетливо видно, что присутствие вистлеров (правые панели W) приводит к заметно более быстрому спаду интенсивности ГС-излучения. Более того, спад происходит быстрее на 34 ГГц, чем на 17 ГГц в отличие от случая чисто кулоновских взаимодействий.



**Рис. 2.**

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-02-00924 и РНФ 16-12-10448.

### Литература

1. Kennel C.F., Petschek H.E. // J. Geophys., 1966, V.71, № 1, P. 1–28.
2. Кадомцев Б.Б. Вопросы теории плазмы. – М.: Атомиздат, 1964, с. 188–335.
3. Fleishman G.D., Melnikov V.F. // Astrophys. J. 2003, V.587. № 2. P. 823–835.
4. Hamilton R.J., Petrosian V. // Astrophys. J. 1992, V. 398. № 10. P. 350–358.
5. Filatov L.V., Melnikov V.F., Gorbikov S.P. // Ge&Ae, 2013, V. 53, № 8, P. 1007–1012.
6. Charikov, Yu.E., Shabalin, A.N. // Ge&Ae, 2015, V. 55, № 8, pp. 1104–1111.
7. Stepanov et al. // Astron & Astrophys, 2007, V. 465, pp. 613–619.
8. Stepanov A.V., Tsap Y.T. // Solar Physics, 2002, V. 211, P. 135–154.
9. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика. М.: Наука, 1972. – 440 с.
10. Minoshima T. et al. // Astrophys. J., 2011, V.732. № 10. P. 1–7.
11. Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. // Физика плазмы, 1978, Т. 5, № 2, с. 383–390.

## **ВОЗМОЖНОСТИ ОЦЕНКИ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ В ФОТОСФЕРЕ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ**

**Фурсяк Ю.А.<sup>1</sup>, Абраменко В.И.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Крымская астрофизическая обсерватория РАН,  
298409, п. Научный, Республика Крым, Россия*

<sup>2</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
196140, Санкт-Петербург, Россия*

## **POSSIBILITIES TO ESTIMATE HORIZONTAL ELECTRICAL CURRENTS IN THE ACTIVE REGION'S PHOTOSPHERE**

**Fursyak Yu.A.<sup>1</sup>, Abramenko V.I.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Crimean astrophysical observatory of RAS, 298409, Nauchny, Crimea, Russia*

<sup>2</sup>*Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS, 196140, Saint-Petersburg, Russia*

*Two-dimensional structures of magnetic energy dissipation were calculated from the SDO/HMI line-of-sight magnetograms of NOAA AR 11283 for the period from September 3 to September 8, 2011. It is shown that the dissipation of magnetic energy carries an important information about the structure of horizontal electric currents in a thin layer of the solar photosphere. Analyzing four small sunspots, we found that the mutual temporal changes in the magnetic flux of a sunspot and the estimate of horizontal electrical current around the spots are in a good agreement with the Faraday's law and Lenz's rule. The estimate of the density of the horizontal current, obtained in this work, is in a good agreement with the values of the current density obtained in earlier studies. Thus, a new approach to derive information about transverse electrical currents in the solar photosphere is proposed.*

### **Введение**

Роль электрических токов в эволюции и вспышечной активности активной области весьма велика. Токи несут информацию о динамике и эволюции группы, о перестройках магнитных полей в пределах активной области. В то же время, вычисление величины тока в фотосфере Солнца является достаточно сложной задачей. Для расчета величины горизонтального и полного тока в фотосфере, нужны данные о векторе поля в некотором объеме над фотосферой, то есть одновременные наблюдения вектора магнитного поля на нескольких уровнях, что на данный момент сделать невозможно даже с использованием данных передовых космических аппаратов, таких как SDO и Hinode. Измерение полного вектора поля в объеме – задача будущего. Поэтому для получения оценки горизонтальных токов в фотосфере необходимо находить косвенные пути, и любые новые подходы к их изучению заслуживают внимания.

Целью данной работы является получение обоснованной оценки горизонтальных электрических токов в фотосфере активной области.

### Вычисление величины диссипации магнитной энергии

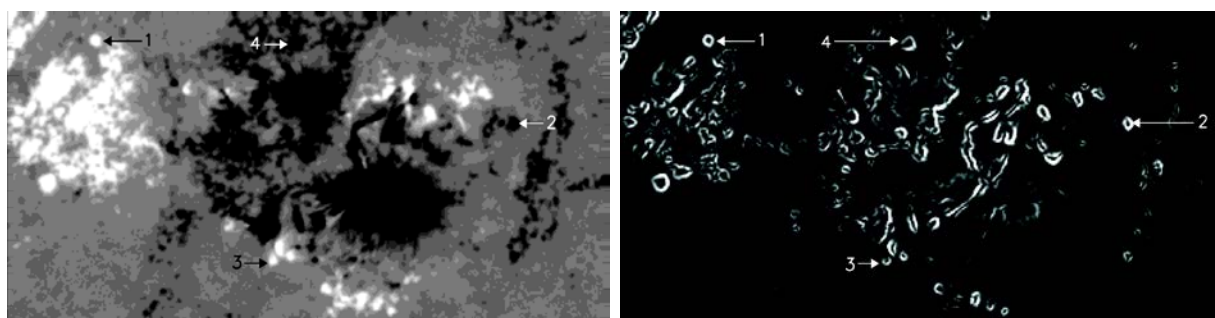
В качестве исходного материала для работы были выбраны магнитограммы области NOAA AR11283 за период с 3 по 8 сентября 2011 года с временным интервалом 1 час (всего 120 магнитограмм).

Продольная составляющая  $B_z$  магнитного поля в фотосфере переносится потоками плазмы как пассивный скаляр [1, 2]. Следовательно, для получения структуры ее диссипации (с точностью до постоянной) можно использовать функцию Стокса для диссипации пассивного скаляра [3]:

$$E_{diss} = \frac{1}{2} \left( \left( \frac{\partial B_z}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial B_z}{\partial y} \right)^2 \right), \quad (1)$$

где  $x$  и  $y$  представляют текущую точку на двумерной плоскости (магнитограмме), а  $z$  – направление по нормали к магнитограмме.

В результате вычислений были получены карты распределения структур диссипации магнитной энергии в пределах активной области. Пример карты представлен на рис. 1 справа.



**Рис. 1.** Слева – HMI/SDO магнитограмма области NOAA AR11283, полученная 4 сентября 2011 года в 05:00UT. Справа – контуры плотности измеренной диссипации магнитной энергии, масштабированы от 0 (черное) до  $0.5 \text{ Гс}^2 \text{ км}^{-2}$  (белое). Цифрами обозначены анализируемые в работе изолированные пятна и поры с развитыми кольцевыми структурами диссипации. Размер изображений  $140 \times 70 \text{ Мм}$ .

### Связь диссипации магнитной энергии с поперечными электрическими токами

Соотношение между  $E_{diss}$  и квадратом электрического тока  $j^2$  можно получить на основании формулы для квадрата ротора вектора поля  $\mathbf{B} \equiv (B_x, B_y, B_z)$ , см., например, [4]:

$$\mu^2 j^2 = (\nabla \times \mathbf{B})^2 = \mu^2 j_{\perp}^2 + \mu^2 j_z^2, \quad (2)$$

где  $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн м}^{-1}$  – магнитная постоянная в системе СИ (магнитная проницаемость вакуума).

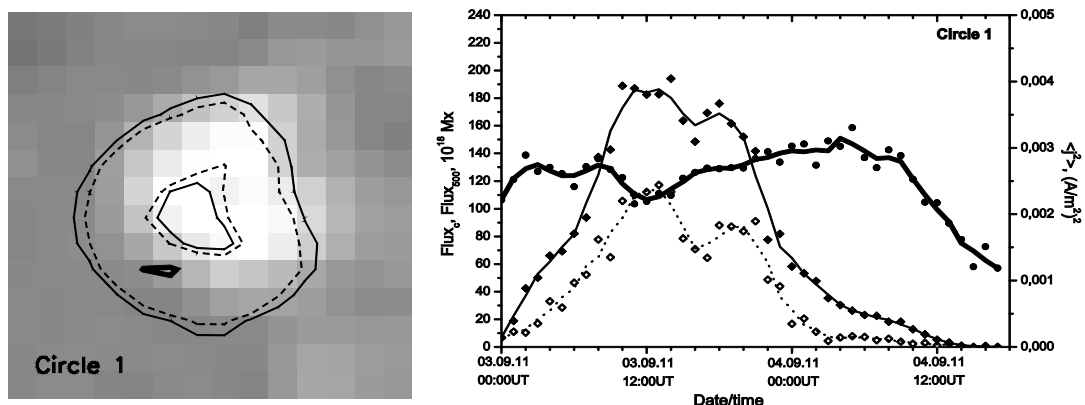
Разложив правую часть выражения (2), возведя в квадрат полученные слагаемые и пренебрегая величинами, связанными с производной по  $z$  (что допустимо, если берется достаточно тонкий слой в фотосфере), мы переходим к формуле:

$$j_{\perp}^2 = \frac{1}{\mu^2} E_{diss} \quad (3)$$

Если плотность тока измерена в единицах  $A \text{ м}^{-2}$ , а  $E_{diss}$  – в  $\text{Гс}^2 \text{ км}^{-2}$  то формула (3) принимает вид:

$$j_{\perp}^2 = 0.00633 \cdot E_{diss} \quad (4)$$

Формула (3) для квадрата плотности поперечного тока получена путем введения существенных ограничений. Чтобы выяснить, насколько вычисленные структуры  $j_{\perp}^2$  отражают реальное, физическое поведение электрических токов, мы провели следующий эксперимент. Были отобраны четыре небольших изолированных пятна с относительно небольшим (порядка трех суток) временем жизни (отмечены стрелками и цифрами на Рис. 1). Вокруг каждого наблюдаются кольцевые структуры  $E_{diss}$  – предполагаемые горизонтальные электрические токи. Для каждой кольцевой структуры были рассчитаны магнитные потоки внутри кольца, ограниченного уровнем диссипации магнитной энергии в  $0.15 \text{ Гс}^2 \text{ км}^{-2}$ , а также потоки по уровню 500 Гс. Среднее по площади кольца значение квадрата плотности горизонтального электрического тока было вычислено по формуле (4). Пример графика изменения этих величин для кольца 1 представлен на рис. 2.



**Рис. 2.** Слева – фрагмент магнитограммы, содержащий кольцо 1. Сплошная тонкая линия отображает уровень диссипации магнитной энергии  $0.15 \text{ Гс}^2 \text{ км}^{-2}$ ; пунктирная и жирная линии соответствуют значениям  $0.25$  и  $0.75 \text{ Гс}^2 \text{ км}^{-2}$ . Север вверху, запад справа. Справа – график изменения магнитного потока внутри контура 500 Гс (тонкая сплошная линия и ромбы); магнитного потока по площади, охваченной внутренней границей  $E_{diss} = 0.15 \text{ Гс}^2 \text{ км}^{-2}$  (пунктирная линия и открытые ромбы); средний по площади кольца квадрат плотности поперечного электрического тока (жирная линия и кружки).

Как это следует из рис. 2, изменение магнитного потока в пятне и плотности тока в кольце происходят в полном соответствии с законом Фарадея и правилом Ленца. На начальной стадии развития пятна (поры) возрастающий магнитный поток приводит к резкому росту плотности тока. В дальнейшем, на протяжении основной фазы жизни пятна, квадрат плотно-

сти тока поддерживается, с незначительными колебаниями, на одном уровне, в диапазоне от 0.002 до 0.004 А м<sup>-2</sup>. На конечной стадии жизни пятна наблюдается стремительное уменьшение его магнитного потока. При этом быстро уменьшающийся магнитный поток еще некоторое время поддерживает электрический ток в кольце, что также объясняется в рамках закона Фарадея и правила Ленца. Уменьшение величины плотности тока происходит уже после того, как само пятно полностью распадается. Отметим, что подобная картина характерна для всех четырех исследуемых в рамках данной работы пятен/пор.

### **Выводы и обсуждения**

Изучив взаимное поведение магнитного потока и диссипации энергии магнитного поля в четырех пятнах/порах области NOAA AR11283, мы приходим к следующим выводам:

1) взаимное поведение магнитного потока пятна и плотности кольцевого горизонтального тока вокруг пятна полностью согласуются с законом Фарадея и правилом Ленца;

2) полученные нами оценки величины квадрата плотности кольцевого горизонтального тока находятся в соответствии со значениями плотности тока, полученными в более ранних работах [5, 6, 7].

Таким образом, подтверждается наше предположение о том, что диссипация энергии продольного магнитного поля связана с горизонтальными электрическими токами в фотосфере, и может отображать структуру не только кольцевых токов, но и в целом структуру поперечных токов в фотосфере активной области.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-02-00221 А.

### **Литература**

1. *Parker E.N.* Cosmical magnetic fields, their origin, and their activity. Oxford: University Press, 1979.
2. *Petrovay K., Szakaly G.* // *Asron. And Astrophys.* 247. 543. 1993.
3. *Монин, Яглом.* Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности. Часть 2. М.: Наука, 1967.
4. *Прист Э.Р.* Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир. 1985.
5. *Зверева А.М., Северный А.Б.* // *Изв. Крымск. астрофиз. обс.* 41–42. 97. 1970.
6. *Abramenko V.I., Gopasyuk S.I., Ogir' M.B.* // *Solar Phys.* 134. 287. 1991.
7. *Abramenko V.I.* // eprint arXiv:0806.1547. 2008.



## **КУЛОНОВСКИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ И УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ В КОРОНЕ И ХРОМОСФЕРЕ СОЛНЦА**

**Цап Ю.Т.<sup>1,2</sup>, Степанов А.В.<sup>2</sup>, Копылова Ю.Г.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Крым, пгт. Научный*

<sup>2</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург*

## **COULOMB COLLISIONS AND ELECTRON ACCELERATION BY QUASI-STATIONARY ELECTRIC FIELDS IN THE SOLAR CORONA AND CHROMOSPHERE**

**Tsap Yu.T.<sup>1,2</sup>, Stepanov A.V.<sup>2</sup>, Kopylova Yu.G.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea*

<sup>2</sup>*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg*

*Based on the single particle approximation the peculiarities of acceleration of quasi-thermal electrons by sub-Dreicer electric fields in solar atmosphere have been considered. It has been shown that electron acceleration in the chromosphere is determined by ion-electron collisions. The energy gain rate of accelerated electrons is inversely proportional to the mean free path of the thermal particles. Electron acceleration is more effective in the chromosphere than in the corona. Quasi-thermal electrons can achieve relativistic energies at the distance of several kilometers.*

### **Введение**

Проблема ускорения заряженных частиц в солнечных вспышках – одна из наиболее актуальных проблем современной гелиофизики. Так, по оценкам Ашвандена и др.[1] среди приблизительно двухсот вспышечных событий рентгеновского класса М и X нетепловая энергия электронов превышает тепловую в 85% случаев. Хотя расчет в [1] проводился в рамках так называемой «теплой толстой мишени», тем не менее, полученные результаты убедительно свидетельствуют о важной роли ускорения заряженных частиц в ходе вспышечного энерговыделения.

Механизмы ускорения можно разбить на два больших класса: регулярные и нерегулярные (стохастические). В первом случае частицы непрерывно ускоряются, а во втором – только в среднем их энергия увеличивается, т.е. они могут как приобретать, так и терять энергию. Очевидно, что наиболее эффективными являются регулярные механизмы ускорения. Вследствие этого детальные исследования особенностей ускорения электронов в квазистационарных электрических полях приобретают особую ценность. При этом зачастую негласно считается, что из-за более высокой плотности плазмы и наличия нейтральных атомов процесс ускорения электронов в хромосфере Солнца является менее эффективным, чем в короне.

Цель настоящей работы – сравнить эффективность ускорения электронов в суб-драйсеровских квазистационарных электрических полях в условиях солнечной короны и хромосферы.

### **Столкновения частиц и ускорение нерелятивистских электронов**

Основная энергия ускоренных электронов  $W$  сосредоточена в сравнительно низкоэнергичных ( $< 100$  эВ) частицах, поэтому мы ограничимся анализом процесса ускорения в нерелятивистском случае. При этом для его описания воспользуемся одночастичным приближением, т.е. пренебрежем влиянием коллективных явлений в плазме.

В случае упругих столкновений электрона, движущегося со скоростью  $V$ , с ионами и атомами, соответствующие эффективные частоты можно представить в виде [2]

$$\nu_{ei} = \frac{4\pi n e^4}{m^2 V^3} L_e, \quad (1)$$

$$\nu_{ea} \approx 1.6 \times 10^{-7} n_a, \quad W = 3 - 50 \text{ эВ}, \quad (2)$$

$$\nu_{ea} = \frac{4\pi n_a e^4}{m^2 V^3} \ln \frac{hV}{2\pi V^2}, \quad W > 50 \text{ эВ}. \quad (3)$$

Здесь  $n$  и  $n_a$  – концентрация ионов и атомов водорода, а выражения для кулоновского логарифма сводятся к виду

$$\begin{aligned} L_e &= 23 + (3/2) \ln T - (1/2) \ln n \quad \text{при } T < 10 \text{ эВ}, \\ L_e &= 24 + \ln T - (1/2) \ln n \quad \text{при } T > 10 \text{ эВ}, \end{aligned} \quad (4)$$

где концентрация ионов  $n$  выражается в  $\text{см}^{-3}$  и температура  $T$  – в эВ. Из уравнений (1)–(4), положив температуру  $T = 10^4 - 10^5$  К и считая энергию электронов  $W > 3$  эВ, нетрудно заключить, что при  $n_a/n < 10$  частота электрон-атомных столкновений  $\nu_{ea}$  будет гораздо меньше электрон-ионных  $\nu_{ei}$ , т.е. упругими столкновениями электронов с атомами можно пренебречь.

Что касается неупругих столкновений, включая процесс ионизации, то, как показывают оценки, они начинают играть доминирующую роль в условиях хромосферной плазмы при  $W > 100$  эВ [3]. Однако, поскольку транспортное сечение в этом случае пропорционально  $V^2$ , то в режиме «убегания» данные столкновения едва ли будут оказывать существенное влияние на энергетические потери ускоряемых частиц.

В нерелятивистском случае с учетом (1) и того обстоятельства, что при  $V > V_{Te}$  частота столкновений электронов с ионами  $\nu_{ei}^p = \nu_{ei} (V_{Te}/V)^3$ , уравнение движение электрона запишем в виде:

$$m \frac{dV}{dt} = eE - m v_{ei} V_{Te} \left( \frac{V_{Te}}{V} \right)^2. \quad (5)$$

Умножив обе части последнего уравнения на  $V$ , получим

$$\frac{dW}{ds} = eE - m v_{ei} V_{Te} \left( \frac{W_{Te}}{W} \right), \quad W = \frac{mV^2}{2}, \quad W_{Te} = \frac{mV_{Te}^2}{2}, \quad (6)$$

где мы также приняли  $ds = Vdt$ . Следовательно, поскольку электрическое поле Драйсера

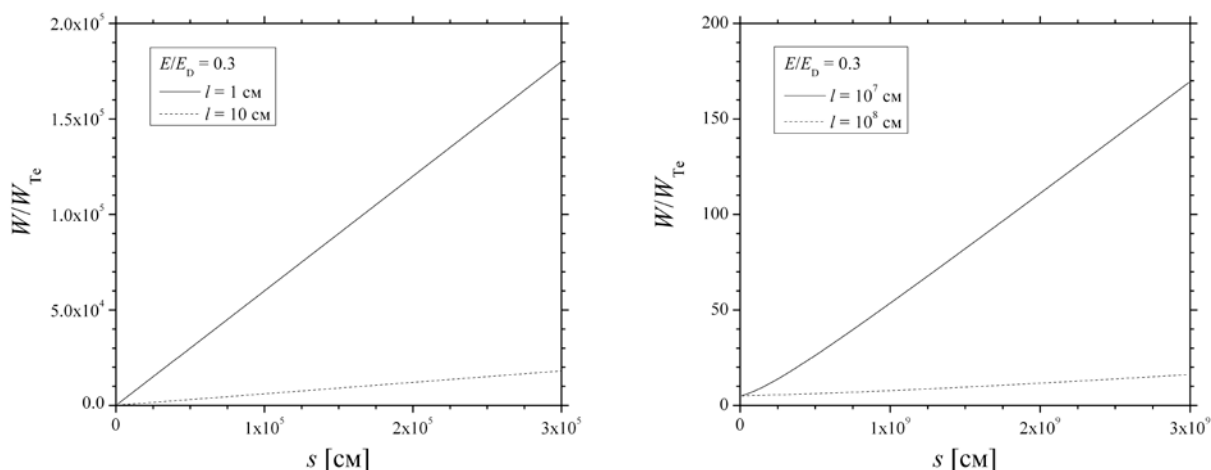
$$E_D = \frac{m}{e} v_{ei} V_{Te} \approx 4 \times 10^{-10} \frac{n}{T} \left[ \text{СГСЭ} / \text{см} \right], \quad (7)$$

и длина свободного пробега теплового электрона

$l = V_{Te} / v_{ei} \approx 5 \times 10^3 T^2 / n$  [см], из (6) находим

$$\frac{d(W/W_{Te})}{ds} = \frac{2}{l} \left( \frac{E}{E_D} - \frac{W_{Te}}{W} \right). \quad (8)$$

Как видно из формулы (8), эффективность набора энергии электронами обратно пропорциональна длине свободного пробега  $l$ . Это означает, что их ускорение в хромосфере при одном и том же отношении  $E/E_D = 0.3$  выглядит предпочтительнее, нежели в короне. Действительно, если принять в хромосфере Солнца тепловую энергию электронов  $W_{Te} = 1$  эВ, то,



**Рис. 1.** Зависимости относительной энергии электронов  $W/W_{Te}$  от пройденного расстояния  $s$  при различных значениях длины свободного пробега  $l$  в хромосфере (слева) и короне (справа). Отношение электрического поля к драйсеровскому  $E/E_D = 0.3$  для обоих случаев.

как следует из рис. 1 слева, они могут достигать сотен кэВ на расстояниях всего в несколько километров. Между тем в условиях короны

( $W_{Te} = 0.1-1$  кэВ) на это потребуется десятки, а то и сотни тысяч километров (рис. 1 справа).

### **Обсуждение результатов и выводы**

Нами было показано, что ускорение электронов в хромосфере Солнца в рамках принятых ограничений представляется более эффективным, чем в короне. В первую очередь, это объясняется большими значениями дрейсеровского электрического поля. Определенную роль играет также более быстрый набор энергии частицами в промежутке между столкновениями.

Ключевой проблемой ускорения электронов в квазистационарных электрических полях является механизм генерации суб-дрейсеровских полей в хромосфере Солнца. Они могут возникать, например, в результате пересоединения магнитных силовых линий. Если принять для токового слоя  $E \approx V_p B/c$  (оценка сверху), то, положив магнитное поле  $B = 1000$  Гс и скорость втекания плазмы в слой  $V_p = 10^7$  см/с, получим  $E \approx 0.3$  СГСЭ/см, что существенно превышает  $E_D$  в хромосфере, которое, согласно (8), лежит в пределах от 0.1 до 0.001 СГСЭ/см. Не следует также исключать, что за генерацию сильных электрических полей может быть также ответственна неустойчивость Рэля-Тейлора [4].

В данном анализе мы ограничились суб-дрейсеровскими электрическими полями. Это объясняется тем, что для сверх-дрейсеровских полей одночастичное приближение становится неприемлемым. В этом случае необходим кинетический подход. Кроме того, мы лишь приближенно оценили роль столкновений электронов с нейтральными атомами, вызывающих возбуждение и ионизацию последних, а также опустили вопрос о формировании функции распределения ускоренных частиц по скоростям. Эти и другие важные вопросы мы надеемся рассмотреть при проведении дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (N 16-12-10448).

### **Литература**

1. *Aschwanden M.J., Holman G., O'Flannagain A., Caspi, A., McTiernan J.M., Kontar E.* 2016, eprint arXiv:1607.06488.
2. *Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А.* Основы физики плазмы. М: Атомиздат, 1977.
3. *Цан Ю.Т.* 1998. Астрон. журн., 75, 313.
4. *Zaitsev V.V., Kronshtadtov P.V., Stepanov A.V.* 2016, Solar Phys., DOI: 10.1007/s11207-016-0983-1.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ  
НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ЖЕСТКОГО  
РЕНТГЕНОВСКОГО И МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЙ  
В СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКЕ 10 НОЯБРЯ 2002 г.**

**Шабалин А.Н.<sup>1</sup>, Чариков Ю.Е.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия*

<sup>2</sup>*СПбПУ Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия*

**HARD X-RAY AND MICROWAVE DIAGNOSING AND MODELING  
OF THE FLARE OF 10 NOVEMBER 2002**

**Shabalin A.N.<sup>1</sup>, Charikov Yu.E.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Ioffe Physico-technical Institute of RAS, St. Petersburg*

<sup>2</sup>*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg*

*Based on observational data from RHESSI and Nobeyama Radioheliograph the transport of accelerated electrons in the flare event of 10 November 2002 was studied. Energy spectrum, pitch-angle distribution and concentration of energetic electrons were reconstructed.*

Наблюдения в жестком рентгеновском и микроволновом диапазонах на аппаратах RHESSI и Nobeyama Radioheliograph позволяют пространственно разделить источники излучения, соответствующие разным частям вспышечной петли. Данные SOHO MDI дают возможность оценить магнитное поле в хромосфере и короне. Таким образом, оказывается принципиально возможным провести сравнительный анализ данных наблюдений и результатов моделирования кинетики ускоренных электронов и их излучения в рентгеновском и радио диапазонах. Успешное согласование модельных карт излучения с наблюдаемыми в различных диапазонах энергий позволяет наложить жесткие ограничения на такие параметры источника ускоренных электронов как их угловое распределение, спектр, пространственное расположение, концентрация.

**Кинетика ускоренных электронов во вспышечных петлях**

Распространение ускоренных электронов вдоль вспышечной петли изучается на основе решения уравнения Фоккера-Планка [7–10, 13] для  $f(E, \mu, s, t)$  функции распределения ускоренных электронов. Учитываются процессы парного взаимодействия, отражения в магнитном поле, рассеяние на магнитных неоднородностях и ионно-звуковых волнах. Коэффициент турбулентной диффузии получен в предположении спектра флуктуаций в виде лоренциана  $W(k_{\parallel}) = \frac{(\delta B)^2}{\pi} \frac{(1/\lambda_B)}{(1/\lambda_B)^2 + k_{\parallel}^2}$  [9], а коэффициент диффузии для ионного звука взят в виде [1]

$$D^s = \left( \frac{v/v_{is}}{m_e \beta c} \right) D_l, \quad D_l = \frac{15\sqrt{\pi}}{8\sqrt{2}} Z^2 m_e^2 v_{Te}^5 \left( \frac{m_e}{m_i} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_e}{T_i} k_g v_{Te} \left( \frac{1}{2Ec^2} \right)^{\frac{3}{2}} \left[ \sqrt{\frac{Q}{Q^s}} + e^{-\sqrt{\frac{Q}{Q^s}}} - 1 \right],$$

$$\frac{Q}{Q^s} = \frac{T_i}{T_e} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \frac{W^s}{nk_B T_e},$$

$T_i$ ,  $T_e$  – температуры ионной и электронной компонент плазмы. Уровень ионно-звуковой турбулентности предполагается стационарным и равным  $\frac{W^s}{nk_B T_e} = 10^{-3}$ . Данное значение еще соответствует слабой турбулентности.

При меньших значениях рассеяние электронов на ионном звуке не эффективно по сравнению с кулоновским рассеянием. Генерация ионно-звуковой моды возможна при распространении потока ускоренных электронов вдоль магнитной петли и возникновении обратного компенсирующего тока, вызываемого индуцированным электрическим полем, что учитывается в уравнении. Распределение ускоренных электронов в момент их инжекции задается произведением независимых функций координат, времени, энергии и питч-угла [4, 7, 8]. Распределение концентрации плазмы вдоль петли определяется из наблюдений [2]. Интенсивность рентгеновского излучения рассчитывалась согласно формулам релятивистского тормозного излучения [3, 6].

### **Моделирование вспышечного события 10 ноября 2002**

По результатам анализа данных, полученных на аппарате RHESSI, MDI и радиогелиографе Нобеяма, были определены характеристики вспышки, которые использовались при сравнении результатов моделирования и наблюдений. Начало вспышки соответствовало 03:06:30UT, класс M2.6.

#### **RHESSI и Nobeyama radioheliograph (в момент максимума)**

- Показатель фотонного спектра в диапазоне энергий 28–58 кэВ  $\gamma_1 = 2.5$ .
- Относительное расположение рентгеновских и радиоисточников.
- Соотношение яркости рентгеновских источников 2.25–2.5 в диапазоне 28–58 кэВ, 2.5–2.7 в диапазоне 70–130 кэВ.
- Соотношение яркости на частотах 17 и 34 ГГц – 1.5–1.7, наклон спектра  $\alpha \sim -0.7$ .

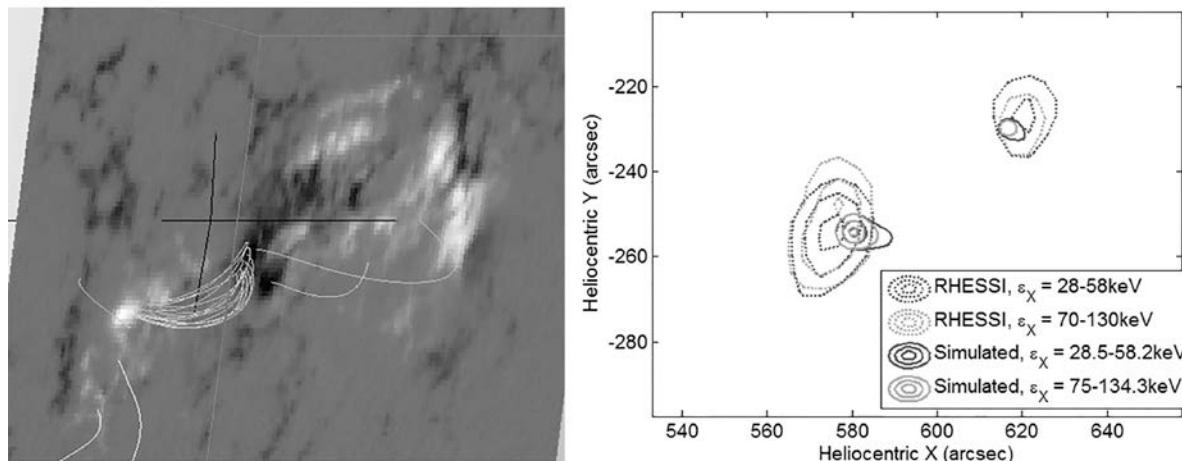
• Объем вспышечной петли  $6 \cdot 10^{27}$  см<sup>3</sup> по данным [12].

• Поток энергии нетепловых электронов  $6 \cdot 10^{27}$  эрг/с в максимуме [12].

**MDI** (магнитное поле восстановлено в программе GX Simulator [5, 11]).

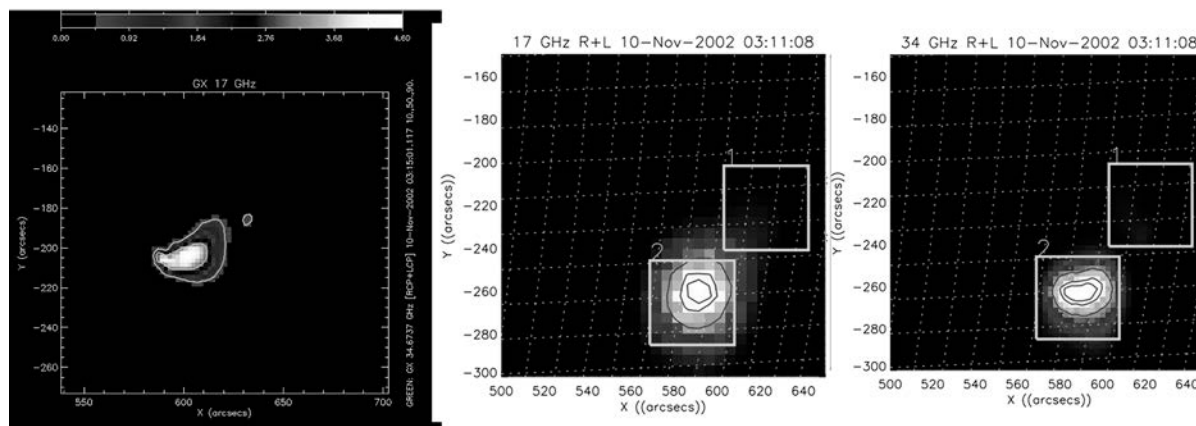
- Получено модельное распределение магнитного поля вдоль петли.
- Оценена длина вспышечной петли –  $5.51 \cdot 10^9$  см.
- Получены углы наблюдения для расчета рентгеновского и радиоизлучений.

На рис. 1 справа показаны результаты моделирования рентгеновского излучения, при этом согласованы значения потоков излучений из источников, отношение яркостей источников, наклон спектра, поток энергии не-тепловых электронов, их пространственное положение.



**Рис. 1.** *Панель слева* – магнитограмма с восстановленным магнитным полем. *Панель справа:* пунктирная линия – данные RHESSI в двух диапазонах энергий, сплошная линия – данные моделирования.

На рис. 2 представлены результаты моделирования гиротропного излучения от вспышечной области при условии согласования величины потоков из источников излучения, их спектр и пространственное положение.



**Рис. 2.** *Панель слева* – рассчитанные изображения на частотах 17 и 34 ГГц. *Панели справа* – данные наблюдений на частотах 17 и 34 ГГц.

### Заключение

По данным наблюдений вспышечного события 10/11/2002 03:06:30UT в рентгеновском и радио диапазонах и решения кинетического уравнения удалось установить параметры ускоренных электронов в фазе максимума. Всем перечисленным выше критериям удовлетворила модель с параметра-

ми в узком диапазоне, а именно: анизотропный источник в вершине петли  $S_2(\alpha) = \cos^8(\alpha)$ , спектр, состоящий из двух популяций электронов, где низкоэнергичная часть до переходной области 350–420 кэВ характеризуется наклоном  $\delta_1 = 2.7\text{--}2.9$ , выше 420 кэВ  $\delta_2 = 2\text{--}2.3$ . Поток энергии ускоренных электронов составил  $2 \cdot 10^9$  эрг/см<sup>2</sup>с. Концентрация ускоренных электронов  $n_b \sim 10^7$  см<sup>-3</sup> в области 0.03–10 МэВ,  $n_b \sim 3 \times 10^3$  см<sup>-3</sup> в области 0.35–10 МэВ. Длина петли  $L \sim 5.51 \cdot 10^9$  см. Магнитное поле в вершине 66 Гс, в основаниях 400 Гс (в нижнем) и 1000 Гс (в верхнем). Уровень магнитных флуктуаций  $\delta B/B \ll 10^{-2}$  при  $\lambda_b = 10^7$  см. Плотность энергии ионно-звуковых волн  $W^s/n_e k_B T_e < 10^{-4}$ .

Работа частично поддержана грантом РФФИ 14-02-00924 и ПРАН N7.

### Литература

1. *Цытович В.Н.* // М.: Атомиздат, 423 с., 1971.
2. *Aschwanden M.J., Brown J.C., Kontar E.P.* // Solar Physics. 2002. Т. 210. № 1–2. С. 383–405.
3. *Bai T., Ramaty R.* // The Astrophysical Journal. 1978. Т. 219. С. 705–726.
4. *Charikov Y.E., Shabalin A.N.* // Geomagnetism and Aeronomy. 2015. Т. 55. № 8. С. 1104–1111.
5. *Fleishman G.D., Kuznetsov A.A.* // The Astrophysical Journal. 2010. Т. 721. № 2. С. 1127.
6. *Gluckstern R.L., Hull Jr M.H.* // Physical Review. 1953. Т. 90. № 6. С. 1030.
7. *Gorbikov S.P., Melnikov V.F.* // Matematicheskoe Modelirovanie. 2007. Т. 19. № 2. С. 112–122.
8. *Hamilton R.J., Lu E.T., Petrosian V.* // The Astrophysical Journal. 1990. Т. 354. С. 726–734.
9. *Kontar E.P. et al.* // The Astrophysical Journal. 2013. Т. 780. № 2. С. 176.
10. *Lee M.A.* // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 1982. Т. 87. № A7. С. 5063–5080.
11. *Nita G.M. et al.* // The Astrophysical Journal. 2015. Т. 799. № 2. С. 236.
12. *Saint-Hilaire P., Benz A.O.* // Astronomy & Astrophysics. 2005. Т. 435. № 2. С. 743–752.
13. *Zharkova V.V., Kuznetsov A.A., Siversky T.V.* // Astronomy & Astrophysics. 2010. Т. 512. С. A8.



## **РОЛЬ ЭФФЕКТА КВАЗИПОПЕРЕЧНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ В НАБЛЮДАЕМОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ**

**Шаин А.В.<sup>1</sup>, Моргачев А.С.<sup>2,3</sup>, Мельников В.Ф.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>МБОУ «Школа № 129», Нижний Новгород

<sup>2</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

<sup>3</sup>НИРФИ ННГУ им. Лобачевского, Нижний Новгород

## **ROLE OF THE EFFECT OF QUASI-TRANSVERSE PROPAGATION IN OBSERVED DISTRIBUTION OF POLARIZATION OF MICROWAVE RADIATION ALONG FLARE LOOPS**

**Shain A.V.<sup>1</sup>, Morgachev A.S.<sup>2,3</sup>, Melnikov V.F.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>MBEI «School № 129», Nizhny Novgorod

<sup>2</sup>Pulkovo Observatory of RAS, St.-Petersburg

<sup>3</sup>Radiophysical Research Institute of Lobachevsky University, Nizhny Novgorod

*Effect of quasi-transverse propagation (QTP) of microwave emission in the magnetospheres of flare loops of 19/07/2012 and 13/03/2000 has been studied. It is shown that QTP-effect took place during these events. But this effect had no influence on visible characteristics of spatially resolved microwave polarization at 17 GHz.*

### **Введение**

В некоторых событиях наблюдаемая поляризация излучения вспышечных петель интерпретируется доминированием обыкновенной моды в оптически тонком источнике. Например, в лимбовой вспышке 19/07/2012 наблюдается пространственная инверсия поляризации микроволнового излучения, причиной которой авторы работы [1] считают наличие квазипродольной анизотропии пичч-углового распределения электронов в вершине петли. Во вспышке 13/03/2000, наблюдавшейся вблизи центра диска Солнца, на частоте 35 ГГц происходит инверсия поляризации по сравнению с наблюдаемой на 17 ГГц [2]. Авторы данной работы объясняют инверсию поляризации на 35 ГГц доминированием излучения в обыкновенной моде позитронов.

Однако в приведённых выше исследованиях не учитываются эффекты распространения излучения в атмосфере Солнца вне вспышечной петли. В частности, при распространении от источника, излучение может проходить через область поперечного магнитного поля, в которой возникает эффект инверсии знака наблюдаемой круговой поляризации [3]. Эффект заключается в том, что на частотах, ниже характерной  $f_t$ , поляризация излучения при прохождении через квазипоперечную область меняет свой знак из-за смены знака проекции магнитного поля на луч зрения. В то же время на частотах, выше характерной  $f_t$ , необыкновенная (x-) и обыкновенная (o-)

моды распространяются в данной области так, что происходит перекачка энергии из одной моды в другую. В результате на частотах выше  $f_t$  наблюдаемый знак поляризации не меняется. Частота  $f_t$  зависит от параметров плазмы следующим образом [4]:

$$f^4 = 3 \cdot 10^{14} \frac{NB^3}{\left| \frac{d\Theta}{dS} \right|} \quad (1)$$

где  $B$  – напряжённость поперечного магнитного поля,  $N$  – концентрация электронов плазмы в области квазипоперечного поля,  $\theta$  – угол между лучом зрения и магнитным полем,  $S$  – путь вдоль луча зрения.

Эффект квазипоперечного распространения в применении к солнечным вспышкам рассматривался в работах [5,6]. Однако в этих работах не проводилось восстановление конфигурации магнитного поля в применении к конкретным событиям. Целью данной работы является исследование возможности реализации эффекта КПП в условиях вспышек 13/03/2000 и 19/07/2012 с помощью моделирования в пакете *GX Simulator* [7], в котором реализована возможность восстановления магнитного поля в короне по его значениям на уровне фотосферы в линейном бессиловом приближении [8].

### **Методика моделирования**

Моделирование пространственной структуры коронального магнитного поля в окрестности лимбовой вспышки 19/07/2012 осуществлялось в программе *GX Simulator* по данным фотосферного магнитного поля, полученным магнитографом *SDO/HMI* за два дня до вспышки (рис.1). Временной сдвиг необходим из-за того, что вблизи лимба погрешность измерения фотосферного магнитного поля данным прибором очень велика, и фактически в данной области измеряется не радиальная компонента поля, а поперечная. После выполнения данной операции в программе *GX Simulator* было выполнено восстановление магнитного поля в короне в линейном бессиловом приближении. Затем вычисленная пространственная структура поля была довернута на два дня вперёд в соответствии с вращением Солнца. После этого, одна из замкнутых линий, которая «на глаз» совпадает с положением наблюдаемой микроволновой вспышечной петли, была выбрана в качестве опорной для создания модельной петли (рис.2).

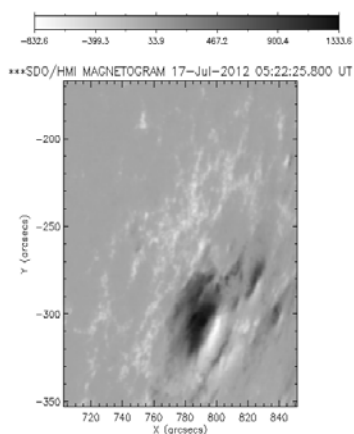
Вспышечная петля в событии 13/03/2000 находилась вблизи центра солнечного диска. Поэтому для моделирования пространственной структуры коронального магнитного поля в окрестности этой вспышки выполнялась стандартная процедура использования карты фотосферного магнитного поля на основе данных *SOHO/MDI* и программы *GX Simulator* (рис. 3 и 4).

Функциональные зависимости параметров плазмы в петлях взяты стандартными для программы *GX Simulator* [7]. Питч-угловое распределение энергичных электронов принято изотропным. Их концентрация вдоль

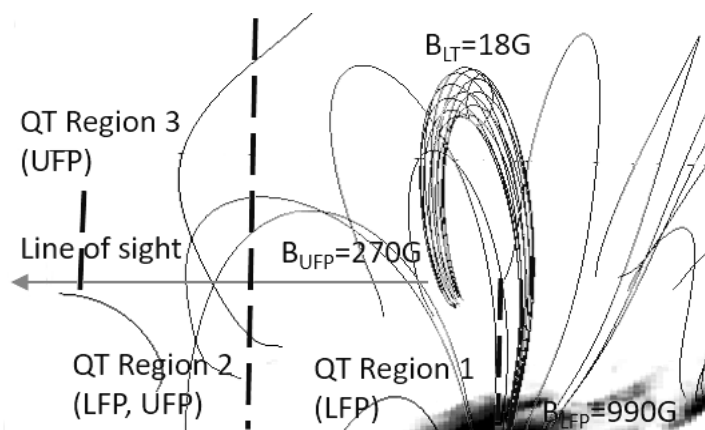
петли распределена по Гауссу с пиком в вершине. Максимальная концентрация выбрана равной  $10^9 \text{ см}^{-3}$ , энергетический спектр – степенной:  $N(E) = K E^{-\delta}$  с показателем  $\delta=3$ . Концентрация тепловых электронов в петле и за её пределами определялась барометрической формулой:

$$n(z) = n_0 \exp\left(-\frac{\frac{z}{R}}{6.7576 \cdot 10^{-8} T_0}\right) \quad (2)$$

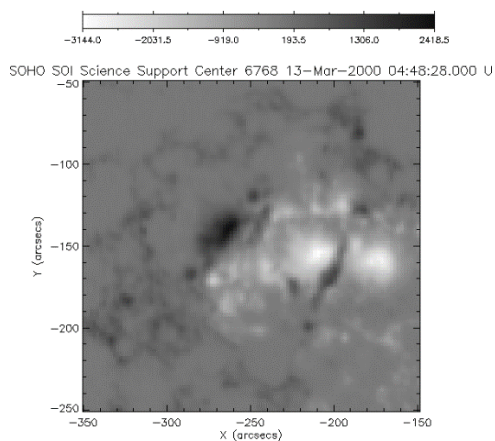
Внутри петли плотность плазмы и температура равны  $n_0=10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_0=1.5 \cdot 10^7 \text{ K}$ . В короне, вне петли:  $n_0=10^8 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_0=10^6 \text{ K}$ .



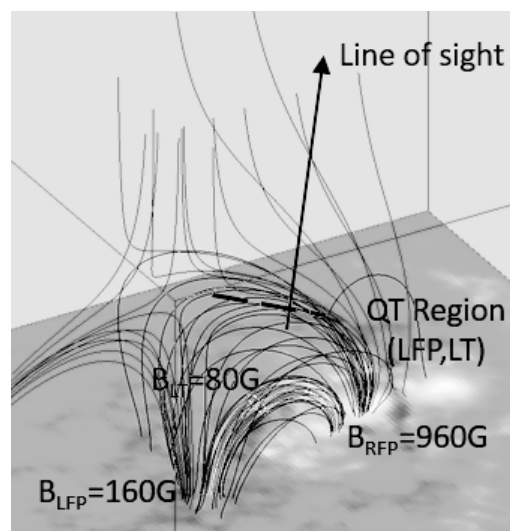
**Рис. 1.** Фотосферное магнитное поле 17/07/2012 по данным SDO HMI.



**Рис. 2.** Восстановленная конфигурация магнитного поля в событии 19/07/2012, вспышечная петля и области поперечного магнитного поля (пунктирные линии).



**Рис. 3.** Фотосферное магнитное поле 13/03/2000 по данным SOHO MDI.



**Рис. 4.** Восстановленная конфигурация магнитного поля в событии 13/03/2000, вспышечная петля и область поперечного магнитного поля (пунктирная линия).

### **Результаты моделирования и обсуждение**

На рис. 2 показана восстановленная конфигурация магнитного поля в событии 19/07/2012, включая всплывающую петлю и области поперечного магнитного поля (пунктирные линии). Видно, что эффект КПП возникает для этого события в нескольких областях. Причём излучение из нижней ноги петли (LFP) проходит через две области поперечного магнитного поля, в которых оно различно по величине. Как следствие, различны и характерные частоты  $f_i$ . Вычисления по формуле (1) и данным о плотности плазмы и магнитном поле на луче зрения, полученным с помощью *GX Simulator*, дают значения  $f_{i1} \approx 2$  ГГц и  $f_{i2} \approx 19$  ГГц. Таким образом, смена знака поляризации приходящего излучения из нижней ноги (LFP) происходит дважды на частоте ниже 2 ГГц и один раз в интервале от 2 ГГц до 19 ГГц. Для верхней ноги (UFP) и вершины петли (LT) характерная частота  $f_i \approx 3$  ГГц, и смена знака поляризации происходит лишь на частотах ниже 3 ГГц. Однако результаты моделирования пространственного распределения поляризации излучения петли совпадают с наблюдениями радиогелиографа Нобейма на частоте 17 ГГц в приближении сильного взаимодействия. Это говорит о том, что в восстановленной структуре коронального магнитного поля не должно происходить инверсии поляризации на 17 ГГц и что действительная верхняя частота инверсии поляризации для LFP должна лежать ниже оценочной  $f_{i2} \approx 19$  ГГц. А это означает, что наблюдаемая поляризация излучения может полностью объясняться ориентацией магнитного поля петли по отношению к лучу зрения.

На рис. 4 показана восстановленная конфигурация магнитного поля в событии 13/03/2000. Для этого события поперечное магнитное поле на луче зрения встречается один раз для левой ноги (LFP) и вершины петли (LT). Характерные частоты взаимодействия  $\sigma$ - и  $\chi$ - мод составляют для них  $f_i \approx 6$  ГГц и  $f_i \approx 13$  ГГц соответственно. Следовательно, эффект КПП не может оказывать никакого влияния на знак поляризации на частоте 17 ГГц и тем более на частоте 35 ГГц.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-02-00924, 15-02-08028 и РНФ 16-12-10448.

### **Литература**

1. *Morgachev A.S. et al.*, 2015, *Ge&A*, V. 55, №8, p. 1118.
2. *Fleishman G.D. et al.*, 2013, *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, V. 65 no.sp1.S7.
3. *Cohen M.H.*, 1960, *ApJ*, V. 131, p. 664.
4. *Железняков В.В., Злотник Е.Я.*, 1963, *АЖ*, 40, с. 633.
5. *Su, Y.N. and Huang, G.L.*, 2003, *ApJ*, V. 219, p. 159–168.
6. *Железняков В.В.* Радиоизлучение Солнца и планет. – М.: Наука, 1964.
7. *Nita G.M. et al.*, 2015, *ApJ*, V.799, No.2, article id. 236.
8. *Selhorst, C.L. et al.*, 2005, in *ESA Special Publication*, Vol. 600.

## **РЕКОНСТРУКЦИЯ ВОССТАНОВЛЕННОЙ ЧАСТИ РЯДА ЧИСЕЛ ВОЛЬФА ПО 150-ЛЕТНЕЙ ГАРМОНИКЕ И ХАРАКТЕРИСТИКАМ ЦИКЛОВ ДОСТОВЕРНОЙ ЧАСТИ РЯДА ЧИСЕЛ ВОЛЬФА**

**Шибяев И.Г.**  
*ИЗМИРАН, Троицк*

## **RECONSTRUCTION OF THE RESTORED PART OF WOLF'S NUM- BERS ON 150-YEAR-OLD HARMONICAS AND TO CHARACTERIS- TICS OF CYCLES OF THE RELIABLE PART OF WOLF'S NUMBERS**

**Shibaev I.G.**  
*IZMIRAN, Troitsk*

*In work the Zurich number of average monthly numbers of Wolf (a number of relatives of solar spots – WSN) consisting of the average monthly values restored by Wolf on sketchy observations (the restored row from 1749 to 1849), and a number of the regular observations from 1849 to our days (a reliable row) is considered. The detailed analysis of this row from 1749 to 2005 is presented in earlier publication [1] and the 150-year harmonica, the characteristic of a reliable part of a row, is allocated. Comparison of characteristics of spectral components and the analysis of their smoothness for the reliable and restored parts showed essential differences in their behavior. Also statistical characteristics of groups of the cycles  $I \div IX$  and  $X \div XXIII$  corresponding to the restored and reliable ranks differ. In work [2] larger regularity of characteristics of the second group of cycles is noted that will be coordinated with the aforesaid and indicates the considerable temporary and amplitude distortions of the restored row. It should be noted that extent of distortions increases during removal in the past and characteristics of the time domain adjoining by 1849, i.e. area of the cycles  $VIII \div IX$  are less distorted. Selection of long-period components of a reliable row and extrapolation them on an external time interval gives the chance for reconstruction or prediction of temporary dynamics of a row. This work confirms existence of a 150-year harmonica for a reliable part of a row from 1849 to May, 2015 that, taking into account characteristics of reliable cycles, allows to offer correction of a minimum of the Dalton.*

### **1. Введение**

В работе анализируется временная динамика цюрихского ряда среднемесячных чисел Вольфа  $W$  ( $W = W_{rest} \cup W_{tool}$ ), который, согласно исторической справки, включает восстановленный ряд  $W_{rest}$  (с 1749 г. по 1849 г.) и достоверный ряд чисел Вольфа  $W_{tool}$  (регулярные инструментальные наблюдения с 1849 г. по настоящее время). Подробный анализ этого ряда с 1749 г. по 2005 г. проведен в более ранней публикации [1], где выделена 150-летняя гармоника, характерная для достоверной части ряда. Сравнение спектральных компонент и анализ их гладкости показал существенные отличия в их поведении для  $W_{rest}$  и  $W_{tool}$ . Также разнятся статистические характеристики групп циклов  $I \div IX$  и  $X \div XXIII$  соответствующих восстановленному и достоверному рядам. В работе [2] отмечена

большая упорядоченность характеристик второй группы циклов, что согласуется с вышесказанным и указывает на значительные временные и амплитудные искажения восстановленного ряда. Степень искажений, при этом, возрастает с удалением в прошлое и менее искажены характеристики временной области примыкающей к 1849 г., т.е. область циклов VIII ÷ IX.

Данная работа подтверждает наличие 150-летней гармоник для ряда  $W_{tool}$  с 1849 г. по май 2015 г., что, с учетом характеристик достоверных циклов, позволяет предложить коррекцию минимума Дальтона. Отметим, что экстраполяция длиннопериодных компонент достоверного ряда на внешний временной интервал, даёт возможность не только реконструкции в прошлом, но и прогнозирования в будущем.

## 2. Интервальные оценки рядов

Для оценки близости свойств  $W_{rest}$  и  $W_{tool}$  разобьем, по единому правилу, ряд  $W$  на интервалы и вычислим их параметры. Будем опираться на интервалы между явными минимумами для усредненного по 13 месяцам ряда  $W$ , что соответствует циклам. Сопоставим общие характеристики циклов рядов  $W_{rest}$  и  $W_{tool}$ , т. е. групп циклов I ÷ IX и X ÷ XXIII. В таблице представлены среднее (mean), корень из дисперсии ( $\sigma^{1/2}$ ) и их отношение, вычисленные по группам, для максимальных значений циклов  $W_m$ , их длительностей  $T_c$  и ветвей роста  $T_m$ . Видно, что временные ( $T_c$ ,  $T_m$ ) параметры второй группы значительно лучше. К этому добавим, что у циклов I, V и VII аномально длинные ветви роста – более половины цикла.

	mean I ÷ IX / X ÷ XXIII	$\sigma^{1/2}$ I ÷ IX / X ÷ XXIII	$\sigma^{1/2} / \text{mean}$ I ÷ IX / X ÷ XXIII
$T_c$	134.33 / 131.21	19.00 / 10.07	0.141 / 0.077
$T_m$	58.00 / 47.43	17.77 / 6.41	0.306 / 0.135
$W_m$	105.58 / 119.66	40.16 / 38.02	0.380 / 0.318

Получим связь параметров цикла исходя из упрощенной модели ветвей роста и спада (рис. 1а). В переменных  $\beta$  и  $\beta_m$  имеем  $T_c = 2W_m \sin\beta / (\cos\beta + \cos(\beta - 2\beta_m))$ . Эмпирические зависимости этих углов от  $W_m$  с их аппроксимацией [3] для циклов X–XXIII показаны на рис. 1б. Оценивая длительности всех циклов и сопоставляя их с табличными вычислим относительные погрешности  $(T_c - T_c) / T_c$  (рис. 1с).

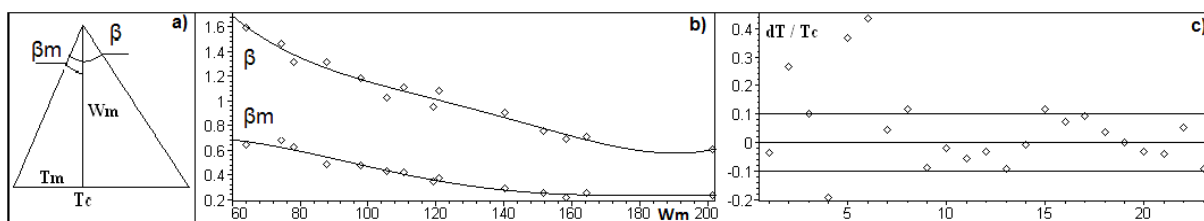


Рис. 1.

Погрешность для большинства циклов вписалась в 10% интервал, значительно отклонилась оценка циклов II, IV ÷ VI. Сопоставление сумм табличных и расчетных длительностей для 14 циклов ряда Wtool даёт 1837 и 1830 месяцев, а для 9 циклов ряда Wrest имеем соответственно 1209 и 1339 месяцев. В рамках проведенного анализа циклы III, VIII и IX остались «вне критики». Некоторое представление о «качестве» циклов VIII и IX можно получить оценивая корреляционную связь между  $T_m$  и  $W_m$  для двух вариантов сопоставления выборок: (I ÷ IX) & (X ÷ XXIII) ; (I ÷ VII) & (VIII ÷ XXIII). Для малых выборок и при отсутствии нормального распределения исследуемых величин более эффективным считается критерий Ширахатэ (S. Shirahate). В первом случае, с доверительной вероятностью  $\alpha = 0.95$ , признается отрицательная корреляция между  $T_m$  и  $W_m$  для обеих групп циклов. Во втором случае для циклов I ÷ VI эта связь фактически теряется, а для циклов VIII ÷ XXIII сохраняется, но ослабевает. Т. е. циклы VIII и IX улучшают качество циклов ряда Wrest и ухудшают для циклов ряда Wtool.

Критическое отношение к восстановленному ряду выражает ряд авторов в трудах симпозиума 1978 г. – «Солнечно-земные связи, погода и климат» [4]. Попытка сбалансировать временные характеристики циклов ряда Wrest за счет «потерянного» цикла предпринята в работе [5].

### **3. Спектральные характеристики и интерполяция длиннопериодной компоненты достоверного ряда**

В работе [1], исходя из характера спектра, проведено разбиение ряда W на пять спектральных интервалов со следующими временными периодами в годах: P1 [24 < T], P2 [6.8 < T < 24], P3 [4.26 < T < 6.8], P4 [1.66 < T < 4.26], P5 [T < 1.66]. Высоты циклов и их длительности фактически описываются суммой рядов P1 и P2, ряд P3 корректирует ветви роста и спада, а компонента P4 трансформирует рельеф циклов за счет квазидвухлеток и придает им более индивидуальный характер. Высокочастотный остаток P5 включает годовую и 155-d гармоника. Динамика циклов описывается, в основном, рядами P1 ÷ P3, а сумма P13 = P1 + P2 + P3 дает их “энергию”. Рассмотрим подробнее ряд Wtool с 1849 г. **по май 2015 г.** с акцентом на P1 ÷ P3. Компоненты P2, P3 с огибающими представлены на рис. 2c ÷ 2d. Средние значения циклов хорошо наложились на составляющую P1 и, по аналогии с огибающими рядов P2 ÷ P3, можно трактовать P1, как огибающую средних значений циклов (рис. 2b). Сумма P13 и огибающая этой суммы A13 представлены на рис. 2e., где видна высокая степень подобия между P1(t) и A13. Здесь же отображена аппроксимация P1 синусом (P1\_sin). Параметры синуса определяются из максимума его корреляции с P1, при сканировании по частоте и фазе [1]. По оси Oх, для всех фрагментов рис. 2, отложена дата в годах. Период синусоиды в нашем случае равен 149 годам. Ранее, при анализе ряда с 1849 г. по 2005 г., период равнялся 150 годам. Экстраполяция P1\_sin на весь временной интервал и «попада-

ние» максимума огибающей средних значений циклов на минимум Дальтона демонстрирует рис. 3.

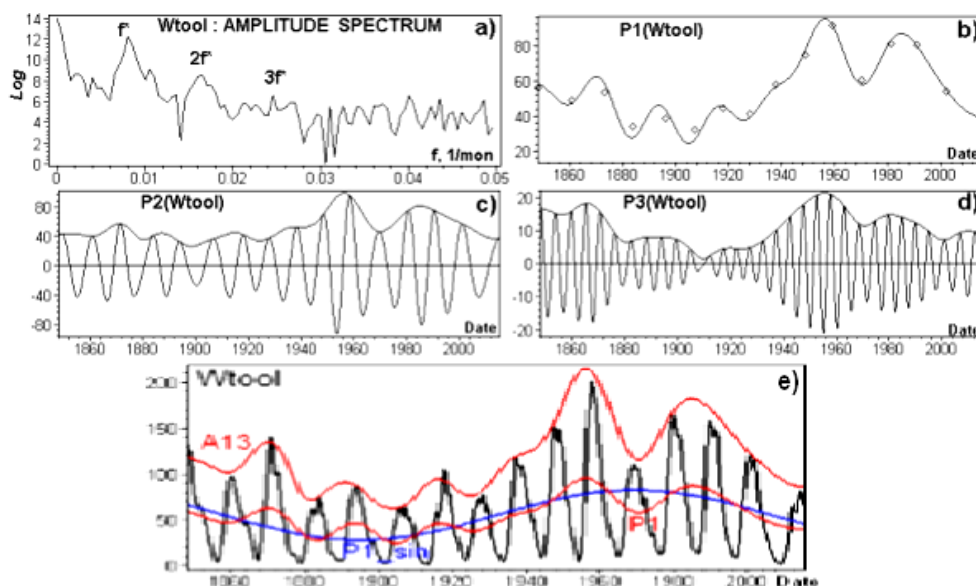


Рис. 2.

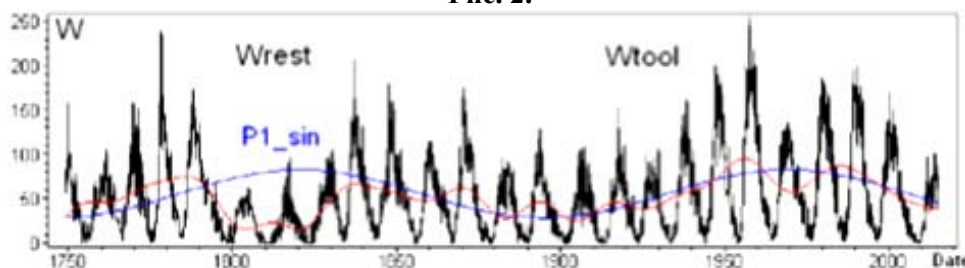


Рис. 3.

#### 4. Заключение

Предложенный подход позволил выделить «огибающую» средних значений циклов ряда Wtool и подтвердил возможность её аппроксимации 150-летней гармоникой. При экстраполяции этой гармоникой на временную область ряда Wrest получено наложение её максимума на минимум Дальтона. Для амплитудных характеристик циклов VIII и IX отмечена их близость к характеру поведения достоверных циклов, что говорит о согласованности W и 150-летней гармоникой на интервале более 180 лет.

#### Литература

1. Шубаев И.Г. Оценка восстановленной части ряда чисел Вольфа и возможность её коррекции // *Астрономический вестник*, 2008, Т. 42, № 1. С. 66–74.
2. Shibaev I., Ishkov V. Investigation of the statistical characteristics of Wolf numbers reliable series: Signs of solar cycles likelihood // *Proceedings of Seventh Scientific Conference with International Participation SES 2011, Sofia, Bulgaria, 29 November – 01 December 2011*, p. 297–301, 2012.
3. Шубаев И.Г. Эмпирическая оценка длительностей циклов по их амплитудным характеристикам // *Солнечно-земная физика*, 2008, Вып. 12, Т. 1. С. 58–59.
4. Solar-Terrestrial Influences on Weather and Climate // *Proc. of a Symposium, The Ohio State University, Columbus, Ohio, 24–28 August 1978* // Dordrecht, Holland, 1979.
5. Usoskin I.G., Mursula K., Kovaltsov G.A. The lost sunspot cycle: Reanalysis of sunspot statistics // *A&A*. 2003. V. 403. P. 743.



## **РАСЩЕПЛЕНИЕ МАСШТАБОВ КОНВЕКЦИИ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ПЕРЕМЕННОСТЬЮ СВОЙСТВ ВЕЩЕСТВА**

**Щерица О.В.<sup>1</sup>, Гетлинг А.В.<sup>2</sup>, Мажорова О.С.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Институт прикладной математики имени М.В. Келдыша РАН, Москва,*

*shchery@mail.ru*

<sup>2</sup>*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына*

*МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, A.Getling@mail.ru*

## **CONVECTION-SCALE SPLITTING DUE TO THE VARIABILITY OF THE MATERIAL PROPERTIES**

**Shcheritsa O.V.<sup>1</sup>, Getling A.V.<sup>2</sup>, Mazhorova O.S.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Keldysh Institute of Applied Mathematics, Moscow, Russia, shchery@mail.ru*

<sup>2</sup>*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State*

*University, Moscow, Russia, A.Getling@mail.ru*

*This study was motivated by the necessity of finding factors that could be responsible for the coexistence of differently scaled flows in the solar convection zone (scale splitting). Among such factors are the varying ionization state, variable transport coefficients, density stratification etc. Their complexity and diversity compel us to start the analysis from simple cases, isolating individual factors. Here, three-dimensional numerical simulations of convection in a horizontal layer are done using an extended Boussinesq approximation, which admits variations of thermal diffusivity  $\chi$  with temperature  $T$ . Specifically, we assume a dependence  $\chi(T)$  that ensures a static temperature gradient near the upper surface of the layer far exceeding, in its magnitude, that in the remaining portion of the layer, the entire layer being convectively unstable from top to bottom. The computed velocity and temperature fields are analysed using the computational-homology techniques (the Betti numbers characterising the connectivity of the upflow and downflow pattern are determined). Regimes with convective-flow-scale splitting are detected. Structural similarities between the simulated flows and those in the upper layers of the solar convection zone are revealed.*

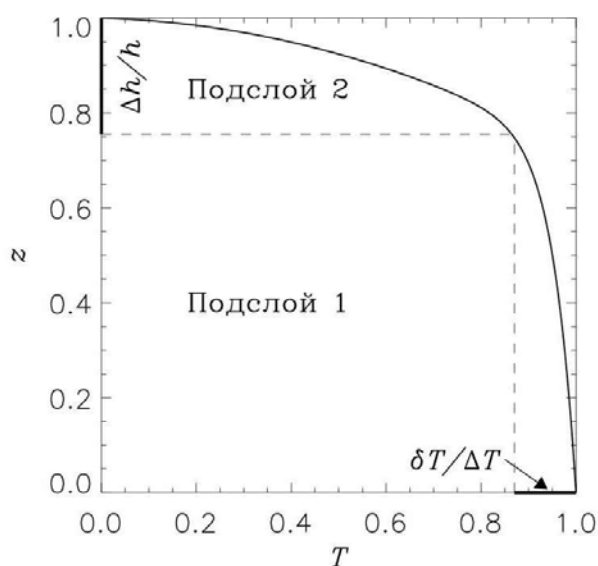
Постановка этого исследования продиктована необходимостью выяснения факторов, которые могут быть ответственны за сосуществование течений различных масштабов в солнечной конвективной зоне. Среди этих факторов – переменное состояние ионизации, переменные коэффициенты переноса, плотностная стратификация и т.д. Их сложность и разнообразие заставляют начинать анализ с простых случаев, выделяя отдельные факторы. В работе выполнено трехмерное численное моделирование конвекции в горизонтальном слое несжимаемой жидкости на основе расширенного приближения Буссинеска, допускающего зависимость температуропроводности  $\chi$  от температуры  $T$ .

Рассматриваемый статический профиль (безразмерной) температуры в слое показан на рис. 1: в большей части слоя (подслой 1) температура меняется на величину  $\delta T$ , малую по сравнению с полным ее перепадом  $\Delta T$ , а основное изменение температуры приходится на подслою 2, толщина кото-

рого  $\Delta h$  составляет малую величину полной толщины слоя  $h$ . При этом весь слой стратифицирован неустойчиво. Такой статический профиль температуры достигается путем выбора коэффициента температуропроводности, зависящего от температуры:

$$\chi(T) = 1 + 5T + 600T^{10}.$$

Горизонтальные размеры расчетной области составляют  $15h \times 15h$ . На нижней и боковых границах области задаются условия прилипания и непротекания. Верхняя граница считается свободной и недеформируемой (ранее аналогичная задача была исследована в двумерной [1] и трехмерной геометрии [2] для случая жесткой верхней границы). Температура на горизонтальных границах фиксирована, на боковых стенках тепловой поток равен нулю. Моделирование велось для числа Рэлея  $Ra \approx 100 Ra_{cr}$ , где  $Ra_{cr}$  – его критическое значение, определенное путем пробных расчетов.

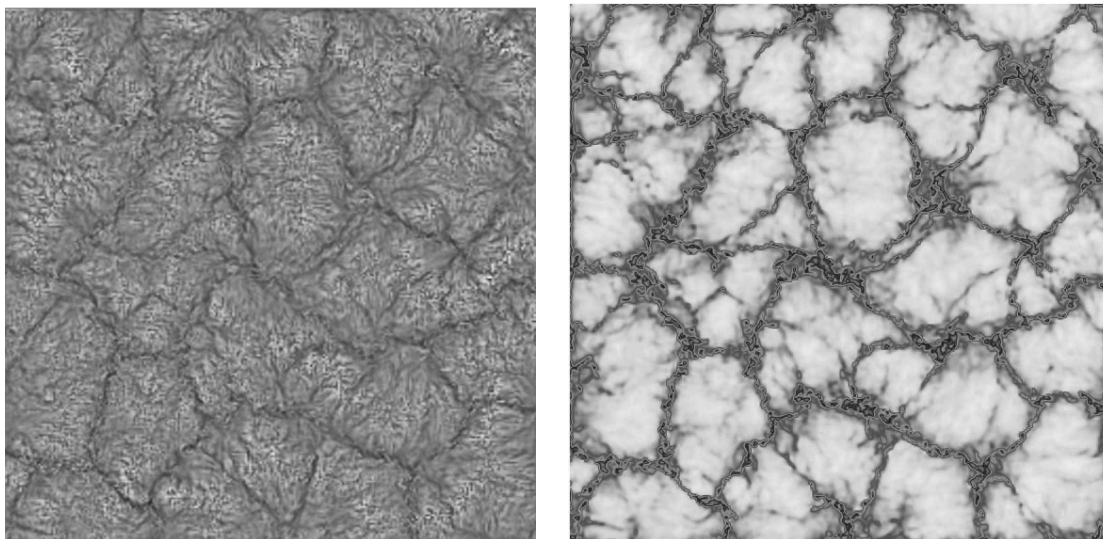


**Рис. 1.** Статический профиль температуры.

Кроме того, прослеживаются ячейчатые структуры промежуточного масштаба, ограниченные перешейками, рассекающими крупные структуры.

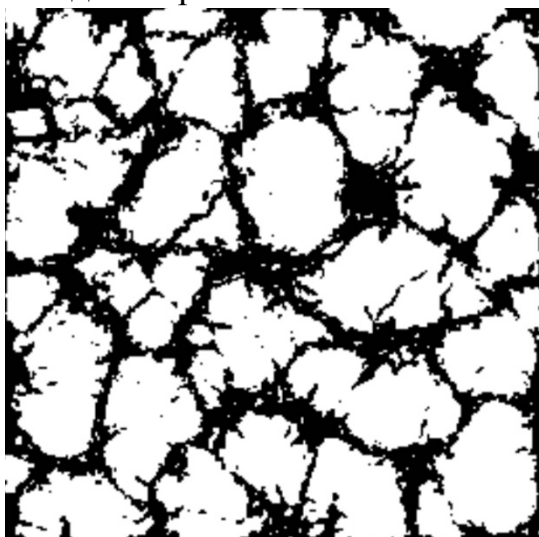
Для исследования структуры течения мы использовали методы вычислительной гомологии. С помощью некоторого критерия картина течения разделяется на два топологических пространства. Затем определяются инварианты (числа Бетти) каждого из пространств, по их значениям можно дать заключение о структуре конвекции [3]. В данном исследовании выделялись области, в которых температура выше и ниже средней температуры в сечении, т.е. рассматриваются области с тенденцией движения жидкости вверх и вниз соответственно. На рис. 3 приведены результаты обработки поля температуры, приведенного на рис. 2 справа. Белым цветом выделены более теплые области, черным – холодные. Такое представление четко выделило границы крупных структур. Черные широкие области совпадают с

На рис. 2 показаны характерные, полученные для режима развитой конвекции, распределение вертикальной составляющей скорости и поле температуры в горизонтальном сечении  $z = 0.98 h$ . Видно, что сформировались крупные структуры – конвективные ячейки, охватывающие по высоте всю толщину слоя. Их поверхность испещрена мелкомасштабными структурами, которые переносятся по поверхности крупных и «сваливаются» в мощные нисходящие потоки, ограничивающие крупномасштабные структуры.



**Рис. 2.** Структура течения в плоскости  $z = 0.98h$ :  
*слева* – вертикальная компонента скорости, *справа* – поле температуры.

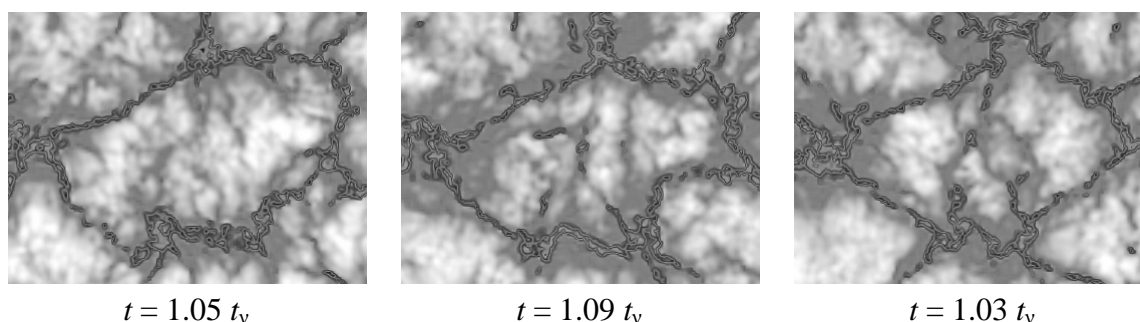
мощными нисходящими потоками, которые идут от самого верха слоя до его дна. При этом стали особенно хорошо заметны тонкие черные перешейки, которые соответствуют менее



**Рис. 3.** Результаты обработки поля температур.  $z = 0.98$ . Белым цветом выделены области, в которых температура выше средней температуры в сечении, черным – ниже.

мощным нисходящим потокам, эти струи не доходят до дна. Внутри белых областей видны мелкие черные островки – области, в которых есть тенденция к движению вниз, внутри черных областей, напротив, белые пятнышки – область с тенденцией движения вверх. Если исследовать течение вблизи дна, то таких тонких перешейков и островков черного цвета не обнаружится, мелкомасштабные структуры и соответствующие им «островки» наблюдаются только в тонком верхнем слое.

Рассмотрим инварианты (числа Бетти) для топологического пространства, окрашенного белым цветом, а затем для окрашенного черным. Нулевое число Бетти соответствует количеству связных областей, а первое число – количество отверстий. Числа Бетти для белой области равны  $\beta_0 = 281$ ,  $\beta_1 = 244$ , а для черной  $\beta_0 = 172$ ,  $\beta_1 = 377$ . Такие большие значения чисел Бетти свидетельствует о наличии нескольких масштабов. Оказалось, что можно выделить три масштаба. Мелкие структуры возникают в центре крупномасштабных структур и переносятся на их периферию течениями крупного и промежуточного масштаба. На рис. 4 изображена одна и та же



**Рис. 4.** Перенос мелкомасштабных структур течениями крупного и промежуточного масштаба ( $t_v$  – характерное время вязкого переноса импульса в масштабе  $h$ ).

крупномасштабная структура в разные моменты времени. Видно, как на поверхности возникает мелкомасштабная структура, а затем переносится на периферию крупномасштабной. Плотность мелкомасштабных структур наиболее высока на границе между самыми большими структурами. Границы второго, промежуточного масштаба, можно заметить и на рис. 3, они совпадают с тонкими черными перешейками. Мелкомасштабные структуры соответствуют областям с самыми высокими скоростями и самыми резкими перепадами температур.

В целом рассчитанное течение выглядит качественно очень похожим на картину солнечной конвекции в масштабах нескольких десятков мега-метров, которая представляет собой суперпозиция супергрануляционных, мезогрануляционных и грануляционных течений.

### **Выводы**

1. Трехмерное моделирование выявило режимы с расщеплением масштабов конвективных течений: кроме основного масштаба, имеются два других. Суперпозиция этих разномасштабных течений качественно схожа с суперпозицией солнечных конвективных течений в масштабах супергранул, мезогранул и гранул.
2. Мелкомасштабные ячейки локализованы в верхней части слоя.
3. Как и в случае солнечной конвекции, ячейки меньших масштабов переносятся ячейками больших масштабов.

### **Литература**

1. *Getling A.V., Mazhorova O.S., Shcheritsa O.V.* Concerning the multiscale structure of solar convection, *Geomagn. Aeron.*, **53**, 904–908, 2013.
2. *Shcheritsa O.V., Getling A.V., Mazhorova O.S.* Stratification-induced scale splitting in convection, *Adv. Space Res.*, **55**, 927–936, 2015.
3. *Shcheritsa O.V., Getling A.V., Mazhorova O.S.* Effects of variable thermal diffusivity on the structure of convection, arXiv:1604.02543 [astro-ph.SR], 2016.

## СПИСОК АВТОРОВ

- Абраменко В.И.* 3, 191, 291, 333  
*Абрамов-Максимов В.Е.* 7  
*Абунин А.А.* 53  
*Абунина М.А.* 53  
*Авакян С.В.* 11  
*Алиев А.Х.* 15  
*Asepovski S.* 19  
*Аюков С.В.* 243  
*Babayev E.S.* 261  
*Баранов Д.Г.* 41  
*Батурин В.А.* 243  
*Белов А.В.* 53  
*Биленко И.А.* 23, 29  
*Боровик В.Н.* 7  
*Бруевич Е.А.* 33  
*Васильев Г.И.* 37  
*Васильева В.В.* 313  
*Ватагин П.В.* 273  
*Веретененко С.В.* 239  
*Вернова Е.С.* 41  
*Владимирский Б.М.* 247  
*Волобуев Д.М.* 45, 287  
*Вохмянин М.В.* 49  
*Гайдаш С.П.* 53  
*Галкин В.Д.* 57  
*Georgieva K.* 61, 155, 231  
*Гетлинг А.В.* 67, 353  
*Голубева Е.М.* 223  
*Голубчина О.А.* 71  
*Гонюх Д.А.* 235  
*Горшков А.Б.* 243  
*Гриб С.А.* 75  
*Григорьева И.Ю.* 81  
*Гуляева Т.Л.* 85  
*Гусева С.А.* 15  
*Данилова О.А.* 317  
*Дергачев В.А.* 89, 179, 187  
*Дертеев С.Б.* 199  
*Dzhalilov N.S.* 133, 261  
*Дивлекеев М.И.* 93  
*Дмитриев П.Б.* 89  
*Дормидонтов Д.В.* 49  
*Егоров Я.И.* 325  
*Ерофеев Д.В.* 97, 101  
*Ефремов В.И.* 105, 109  
*Живанович И.* 109  
*Загайнова Ю.С.* 113, 117  
*Зайцев В.В.* 121  
*Згура Ю.А.* 235  
*Зимовец И.В.* 183  
*Иванов В.Г.* 125, 137  
*Исайкина О.А.* 129  
*Istayilli R.F.* 133  
*Ихсанов Р.Н.* 137  
*Казачевская Т.В.* 33, 235  
*Калинин А.А.* 141  
*Караханян А.А.* 145  
*Кацова М.М.* 149  
*Kilçik A.* 61  
*Kirov B.* 61, 155  
*Киселев Б.В.* 159  
*Клиорин Н.И.* 277  
*Князева И.С.* 321  
*Копылова Ю.Г.* 337  
*Королькова О.А.* 163, 167  
*Костюченко И.Г.* 171  
*Кронштадтов П.В.* 121  
*Кудрявцев И.В.* 175, 179, 187, 273  
*Кузнецов С.А.* 183, 219  
*Кукса Ю.И.* 129  
*Кулешова А.И.* 187  
*Куценко А.С.* 3, 191  
*Лазутков В.П.* 273  
*Леора С.Н.* 75  
*Ливищиц М.А.* 81  
*Лукашенко А.Т.* 195  
*Лукин А.С.* 291  
*Мажорова О.С.* 353  
*Макаренко Н.Г.* 45, 321

- Манкаева Г.А.* 199  
*Мельников В.Ф.* 183, 203, 215, 329, 345  
*Мерзляков В.Л.* 207, 211  
*Милецкий Е.В.* 125  
*Михаляев Б.Б.* 199  
*Мишенина Т.В.* 149  
*Молодых С.И.* 145  
*Моргачев А.С.* 215, 219, 345  
*Мордвинов А.В.* 223  
*Моторина Г.Г.* 219, 227  
*Нагнибеда В.Г.* 219  
*Наговицын Ю.А.* 61, 187, 231, 301  
*Никанорова И.Н.* 57  
*Нусинов А.А.* 235  
*Обридко В.Н.* 113, 117, 155  
*Огурцов М.Г.* 187, 239  
*Опейкина Л.В.* 7  
*Орешина А.В.* 243  
*Остряков В.М.* 37  
*Павлов А.К.* 37  
*Панчелюга В.А.* 247  
*Панчелюга М.С.* 247  
*Парфиненко Л.Д.* 105  
*Pevtsov А.А.* 251  
*Петерова Н.Г.* 257  
*Pirgulyev M.Sh.* 261  
*Понявин Д.И.* 49  
*Поршнев С.В.* 277  
*Прямушкина И.И.* 53  
*Птицына Н.Г.* 265  
*Poedts S.* 133, 261  
*Риехокайнен А.* 109, 301  
*Руденко Г.В.* 113, 117, 325  
*Рыжов В.С.* 219  
*Рябов М.И.* 269  
*Савченко М.И.* 273  
*Сафиуллин Н.Т.* 277  
*Серая О.Ю.* 247  
*Сидоренков Н.С.* 283  
*Скакун А.А.* 287  
*Скородумов Д.В.* 273  
*Смирнова В.В.* 219, 301  
*Соколов Д.Д.* 291  
*Соколов С.Н.* 265  
*Солдатов В.А.* 265  
*Соловьев А.А.* 105, 109, 163, 167, 295  
*Старкова Л.И.* 211  
*Степанов А.В.* 121, 337  
*Стрекалова П.В.* 301  
*Судакова И.Б.* 235  
*Тавастшерна К.С.* 29  
*Тихонова О.И.* 3  
*Тлатов А.Г.* 7, 15, 49, 305, 313  
*Тлатова К.А.* 309, 313  
*Топчило Н.А.* 257  
*Тясто М.И.* 41, 265, 317  
*Wilson Ian R.G.* 283  
*Уртъев Ф.А.* 321  
*Файнитейн В.Г.* 113, 117, 325  
*Филатов Л.В.* 203, 329  
*Фурсяк Ю.А.* 333  
*Хлыстова А.И.* 291  
*Цап Ю.Т.* 219, 227, 337  
*Чакчурина М.Е.* 37  
*Чариков Ю.Е.* 273, 341  
*Шабалин А.Н.* 341  
*Шаин А.В.* 345  
*Shergelashvili В.М.* 133, 261  
*Шибеев И.Г.* 129, 349  
*Щерица О.В.* 353  
*Юшков Е.В.* 291  
*Якунина Г.В.* 33  
*Яснов Л.В.* 7

## СОДЕРЖАНИЕ

<b><i>Абраменко В.И., Тихонова О.И., Куценко А.С.</i></b> Диагностика турбулентного динамо по режиму всплытия активных областей .....	3
<b><i>Абрамов-Максимов В.Е., Боровик В.Н., Опейкина Л.В., Тлатов А.Г., Яснoв Л.В.</i></b> Особенности микроволнового излучения активной области NOAA 12242 перед вспышкой X1.8 по данным РАТАН-600 и SDO/HMI .....	7
<b><i>Авакян С.В.</i></b> Супрамолекулярная физика солнечно-земных связей: климатологические и биофизические аспекты .....	11
<b><i>Алиев А.Х., Гусева С.А., Тлатов А.Г.</i></b> Результаты наблюдений спектральной короны в 17–24 циклах активности .....	15
<b><i>Asenovski S.</i></b> Heliospheric current sheet and geomagnetic field .....	19
<b><i>Биленко И.А.</i></b> Статистические исследования корональных выбросов массы и корональных дыр .....	23
<b><i>Биленко И.А., Тавастшерна К.С.</i></b> Корональные дыры как трассеры глобального магнитного поля Солнца в 21–24 циклах солнечной активности .....	29
<b><i>Бруевич Е.А., Казачевская Т.В., Якунина Г.В.</i></b> Крупные вспышки (M1–X7) в 24 цикле активности .....	33
<b><i>Васильев Г.И., Остряков В.М., Павлов А.К., Чакчурина М.Е.</i></b> Взаимодействие ядер, ускоренных в солнечных вспышках, с фотосферой Солнца и изотопный состав солнечного ветра .....	37
<b><i>Вернова Е.С., Тясто М.И., Баранов Д.Г.</i></b> Широтные профили фотосферного магнитного поля .....	41
<b><i>Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г.</i></b> Переключение динамических режимов между синхронизацией и управлением для полушарий Солнца .....	45
<b><i>Вохмянин М.В., <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">Понявин Д.И.</span>, Дормидонтов Д.В., Тлатов А.Г.</i></b> Восстановление полярности ММП по данным магнитометрических наблюдений на Кисловодской астрономической станции .....	49

<b>Гайдаш С.П., Белов А.В., Абунина М.А., Абунин А.А., Прямушкина И.И.</b> Прогнозирование космической погоды в ИЗМИРАН и идеи по созданию Национальной гелиогеофизической службы .....	53
<b>Галкин В.Д., Никанорова И.Н.</b> Наземное возрастание солнечных космических лучей (GLE) и атмосферный водяной пар .....	57
<b>Georgieva K., Kilçik A., Nagovitsyn Yu.A., Kirov B.</b> About the recalibration of the sunspot record .....	61
<b>Гетлинг А.В.</b> Эволюция активной области и модель всплывающей трубки .....	67
<b>Голубчина О.А.</b> Идентичность температурных свойств корональной дыры над северным полюсом Солнца и корональных дыр на фоне спокойного Солнца .....	71
<b>Гриб С.А., Леора С.Н.</b> Макроскопические МГД структуры солнечного ветра в окрестности границы магнитосферы Земли .....	75
<b>Григорьева И.Ю., Лившиц М.А.</b> Вспышечно-активная группа NOAA 11476 10 мая 2012 года с регистрацией солнцетрясения .....	81
<b>Гуляева Т.Л.</b> Прогноз глобального электронного содержания в ионосфере в процессе развития геомагнитной бури .....	85
<b>Дергачев В.А., Дмитриев П.Б.</b> Циклические изменения климата в эпоху плейстоцена .....	89
<b>Дивлекеев М.И.</b> Образование, эволюция и вспышечная продуктивность активной области .....	93
<b>Ерофеев Д.В.</b> Корреляция между флуктуациями радиальной и нормальной компонент магнитного поля и скорости солнечного ветра: зависимость от частоты .....	97
<b>Ерофеев Д.В.</b> Модель переноса крупномасштабных флуктуаций магнитного поля в солнечном ветре .....	101



<b><i>Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.</i></b> Низкочастотные колебания солнечных пятен по данным SDO .....	105
<b><i>Живанович И., Риехокайнен А., Ефремов В.И., Соловьев А.А.</i></b> Дифференциальное вращение Солнца по данным SDO .....	109
<b><i>Загайнова Ю.С., Файнштейн В.Г., Обридко В.Н., Руденко В.Г.</i></b> Сравнение магнитных свойств и площади тени ведущих и замыкающих пятен с различной асимметрией связывающего их магнитного поля .....	113
<b><i>Загайнова Ю.С., Файнштейн В.Г., Руденко Г.В., Обридко В.Н.</i></b> Меняются ли характеристики магнитного поля в тени солнечных пятен во время вспышек и корональных выбросов массы? .....	117
<b><i>Зайцев В.В., Кронштадтов П.В., Степанов А.В.</i></b> О модификации "прижатых" атмосфер в активных областях ультрахолодных звезд .....	121
<b><i>Иванов В.Г., Милецкий Е.В.</i></b> Широтные и амплитудные характеристики активности в конце минимума Маундера .....	125
<b><i>Исайкина О.А., Кукса Ю.И., Шубаев И.Г.</i></b> Возрастная динамика показаний пульса и артериального давления и сопоставление их с числами Вольфа .....	129
<b><i>Ismayilli R.F., Dzhalilov N.S., Shergelashvili B.M. and Poedts S.</i></b> Kelvin-Helmholtz instability in the solar wind: 16-momentum approximation .....	133
<b><i>Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.</i></b> Широтно-временная эволюция магнитного поля в 23 и 24 солнечных циклах .....	137
<b><i>Калинин А.А.</i></b> Моделирование эмиссии протуберанца в линиях водорода, нейтрального и ионизованного кальция .....	141
<b><i>Караханян А.А., Молодых С.И.</i></b> Статистический анализ циклогенеза внетропических широт во время геомагнитных возмущений .....	145
<b><i>Кацова М.М., Мишенина Т.В.</i></b> Существует ли связь между обилием лития и возникновением супервспышек на G- и K- звездах? .....	149

<b><i>Kirov B., Georgieva K., Obridko V.N.</i></b> On the possibility to predict the next sunspot maximum .....	155
<b><i>Киселев Б.В.</i></b> Динамика солнечной активности в 23 и 24 циклах .....	159
<b><i>Королькова О.А., Соловьев А.А.</i></b> Моделирование тонкой структуры спокойных солнечных протуберанцев .....	163
<b><i>Королькова О.А., Соловьев А.А.</i></b> Протуберанец как скрученное волокно на магнитной подложке .....	167
<b><i>Костюченко И.Г.</i></b> Динамические характеристики вариаций площади малых и больших пятен и квази-двухлетние вариации .....	171
<b><i>Кудрявцев И.В.</i></b> Динамика ленгмюровской турбулентности при рассеянии плазмонов на частицах фоновой плазмы .....	175
<b><i>Кудрявцев И.В., Дергачев В.А.</i></b> Радиоуглеродные данные: отражение вариаций солнечной активности и изменений в биосфере в раннем Голоцене .....	179
<b><i>Кузнецов С.А., Зимовец И.В., Мельников В.Ф.</i></b> Пространственно-временная эволюция источников пульсаций микроволнового и жесткого рентгеновского излучений солнечной вспышки по данным наблюдений NoRH, RHESSI и AIA/SDO .....	183
<b><i>Кулешова А.И., Дергачев В.А., Кудрявцев И.В., Наговицын Ю.А., Огурцов М.Г.</i></b> Реконструкции гелиосферного модуляционного потенциала с конца 14 века до середины 19-го на основе данных по содержанию космогенных изотопов $^{14}\text{C}$ и $^{10}\text{Be}$ в природных архивах .....	187
<b><i>Куценко А.С., Абраменко В.И.</i></b> Общее магнитное поле Солнца по данным SDO/HMI .....	191
<b><i>Лукашенко А.Т.</i></b> Магнитные поверхности, упорядоченное и хаотическое поведение линий магнитного поля вблизи системы сцепленных токов .....	195
<b><i>Манкаева Г.А., Дертеев С.Б., Михалев Б.Б.</i></b> О затухании быстрых магнитозвуковых волн в солнечных корональных петлях .....	199

<b>Мельников В.Ф., Филатов Л.В.</b> Динамика гиротронного излучения в сжимающейся вспышечной петле .....	203
<b>Мерзляков В.Л.</b> Условия формирования нановспышки и её энергетика .....	207
<b>Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.</b> Временные вариации магнитного потока на фотосфере .....	211
<b>Моргачев А.С., Мельников В.Ф.</b> Влияние эффекта квазипоперечного распространения на восстановление параметров солнечных вспышечных петель методом прямой подгонки .....	215
<b>Моргачев А.С., Цап Ю.Т., Моторина Г.Г., Смирнова В.В., Кузнецов С.А., Рыжов В.С., Нагнибеда В.Г.</b> Одновременные микроволновые, ультрафиолетовые и рентгеновские наблюдения события 5 июля 2012 с положительным наклоном спектра миллиметрового излучения .....	219
<b>Мордвинов А.В., Голубева Е.М.</b> Формирование полярных корональных дыр в текущем цикле солнечной активности .....	223
<b>Моторина Г.Г., Цап Ю.Т.</b> Параметры корональной вспышечной плазмы по данным GOES, RHESSI и SDO .....	227
<b>Наговицын Ю.А., Георгиева К.</b> Версии временных рядов основных индексов и адекватное описание солнечной активности .....	231
<b>Нусинов А.А., Казачевская Т.В., Судакова И.Б., <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">Гонюх Д.А.</span>, Згуря Ю.А.</b> Измерения коротковолнового ультрафиолетового излучения на гео-стационарных ИСЗ «Электро-Л № 1» и «Электро-Л № 2» .....	235
<b>Огурцов М.Г., Веретененко С.В.</b> О возможном вкладе вариаций потока галактических космических лучей в рост глобальной температуры в последние десятилетия .....	239
<b>Орешина А.В., Батулин В.А., Аюков С.В., Горшков А.Б.</b> Эффект подавления конвекции в звёздах солнечного типа .....	243

<b>Панчелюга В.А., Владимирский Б.М., Панчелюга М.С., Серая О.Ю.</b> Исследование связи периодов минутного и часового диапазонов найденных во флуктуациях различных природных процессов с собственными колебаниями Земли и Солнца .....	247
<b>Pevtsov A.A.</b> Space weather research and forecast in USA .....	251
<b>Петерова Н.Г., Топчило Н.А.</b> Циклотронная линия в микроволновом излучении Солнца по наблюдениям на радиотелескопе РАТАН-600 активной области NOAA 12182 .....	257
<b>Pirguliyev M.Sh., Dzhaliyev N.S., Babayev E.S., Poedts S. and Shergelashvili B.M.</b> Effect of a magnetic field on Rayleigh-Benard convection in the solar tachocline: quasi-geostrophic approximation .....	261
<b>Птицына Н.Г., Солдатов В.А., Соколов С.Н., Тясто М.И.</b> Долговременные тренды и сезонные вариации геомагнитных бурь (1878–1954 гг.) .....	265
<b>Рябов М.И.</b> Циклы и анти-циклы активности северного и южного полушарий Солнца .....	269
<b>Савченко М.И., Ватагин П.В., Лазутков В.П., Скородумов Д.В., Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е.</b> Динамика температуры и меры эмиссии солнечных вспышек 29.06.2002 и 27.03.2003 гг. на основе результатов измерения рентгеновского излучения спектрометром «ИРИС» .....	273
<b>Сафиуллин Н.Т., Поршнева С.В., Клиорин Н.И.</b> О возможности повышения точности прогнозирования солнечной активности на основе модели нелинейного динамо .....	277
<b>Сидоренков Н.С., Wilson Ian R.G.</b> О близости солнечных и лунных циклов .....	283
<b>Скакун А.А., Волобуев Д.М.</b> Вклад изменений солнечной постоянной в расчет инсоляции за период Голоцена .....	287
<b>Соколов Д.Д., Юшков Е.В., Лукин А.С., Абраменко В.И., Хлыстова А.И.</b> Мелкомасштабное динамо в конвективной зоне Солнца в контексте солнечного динамо .....	291

<b>Соловьев А.А.</b> 3D модель уединенной корональной петли .....	295
<b>Стрекалова П.В., Riehoainen A., Наговицын Ю.А., Смирнова В.В.</b> Структура и динамика одиночных факельных образований .....	301
<b>Тлатов А.Г.</b> Моделирование и прогноз параметров космической погоды на основе национальных данных наблюдений солнечной активности .....	305
<b>Тлатова К.А.</b> Свойства протуберанцев в 16-м цикле активности .....	309
<b>Тлатова К.А., Васильева В.В., Тлатов А.Г.</b> Реконструкция столетнего ряда солнечных волокон по данным ежедневных наблюдений .....	313
<b>Тясто М.И., Данилова О.А.</b> Планетарное изменение пороговых жесткостей космических лучей в максимуме мощной бури в ноябре 2003 г. ....	317
<b>Уртъев Ф.А., Князева И.С., Макаренко Н.Г.</b> О прогностической эффективности топологических дескрипторов для магнитограмм активных областей .....	321
<b>Файнштейн В.Г., Егоров Я.И., Руденко Г.В.</b> Вариации фотосферного магнитного поля, сопровождающие эруптивное событие 07.06.11 .....	325
<b>Филатов Л.В., Мельников В.Ф.</b> Влияние турбулентности вистлеров на распределение и излучение быстрых электронов во вспышечной петле .....	329
<b>Фурсяк Ю.А., Абраменко В.И.</b> Возможности оценки горизонтальных электрических токов в фотосфере активной области .....	333
<b>Цап Ю.Т., Степанов А.В., Копылова Ю.Г.</b> Кулоновские столкновения и ускорение электронов в квазистационарных электрических полях в короне и хромосфере Солнца .....	337
<b>Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е.</b> Моделирование физических процессов на основе анализа жесткого рентгеновского и микроволнового излучений в солнечной вспышке 10 ноября 2002 г. ....	341

**Шаин А.В., Моргачев А.С., Мельников В.Ф.**

Роль эффекта квазипоперечного распространения в наблюдаемом распределении поляризации микроволнового излучения вспышечных петель ..... 345

**Шибачев И.Г.**

Реконструкция восстановленной части ряда чисел Вольфа по 150-летней гармонике и характеристикам циклов достоверной части ряда чисел Вольфа ..... 349

**Щерица О.В., Гетлинг А.В., Мажорова О.С.**

Расщепление масштабов конвекции, обусловленное переменностью свойств вещества ..... 353

**Список авторов** ..... 357