

ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ РАН  
МИНПРОМНАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. П.Н. ЛЕБЕДЕВА РАН

**КЛИМАТИЧЕСКИЕ И ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ  
АСПЕКТЫ  
СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

***VII ПУЛКОВСКАЯ  
МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ  
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА***

7-11 июля 2003 года

*Конференция приурочена к 75-летию со дня рождения  
к.ф.-м.н. В.М. Соболева*

Санкт-Петербург  
2003

Сборник содержит тексты докладов, представленных на VII Пулковскую международную конференцию по физике Солнца «Климатические и экологические аспекты солнечной активности», проходившую 7-11 июля 2003 года в ГАО РАН (Санкт-Петербург). Конференция проводилась при финансовой поддержке Главной (Пулковской) астрономической обсерватории РАН, Минпромнауки Российской Федерации и Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, программы Президиума РАН «Нестационарные явления в астрономии», грантов INTAS 00-752, 01-550. В конференции принимали участие ученые Российской Федерации, Бельгии, Дании, Казахстана, США, Украины, Финляндии, Японии.

### **Оргкомитет конференции:**

#### ***Сопредседатели:***

В.И. Макаров, Ю.А. Наговицын (ГАО РАН), В.Н. Обридко (ИЗМИРАН)

#### ***Члены оргкомитета:***

Т. Bitvinskas (Литва),  
И.С. Веселовский (НИЯФ МГУ),  
В.А. Дергачев (ФТИ РАН),  
D.K. Callebaut (Бельгия),  
А.В. Мордвинов (ИСЗФ),  
Д.И. Понявин (НИИФ СПбГУ),  
М.И. Пудовкин (НИИФ СПбГУ),  
Ю.И. Стожков (ФИАН),  
H. Jungner (Финляндия)

Компьютерная верстка оригинал-макета Е.Л. Терёхиной

**ISBN**

© Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2003



## **О ДОЛГОВРЕМЕННЫХ СКООРДИНИРОВАННЫХ ВАРИАЦИЯХ АКТИВНОСТИ, РАДИУСА, СВЕТИМОСТИ СОЛНЦА И КЛИМАТА**

**Абдусаматов Х.И.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
Санкт-Петербург, Россия, abduss@gao.spb.ru*

## **ABOUT THE LONG-TERM COORDINATED VARIATIONS ACTIVITY, RADIUS, TOTAL IRRADIANCE OF THE SUN AND EARTH'S CLIMATE**

**Abdussamatov H.I.**

*Pulkovo observatory, S. Petersburg, Russia, abduss@gao.spb.ru*

### **Abstract**

*Quasi-periodical variation of solar activity both during a 11-year's cycle, and during 80- and 200-year's cycles are accompanied of direct correlation by changes of the solar radius and total irradiance. Modern global warming-up of a climate, as well as its previous similar warm up the century components of irradiance variation of the Sun proportional to growth of activity, similar components are still caused mainly with growth of the total solar irradiance. It is offered, that long-term direct correlation of a variation of the radius, total irradiance and activity are a consequence of the same processes occurring in depths of the Sun, and are coordinated by a global solar variation caused by cyclic changes of temperature of its core – of an output of energy from it. Long-term quasi-periodical of fluctuation allocation of energy of the core can result in the cyclic compelled radial mechanical fluctuations of radius and, hence, to cyclic changes the “solar constant”. The ratio between  $\Delta S_{\odot}$  and  $\Delta R_{\odot}$  is  $W_{\odot} = (\Delta R_{\odot}/R_{\odot})/(\Delta S_{\odot}/S_{\odot}) = 0,5$ . The amplitude of a variation of angular radius of the Sun during a 11-year's cycle makes less than 0,5 ". The global variation of all Sun can be of the catalyst of generation of cycles of activity, and additional energy selected with the core, - source of their energy. Thus growth of temperature of the core and appropriate expansion of all Sun during a cycle can conduct to generation and rise of the activity and the total irradiance, and decrease of temperature of the core and appropriate compression of the Sun - to their recession. The amplitude of variations of temperature of the core can define capacity of a cycle. The exact absolute size of the radius may be of fundamental parameter, indicator and one of the basic indexes activity and total irradiance of the Sun.*

Вариации активности, радиуса, потока интегральной радиации (далее по тексту – светимость) Солнца и глобального климата Земли исследуются весьма интенсивно в течение достаточно длительного времени, но, к сожалению, природа квазипериодических (цикловых) вариаций этих глобальных характеристик Солнца не разгадана до сих пор и не существует их удовлетворительные модели. Вариации светимости Солнца, сопровождающиеся, прежде всего, изменениями его радиуса,

указывают на прямое их воздействие на квазипериодические изменения климата в прошлом и на возможное сохранение их влияния и в наши дни и в будущем. Очевидно, что в генерации и развитии процессов солнечной активности, а также вариации светимости и диаметра участвует вся звезда. Следовательно, невозможно постичь природу их вариаций, не изучив закономерностей изменения в течение длительного времени интегральных свойств и глобальных характеристик всего Солнца вплоть до ядра, физических процессов, происходящих в недрах, а также их взаимосвязи и взаимодействия. Эти глубинные процессы в значительной степени определяют все основные явления, происходящие во внешних слоях, и саму структуру этих слоев. Явления, происходящие на Солнце и в его недрах, также определяют солнечно-земные связи и влияют на глобальные изменения климата, геомагнитную обстановку, тектоническую деятельность и другие процессы на Земле. Поэтому изучение и выявление закономерностей и механизмов изменения интегральных свойств и глобальных характеристик всего Солнца вплоть до ядра позволит постичь природу этих вариаций, а также глубже понять «секреты» жизни на Земле. При этом появится возможность обосновать теорию строения, эволюции и механизмов энерговыделения звезд.

Спектр колебаний наиболее важных фундаментальных параметров таких, как форма, радиус и сплюснутость, а также светимость Солнца является хорошей основой для диагностики параметров внутреннего строения – свойств солнечного вещества вследствие того, что они представляют собой главные показатели структурных изменений всех внутренних слоев, вплоть до ядра, проявляющихся в поверхностных слоях. Они являются одним из основных компонент солнечной переменности. Исследование и понимание природы их кратковременных и долговременных скоординированных вариаций может объяснить и предсказать многие важнейшие явления и процессы, происходящие как на Солнце, так и на Земле. Кроме того, эти исследования позволят глубже понять сущность процессов, происходящих в недрах звезд. Поэтому задача получения пакета высокоточных данных по динамике процессов от атмосферы до ядра Солнца, является одной из основных фундаментальных проблем как физики Солнца, так и современной астрофизики.

На основе известных космических измерений потока интегральной радиации Солнца [1,2] можно утверждать, что 11-летний цикл представляет собой одновременное параллельное колебание как активности, так и интегральной светимости Солнца [3]. Фаза колебаний 11-летнего цикла соответствует максимуму величины «солнечной постоянной» в период максимума активности, и наоборот. При этом следует ожидать, что при вариации амплитуды уровня активности – мощности цикла соответственно измениться и амплитуда вариации

светимости, т.е. эти вариации в течении цикла должны происходить скоординировано как по фазе, так и по амплитуде. При этом пятна и факелы в целом не влияют на общий ход вариации «солнечной постоянной» в течение всего цикла [4]. Идентичный коррелированный ход долгосрочных вариаций активности и светимости Солнца наблюдался и ранее. Эдди [5] на вековой шкале времени установил наличие хорошей корреляции между четко установленными периодами значительных вариаций уровня солнечной активности и соответствующими существенными изменениями в мировом климате как по фазе, так и по амплитуде в течение всего прошлого тысячелетия (см. также [6,7]). Более того, по данным Борисенкова [6] в каждом из 18 глубоких минимумов солнечной активности типа Маундеровского, обнаруженные в течение последних 7500 лет, наблюдались похолодания климата, а в период высоких максимумов – потепление. Таким образом, в периоды максимального всплеска уровня активности интегральная солнечная радиация всегда была существенно повышенной, а в периоды глубокого минимума активности она заметно снижалась. При этом, по мнению геофизиков сам факт изменения климата в прошлые эпохи и в современный период многократно и надежно установлен. Установлено также, что квазипериодические изменения климата Европы прошлого тысячелетия не были коренными перестройками климатических условий, но они оказались столь существенными, что повлияли на жизнь народов и отдельных государств [6]. При этом отсутствие указаний на заметные изменения «солнечной постоянной» в прошлом является косвенным свидетельством относительного постоянства размера Солнца.

В результате совокупного анализа этих данных можно заключить, что квазипериодические вариации солнечной активности как в течение 11-летнего цикла, так и в течение 80- и 200-летнего циклов сопровождаются такими же пропорциональными изменениями потока интегральной радиации, являющимися причинами геофизических эффектов. Следовательно, на любых интервалах наблюдений долгосрочные вариации активности и светимости Солнца имеют коррелированный параллельный ход изменения как по фазе, так и по амплитуде [3]. Поэтому, хотя амплитуда вариации «солнечной постоянной» не превышает 0,1% в течение 11-летнего цикла и ее влияние на изменение климата значительно сглаживается благодаря термической инерции Земли, но изменением ее вековой компоненты никак нельзя пренебрегать при интерпретации климатических изменений. Поскольку долгосрочное – в течение 2 и более 11-летних циклов – последовательное повышение или понижение усредненного уровня светимости неизбежно должно проявляться в плавном изменении климата [8]. При этом термическая инерция Земли ведет к смещению фазы колебаний – временному

запаздыванию реакции климата на период до 2 и более 11-летних циклов в зависимости от величины градиента вековой компоненты солнечной светимости, скоррелированной с активностью. Здесь следует особо подчеркнуть, что хозяйственная деятельность человека, достигая в последних десятилетиях громадных масштабов, оказывает все возрастающее влияние на окружающую среду, однако по оценкам ряда ученых-геофизиков только в первой половине данного XXI столетия антропогенные факторы изменения климата могут конкурировать с естественными климатообразующими факторами [6].

Итак, можно сделать вывод, что основной причиной изменения климата нескольких последних тысячелетий является соответствующая циклическая вариация вековой компоненты светимости Солнца, скоррелированная с активностью. Вековое повышение уровня солнечной светимости сопровождается потеплением климата, и наоборот. Поэтому современное не аномальное [9], а обычное вековое глобальное потепление климата [10], как и предыдущие его потепления, по-прежнему связано главным образом с ростом вековой компоненты вариации светимости Солнца – усредненного уровня светимости 11-летних циклов, пропорциональной росту аналогичной вековой компоненты активности. Чем же вызвана циклическая вариация светимости Солнца? Циклическая вариация светимости Солнца, на наш взгляд, практически всецело определяется соответствующим колебанием радиуса фотосферы [11].

Действительно, последние исследования [12-15], основанные на различных наблюдениях, окончательно подтверждают реальность наличия тесной связи между изменением уровня активности в цикле и ходом вариаций радиуса как по фазе, так и по амплитуде. При этом в 11-летних циклах с повышенным уровнем активности в целом наблюдается соответствующая бóльшая амплитуда вариации радиуса, а в циклах с пониженным уровнем активности – меньшая амплитуда, т.е. ходы 11-летних вариаций как радиуса и уровня активности, так и величины «солнечной постоянной» взаимокоррелированы и параллельны друг другу (см. рис.1 [15]), что является чрезвычайно важным для физики Солнца результатом. Также обнаружено присутствие 80-летнего цикла в вариациях солнечного радиуса [15-17]. Присутствие 80-летнего цикла в вариациях радиуса, наряду с вековыми вариациями климата является дополнительным доказательством наличия вековой компоненты в вариациях светимости Солнца. При этом существующие длительные ряды данных о вариациях радиуса Солнца [15,16,18], также как и отсутствие данных о заметных изменениях «солнечной постоянной» в прошлом [6] свидетельствуют о постоянстве в небольших пределах размера Солнца.

Таким образом, Солнце в фазе максимума 11-, 80- и 200-летних циклов имеет соответствующий большой радиус и бóльшую светимость, а

в фазе минимума этих циклов наблюдается обратная картина [3,11]. Поэтому наблюдаемые циклические изменения в солнечных вариациях определяются соответствующими квазипериодическими изменениями как активности, так и размера (а следовательно, и светимости). В результате, Солнце является и по-прежнему остается главной управляющей системой вариации глобального климата, обусловленного соответствующим долговременным изменением хода вековой компоненты вариации светимости. При этом циклические колебания уровня солнечной активности, развивающиеся параллельно аналогичным колебаниям радиуса и светимости, сами по себе практически не оказывают значимого влияния ни на вариацию светимости и, следовательно, ни на изменение климата. Однако уровень циклических вариаций активности является легко наблюдаемым, хорошо заметным и весьма удобным наглядным индикатором соответствующего изменения уровня светимости и величины радиуса Солнца.

Наблюдаемые скоррелированные долговременные идентичные вариации радиуса, светимости и активности, требующие огромных энергетических ресурсов в течение весьма длительного времени, на наш взгляд, являются следствием одних и тех же процессов, происходящих в глубоких недрах, и скоординированы глобальной вариацией всего Солнца, обусловленной циклическими изменениями в температуре ядра – выходе энергии из него [3]. Значительные (до 40%) временные вариации потока солнечных нейтрино с различными периодами, хотя еще недостаточно уверенно коррелированы с фазой цикла, но указывают на соответствующие значительные изменения в термоядерных процессах, протекающих в ядре [19,20,21]. А аналогичные вариации сплюснутости диска указывают на изменение динамических процессов в нем [22-25]. Рост ядерного энерговыделения сопровождается повышением температуры, что и обуславливает неизбежный общий разогрев Солнца, увеличение его размера и светимости. Поэтому солнечное ядро, на наш взгляд, принимает непосредственное "участие" в наблюдаемых вариациях как активности, так и радиуса и светимости Солнца.

Известно, что интегральный поток радиации Солнца пропорционален площади излучающей поверхности и четвертой степени эффективной температуры последней  $S_{\odot} = L_{\odot} / 4\pi A^2$ , где  $L_{\odot} = 4\pi\sigma R^2 T_e^4$ ,  $A$  – астрономическая единица. Плавное изменение температуры ядра приведет к нарушению солнечного равновесия, определяемого балансом сил внутреннего давления и гравитации. В результате чего на этом и последовательно на всех вышележащих слоях в реальном масштабе времени происходит плавное расширение Солнца за счет роста внутреннего давления вследствие подвода звуковыми волнами дополнительной энергии из его недр или, наоборот, сжатие под действием

гравитационных сил до восстановления гидростатического равновесия. Это приведет к соответствующему изменению солнечного радиуса и возврату температуры практически на прежний уровень. Поэтому циклическая вариация «солнечной постоянной» является результатом соответствующего изменения площади излучающей поверхности при сохранении эффективной температуры фотосферы практически неизменной [3,11], т.е.

$$(S_{\odot} + \Delta S_{\odot}) / S_{\odot} = (R_{\odot} + \Delta R_{\odot})^2 / R_{\odot}^2$$

или

$$W_{\odot} = (\Delta R_{\odot} / R_{\odot}) / (\Delta S_{\odot} / S_{\odot}) = 0,5.$$

Следовательно, амплитуда 11-летней вариации радиуса должна быть в пределах  $\Delta R_{\odot} < 0,5''$ . При этом относительная вариация радиуса в течение 11-летнего цикла с амплитудой  $\Delta R_{\odot} / R_{\odot} = 5 \cdot 10^{-4}$  эквивалентна соответствующему плавному колебанию температуры фотосферы на  $\Delta T_{\odot} \approx 1,45^{\circ}$  (не более  $0,001^{\circ}$ /сутки). Противоположные результаты:  $\Delta L / L = 2 \Delta T / T$  и антикорреляция между 11-летними вариациями радиуса и активности Солнца получены Каллебо и др. [26-28] вследствие использования ими соотношения  $\Delta R / R = -\Delta T / T$  при однородном расширении (или сжатии) газового шара, что неприемлемо для Солнца (см. теорему Лэна (1869 год) в [29]).

Таким образом, возможные долговременные плавные квазипериодические колебания ядерного энерговыделения, сопровождающиеся соответствующими изменениями температуры, могут привести к циклическим глобальным перестройкам всего Солнца, вынужденным радиальным механическим колебаниям радиуса около среднего значения и, следовательно, изменениям «солнечной постоянной», пропорционально доли изменения квадрата радиуса. Такие долговременные глобальные вариации всего Солнца, обусловленные колебанием температуры ядра, могут являться одним из основных механизмов, ведущих и к генерации цикла активности. Рост температуры ядра и соответствующее расширение всего Солнца может вести к подъему активности, а снижение температуры ядра и соответствующее сжатие Солнца – к спаду активности. Ход сжатия в большой степени определяется характером предшествующего ему расширения. При этом амплитуда вариаций температуры ядра может определять мощность цикла. При малых амплитудах колебаний температуры ядра могут развиваться слабые циклы с малой амплитудой уровня активности, а при больших амплитудах – мощные циклы. Отсутствие или весьма малая амплитуда колебаний температуры при минимуме температуры ядра может привести к глубокому минимуму как активности, так и светимости типа Маундеровского. Следовательно, солнечная активность черпает энергию за счет дополнительной энергии, выделяемой ядром.

Налагающиеся друг на друга 11-, 80- и 200-летние солнечные циклы представляют собой идентичные колебания как активности, так и радиуса и светимости, скоординированные соответствующими вариациями всего Солнца. Основным материнским циклом, управляющим всей солнечной активностью, на наш взгляд, является цикл с квазидвухсотлетним периодом. А вековые и 11-летние циклы являются соответственно дочерними и внучатыми циклами, налагающимися на главный цикл. При этом наблюдаемая высокая взаимокорреляция между вариациями активности, радиуса и светимости объясняется тем, что они являются продуктом (следствием) одних и тех же процессов, происходящих в самых глубоких недрах Солнца. Поэтому точная абсолютная величина радиуса может являться фундаментальным параметром, индикатором и одним из индексов как активности, так и светимости Солнца.

В итоге можно заключить, что Солнце, строго говоря, в целом не находится в состоянии механического и энергетического или термического равновесия и, следовательно, является переменной звездой, пульсирующей, по крайней мере, с тремя, одновременно налагающимися друг на друга, 11- 80- и 200-летними квазипериодами. Поэтому в самом скором времени, в соответствии с ожидаемым спадом активности и светимости векового цикла, современное не аномальное [9], а обычное вековое глобальное потепление климата должно смениться на обычное вековое постепенное понижение температуры Земли.

Основные выводы:

Долговременные идентичные вариации радиуса, светимости и активности скоординированы глобальной вариацией всего Солнца, которая может быть обусловлена циклическим изменением в температуре ядра – выходе энергии из него;

Современное вековое потепление климата по-прежнему связано главным образом с ростом вековой компоненты вариации светимости Солнца, пропорциональной росту аналогичной вековой компоненты активности. Однако в самом скором времени, на наш взгляд, оно должно смениться на вековое постепенное понижение температуры Земли;

Точная абсолютная величина радиуса может являться фундаментальным параметром, индикатором и одним из основных индексов как активности, так и светимости Солнца;

Долговременные глобальные вариации всего Солнца, обусловленные колебанием температуры ядра, на наш взгляд, могут являться одним из основных механизмов, ведущих и к генерации цикла активности.

### **Литература**

1. White O.R. // The Solar Cycle and Terrestrial Climate. Tenerife, Spain, 2000, p. 27.

2. Fröhlich C. // *Space Science Reviews*, 2000, v. 94, p. 15.
3. Абдусаматов Х.И. // Труды Международной конференции «Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца». Санкт-Петербург, 2002, с. 13.
4. Fligge M., Solanki S.K., Meunier N., Unruh Y.C. // *The Solar Cycle and Terrestrial Climate*. Tenerife, Spain, 2000, p. 117.
5. Eddy J.A. // *Science*, 1976, v. 192, p. 1189.
6. Борисенков Е.П. (ред.) // Колебания климата за последнее тысячелетие. Ленинград, Гидрометеиздат. 1988.
7. Григорьев Ал.А., Кондратьев К.Я. // Экодинамика и геополитика. Том 2. Экологические катастрофы. Санкт-Петербург, 2001. –687с.
8. Абдусаматов Х.И. // Климатические и экологические аспекты солнечной активности, тезисы докладов VII пулковской международной конференции по физике Солнца. Санкт-Петербург, 2003, с. 3-4.
9. Aguilar D. // Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Press Release 2003, No.: 03-10.
10. Reid G.C. // *Space Science Reviews*, 2000, v. 94, p. 1.
11. Абдусаматов Х.И. // Петербургские фрагменты научной картины мира. Выпуск 2. Санкт-Петербург, 2003, с. 8.
12. Ulrich R.K., Bertello L. // *Nature*, 1995, v. 377, p. 214.
13. Noël F. // *Astron. Astrophys.*, 2002, v. 396, p. 667.
14. Basu D. // *Solar Phys.*, 1998, v. 183, p. 291.
15. Свешников М.Л. // Письма в АЖ, 2002, т. 28, с. 132.
16. Parkinson J.H., Morrison L.V., Stephenson F.R. // *Nature*, 1980, v. 288, p. 548.
17. Gilliland R.L. // *Astrophys. J.*, 1981, v. 248, p. 1144.
18. Toulmonde M. // *Astron. Astrophys.*, 1997, v. 325, p. 1174.
19. Giunti C. and Laveder M. // hep-ph/0301276, 2003.
20. Laclare F., Delmas C., Coin J.P., Irban A. // *Solar Phys.*, 1996, v. 166, p. 211.
21. Wilson R.M. // *Astrophys. J.*, 2000, v. 545, p. 532.
22. Rozelot J.P. // *Solar Phys.*, 1998, v. 177, p. 321.
23. Basu D. // *Solar Phys.*, 1999, v. 184, p. 153.
24. Snodgrass H.B., Oakley D.S. // *Phys. Rev. Lett.*, 1999, v. 83, p. 1894.
25. Sofia S., Heaps W., Twigg L.W. // *Astrophys. J.*, 1994, v. 427, p. 1048.
26. Callebaut D.K., Makarov V.I., Tlatov A.G. // *The Solar Cycle and Terrestrial Climate*. Solar and Space Euroconference. Santa Cruz de Tenerife. 2000, p. 297.
27. Callebaut D.K., Makarov V.I., Tlatov A.G. // *The Second Solar Cycle and Space Weather Euroconference*. Vico Equense. 2001, p. 209.
28. Callebaut D.K., Makarov V.I., Tlatov A.G. // Сборник трудов международной конференции «Солнце в эпоху смены знака магнитного поля». Санкт-Петербург. 2001, с. 221.
29. Чандрасекар. Введение в учение о строении звезд. Москва, 1950. Изд. иностр. литер. – 476 с.



**КОНЦЕПЦИЯ СОЗДАНИЯ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОГО  
КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА НАБЛЮДЕНИЯ ЗА СОЛНЦЕМ  
НА ОСНОВЕ МАЛОГАБАРИТНОЙ УНИФИЦИРОВАННОЙ  
КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАТФОРМЫ 14П821**

**Абдусаматов Х.И.<sup>1</sup>, Витер В.В.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург,  
abduss@gao.spb.ru*

<sup>2</sup>*ФГУП НПО машиностроения, г. Реутов, Московская обл.*

**Abstract**

*Приведены результаты проработки размещения 2-х вариантов солнечного лимбографа СЛ-300 и СЛ-200 массами 260 и 95 кг соответственно на космическом аппарате, выводимом на круговую солнечно-синхронную орбиту ракетой-носителем «Стрела».*

Установлено наличие хорошей корреляции между четко установленными периодами значительных вариаций уровня солнечной активности и соответствующими существенными изменениями в мировом климате как в течение всего прошлого тысячелетия, так и в течение последних 7500 лет [1,2]. В периоды максимального всплеска уровня активности интегральная солнечная радиация была существенно повышенной, а в периоды глубокого минимума активности она заметно снижалась, что является, на наш взгляд, результатом соответствующей вариации радиуса Солнца [3]. Действительно, последние исследования [4-7], основанные на различных наблюдениях, окончательно подтверждают реальность наличия тесной связи между изменением уровня активности в цикле и ходом вариаций радиуса как по фазе, так и по амплитуде. Также обнаружено присутствие 80-летнего цикла в вариациях солнечного радиуса [7-9].

Следовательно, Солнце в фазе максимума 11-, 80- и 200-летних циклов имеет соответствующий больший радиус и большую светимость, а в фазе минимума этих циклов наблюдается обратная картина, т.е. Солнце, строго говоря, в целом не находится в состоянии механического и энергетического равновесия и, следовательно, является переменной звездой. Поэтому точная абсолютная величина радиуса может являться фундаментальным параметром, индикатором и одним из индексов как активности, так и светимости. При этом спектр колебаний таких основных параметров, как форма, радиус и сплюснутость, а также интегральная светимость является хорошей основой для диагностики параметров внутреннего строения – свойств солнечного вещества вследствие того, что они представляют собой главные показатели структурных изменений всех

внутренних слоев, вплоть до ядра, проявляющихся в поверхностных слоях, и являются одним из основных компонент солнечной переменности. Поэтому задача получения пакета высокоточных данных по динамике процессов от атмосферы до ядра, является одной из основных фундаментальных проблем как физики Солнца, так и астрофизики. При этом появится возможность обосновать теорию строения, эволюции и механизмов энерговыделения звезд. Кроме того, явления, происходящие на Солнце и в его недрах, определяют солнечно-земные связи и влияют на глобальные изменения климата, геомагнитную обстановку, тектоническую деятельность и другие процессы на Земле.

Все эти важнейшие вопросы требуют тщательного исследования и непрерывного высокоточного контроля хода изменения формы, сплюснутости и абсолютной величины и относительной вариации радиуса Солнца в течение всей восходящей фазы следующего 24 цикла. Исследования, проводимые наземными (даже самими высокогорными) обсерваториями не позволяют достигнуть необходимых точностей получения данных, в основном, за счет искажающего влияния земной атмосферы и ее нестабильности, что диктует необходимость выноса аппаратуры за ее пределы, т. е. в космическое пространство. Поэтому в ГАО РАН разработаны два варианта космического эксперимента «Измерения временных вариаций формы и диаметра Солнца» со специальным уникальным оптическим телескопом – зеркальным Солнечным лимбографом диаметром главного зеркала 300 (СЛ-300) [10] и 200 мм (СЛ-200) [11] и массами 260 и 95 кг соответственно, имитирующим кольцеобразное солнечное затмение, с минимальными теплофизическими эффектами. Оптическая система лимбографа строит изображение только лишь лимба и отдельных участков диска на поверхности специальной мозаичной ПЗС-матрицы, состоящая из трех групп отдельных блоков с размером пикселей  $10 \times 10$  мкм<sup>2</sup>. Первая группа (16 отдельных блоков матрицы), расположенная в узкой кольцевой зоне изображения лимба диаметром (31-35) угл.мин, предназначена для измерения вариаций формы и диаметра изображения Солнца или регистрации положения изображения заданных известных звезд. Вторая группа (2 отдельных блока матрицы) предназначена для измерения координат и распределения яркости по отдельным центральным участкам солнечной поверхности. Третья группа (4 линейки), предназначена для собственной системы автоматического управления (САУ) комплексом при наблюдениях Солнца.

Для осуществления программы этих исследований с помощью солнечного лимбографа предлагается создать специализированный космический аппарат (КА) на базе унифицированной космической платформы (УКП) легкого класса 14П821 разработки НПО машиностроения [12]. КА с солнечным лимбографом строится по модульному принципу. Он конструктивно состоит из модуля полезной

нагрузки (ПН) и платформы 14П821. Платформа 14П821 имеет высокие эксплуатационные характеристики, т. к. проектировалась для создания КА дистанционного зондирования Земли, с различными средствами наблюдения. При этом состав и технические характеристики бортовых систем и аппаратуры УКП достаточно проработаны ранее и остаются без изменений. Поэтому использование такого КА позволит получить максимальную научную отдачу от эксперимента при минимальных затратах на создание и запуск КА, так как использование в КА платформы 14П821 значительно сокращает объем конструкторских работ, объем наземной отработки, а также дает возможность использовать существующие стендовые и технологические изделия при стендовой отработке. Для выведения КА на солнечно-синхронную орбиту (ССО) используется ракета-носитель «Стрела» разработки НПО машиностроения. Она оснащена инерциальной системой управления с использованием бортовой цифровой вычислительной машины (БЦВМ) и высокоточного комплекса командных приборов. Двигательная установка агрегатно-приборного блока РН «Стрела» доработана под «толкающую» схему, в результате чего струи двигателей не оказывают воздействия на конструкцию ПН.

Основой УКП является негерметичный приборный контейнер, в котором на термостатированных панелях устанавливается бортовая научная аппаратура (НА) КА. В передней части УКП выделен объем для размещения модуля ПН. На заднем торце установлен отсек двигательной установки (ДУ), выполненный в виде автономного блока. В составе бортового комплекса управления УПК применяется высокоинтегрированный командно-информационный комплекс, объединяющий в себе бортовой вычислительной системы, командно-измерительной системы, систем спутниковой навигации и сбора телеметрической информации и др. УКП 14П821, являющаяся носителем ПН – научной аппаратуры наблюдения за Солнцем на космической орбите, обеспечивает размещение ПН, поддержание нужной ориентации и стабилизации КА, обеспечение работы бортовых систем и аппаратуры электрической энергией, поддержание заданных тепловых режимов, программное управление режимами работы аппаратуры, проведение сеансов коррекции орбиты. Питание НА производится от бортовой сети напряжением  $28 \pm 0,5$  В. Общее электропотребление при работе НА – 300 Вт, а в дежурном режиме – 100 Вт. Суммарное среднесуточное электропотребление КА – 572 Вт. При этом мощность системы генерирования электроэнергии (СГЭ) в начале ресурса – 700 Вт, а в конце ресурса – 600 Вт.

Основные характеристики КА (рассматривается два варианта эксперимента с НА массами 260 и 95 кг (в скобках)):

- Параметры рабочих орбит КА с наклоном  $97^{\circ},35$  ( $99^{\circ},45$ ), обеспечивают на круговых солнечно-синхронных орбитах высотой 720 или 1000 км (в зависимости от состава НА) возможность непрерывного

наблюдения за Солнцем (бестеневые орбиты) или с минимальными теневыми участками орбиты.

– Масса, кг – 781(616),

– Срок активного существования – не менее 6 лет.

Характеристики УКП 14П821:

1. Масса УКП – 521 кг,
2. Точность ориентации – 5 угл.мин,
3. Точность угловой стабилизации по трем осям – 0,001 угл.град/сек.
4. Точность индикации углового положения – 10 угл.сек,
5. Точность навигационных измерений:
  - по координатам – до 10 м,
  - по скоростям – 0.07 м/сек.

Блок оптики и механики (БОМ) НА крепится к переднему торцу УКП на поворотном устройстве, позволяющем перенацеливать БОМ в пределах  $\pm 2^\circ$  по курсу и тангажу. Блок электроники (БЭ) НА размещается внутри корпуса УКП с габаритными размерами – 900х900х1750 мм<sup>3</sup>.

Таким образом, визирная ось лимбографа практически постоянно будут ориентирована на Солнце с погрешностью не более  $\pm 5$  угл. мин. При этом остаточная скорость стабилизации визирной оси НА – не более 0,001 угл.град/сек. Для обеспечения калибровки масштаба изображения и контроля стабильности лимбографа в целом, периодически (1 раз в 5 суток) производится разворот КА для наведения визирной оси аппаратуры на заданные участки звездного поля в зоне  $\pm(40^\circ-65^\circ)$  от направления платформы по тангажу от направления на Солнце на  $40^\circ-65^\circ$  при на Солнце. Время поворота продольной оси сохранения отслеживания – около 5 мин.

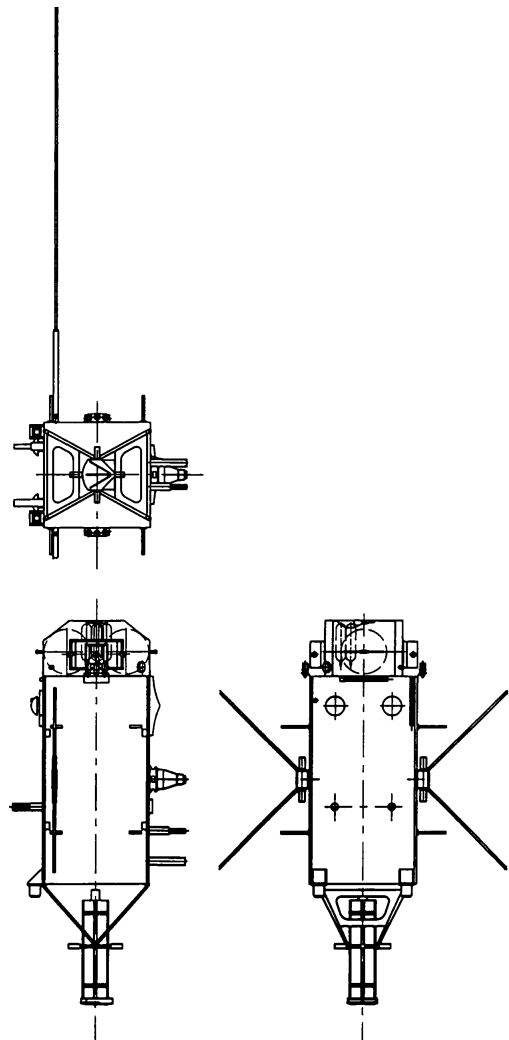


Рис.1. Компоновка КА с СЛ-200.

Длительность сеанса калибровки при сохранении точности ориентации и стабилизации – 30 мин. После окончания калибровки НА СУД

обеспечивает обратный разворот КА для ориентации визирной оси лимбографа на Солнце.

В ходе эксплуатации КА находится на орбите с поддерживаемыми параметрами. Для обеспечения ее стабильности планируется периодически (не чаще 1 раза в месяц) производить коррекции орбит с помощью бортовой ДУ. Это позволит обеспечить достаточно длительный срок существования аппарата.

Бортовой комплекс управления (БКУ) обеспечивает прием и передачу на Землю предварительно сжатой научной и служебной информации объемом порядка 12 Гбит в сутки.

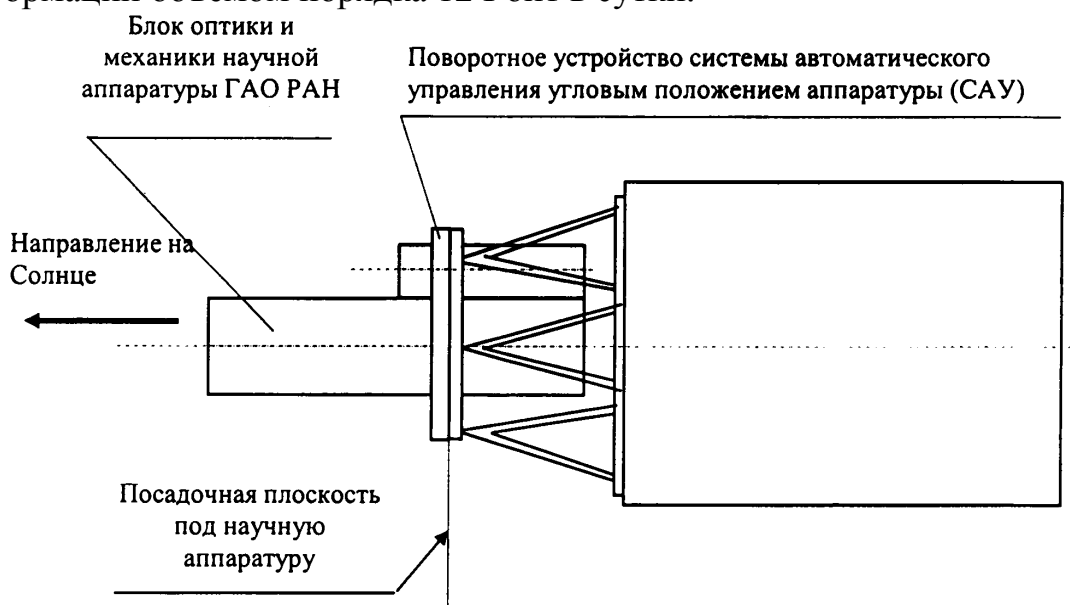


Рис.2. Схема размещения НА ГАО РАН.

НА работает следующим образом. После наведения средствами КА визирной оси лимбографа на Солнце с точностью  $\pm 5'$ , из БКУ выдаются команды на включение аппаратуры и необходимый массив управляющих данных. После получения команды на включение аппаратурой осуществляется высокоточное автоматическое наведение и стабилизация визирной оси лимбографа по направлению на центр диска Солнца с использованием системы автоматического управления угловым положением аппаратуры (САУ). Контроль работоспособности НА осуществляется по каналу информационного обмена. Одновременно со съемкой Солнца или звездного поля осуществляется запись полученной информации в записывающее устройство (ЗУ) системы накопления информации (СНИ) с последующей передачей по бортовой радиолинии передачи информации (БРПИ) на наземные пункты приема во время прохождения КА в зоне их радиовидимости.

Ожидаемые конечные результаты, полученные в результате измерений с борта КА с помощью комплекса научной аппаратуры ГАО РАН, позволят получить недостающую важнейшую информацию для дальнейшего идентифицирования фундаментальных физических процессов, происходящих во всех слоях солнечных недр, и лежащих в

основе рождения и природы многих солнечных явлений, в том числе и солнечной активности, и направлены на решение важнейших фундаментальных проблем физики всего Солнца, вплоть до ядра, а также астрофизики, теории строения и эволюции звезд.

Радиус, активность, сплюснутость и светимость, представляющие интегральные свойства всего Солнца, являются наиболее важными фундаментальными параметрами, и исследование и понимание природы их кратковременных и долговременных скоординированных вариаций может объяснить и предсказать многие важнейшие явления и процессы, происходящие как на Солнце, так и на Земле.

Разработанная принципиально новая космическая аппаратура наблюдения за Солнцем служит основой для малых спутников на борту которых могут быть установлены различные солнечные телескопы общей массой до 260 кг. При этом высота ССО зависит от общей массы выводимой полезной нагрузки, т.е. от массы НА.

Разработан единый сквозной план-график разработки и создания КА с научной аппаратурой ГАО РАН. При использовании задела и кооперации вся система может быть создана в течение 2-х лет.

В заключение авторы выражают глубокую признательность М.А. Хомякову, А.Н. Кочкину, Л.Н. Тарарину, Г.Г. Плавнику, О.П. Дубенскову, А.В. Туманову, В.В. Куриленко, Е.П. Майорову, В.Ф. Матвееву, В.Н. Евдокимову, Г.В. Савосину, С.Г. Славнову, В.П. Будину и др. за участие в разработке принципиально новой космической аппаратуры наблюдения за Солнцем.

#### Литература

1. *Eddy J.A.* // Science, 1976, v. 192, p. 1189.
2. *Борисенков Е.П.* (ред.) // Колебания климата за последнее тысячелетие. Ленинград, Гидрометеиздат. 1988.
3. *Абдусаматов Х.И.* // Петербургские фрагменты научной картины мира. Выпуск 2. Санкт-Петербург, 2003, с. 8.
4. *Ulrich R.K., Bertello L.* // Nature, 1995, v. 377, p. 214.
5. *Noël F.* // Astron. Astrophys., 2002, v. 396, p. 667.
6. *Basu D.* // Solar Phys., 1998, v. 183, p. 291.
7. *Свешников М.Л.* // Письма в АЖ, 2002, т. 28, с. 132.
8. *Parkinson J.H., Morrison L.V., Stephenson F.R.* // Nature, 1980, v. 288, p. 548.
9. *Gilliland R.L.* // Astrophys. J., 1981, v. 248, p. 1144.
10. *Абдусаматов Х.И., Шумахер А.В., Стрелецкий Ю.С.* // JENAM-2000. Труды присоединенного Симпозиума "Спектрофотометрические и фотометрические каталоги. Звезды-стандарты и аналоги Солнца". Санкт-Петербург. 2000. С. 155.
11. *Абдусаматов Х.И., Будин В.П., Славнов С.Г.* // "Солнце в эпоху смены знака магнитного поля", труды Международной конференции, Санкт-Петербург, 2001. С. 9.
12. Предложение по созданию космического аппарата наблюдения за Солнцем, инженерная записка. Москва. 2001 г. –102 с.

## **ИНТЕРНЕТ-РЕСУРС ДЛЯ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ДАНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ СОЛНЦА НА БОЛЬШОМ ПУЛКОВСКОМ РАДИОТЕЛЕСКОПЕ**

**Абрамов-Максимов В.Е.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия,  
beam@va8143.spb.edu*

## **INTERNET-RESOURCE FOR PRESENTATION OF SOLAR RADIO OBSERVATIONS USING LARGE PULKOVO RADIO TELESCOPE**

**Abramov-Maximov V.E.**

*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia, beam@va8143.spb.edu*

### **Abstract**

*We present a site (<http://radiosun.narod.ru>) for presentation of solar radio observations using Large Pulkovo Radio Telescope. We describe a methods for converting old data recorded on paper to digital form.*

### **Введение**

С 1963 года на Большом пулковском радиотелескопе (БПР) [1] в режиме службы ведутся ежедневные наблюдения Солнца на нескольких фиксированных длинах волн сантиметрового и дециметрового диапазонов (2-20 см) с регистрацией интенсивности и круговой поляризации (параметры Стокса I и V). Результат одного наблюдения представляет собой набор одномерных сканов, полученных при прохождении Солнца через неподвижную диаграмму направленности радиотелескопа.

Для представления данных наблюдений Солнца на БПР и информации, необходимой для обработки и интерпретации результатов наблюдений, создан сайт **<http://radiosun.narod.ru>**.

Основная часть архива БПР (до 1998 г. включительно, около 60000 сканов!), охватывающего более трех солнечных циклов, была записана на ленты самописцев, что крайне затрудняло компьютерную обработку данных. С целью решения этой проблемы была разработана методика перевода бумажного архива в цифровую форму.

### **Структура сайта**

Сайт состоит из следующих основных разделов:

- данные наблюдений,
- журнал наблюдений,
- методические публикации,
- БПР,

- программное обеспечение,
- галерея.

В разделе «журнал наблюдений» размещена гипертекстовая электронная копия всего журнала наблюдений Солнца на БПР, начиная с 1966 года. Журнал наблюдений Солнца приведен в оригинальном виде. Следует учитывать, что журнал наблюдений является рабочим документом, не рассчитанным на внешних пользователей. Поэтому некоторые примечания могут показаться непонятными. Некоторые из них - эмоциональны, некоторые - шутливы. В них могут быть отражены проблемы, трудности, с которыми мы сталкивались и сталкиваемся при наблюдениях, может проявиться настроение наблюдателя. Если бы мы поставили перед собой задачу отредактировать примечания до такого уровня, при котором абсолютно все станет понятным сторонним пользователям, то, вероятно, журнал наблюдений никогда бы не появился в Интернете. Главное, что можно узнать из представленной гипертекстовой версии журнала наблюдений - когда и на каких волнах были наблюдения, и примерно составить представление о качестве данных.

В разделе «методические публикации» приведены электронные версии основных статей, в которых описываются геометрия антенны БПР [1], особенности диаграммы направленности и поляризационных измерений [2,3], методические основы и алгоритмы обработки данных наблюдений [4,5]. В разделе «БПР» дано краткое описание радиотелескопа и приведены данные о диаграмме направленности.

Данные наблюдений представлены в формате программы обработки одномерных сканов WorkScan [6].

Помимо материалов о БПР на сайте приведено описание форматов первичного архива наблюдений Солнца на РАТАН-600 и программное обеспечение для первичной обработки данных, записанных в этих форматах.

Разработка сайта и заполнение информацией еще не окончены, поэтому некоторые ссылки могут пока не работать.

### **Обработка старого архива**

Исходный материал – это результат многолетней работы большого коллектива пулковских радиоастрономов, это несколько шкафов лент самописцев с уникальным однородным длинным рядом радиоастрономических наблюдений Солнца. Накопленный архив может стать основой для работ по исследованию солнечной цикличности, солнечно-земным связям и прогнозированию солнечной активности, если будет переведен из бумажной формы в электронную, что позволит выполнять эффективную обработку современными методами и работать одновременно с данными за большие периоды наблюдений.



Архив содержит записи самописцев двух типов: ЭПП (одноканальный самописец) и КСП (двухканальный самописец). Соответственно на лентах записаны либо отдельно интенсивность и поляризация, либо вместе - с небольшим сдвигом по оси времени. Обычно использовались чернила синего и красного цветов для разных каналов, но часть данных интенсивности и поляризации записана одинаковыми чернилами, и имеются точки пересечения. Все эти факты важны для решения задачи оцифровки. Длина одного скана зависит от использованной скорости движения ленты самописца, и в разные периоды наблюдений составляет приблизительно от 40 до 140 см.

Запись одного наблюдения состоит из трех частей: первая калибровка, запись Солнца, вторая калибровка.

Решение задачи оцифровки старого архива состоит из следующих этапов:

- подготовка материала к сканированию,
- сканирование,
- архивирование и формирование CD-архива отсканированных изображений,
- каталогизация CD-архива,
- обработка просканированных изображений,
- калибровка сканов,
- формирование FITS-файла.

Запись Солнца имеет следующие особенности, которые были учтены при разработке программного обеспечения обработки:

- метки времени;
- "переключения шкалы самописца".

Метки времени, которые создавались подачей на самописцы в начале каждой минуты коротких по продолжительности импульсов, служат для координатной привязки радиоскана к оптическому изображению Солнца. Поскольку из-за постоянной времени самописцев метки времени имеют некоторую продолжительность, возникла необходимость при обработке восстанавливать интерполированием несколько точек скана около меток времени.

Существенной особенностью радиоизлучения Солнца является его сильная переменность. Поэтому для обеспечения возможности регистрации локальных источников различной интенсивности в регистрирующей аппаратуре было предусмотрено "переключение шкалы самописца", т.е. при росте сигнала (например, справа налево на ленте самописца) после достижения уровня "зашкала" самописца (крайнее левое положение пера) сигнал продолжал записываться на ленте в противоположном направлении (слева направо), и так далее на 3-4 шкалы.

Для сканирования лент самописцев используются планшетные сканеры формата А4 HP ScanJet 5P и HP ScanJet 7400. Ширина ленты самописца близка к высоте листа А4, длина скана зависит от скорости записи и изменяется в различные периоды наблюдений от 2 до 7 значений ширины листа А4. Поэтому сканирование ленты выполняется кадрами формата А4. Перед сканированием оператор наносит специальные метки в правом и левом верхних углах каждого кадра, однозначно указывающие на точки пересечения линий координатной сетки, по которым впоследствии производится сшивка фрагментов скана, выделенных из соседних кадров. Сканирование выполняется с разрешением 200 dpi в режиме 256 цветов. Благодаря решению использовать цветной режим сканирования была существенно упрощена задача выделения скана из растрового изображения. Недостатком такого решения является увеличение размеров получаемых файлов. Для сохранения изображений используется формат BMP в самом простейшем варианте (без сжатия), который неэффективен с точки зрения размера файлов, но имеет простую структуру, что упростило программирование.

При сканировании оператором может вноситься еще одна погрешность, требующая дополнительной коррекции впоследствии, а именно, поворот ленты самописца относительно поля сканера.

Просканированные изображения архивируются ZIP-архиватором и записываются на CD. В настоящее время база данных просканированных изображений составляет около 170 CD. Ориентироваться в таком объеме материала непросто, поэтому каталогизацию архива мы выделили в отдельный этап. Для каталогизации используется программа WhereIsIt.

Обработка просканированных изображений включает следующие этапы:

- выделение кривой из растрового изображения,
- коррекция поворота кадра, если в этом есть необходимость,
- интерполирование разрывов, вызванных метками времени,
- сшивка фрагментов скана, выделенных из соседних кадров, по контрольным точкам.

Из перечисленных этапов наибольшие трудности вызывает первый. Прежде всего были опробованы пакеты, доступные через Internet: Grafula, Tracer, Graph Digitizer, SMGraph, Ciphering и др. Однако эти попытки не увенчались успехом. С помощью этих программ удается обработать единичные наблюдения, но совершенно невозможно организовать обработку больших массивов данных. Поэтому для выделения сканов из растровых изображений было разработано специальное программное обеспечение, основанное на использовании цветовых значений пикселей, факта, что количество пикселей различных цветовых значений (цвета фона, скана интенсивности, скана поляризации, координатной сетки) не очень сильно различается на разных кадрах на протяжении достаточно

длительных периодов наблюдений. Был принят еще ряд допущений, например, о возможной толщине линий, о непрерывности графика и др. Для разработки программного обеспечения используется лицензионная система программирования Borland C++ 4.5 и IDL.

Автор признателен Н.Г. Петеровой за консультации по методике обработки данных наблюдений Солнца на БПР, В.В. Гречневу за помощь в освоении IDL и Г.Б. Гельфрейху за любезно предоставленные фотографии БПР.

### **Литература**

1. Хайкин С.Э., Кайдановский Н.Л., Есепкина Н.А., Шиврис О.Н. // Известия ГАО АН СССР. 1960. Т. 164. С. 3.
2. Кузнецова Г.В., Соболева Н.С. // Известия ГАО АН СССР. 1964. Т. 172. С. 122.
3. Коржавин А.Н. // Сообщения САО. 1976. Вып. 16. С. 43.
4. Ихсанова В.Н. // Солнечные данные. 1969. N 2. С. 85.
5. Боровик В.Н. Петерова Н.Г. // Солнечные данные. 1987. N 1. С. 66.
6. Гараимов В.И. // Препринт САО РАН No 127Т. 1997.



## **ЦИКЛИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ СЕВЕРО-АТЛАНТИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ (NAO) И СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ**

**Артамонова И.В., Пудовкин М.И., Гальцова Я.В., Зайцева С.А.**

*Научно-исследовательский Институт Физики им. В.А. Фока,  
Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия,  
e-mail: artamonova@hotmail.ru, pudovkin@geo.phys.spbu.ru*

## **THE CYCLICAL VARIATIONS OF NORTH-ATLANTIC OSCILLATIONS AND SOLAR ACTIVITY**

**Artamonova I.V., Pudovkin M.I., Zaitseva S.A., Galtsova Ya.V.**

*V.A. Fok Research Institute of Physics, Saint-Petersburg State University,  
Saint-Petersburg, Russia,  
e-mail: artamonova@hotmail.ru, pudovkin@geo.phys.spbu.ru*

### **Abstract**

*The long-term variations of the North Atlantic Oscillations (NAO) and their relations with Wolf numbers, Galactic Cosmic Rays flux intensity and Kleczek index are investigated. It's demonstrated, that index NAO has a distinct 11-year recurrence.*

*It's shown, that index NAO is determined by total effect of the solar energy variations  $Q_{50}$  and  $Q_{65}$  input in the Earth atmosphere at latitudes  $\varphi=50^\circ$  and  $\varphi=65^\circ$  correspondingly. In turn,  $Q_{50}$  and  $Q_{65}$  correlates with Galactic Cosmic Rays flux intensity and flare index.*

*Thus, variations of the North Atlantic Oscillations are substantially determined not only by different atmospheric processes, but also by cosmic phenomena and solar activity.*

*At the same time, relations between index NAO and Wolf numbers turned out very complicated. Coefficient of correlation  $R$  (NAO,  $W$ ) changes the sign twice at the period under consideration, in 1966 and 1976.*

*We drawn the conclusion that sign of the coefficient of correlation  $R$  (NAO,  $W$ ) was changed due to violation of dependence between index NAO and solar energy input variations. This modification of dependence may be explained by volcanic eruptions, which may cause an appearance of dust clouds and thus decrease the total amount of solar energy reaches the Earth surface.*

### **Введение**

Северо-Атлантические Осцилляции (NAO) являются одним из наиболее известных периодических факторов, влияющих на циркуляцию атмосферных масс. Они определяют изменения климата от восточного побережья США до Сибири и от Арктики до субтропической зоны Атлантики, особенно сильно это влияние проявляется в зимний период (Ноябрь-Апрель) в северном полушарии. Индекс NAO определяется как разность давлений на уровне моря между Исландией (Рейкьявик  $\varphi=65^\circ\text{N}$ ) и Азорскими островами (Понта Дельгата  $\varphi=40^\circ\text{N}$ ).

Изменение фазы Северо-Атлантических Осцилляций приводит к широкомасштабным изменениям средней скорости и направления ветра

над Атлантикой, увеличению числа штормов в этом регионе. Также нарушается нормальный ход процессов обмена теплом и влагой между Атлантическим океаном и близлежащими континентами.

Индекс NAO является одним из давно исследуемых погодоопределяющих факторов. Коэффициенты NAO измеряются, начиная с 1865 года. Таким образом, история его изучения насчитывает более столетия.

Stephenson et al. [1] отмечает, что в последнее время возобновился интерес к NAO в связи с изучением явления глобального потепления климата. В настоящее время температура поверхности Атлантического океана в северном полушарии несколько выше, чем за все прошедшее тысячелетие [2,3]. Кроме того, темп потепления в течение последних 40 лет достаточно велик ( $\sim 0.15^{\circ}\text{C}$  за декаду) [4,5].

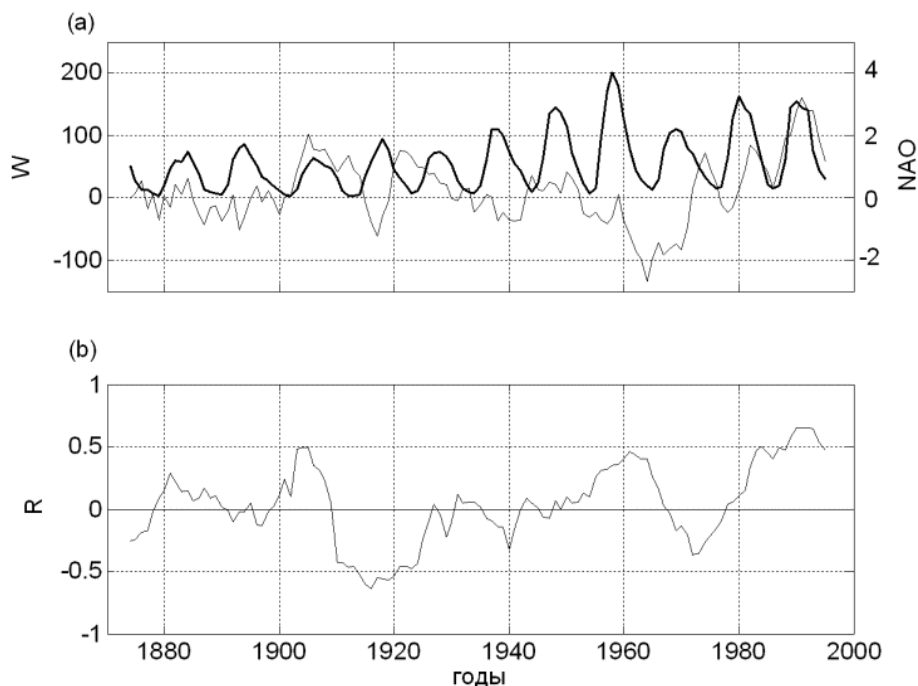
Таким образом, понимание процессов, ответственных за изменение индекса NAO особенно важно в контексте глобального изменения климата.

Hurrell et al. в своей книге [6] отмечает, что поведение NAO достаточно сложное и, в общем, не предсказуемо, поскольку оно определяется внутренней нелинейной динамикой атмосферы. Целью данной работы является показать, что внешние силы, такие как солнечная активность и извержения вулканов могут менять фазу и интенсивность индекса NAO.

### Экспериментальные данные

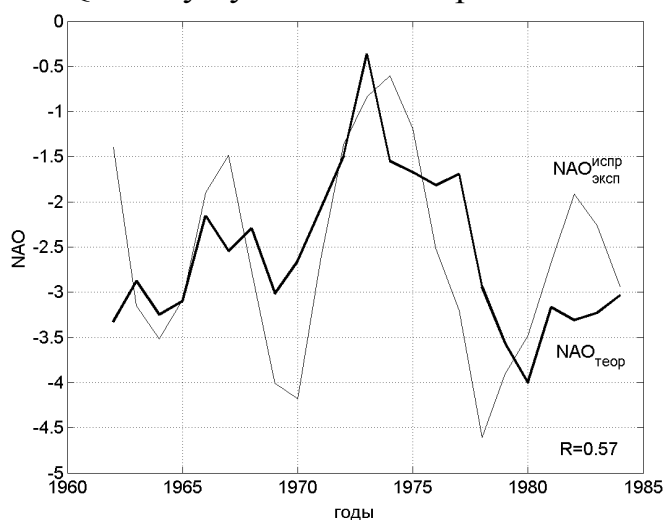
На рис.1 представлены вариации чисел Вольфа ( $W$ ), индекса NAO и бегущий коэффициент корреляции (для 11-летнего интервала) между  $W$  и ежегодными значениями индекса NAO в зимний период с 1867 по 1997 годы. Как видно из рисунка, связь между NAO и вариациями солнечной активности достаточно сложная или вообще отсутствует. Действительно, коэффициент корреляции между NAO и  $W$ -индексами за весь исследуемый период равен  $R=0.06$  и является статистически незначительным. Тем не менее, в отдельные интервалы времени коэффициент корреляции  $R(\text{NAO}, W)$  может достигать заметной величины  $R=0.5-0.6$ . Также внимание привлекает относительно регулярное изменение знака коэффициента корреляции за период с 1870 по 1940 годы: он положителен в течение чётных солнечных циклов и отрицателен в течение нечетных; в период с 1940 по 1997 год эта регулярность исчезает.

В данной работе подробно исследовано поведение коэффициента корреляции  $R(\text{NAO}, W)$  за период с 1966 по 2000 годы. Также предпринята попытка объяснить причину смену знака  $R(\text{NAO}, W)$  в 1976 году.



**Рис.1.** Верхняя панель: числа Вольфа (W) (толстая линия), индекс NAO (тонкая линия); нижняя панель: значения бегущего коэффициента корреляции (для 11-летнего интервала) между NAO и W-индексами.

Как известно, основным и практически единственным источником энергии для Земли и атмосферы является солнечная радиация, и изменения её прихода могут существенно влиять на циркуляцию нижней атмосферы и формирование климата. Таким образом, интересно выяснить, можно ли объяснить наблюдаемую вариацию NAO-индексов вариациями вклада солнечной энергии  $\delta Q$  на двух указанных широтных поясах.



**Рис.2.** Наблюдаемые (NAO<sub>эмп</sub>), (тонкая линия) и вычисленные (NAO<sub>теор</sub>), (толстая линия) значения NAO-индексов.

На рис.2 тонкой линией показаны вариации наблюдаемых величин NAO [12] (сглаженные по трём точкам, причём линейный тренд был исключён) и их расчётные значения по эмпирической формуле [15]:

$$NAO_{cal} = -2.6 - 0.2 * \delta Q_{65} - 0.4 * \delta Q_{50} \quad (1)$$

рассчитанной методом множественной регрессии данных, использованных в работе [7]. Кривые, представленные на рис.2, иллюстрируют вполне близкое согласие между наблюдаемыми и вычисленными величинами NAO: коэффициент корреляции между ними составляет 0.57 при значении уровня достоверности 0.95.

Таким образом, вариации NAO-индексов действительно подвержены влиянию изменения вклада солнечной энергии, поступающей в нижнюю атмосферу на границах рассматриваемого широтного пояса. В свою очередь, количество солнечной радиации, приходящей к земной поверхности  $\delta Q$  прямо пропорционально прозрачности атмосферы Земли, зависящей как от атмосферных, так и от внеземных факторов.

Какие же космофизические факторы определяют прозрачность атмосферы и, следовательно, количество солнечной радиации, приходящей к земной поверхности? Чтобы ответить на этот вопрос, приведём ниже фрагмент таблицы из работы [8].

**Таблица 1.** Частичные коэффициенты корреляции между  $\delta Q$  и различными космофизическими параметрами.

Широта	Космические лучи	АЕ	$I_{Kleczeq}$	Множественный коэффициент корреляции
65°- 68°	-0.62 (99%)	-0.27 (-)	-0.5 (95%)	0.62 (95%)
50°	0.37 (-)	-0.33 (-)	0.62 (99%)	0.67 (98%)

В таблице представлены коэффициенты множественной корреляции величин  $\delta Q_{65}$  и  $\delta Q_{50}$  с изменением потока космических лучей (использованы данные Climax neutron monitor), геомагнитных индексов АЕ и индексов Клетчека (Solar Geophysical Data [1997]); числа в скобках показывают значение уровня достоверности полученных коэффициентов корреляции.

Данные, представленные в таблице, показывают, что изменение вклада солнечной энергии в нижнюю атмосферу на обоих широтных поясах определяется, в основном, двумя космофизическими факторами: интенсивностью космических лучей и солнечно-вспышечным индексом. Однако, влияние этих факторов различно на разных широтах: на высоких широтах прозрачность атмосферы определяется, в основном, вариациями интенсивности потока космических лучей, тогда как на низких широтах - солнечными вспышками. Последние могут характеризовать солнечное рентгеновское и ультрафиолетовое излучение, ответственное за вариации доли озона и, следовательно, за прозрачность атмосферы [9]. Таким образом, наблюдаемые явно иррегулярные вариации NAO-индексов могут



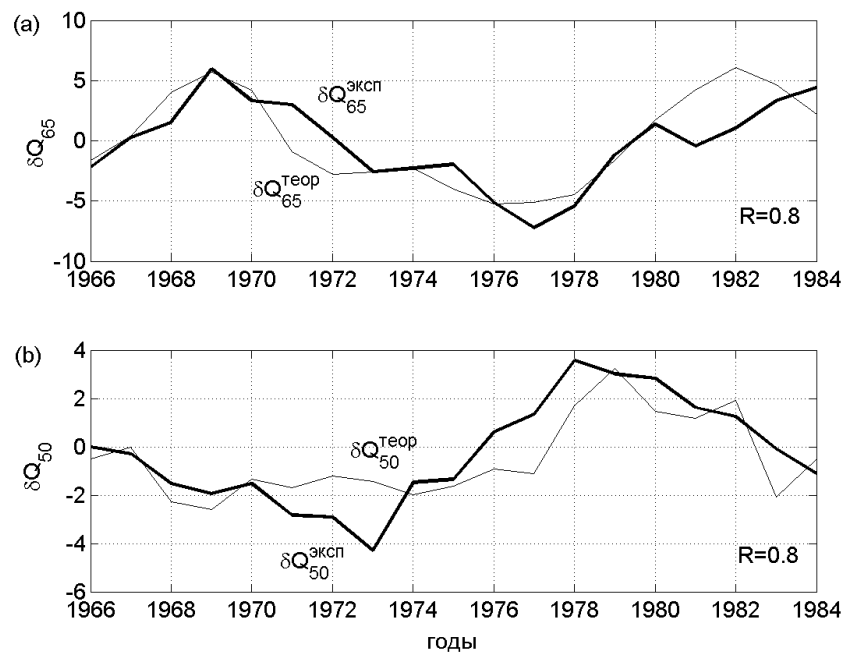
быть объяснены несинхронными вариациями интенсивности потока космических лучей, солнечного волнового и корпускулярного излучения.

Чтобы проверить эту гипотезу, методом множественной регрессии данных по интенсивности галактических космических лучей (GCR) [10], и вспышечному индексу Клетчека ( $I_{KI}$ ) [11] было рассчитано количество суммарной солнечной радиации  $\delta Q_{50}$  и  $\delta Q_{65}$ , поступающей на широты  $\varphi=50^\circ N$  и  $\varphi=65^\circ N$  соответственно:

$$\delta Q_{65} = 2 - 91.3 * \delta GCR - 1.5 * \delta I_{KI}, \quad r = 0.8 \quad (2)$$

$$\delta Q_{50} = -0.7 + 24.8 * \delta GCR + 2.5 * \delta I_{KI}, \quad r = 0.8 \quad (3)$$

где  $\delta GCR$  и  $\delta I_{KI}$  есть отклонения (в процентах) от нормы потока галактических космических лучей и вспышечного индекса Клетчека.



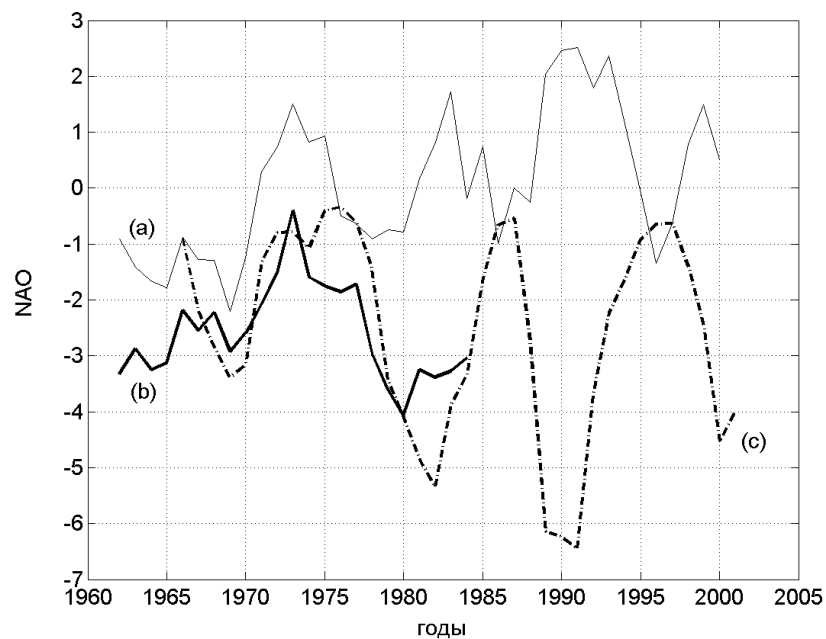
**Рис.3.** Теоретические и экспериментальные значения количества суммарной солнечной радиации  $\delta Q_{50}$  и  $\delta Q_{65}$ , поступающей на широты  $\varphi=50^\circ N$  и  $\varphi=65^\circ N$  соответственно.

Как видно из рис.3, как в высоких, так и в низких широтах рассчитанные величины  $\delta Q$  достаточно близки к экспериментальным, коэффициент корреляции в обоих случаях равен  $R=0.8$ . Это позволяет с большой долей уверенности утверждать, что вариации  $\delta Q$  в обоих рассматриваемых регионах вызываются вариациями соответствующих космофизических факторов. Однако обращает на себя внимание то, что коэффициенты регрессии, выражающие связь между  $\delta Q$  и рассматриваемыми космофизическими факторами, имеют противоположные знаки в высоких и низких широтах. Это означает, что физические механизмы, обеспечивающие эту связь в разных широтных поясах, оказываются различными. Что касается высоких широт, этот механизм,

скорее всего, связан с прямым воздействием потоков энергичных частиц на состояние облачности и пропускную способность атмосферы. В то же время, очевидно, что в низких широтах, где с увеличением потока ионизирующего излучения прозрачность атмосферы увеличивается, а облачность уменьшается, этот механизм должен быть существенно иным.

На рис. 4 штрихпунктирной линией представлены значения NAO-индексов, выраженные через GCR и  $I_{kl}$  по формуле, полученной подстановкой выражений (2) и (3) в (1):

$$NAO_{cal} = -2.56 + 30 * \delta GCR - 0.38 * \delta I_{kl} \quad (4)$$



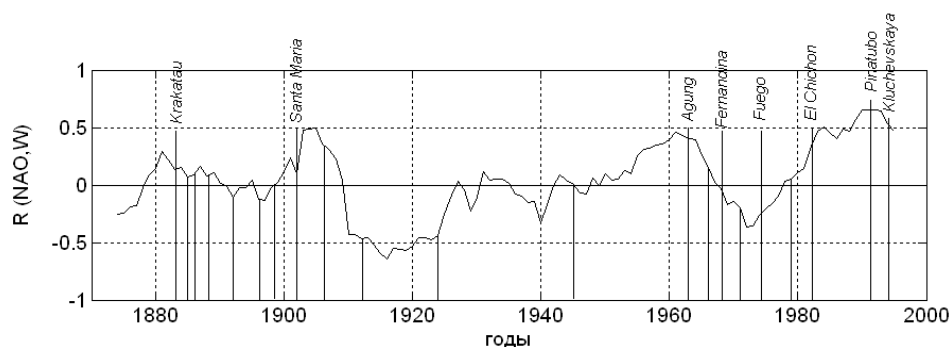
**Рис. 4.** (a) тонкая линия - экспериментальные значения NAO-индекса;  
 (b) толстая линия - NAO-индексы, рассчитанные по формуле (1);  
 (c) штрихпунктирная линия - NAO-индексы, рассчитанные по формуле (4).

Как видно из рисунка, на периоде с 1966 по 1976 годы NAO<sub>эксп</sub> и NAO<sub>теор</sub> изменяются в фазе, затем в 1976 году знак коэффициента корреляции между индексом NAO и космическими параметрами (GCR,  $I_{kl}$ ) изменяется на противоположный и, начиная с 1976 года, NAO<sub>эксп</sub> и NAO<sub>теор</sub> идут в противофазе. Это согласуется с результатами, представленными на рис.1, из которого видно, что в 1976 году коэффициент корреляции  $R(NAO, W)$  также меняет знак на противоположный. Следует учесть тот факт, что вариации интенсивности потока галактических космических лучей (GCR) и чисел Вольфа (W) находятся в противофазе.

Что же могло повлиять на поведение коэффициента корреляции индекса NAO с вышеуказанными космическими параметрами? Авторы предполагают, что изменение знака  $R(NAO, W)$  может быть объяснено нарушением зависимости между  $\delta Q$  и коэффициентом NAO вследствие

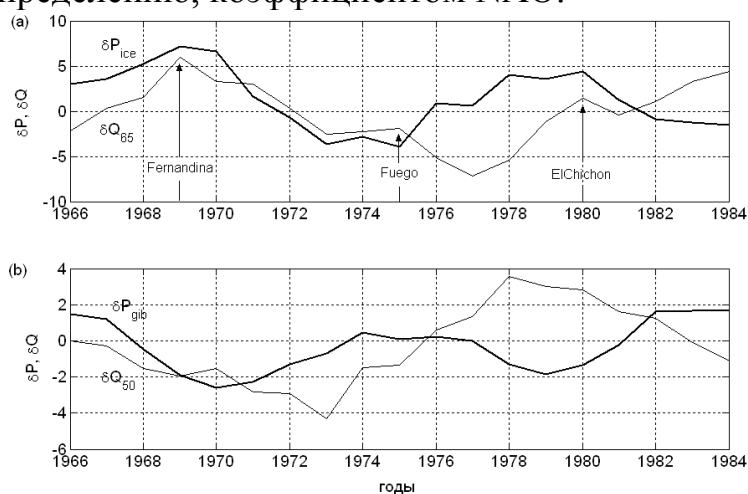
выброса в атмосферу Земли вулканической пыли и аэрозолей, экранирующих её от поступления солнечной радиации.

В пользу данного предположения говорят результаты исследования Donarummo et al. [14], согласно которым аналогичные изменения знака корреляции между вариациями солнечной активности и концентрации пыли в ледниках Центральной Гренландии связаны с вулканическими извержениями. На рис.5 тонкими вертикальными линиями отмечены годы наиболее заметных извержений вулканов (Donarummo et al., 2002; Volcano eruptions, online [13]). Видно, что наблюдается отчетливая тенденция к увеличению алгебраической величины  $R$  после каждого извержения вулкана.



**Рис.5.** Коэффициент корреляции  $R(NAO, W)$ ; тонкими вертикальными линиями отмечены годы наиболее интенсивных извержений вулканов.

Для иллюстрации влияния вулканической деятельности на зависимость между  $\delta Q$  и коэффициентом NAO можно также привести кривые вариаций давления и количества суммарной солнечной радиации, приходящей к земной поверхности на Гибралтаре и в Исландии [17]. Напомним, что разность давления на уровне моря в этих регионах является, по определению, коэффициентом NAO.



**Рис.6.** Вариации давления и потока полной (то есть прямой и рассеянной) солнечной энергии, поступающей в нижнюю атмосферу на Гибралтаре ( $\delta P_{gib}$ ,  $\delta Q_{65}$ ) – верхняя панель и в Исландии ( $\delta P_{ice}$ ,  $\delta Q_{50}$ ) – нижняя панель. Вертикальными стрелками обозначены моменты начала извержения вулканов.

Из рис.6 видно, что в период с 1966 по 1975 г. величины  $\delta P_{ice}$  и  $\delta Q_{65}$  меняются синхронно. Однако в 1975 г. синхронность в вариациях  $\delta Q_{65}$  и  $\delta P_{ice}$  заметно нарушается, и в 1974-75 и после 1981 года обе величины меняются в противофазе. Обращаясь к рис.6, можно видеть, что начало обоих периодов совпадает с извержениями вулканов Fuego и ElChichon, соответственно, обозначенных на рисунке вертикальными стрелками. Это позволяет предположить, что изменение знака корреляции вариаций атмосферного давления с потоком солнечной энергии, поступающей в нижнюю атмосферу, определяется изменением характеристик аэрозольного слоя и, соответственно, оптических свойств облаков. Действительно, известно, что вулканические выбросы сопровождаются появлением в стратосфере тонких ( $\Delta h \approx 1$  км) аэрозольных слоев [16]. Под действием космических лучей частицы аэрозоля ионизируются, что приводит к быстрой конденсации водяных (или иных) паров и образованию облаков, в силу своей малой толщины прозрачных для инфракрасного излучения Земли. В этом случае образование облаков, связанное с уменьшением величины  $Q_{65}$ , должно приводить к охлаждению тропосферы, что и наблюдается в действительности (см. рис.5, извержения вулканов Fernandina, Fuego, ElChichon) и к последующему повышению наземного давления. Если это так, то синхронные изменения  $\delta Q_{65}$  и  $\delta P_{ice}$ , наблюдаемые в предыдущий период, характеризующийся относительно слабой вулканической деятельностью, можно предположительно объяснить тем, что в этот период аэрозольный слой и, соответственно, образующиеся на его базе облака имеют относительно большую толщину. В этом случае, в тепловом режиме тропосферы значительную роль должен играть парниковый эффект образующихся в ходе возмущения облаков, приводящий к повышению температуры воздуха в тропосфере и, соответственно, к уменьшению давления воздуха на поверхности Земли.

### Выводы

1. В вариациях NAO наблюдается 11-летняя цикличность, но связь между вариациями NAO и числами Вольфа (W) оказывается достаточно сложной.
2. Изменения величины индекса (NAO) определяется приходом суммарной солнечной радиации на высоких ( $\delta Q_{65}$ ) и низких ( $\delta Q_{50}$ ) широтах по формуле  $NAO_{cal} = -2,6 - 0,2 * \delta Q_{65} - 0,4 * \delta Q_{50}$  ( $R=0.57$ ).
3. Количество суммарной солнечной радиации  $\delta Q_{50}$  и  $\delta Q_{65}$ , поступающей на широты  $\varphi=50^\circ N$  и  $\varphi=65^\circ N$  соответственно зависит от интенсивности потока GCR и вспышечной активности Солнца следующим образом:

$$\delta Q_{65} = 2 - 91.3 * \delta GCR - 1.5 * \delta I_{K1}, \quad (R = 0.8);$$

$$\delta Q_{50} = -0.7 + 24.8 * \delta GCR + 2.5 * \delta I_{K1}, \quad (R = 0.8).$$

4. Вариации индекса НАО в значительной степени определяются не только внутриа́тмосферными процессами, но и различными космофизическими факторами (GCR, Kleczek index)  $NAO_{cal} = -2.56 + 30 * GCR - 0.38 * I_{kl}$ .
5. Коэффициент корреляции  $R(NAO, W)$  меняет знак на рассматриваемом периоде в 1966 и 1976 гг.
6. Изменение знака коэффициента корреляции может объясняться нарушением зависимости между  $\delta Q$  и коэффициентом НАО вследствие выброса в атмосферу Земли вулканической пыли и аэрозолей, экранирующих её от поступления солнечной радиации.

### Литература

1. D.B. Stephenson, H. Wanner, S. Bronnimann, J. Luterbacher; The history of scientific research on the North Atlantic Oscillation, *Geophysical Monograph 134*, p.37, AGU.
2. M.E. Mann, R.S. Bradley, M.K. Hughes; Northern Hemisphere temperatures during the past millennium: Inferences, uncertainties, and limitations, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 759-762, 1999.
3. P.D. Jones, T.J. Osborn, K.R. Briffa; The evolution of climate over the last millennium, *Science*, 292, 662-667, 2001.
4. C.K. Folland and co-authors; Observed climate variability and change, in *Climate change 2001, The Scientific Basis*, J.T. Houghton, Y. Ding, D.J. Griggs, M. Noguer, P.J. van der Linden, D. Xiaosu, Eds., pp. 99-181, Cambridge Univ. Press, 2001.
5. J. Hansen, R. Ruedy, M. Sato, K. Lo; Global warming continues, *Science*, 295, 275, 2002.
6. J.W. Hurrell and co-authors; The North Atlantic oscillation. Climatic Significance and Environmental Impact, *Geophysical Monograph 134*, J.W. Hurrell, Y. Kushnir, G. Ottersen, M. Visbeck, Eds., p.29, American Geophysical Union, Washington, DC.
7. С.В. Веретененко и М.И. Пудовкин; Вариации прихода суммарной радиации в 11-летнем цикле солнечной активности. *Геомагнетизм и аэрoномия*, т.38, с.33-42, 1998.
8. S.V. Veretenenko and M.I. Pudovkin; Changes of solar radiation input in the lower atmosphere associated with different cosmophysical phenomena. *Problems of Geospace 2* (Proc. 2nd Intern. Workshop, St. Petersburg, Russia, June 29 - July 3, 1998). Ed. by V.S.Semenov, H.K.Biernat, M.V.Kubyskhina, C.J.Farrugia, and S.Muhlbacher, Verlag der Osterreichischen Akademie der Wissenschaften, Wien-Graz, p.373-378, 1999.
9. J.D. Haigh; The impact of solar variability on climate, *Science*, v.272, 981-984, 1996.
10. Galactic Cosmic Rays, online at <http://pgi.kolasc.net.ru/CosmicRays/>

11. Kleczek Index, online at <http://www.ngdc.noaa.gov/>
12. North Atlantic Oscillation (NAO) Index, online at [http://www.cgd.ucar.edu/cas/climind/nao\\_monthly.html/](http://www.cgd.ucar.edu/cas/climind/nao_monthly.html/)
13. List of volcano eruptions, online at <http://www.volcano.si.edu/reports/atmoseff/var.htm/>
14. J. Donarummo, M. Ram, and M.R. Stolz; Sun/dust correlations and volcanic interference, *Geophys. Res. Lett.*, v.29, N 9, 10.1029/2002GL014858.
15. S.A. Zaitseva, S.N. Akhremtchik, M.I. Pudovkin, Ya.V. Galtsova, B.P. Besser, and R.P. Rijnbeek; Long-term variations of the solar activity - lower atmosphere relationship, *Intern. J. Geomagn. Aeron.*, v.4, N 2, 167-174, 2003.
16. H. Jager, (2003) Tracing recent ash by satellite-born sensors and ground-based lidar. <http://www.volcano.si.edu/reports/atmoseff/var.htm/#bgvn2404/>
17. M.I. Pudovkin, I.V. Artamonova, B.P. Besser, and R.P. Rijnbeek (2003) Solar activity effects in the cyclic variations of the zonal circulation indices NAO, *J. Atm. Sol.-Terr. Phys.*, in press.

## **N-S АСИММЕТРИЯ ПЛОЩАДЕЙ И ПОЛНОГО ЧИСЛА ПЯТЕН И КВАЗИДВУХЛЕТНИЕ КОЛЕБАНИЯ**

**Бадалян О.Г., Обридко В.Н.**

*ИЗМИРАН, Троицк, Россия, badalyan/solter@izmiran.troitsk.ru*

## **N-S ASYMMETRY OF THE AREAS AND TOTAL SUNSPOT NUMBERS AND QUASI-BIENNIAL OSCILLATIONS**

**Badalyan O.G., Obridko V.N.**

*IZMIRAN, Troitsk, Russia, badalyan/solter@izmiran.troitsk.ru*

### **Abstract**

*The space-time distribution of the asymmetry in the areas and total numbers of sunspots has been considered over a long time interval from 1874 to 2002. It is shown that a high correlation exists between these activity indices both on small and on large time scales. To study the characteristics of the indices under discussion and their asymmetry, the spectral-variation analysis (SVAN) has been applied. The analysis has revealed quasi-biennial oscillations (QBO) that are observed in the asymmetry of both indices over long time intervals. It is shown that the SVAN diagrams for the asymmetry of both indices (the sunspot areas and the total sunspot numbers) in the QBO period display a distinct similarity. The effect of negative correlation between the QBO intensity and absolute value of the asymmetry, revealed in our earlier work, has been corroborated over a long time interval. The QBO in the activity indices are worse pronounced. The relation between the asymmetry and the sum of the oscillation amplitudes is much weaker. There is no similarity between the SVAN diagrams for the sunspot areas and numbers in the range of the periods of 15-35 months. Besides, the correlation between the sunspot areas and numbers for the activity indices themselves is also lower than for the asymmetry. Thus, all effects revealed both in the behaviour of the sunspot areas and numbers and in their mutual correlation are more pronounced in the asymmetry of the indices under consideration than in their values.*

### **1. Введение**

Данная статья является продолжением ряда работ по изучению северо-южной асимметрии Солнца по различным индексам солнечной активности. Как было показано в [1-4], несинхронность в “работе” северного и южного полушарий примерно одинаковым образом проявляется в различных индексах как N–S асимметрия. В [3,4] были исследованы квазидвухлетние колебания в асимметрии по четырем индексам активности на временном интервале 1939-2001 годы (более 5 циклов солнечной активности). Был обнаружен целый ряд интересных свойств как самой асимметрии, так и квазидвухлетних колебаний в ней. Целью данной работы является изучение этих свойств на более длинном временном ряде. Это возможно сделать с использованием данных о солнечных пятнах.

Нами использовались наблюдательные данные о суммарной площади и полном числе солнечных пятен в северном и южном

полушариях за период 1874-2002 гг по данным обсерватории Greenwich. Подчеркнем, что здесь использовалось именно полное число пятен, а не традиционные числа Вольфа. Это другая характеристика солнечной активности, иным образом связанная с первичными индексами [5]. Это же утверждение относится и к используемым нами индексам – суммарной площади и общему числу пятен, которые хотя и близки по своим свойствам, но все же являются различными характеристиками солнечной активности. Индекс асимметрии определялся традиционным образом как  $A = (N-S)/(N+S)$ , где  $N$  и  $S$  обозначают величины соответствующих индексов активности в северном и южном полушариях.

В работе рассматривается:

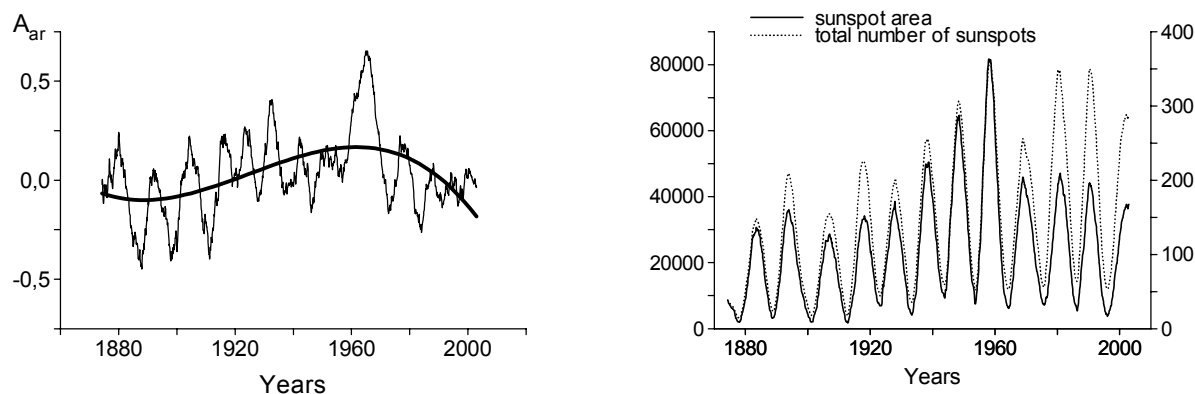
1. Пространственно-временное распределение асимметрии площадей солнечных пятен и их общего числа и вариации в ходе N–S асимметрии этих индексов активности – как малых, так и больших временных масштабов.
2. Квазидвухлетние вариации асимметрии и самих индексов солнечной активности и их пространственно-временное распределение.
3. Сопоставление свойств N-S асимметрии и самих индексов активности.

## **2. Пространственно-временное распределение асимметрии площадей солнечных пятен и их общего числа**

Использовались среднемесячные величины. Как и в [3,4], сопоставление асимметрии в рассматриваемых индексах ( $A_{ar}$  и  $A_{sp}$ ) проводилось на временных масштабах порядка полугода (сглаживание по 7 месяцам со сдвигом в 1 месяц) и четырех лет (сглаживание по 49 месяцам). На всем рассматриваемом периоде с 12 по 23 циклы асимметрия на этих временных масштабах показывает высокую корреляцию в этих индексах активности, причем более высокую, чем наблюдается в самих величинах. На левой панели рис. 1 показан ход индекса асимметрии для площадей пятен  $A_{ar}$  (тонкая линия) на больших временных масштабах. Асимметрия общего числа пятен  $A_{sp}$  практически совпадает с этой кривой и поэтому здесь не приводится. Их коэффициент корреляции равен 0.98. Жирной кривой показан вековой ход изменения асимметрии. Можно видеть, что в начале рассматриваемого периода времени преобладало южное полушарие, а во второй половине – северное. На правой панели для сравнения приведены циклические вариации площадей пятен (сплошная кривая) и их общего числа (пунктирная кривая). Видно, что хотя обе кривые показывают, естественно, обычный циклический ход, соотношение между общим числом пятен и их суммарной площадью меняется от цикла к циклу.

В [3,4] характеристики асимметрии для 4 индексов активности исследовались методом спектрально-временного анализа (СВАН). В этом





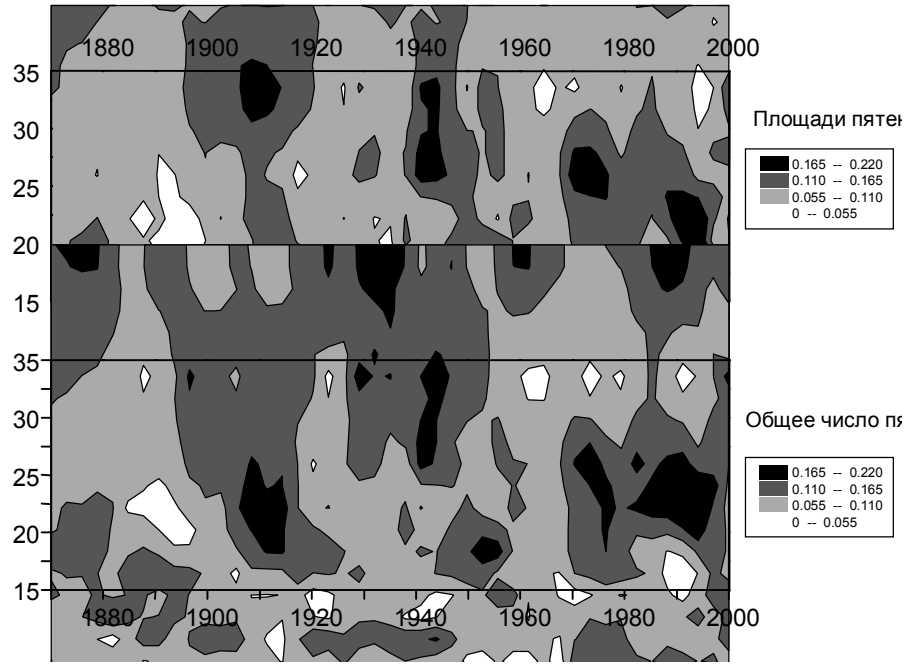
**Рис.1.** Циклические изменения асимметрии суммарной площади пятен (левая панель) и самих индексов активности (правая панель, левая шкала - суммарная площадь пятен в м.д.п., правая шкала - общее число пятен).

методе используется Фурье–анализ при скользящем временном окне. Скользящее окно было выбрано длиной 132 месяца, сдвиг на один месяц. Внутри каждого окна осуществлялась деление на стандарт. Вычислялись амплитуды колебаний в диапазоне периодов от 6 до 44 месяцев. На рис. 2 и 3 приведены сваногаммы для асимметрии и для самих индексов активности соответственно. Здесь из общей картины выделены периоды, относящиеся конкретно к квазидвухлетним колебаниям, т.е. от 15 до 35 месяцев. На этих двух рисунках можно видеть, что в асимметрии суммарной площади пятен  $A_{ar}$  (верхняя панель рис. 2) и общего их числа  $A_{ar}$  (нижняя панель) квазидвухлетние колебания отчетливо выделяются. Иногда они усиливаются, иногда ослабевают, но при этом общее их изменение практически повторяется в обоих индексах активности. Напротив, в самих индексах (не в их асимметрии) такой картины не наблюдается. Прежде всего, существенно меньше амплитуды колебаний, что видно из сопоставления шкал, показанных на рис. 2 и 3 слева. Во-вторых, нет соответствия между сваногаммами для площадей и числа пятен (верхняя и нижняя панели рис. 3). Так, например, некоторое увеличение амплитуд колебаний наблюдается в период 1915-1925 года для площадей пятен, а их общее число такого увеличения амплитуд не показывает.

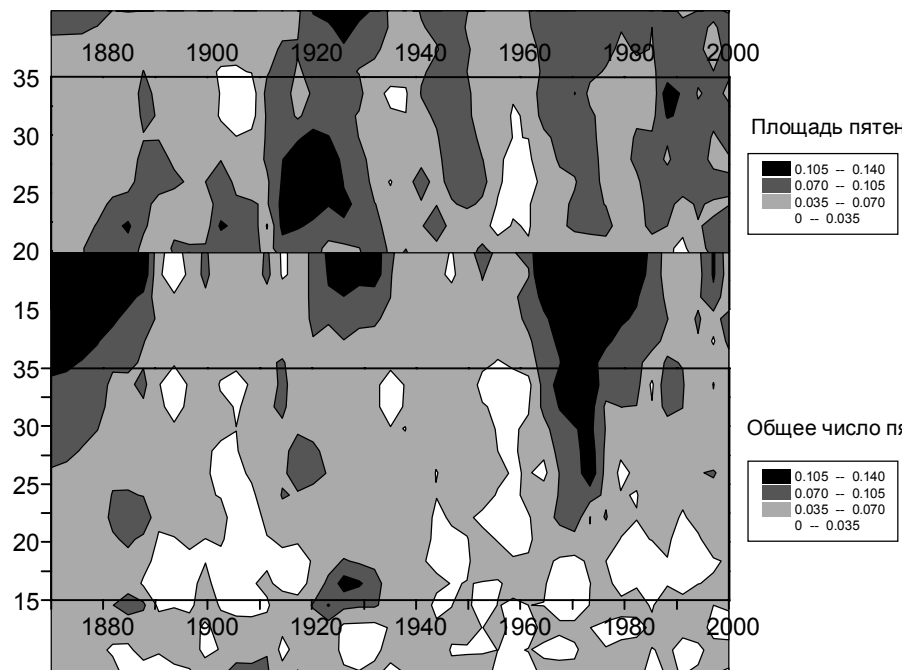
### 3. Сопоставление свойств N-S асимметрии и самих индексов активности

Общие характеристики колебаний в асимметрии и в самих индексах приведены в таблице в таблицах 1 и 2.

В таблице 1 даны суммы квадратов амплитуд колебаний в избранном диапазоне периодов – в третьем столбце таблицы для асимметрии и в четвертом для самих индексов активности. Заметим, что вследствие



**Рис.2.** Сванограммы асимметрии площадей и общего числа пятен (верхняя и нижняя панели соответственно).



**Рис.3.** Сванограммы самих площадей и общего числа пятен (верхняя и нижняя панели соответственно).

нормировки на стандарт все колебания сведены к одному масштабу, а сумма квадратов всех амплитуд равна единице. Поэтому мы можем сравнивать спектры таких разнородных и сильно различающихся по своей абсолютной величине процессов как колебания площади и числа пятен и их асимметрий. Сумму квадратов колебаний в определенном диапазоне частот или периодов мы ниже будем называть мощностью, как это принято

в теории рядов Фурье.

Из таблиц 1 и 2 следуют два принципиальных вывода:

1. Весь спектр колебаний в диапазоне от 2 месяцев до  $\approx 15$  лет можно разделить на 3 диапазона. Первый диапазон – это интервал периодов от 2 месяцев до года. Мощность колебаний в этой области весьма высока. В спектре  $A_{sp}$  она вообще является преобладающей. Этот диапазон, по-видимому, отражает локальную пятнообразовательную деятельность отдельных пятен и малых групп пятен. Их довольно много, время жизни от 6 дней до нескольких месяцев [6], но появляются они довольно хаотично и совершенно не синхронизованы в северном и южном полушариях. Поэтому мощность колебаний в этом диапазоне несколько повышена, а мощность колебаний асимметрии повышена очень сильно.

Достаточно ясен и диапазон периодов 8–15 лет. Это основной диапазон 11-летнего цикла, и естественно именно этот цикл дает основной вклад в колебания площади и числа пятен. Рассинхронизация этих циклов в обоих полушариях довольно мала, и поэтому мощность асимметрии тоже довольно мала.

Особенно интересен диапазон 12–37 месяцев, который можно условно разбить на поддиапазоны 2а (квазигодовые) и 2б (квазидвухлетние) колебания. Мощность спектров самих индексов в этих диапазонах чрезвычайно мала и ею можно было бы пренебречь, если бы не одно удивительное свойство: асимметрия в этих поддиапазонах резко увеличивается (в 2–6 раз). Это определенно указывает на жесткую “антисинхронизацию” колебаний в этих двух поддиапазонах: квазигодовые и квазидвухлетние колебания площади и числа пятен значительную (или бóльшую) часть времени в N и S полушариях существуют в противофазе.

Такая связь не может быть локальной, она явно указывает на глобальный процесс, который в то же время является антисимметричным в двух полушариях. Нам не известен механизм энергетического динамо, который генерировал бы поля в противофазе в N и S полушариях. Заметим, что мы везде говорим здесь о площадях и числе пятен, совершенно не учитывая при этом знак поля

Заметим, что колебания с периодом 1.3 года, соответствующие нашему поддиапазону 2а, недавно были открыты методами гелиосейсмологии вблизи тахоклины в основании конвективной зоны (см. например [7]).

2. Второе замечание связано с таблицей 2. Заметим, что взаимная коррелированность исходных индексов суммарной площади пятен  $A_r$  и полного числа пятен  $S_p$  сильно меняется в зависимости от того, какой спектральный диапазон колебаний мы рассматриваем (см. столбец 3). Неожиданным на первый взгляд является падение коррелированности в

диапазоне 2в. Это кажется странным в свете широко распространенного представления о значимости квазидвухлетних колебаний в различных индексах солнечной активности. На самом деле ситуация становится яснее, если мы обратим внимание на столбец 2. Здесь корреляция  $A_{Sp}$  и  $A_{Ar}$  устойчиво высока во всех диапазонах частот. Это указывает на глобальность асимметрии в этом диапазоне частот и ее близость в разных индексах. Другими словами, этот эффект можно интерпретировать как существование квазинезависимых механизмов генерации солнечной активности в северном и южном полушариях, эволюционные кривые которых в диапазоне колебаний 2а и 2в сдвинуты примерно на полпериода. Это правило является более строгим, чем близость механизмов генерации для разных индексов пятнообразовательной деятельности.

**Таблица 1.** Суммы квадратов амплитуд колебаний в различных диапазонах

1. Суммарная площадь пятен

Период (месяцы)	Период (годы)	Асимметрия	Индекс
2.00 - 12.45	< 1	0.322	0.092
12.35 - 18.60	1 - 1.5	0.032	0.017
18.38 - 36.76	1.5 - 3	0.046	0.014
96.50 - 171.56	8 - 14	0.038	0.294

2. Общее число пятен

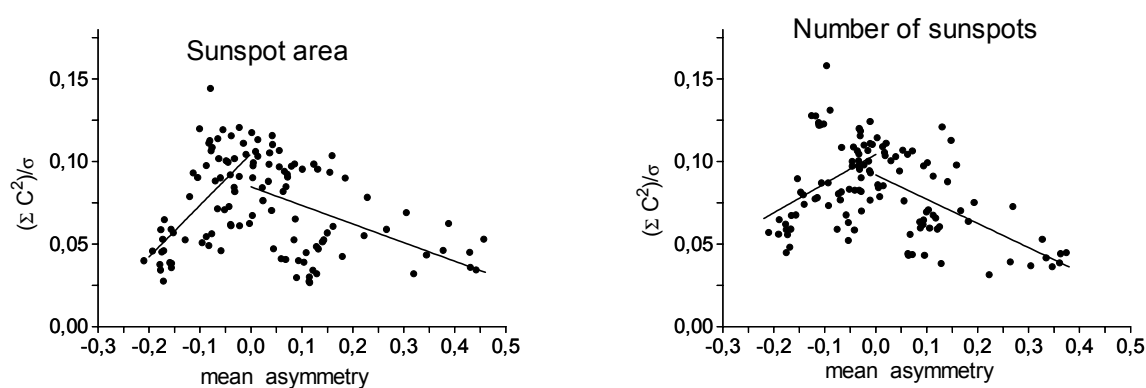
Период (месяцы)	Период (годы)	Асимметрия	Индекс
2.00 - 12.45	< 1	0.269	0.036
12.35 - 18.60	1 - 1.5	0.037	0.006
18.38 - 36.76	1.5 - 3	0.049	0.009
96.50 - 171.56	8 - 14	0.058	0.355

**Таблица 2.** Коррелированность сумм амплитуд колебаний для асимметрии и самих величин площади пятен и общего их числа

Период (месяцы)	Асимметрия	Индексы
18.8 - 26.4	0.86	0.39
13.2 - 16.5	0.69	0.69
2.0 - 12.0	0.82	0.93

В [3,4] нами был обнаружен очень интересный эффект связи между мощностью (амплитудой) квазидвухлетних колебаний и самой величиной асимметрии. Но в [3,4] мы были ограничены временным интервалом 1939

–2001 годы, т.е. временем в основном положительной асимметрии. В данной работе оказалось возможным проверить полученные выводы на периоде отрицательных значений асимметрии. Оказалось, что вывод, сделанный в [3,4] верен и для этих моментов времени. Иначе говоря, амплитуда квазидвухлетних колебаний находится в антикорреляции с величиной асимметрии. Этот вывод иллюстрируется на рис. 4, на котором даны суммы квадратов амплитуд в диапазоне от 14.7 до 33 месяцев.



**Рис.4.** Связь между мощностью (суммой квадратов амплитуд) квазидвухлетних колебаний и величиной индекса асимметрии.

#### 4. Заключение

Кратко перечислим полученные результаты:

1. Рассмотрено пространственно–временное распределение асимметрии в площади и полном числе солнечных пятен на большом временном интервале 1874-2002 гг. Наблюдается высокая коррелированность асимметрии этих индексов активности как на малых, так и на больших временных масштабах.
2. Для изучения характеристик как асимметрии, так и самих рассматриваемых индексов использовался аппарат спектрально-временного анализа (СВАН). Показано, что в течение длительных интервалов времени наблюдаются квазидвухлетние вариации (КДВ) в асимметрии обоих рассматриваемых индексов активности. Прослеживается отчетливое сходство сванограмм для асимметрии площадей и для числа пятен в диапазоне периодов КДВ.
3. На большом временном интервале был подтвержден обнаруженный нами ранее интересный и несколько неожиданный эффект, состоящий в том, что мощность квазидвухлетних колебаний уменьшается с ростом абсолютного значения асимметрии. Это означает, что квазидвухлетние колебания в асимметрии находятся в антикорреляции с величиной асимметрии.
4. Для самих величин индексов активности корреляция площади – число пятен ниже, чем для асимметрии, и квазидвухлетние колебания проявляются значительно слабее. Гораздо слабее выражена зависимость

асимметрия – сумма амплитуд в диапазоне КДВ. Нет сходства сванограмм для площадей и для числа пятен в диапазоне периодов 15–35 месяцев.

Таким образом, можно сделать общий вывод, что все обнаруженные эффекты как в поведении площадей и числа пятен, так и в их взаимной коррелированности значительно более четко выражены для асимметрии этих индексов, чем для самих величин. Это свидетельствует о том, что хотя на первый взгляд сходство в поведении суммарной площади и полного числа пятен кажется легко ожидаемым, выясняется, что связь этих индексов неоднозначна и параметры этой связи меняются со временем.

Полученные результаты еще раз подчеркивают особое значение самого индекса асимметрии. Анализ асимметрии позволяет выявить некоторые свойства солнечной активности, которые ускользают при анализе интегральных индексов.

### Литература

1. О.Г. Бадалян, В.Н. Обридко, Я. Рыбак, Ю. Сикора: Труды конференции "Солнце в эпоху смены знака магнитного поля", ред. В.И. Макаров и В.Н. Обридко. С.–Петербург. 2001, с. 33.
2. O.G. Badalyan, V.N. Obridko, J. Rybák, J. Sýkora: Proc. "SOLSPA: The Second Solar Cycle and Space Weather Euroconference". ESA SP–477, 2002. p. 201.
3. О.Г. Бадалян, В.Н. Обридко, Я. Рыбак, Ю. Сикора: Труды конференции "Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца", ред. В.И. Макаров и В.Н. Обридко. С.–Петербург, 2002, с. 27.
4. O.G. Badalyan, V.N. Obridko, J. Rybák and J. Sýkora: ISCS 2003 Symposium "Solar Variability as an Input to the Earth's Environment", 23-28 June 2003, Tatranska Lomnica, Slovak Republic (in press).
5. Ю.И. Витинский, М. Копецкий, Г.В. Куклин, Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца, 1986, Москва, Наука.
6. В.Н. Обридко, Солнечные пятна и комплексы активности, 1985, Москва, Наука.
7. Howe, R., Christensen-Dalsgaard, J., Hill, F., Komm, R.W., Larsen, R.M., Schou, J., Thompson, M.J., Toomre, J, Dinamic Variations at the Base of the Solar Convection Zone, 2000, *Science*, **287**, p. 2456.

## **ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ ИСТОЧНИКОВ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ И НИЗКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА**

**Биленко И.А.**

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

## **IDENTIFICATION OF HIGH-SPEED AND LOW-SPEED SOLAR WIND STREAM SOURSERS**

**Bilenko I.A.**

*Sternberg State Astronomical Institute, Moscow, Russia, bilenko@sai.msu.ru*

### **Abstract**

*On the basis of space and ground observations the identification of high-speed and low-speed solar wind streams is made. The investigation shows that the slow solar wind originates from dense loop structures in the corona both in loops of active regions and loop structures at the coronal holes boundaries. All layers of the solar atmosphere are involved in the formation of the highest solar wind streams. The maximal solar wind speed values are achieved when coronal holes adjoin active regions and when coronal holes are observed both in He I 10830Å line and Yohkoh data. Magnetic field structure of the photosphere is considerably changed in such regions.*

Солнечный ветер представляет собой сверхзвуковое течение плазменных потоков. Выделяются высокоскоростные (выше 550 км/с) и низкоскоростные потоки солнечного ветра. Высокоскоростные потоки характеризуются высокой температурой, низкой плотностью, тогда как низкоскоростные потоки холодные и имеют большую плотность. Отличаются они и различным составом вещества и характером изменчивости. Их источники, по-видимому, различны. Так в работе Лотовой и др. [1] делается вывод о том, что различные скорости потоков солнечного ветра определяются структурой магнитного поля короны Солнца. Высокоскоростные потоки возникают в областях с открытой конфигурацией силовых линий, низкоскоростные потоки солнечного ветра формируются над магнитными структурами замкнутого типа характерного для основного тела стримера. Ву по наблюдениям в радиодиапазоне на VLA [2] показал, что в областях расположения корональных дыр (КД) наблюдается тонкая структура, которая прослеживается до уровня фотосферы. Данные [3] свидетельствуют об активных процессах на границах хромосферной сетки в зонах расположения КД. МакКензи и др. [4] предположили, что высокоскоростные потоки солнечного ветра зарождаются прямо в узлах хромосферной сетки у основания КД. Бочилини и Виал [5] обнаружили различия в структуре сетки на уровне

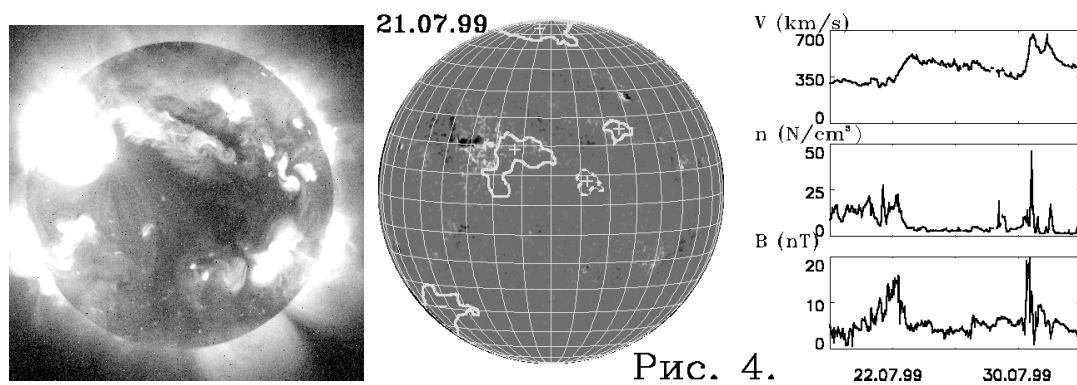
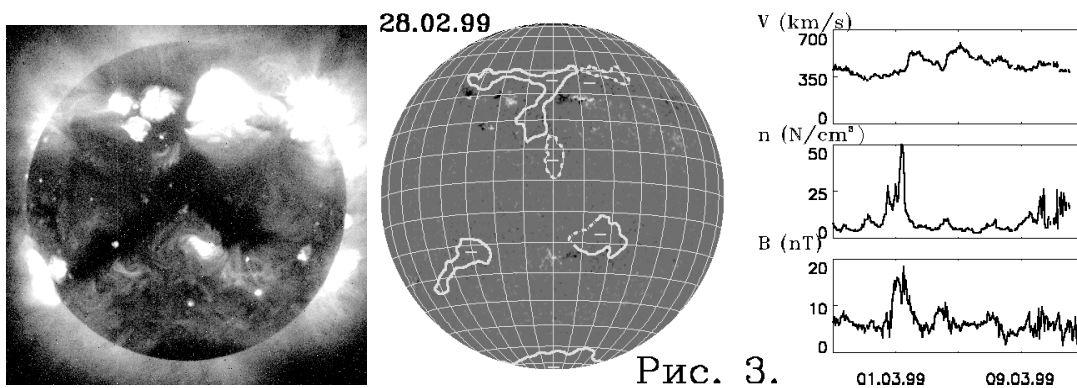
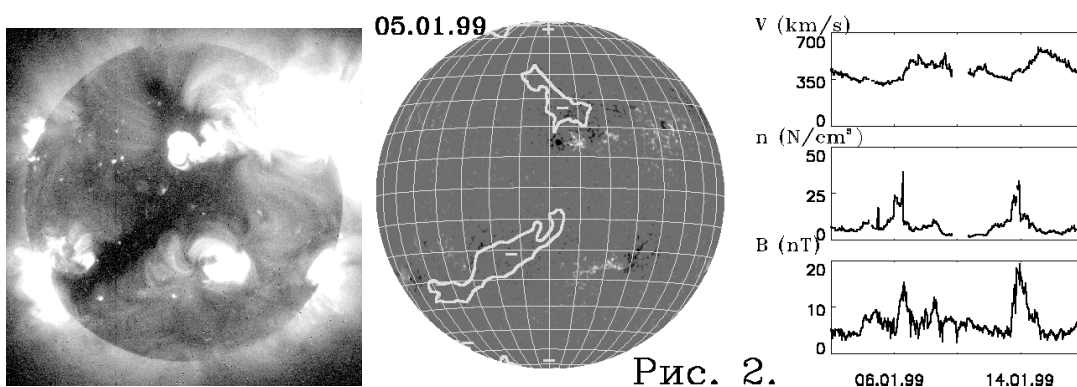
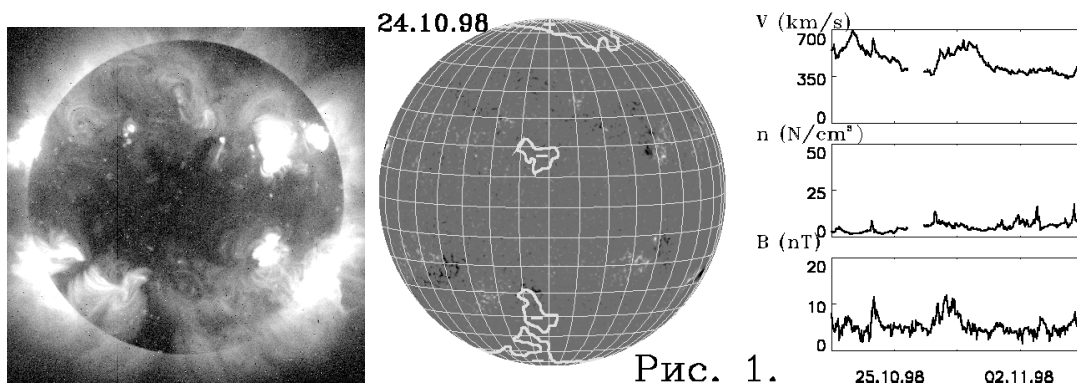
верхней хромосферы и нижней зоны переходной области в области расположения экваториальной КД и невозмущенной области.

КД связывают с областями открытых конфигураций магнитного поля, являющихся источниками высокоскоростных потоков солнечного ветра [6]. Однако далеко не всякое прохождение отдельных КД по центру диска Солнца вызывает изменение параметров солнечного ветра. Возможно, что это можно объяснить тем, что не все КД имеют открытую конфигурацию магнитных полей. Так исследование Степанян и Маланушенко [7] показало, что знаки магнитного поля на уровне фотосферы и поверхности источника ( $2,5 R$ ) у ряда КД противоположны, а также, что площадь у некоторых КД с высотой убывает.

В данной работе проводится исследование изменения параметров солнечного ветра и их связь с КД и арочными структурами в атмосфере Солнца за период 1996-2000 годов на основе ежедневных данных обсерватории Китт Пик, спутника *Yohkoh* и базы спутниковых данных параметров солнечного ветра OMNI. Характер изменения параметров солнечного ветра различен на различных стадиях фазы роста солнечной активности и отражает динамику глобальных магнитных полей Солнца [8]. С ростом солнечной активности растет и число КД источников высокоскоростных потоков солнечного ветра [9]. В работе Иванова [10] выявлена связь между крупномасштабными магнитными полями на Солнце и межпланетным магнитным полем на орбите Земли. На рис. 1-6 показаны КД по данным *Yohkoh* (слева), совмещенные изображения магнитограмм полного диска Солнца и карт расположения КД в линии He I  $10830 \text{ \AA}$  (в центре) и параметры солнечного ветра на орбите Земли: скорости, плотности, и значения напряженности магнитного поля. КД всегда располагаются в униполярных магнитных областях. Площади КД в линии He I меньше. Для отдельных КД их форма и площадь значительно изменяются ото дня ко дню, но при этом они не выходят за границы КД регистрируемых по данным *Yohkoh*, и остаются все время в пределах одной и той же униполярной области. Часто КД наблюдаются сначала только по данным *Yohkoh* и лишь спустя какое-то время в линии He I. В пределах одной КД по наблюдениям в *Yohkoh* может наблюдаться несколько корональных дыр в линии He I. Границам КД уделяется особое внимание, поскольку рядом исследователей им отводится важная роль в процессе формирования как высокоскоростных, так и низкоскоростных потоков солнечного ветра. Согласно исследованию Козловой и Сомова [11] наблюдается преимущественный подъем вещества в КД и опускание вещества по границам не возмущенной сетки со скоростями до  $2,3 \text{ км/с}$ . В линии He I обнаружены "темные точки" в виде цепочек, окружающих КД с увеличением лучевых скоростей подъема вещества. Ванг [12] отмечает также два типа низкоскоростных потоков солнечного ветра связанных с резким изменением значений магнитного поля на границах больших



полярных корональных дыр и формирующихся над небольшими КД. Кахлером и Хадсоном [13] по данным ИСЗ *Yohkoh* были выделены три



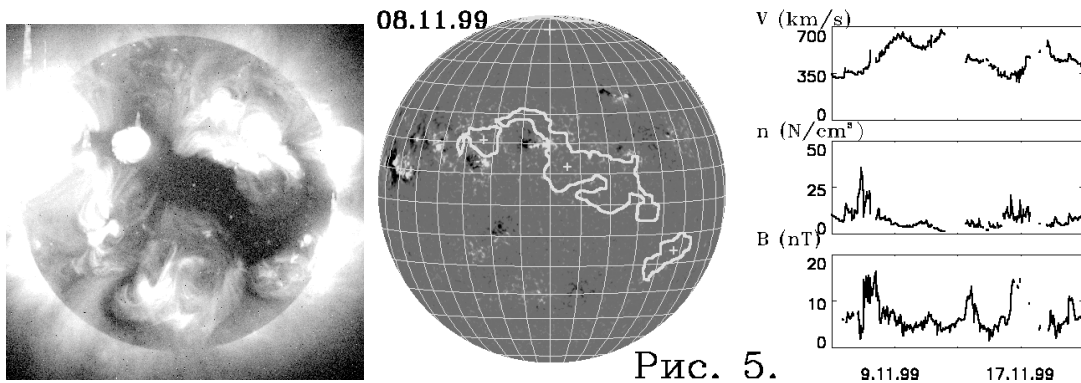


Рис. 5.

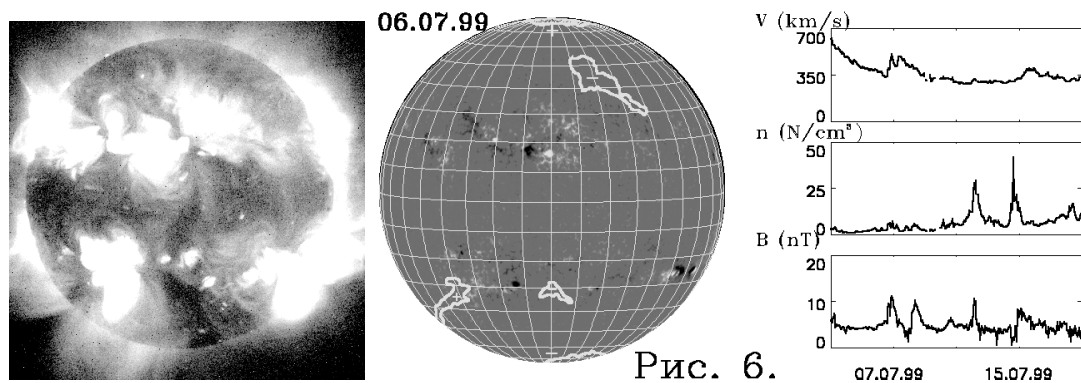
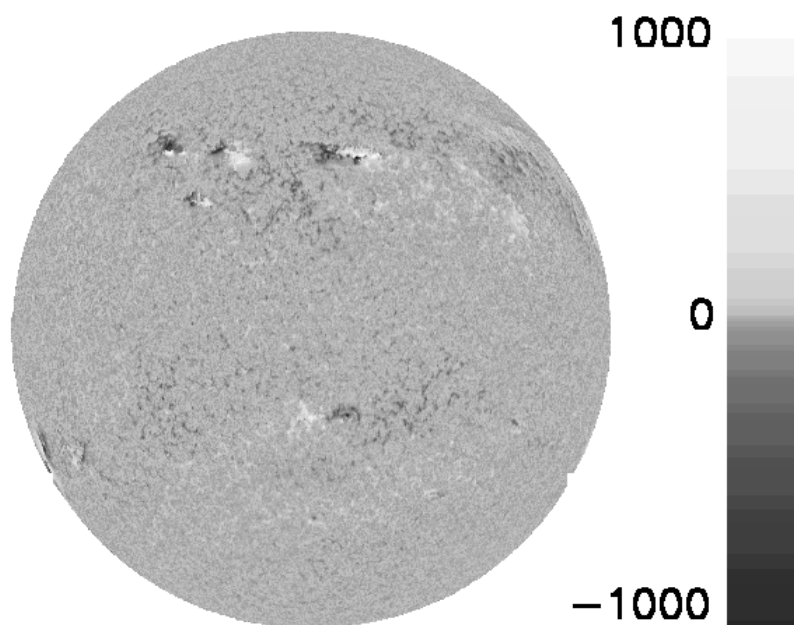


Рис. 6.

типа границ КД: границы диффузные, резкие границы у КД, расположенных рядом с областями с совпадающими полярностями активных областей и петлеобразные на границах КД и магнитных полей активных областей противоположной полярности.

Рассмотрение особенностей параметров солнечного ветра и структуры магнитных полей, соответствующих этим трем типам границ КД показывает, что параметры солнечного ветра отражают эти особенности. Так для резких границ КД, наблюдаемых на границах с активными областями характерен резкий рост значений скорости потока солнечного ветра до значений 700 км/с (рис. 4), а для диффузных границ характерен плавный градиент и более низкие значения (рис. 1). Для петлеобразных их ход соответствует модели Ванга и др. [14] в которой самые низкоскоростные и плотные потоки формируются в вершинах арок стримеров, и главным образом из вещества петель на границах КД со значениями скорости 300-400 км/с и повышенными значениями плотности потока (рис.2, 6). Швадрон и др. [15], Ванг и др. [16] предложили модели, в которых низкоскоростные потоки формируются на основе вещества запасенного в петлях активных областей и энергия высвобождается благодаря механизму пересоединения закрытого поля этих петель с областями открытых конфигураций. Рассмотрение конкретных КД показало, что если КД или часть ее перекрывается арками, то высокоскоростные потоки не формируются. Это можно видеть на примере рис. 3, 4. КД по данным Yohkoh занимают всю центральную область диска

Солнца, но в центре наблюдаются арочные структуры. Это отражается в изменениях параметров солнечного ветра.



**Рис. 7.**

Высокоскоростные потоки, наблюдаются вне арочных структур, а в зоне арок наблюдается понижение скорости и увеличение плотности (рис. 2, 3, 6). Максимальные значения скорости потоков солнечного ветра наблюдаются в случаях когда КД в линии He I 10830 Å и Yohkoh совпадают, а также когда корональная дыра примыкает к активной области (рис. 4, 5). Это подтверждает вывод Мустеля и Куклина о том, что высокоскоростные потоки не образуются в активных областях и не избегают их, а источник их находится рядом с активными областями.

На рис. 7 отдельно показана магнитограмма за 28.02.1999 г. (рис. 3) с увеличенным контрастом слабых магнитных полей. Видно, что области КД, регистрируемых в линии He I 10830 Å соответствуют зонам с повышенным значением напряженности магнитного поля доминирующей полярности для данной КД на фотосфере. Для этих областей характерны следующие параметры: средняя напряженность магнитного поля для элементов доминирующей полярности с напряженностью выше 20 Гс порядка  $-70$  Гс, противоположной 40 Гс, для всех элементов: соотношение 25-35 Гс к 6-8 Гс. Максимальные значения соответственно равны примерно 400 Гс и 200 Гс. Для областей КД, регистрируемых только по данным Yohkoh дисбаланс не так значителен. Соотношение значений напряженности магнитного поля доминирующей и противоположной полярностей составляет примерно 50 Гс к 30 Гс для элементов с напряженностью выше 20 Гс и 10-16 Гс к 6-8 Гс для всех элементов. Также понижены и максимальные значения для элементов доминирующей полярности до 200 Гс, а противоположной изменяются

значительно меньше или остаются теми же. Примерно такие же соотношения наблюдаются и для других КД. Проведенные ранее исследования [17] показали, что в областях расположения КД структура магнитного поля фотосферы сильно отличается от структуры невозмущенных областей. В областях расположения КД наблюдается постоянная составляющая радиальной скорости вещества деталей сетки на уровне фотосферы направленная вверх.

В заключение следует отметить, что высокоскоростные и низкоскоростные потоки солнечного ветра формируются в различных областях. В формирование высокоскоростных потоков вовлечены самые глубокие слои атмосферы Солнца, вплоть до фотосферы и большое значение для их формирования имеет наличие рядом активных областей. Тогда как низкоскоростные потоки формируются высоко в короне в вершинах арочных структур.

Автор выражает благодарность за возможность использования данных базы OMNI National Space Science Data Center и данных спутника Yohkoh, предоставляемых через систему INTERNET. NSO/Kitt Peak data used here are produced cooperatively by NSF/NOAO, NASA/GSFC, and NOAA/SEL.

### Литература

1. Лотова Н.А., Обридко В.Н., Владимирский К.В., АЖ, 2002, Т.79, N 4, с 377-384.
2. Woo R., Nature, 1996, V.379, p.321-322.
3. Insley J. E., Moore V., Harrison R.A., Solar Physics, 1995, V.160, p.1.
4. McKenzie J.F., Banaszkiwicz M., Axford W.I., Astronomy and Astrophysics, 1995, V.303, N.3, p.45.
5. Bocchialini K. and Vial J.-C, Solar Physics, 1996, V.168, 37.
6. Nolte J.T., Krieger A.S., Timothy A.F., Gold R.E., Roelof E.C., Vaiana G., Lazarus A.J., Sullivan J.D., and McIntosh P.S., Solar Physics, 1976, V.46, p.303.
7. Степанян Н.Н., Маланушенко Е.В., Изв. КрАО, 2001, т.97, с.76.
8. Биленко И.А., Труды научной конференции стран СНГ и Прибалтики, «Активные процессы на Солнце и звездах», Санкт-Петербург, 2002, с.144.
9. Bilenko, Solar Physics, 2001, V.199, p.23.
10. Иванов Е.В., Солнечные данные, 1987, N.1, с.59.
11. Козлова Л.М., Сомов Б.В., АЖ, 2000, т.77, N.6, с.460.
12. Wang Y.-M., ApJ, 1994, V.437, p.L67.
13. Kahler S.W., Hudson H.S., ApJ, 2002, 574, p.467.
14. Wang Y.-M., et al., ApJ, 1998, 498, p.L165.
15. Schwadron N.A., Fisk I.A., Zurbuchen T.H., ApJ, 1999, 521, 859.
16. Wang Y.-M., Hawly S.H., Sheely N.R., Jr., Science, 1996, 271, 464.
17. Биленко И.А., Кононович Э.В., Труды конференции: «Структура и динамика солнечной короны», Троицк, 1999, с.34.



**ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ ЛИВНИ В РОССИИ В СОПОСТАВЛЕНИИ  
С СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТЬЮ  
И ГЕОМАГНИТНОЙ ВОЗМУЩЕННОСТЬЮ**

**Вальчук Т.Е.<sup>1</sup>, Кононова Н.К.<sup>2</sup>, Чернавская М.М.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*ИЗМИРАН, г. Троицк М.о., Россия*

<sup>2</sup>*ИГ РАН, Москва, Старомонетный пер., 29, Россия*

**SEARCH OF CONNECTION BETWEEN SOLAR ACTIVITY  
AND METEOROLOGICAL EXTREMES**

**Valchuk T.E.<sup>1</sup>, Kononova N.K.<sup>2</sup>, Chernavskaya M.M.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*IZMIRAN, Troitsk, Moscow reg., Russia*

<sup>2</sup>*IG RAS, Moscow, Staromonetny 29, Russia*

**Abstract**

*Meteorological extremes are very important material for analyzing because they have the serious ecological and economical consequences. In summer they are: temperature extremes, storms, strong winds, squalls, heavy shower, hails, whirlwinds and others. The heavy shower in July 1991-2002 at Russia has been analyzed. Their connection with the atmospheric circulation has been considered. The circulation types, responsible for heavy shower, have been revealed. The connection of heavy shower with solar and geomagnetic activity has been studied. The response of heavy showers on solar flare presence in geoeffective regions on solar disk has been recognized. The analysis of solar wind parameters mainly reveals the time interval coincidence of the solar wind velocity and plasma concentration rising with heavy showers. Probably, individual events of disconnection may be accounting for characteristic features of tropospheric circulation. Solar activity (solar flares, coronal mass ejections, filament eruptions, solar characteristic radiation bursts and other) tentatively may influence on the complex nonlinear processes forming of extreme heavy showers.*

**Типы атмосферных циркуляций и экстремальные ливни**

Рассмотрена связь ливней в июле месяце на территории России в период 1991-2002 гг. с макроциркуляционными процессами Северного полушария в типизации Б.Л. Дзердзеевского [1]. В этой типизации выделено 13 типов циркуляции, 41 элементарный циркуляционный механизм (ЭЦМ), каждый из которых отличается характерным расположением областей повышенного и пониженного давления (циклонов и антициклонов) на Северном полушарии и определенными траекториями перемещения барических образований.

Проанализировано 136 периодов интенсивной ливневой деятельности (Таблица 1), в которые общее число районов, охваченных ливнями, составило 223. Из 41 ЭЦМ были выявлены 13 типичных летних

механизмов, при которых формируются ливни. На шесть основных ЭЦМ приходится 81,5% всех случаев экстремальных осадков в июле, причем ЭЦМ 13л [2] является наиболее частым (50%). Его особенности рассматривались в работах [3,4], поскольку рост ЭЦМ 13 особенно заметен в текущей циркуляционной эпохе и является особенностью последних лет. Это побуждает исследования ЭЦМ 13; в геофизике и гелиофизике ни один параметр не выказывал столь определенного и сильного роста. Такое поведение ЭЦМ 13 может служить подтверждением нелинейного характера воздействия солнечной активности (СА) на климатические процессы [5 и др.] - проблема широко обсуждается в настоящее время.

**Таблица 1**

Связь ливней на территории РФ в июле 1991-2002 гг.  
с макроциркуляционными процессами Северного полушария

<b>Общее число дат с ливнями</b>	<b>Общее число районов с ливнями в эти даты</b>
<b>136</b>	<b>223</b>
<b>ЭЦМ, при которых отмечалось наибольшее число ливней</b>	<b>% от общего числа</b>
<b>13л</b>	<b>50</b>
<b>12а</b>	<b>9,4</b>
<b>9а</b>	<b>6,6</b>
<b>8вл</b>	<b>5,5</b>
<b>6</b>	<b>5</b>
<b>10б</b>	<b>5</b>
<b>Число дат с одновременными ливнями в 3-х и более районах</b>	<b>Число районов, охваченных ливнями в эти даты</b>
<b>21</b>	<b>78</b>
<b>% от общего числа дат</b>	<b>% от общего числа ливней в разных районах в эти даты</b>
<b>15</b>	<b>35</b>
<b>Число дат с ЭЦМ 13л при ливнях в 3-х и более районах</b>	<b>Число районов, охваченных ливнями в эти даты</b>
<b>17</b>	<b>63</b>
<b>% от числа дат с ливнями в 3-х и более районах</b>	<b>% от числа одновременных ливней в 3-х и более районах</b>
<b>81</b>	<b>81</b>

При ЭЦМ 13л на Северном полюсе, в отличие от остальных типов циркуляции, формируется циклон. На территорию России происходят 3 выхода южных циклонов: со Средиземного моря на Европейскую часть и на Западную Сибирь; с Тихого океана на Дальний Восток. Отсутствие антициклона на полюсе благоприятствует перемещению южных циклонов далеко на север с большой скоростью, что способствует формированию на

атмосферных фронтах больших температурных градиентов, мощных восходящих токов и активизации грозовой и ливневой деятельности.

Отдельно проанализированы периоды, в которые ливни на территории России происходили в трех и более регионах одновременно. Такие периоды составляют 15% от общего числа случаев, при этом на них приходится 35% всех случаев ливней в разных регионах. Оказалось, что 81% всех таких периодов и всех одновременных ливней приходится на ЭЦМ 13л.

### **Солнечная активность и циркуляция атмосферы Земли**

Исторические работы А.И. Оля, Ю.И. Витинского и др. [6,7] положили начало исследованиям космофизического воздействия на атмосферу Земли. В [8] изложен подход к воздействию солнечных вспышек на атмосферные циркуляции.

Влияние вариаций СА на изменения глобальной поверхностной температуры за пять столетий в [9] объясняется воздействием релятивистских частиц космических лучей, которые влияют на фоновый аэрозольный слой в атмосфере и температуру на поверхности Земли.

В солнечном ветре (СВ) на 1а.е. проявления вспышек характерны возрастаниями концентрации протонов  $N$  и ростом скорости СВ. Вспышечные события отличаются от событий возрастания  $N$  в выбросах корональной массы (СМЕ) и волокон, а также от вариаций  $N$  в коротящихся потоках. Геоэффективность вспышек обусловлена, как известно, ростом концентрации  $N$  и наличием отрицательного  $V_z$  компонента межпланетного магнитного поля (ММП) в скоростном потоке СВ вспышечного происхождения. Сильные спорадические геомагнитные бури обусловлены мощными вспышками, индекс Dst при этом испытывает депрессию, отражающую ход магнитной бури. Но магнитосферные возмущения не всегда достигают порога магнитной бури, различные геомагнитные индексы отражают многообразие магнитосферных вариаций. Индекс AE наиболее динамично реагирует на изменения СВ, отражая его воздействие на авроральные регионы земной магнитосферы.

В [10] изучена зависимость циркуляций (индекс Е.Н. Блиновой [11] зональной циркуляции) от концентрации и скорости СВ при учете секторной структуры ММП, геомагнитная активность оценивалась индексом Ap. Получен неожиданный и интересный результат – для атмосферы все возмущенные потоки солнечной плазмы, независимо от ориентации ММП, являются эффективными [10]. Установлено, что реакция магнитосферы и атмосферы на СВ различна в зависимости от секторной структуры ММП.

Связи между интенсивностью космических излучений и выпадением дождей в 2002 г. [12] исследовали в Морском гидрофизическом институте

Севастополя. Обнаружено сходное поведение космических лучей и количества выпавших осадков.

### **Сравнение ливней со вспышками – трактовка на фоне геомагнитных событий и параметров СВ**

Посредством морфологического анализа выделим факторы, сопутствующие сильным ливням (данные изданий «Метеорология и гидрология». На основе исследований [8-10 и др.] рассмотрим данные об экстремальных ливнях в сопоставлении с каталогом вспышек (Solar Geophysical Data), индексами Dst и AE, параметрами плазмы СВ N и V, снимками SOHO и Yohkoh для идентификации АО и корональных дыр (КД) на диске Солнца (данные сети Интернет).

Временной интервал 1991-2002 гг. содержит период минимума чисел Вольфа ( $W_{1996}=8.6$ ), ветвь роста и максимум W цикла №23 СА. Отметим, что количество и качество вспышек возрастает от минимума к максимуму, затем спадает к минимуму. В минимуме вспышки немногочисленны и неинтенсивны, т.к. АО мало или вообще не наблюдается на диске Солнца.

В июле 1991г. имелись вспышки баллов M и X – совпадение вспышек и ливней однозначное, имелись 2 магнитные бури с амплитудой порядка 200 нТл.

В 1992 г. – ливневые периоды приходятся на ЭЦМ 13. Рассматривался индекс AE, как дополнительная информация о приходах потоков корпускул.

1993 г. – ливни хорошо совпадают с периодами вспышек, даже более слабых, чем M, но в геоэффективной центральной части диска. Ливни приходятся в основном на меридиональные типы циркуляций.

1994 г. – в начале месяца вспышки имеются в каждый день прохождения ливней. В конце месяца ливни приходятся на интервал ЭЦМ 13, причем  $500 < AE < 1000$  нТл с 25 июля, т.е. там корпускулярные вторжения имелись.

С 1995 г. видно хорошее соответствие ливневых периодов именно возрастаниям концентрации ионов N (заштриховано на рис.1) плазмы СВ. Прохождение КД не сопутствует ливням (18-21 июля).

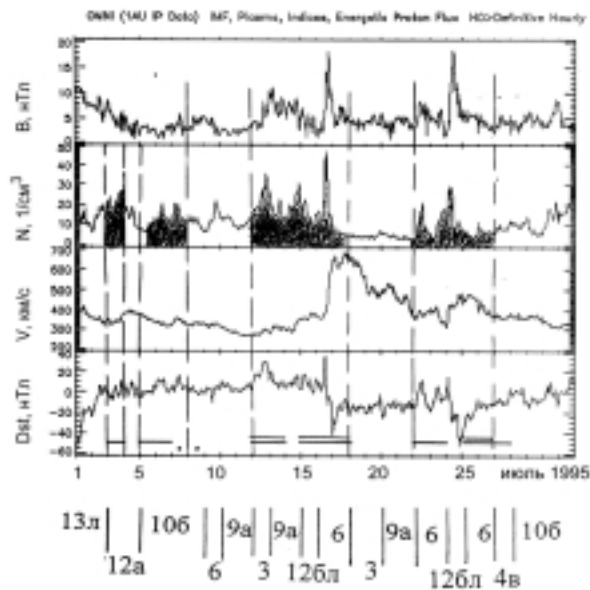
Год минимума, 1996, в июле обозначен наличием вспышек, одна даже балла M, в начале экстремальных ливней. ЭЦМ 13л совпадает с ливнями и отчетливо соответствует ливням рост N.

В 1997 г. в июле нет геоэффективных вспышек, ливни наблюдаются в интервалах ЭЦМ 13л. Июль спокоен,  $W=10,4$ ; экстремальные осадки приходятся на возрастания концентрации при одновременном росте V СВ.

В 1998 г. возрастает вспышечная активность, ливни очень интенсивны, меридиональные ЭЦМ доминируют.



В 1999 г. – ливни при меридиональных ЭЦМ, и очень хорошее соответствие ливней возрастаниям концентрации, хотя скорость СВ низкая.



**Рис.1.** Для июля 1995 г. изображены на четырех панелях сверху вниз:  $B$ (нТл) – средняя величина вектора межпланетного магнитного поля, ионная концентрация  $N$  ( $1/\text{см}^3$ ) плазмы солнечного ветра, скорость СВ  $V$  (км/с), индекс  $Dst$  (нТл). Над шкалой датировки сплошные горизонтальные линии – периоды экстремальных ливней, точки обозначают наличие вспышечных событий. Внизу обозначены типы тропосферных циркуляций (по Б.Л.Дзердзеевскому).

В 2000 г. при резком возрастании  $W$  имеется большое число вспышек в июле, 3 вспышки балла  $X$ . После вспышки 14 июля следует большая магнитная буря, ливни интенсивны.

В 2001 г. резкие возрастания  $N$  сопутствуют периодам разрозненных ливней при меридиональных ЭЦМ (13л, 12а и 9а).

2002 г. характерен в июле множеством вспышек балла  $M$ , очень сильных бурь нет, но возмущения непрерывны, и в околоземном космосе скорость СВ и его концентрация очень изменчивы. Ливни соответствуют повышениям  $N$ , а типы циркуляций в нижней атмосфере преимущественно сменяют друг друга через 2 дня, исключение составляют только два 4-х дневные интервалы ЭЦМ 13л.

### Обсуждение результатов

Экстремальные ливни в наибольшей мере представляются обусловленными ЭЦМ 13л, с отчетливой депрессией на полюсе, что обеспечивает интенсивное поступление циклонических масс влажного воздуха к высоким широтам и меридиональные прорывы холодного арктического воздуха. Динамика ЭЦМ 13л очень интенсивна, чем и провоцируется экстремальное выпадение ливней.

Вспышечные события в геоэффективном регионе солнечного диска обеспечивают поступление к Земле жестких компонент излучения, релятивистских частиц солнечных КЛ, мягкого рентгена, ультрафиолета и через определенный временной интервал порядка суток – вспышечный поток плазмы СВ. Экстремальные ливни в наибольшей степени

приходится на интервалы возрастания концентрации СВ, эта особенность видна на протяжении всего рассмотренного временного интервала.

Преимущественное наличие ЭЦМ 13 в последовательной смене циркуляций является характерной особенностью нынешней метеорологической эпохи. Столь резкий рост ЭЦМ 13 имеет конкретные физические причины – установление барической депрессии на полюсе и характерная динамика воздушных масс является наиболее выразительным признаком последних десятилетий. Солнечная активность растет все эти годы, прогнозируемого спада пока не наблюдается ни в числах Вольфа, ни в иных характеристиках СА. Перераспределение энергии в циркуляционных процессах в тропосфере может происходить под действием возмущающего фактора гелиофизической природы, “включающего” процессы перераспределения энергии в нижней атмосфере. Это процесс многофакторный, результатом его являются и экстремальные ливни.

Время завершения этой работы (конец мая 2003 г.) было отмечено двумя мощными протонными вспышками, вызвавшими большую магнитную бурю с  $Kp=9$ . В дни юбилея Санкт-Петербург осаждали надвигающиеся на город сильнейшие дождевые тучи, экстремальные ливни прошли во всей Европейской части России, Москва в течение 3-х дней была залита сильнейшими ливнями. Наступило похолодание, свойственное ЭЦМ 13л, сменившее устойчивый антициклон предпоследней недели мая. Последовательно протекавшие гелио- и геофизические события произвели мощный атмосферный отклик, и его проявлением были экстремальные ливни в первых числах июня 2003 г.

Работа выполнена по грантам 01-02-16357, 01-02-16307, 01-05-64374.

### Литература

1. Дзердзеевский Б.Л. Циркуляционные механизмы в атмосфере Северного полушария в XX столетии. Материалы метеорологических исследований. Междугосударственный геофизический комитет при Президиуме АН СССР, М., 1968. 240 с.
2. Савина С.С., Хмелевская Л.В. Динамика атмосферных процессов Северного полушария в XX столетии. Материалы метеорологических исследований № 9. Междугосударственный геофизический комитет при Президиуме АН СССР. Москва, 1984. С.5-146.
3. Вальчук Т.Е., Кононова Н.К., Мальнева И.В. и др. Солнечная активность, циркуляция атмосферы и проявления опасных природных процессов – селей и оползней. Труды Международной конференции «Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца», Санкт-Петербург, 2002. С.71-82.

4. Val'chuk T.E., Kononova N.K., Chernavskaja M.M. Climatic changes over 102 years period: helio- and geomagnetic parameters in connection with the North Hemisphere tropospheric circulation. Proceedings of the International Conference "Problems of geocosmos", Ed-s V.S.Semenov, A.M.Lyatskaya, M.V.Kubyshkina et al. St.Petersburg, 2002. P.277-280.
5. Шумилов О.И., Касаткина Е.А., Распопов О.М. и др. Оценка климатического отклика на вариации солнечной и вулканической активности. Геомагнетизм и аэрономия. 2000. Т.40. №6. С.9-13.
6. Витинский Ю.И., Оль А.И., Сазонов Б.И. Солнце и атмосфера Земли. Гидрометеиздат. Ленинград. 1976. 351 с.
7. Чистяков В.Ф. О реальности цикла солнечных пятен. Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток. Дальнаука. Труды УАФО. 2001. Т.5, вып.5. С.127-151.
8. Солнечно-земные связи, погода и климат. Под ред. Б. Мак-Кормака, Т.Селиги, У.Робертса и др. М., «Мир», 1982. 384 с.
9. Касаткина Е.А., Шумилов О.И., Распопов О.М. Предсказание температурных изменений, вызванных солнечной активностью, до 2040г. Геомагнетизм и аэрономия. 2001. Т.41. №2. С.263-266.
10. Сытинский А.Д., Боков В.Н., Оборин Д.А. Зависимость циркуляции атмосферы Земли от процессов на Солнце и в межпланетной среде. Геомагнетизм и аэрономия. 2003. Т.43. №1. С.136-142.
11. Таблицы значений индексов зональной циркуляции атмосферы на уровнях различных изобарических поверхностей 1949-1975 гг. Под ред. Е.Н.Блиновой, Л., Гидрометеиздат, 1978. 80 с.
12. Ковалев Е.Н., Игнатов Ю.С. Исследование связей высокоэнергетического фона космического излучения с гидрометеорологическими явлениями. Доклад на конференции «Солнце и космическая погода» 9-14 июня 2003 г. в Крыму.



## **О ПАРАДОКСАЛЬНОЙ СИТУАЦИИ В ТЕОРИИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ СОЛНЦА**

**Вандакуров Ю.В., Склярова Е.М.**

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021  
Санкт-Петербург, Россия, yv.mhd@mail.ioffe.ru*

## **ON A PARADOXICAL SITUATION IN THE THEORY OF DIFFERENTIAL SOLAR ROTATION**

**Vandakurov Yu. V. and Sklyarova E. M.**

*A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences,  
St. Petersburg, 194021 Russia*

### **Abstract**

*A possible reason is discussed for the recently discovered discrepancies between the experimental data on the rate of solar rotation at high latitudes, where the effect of rotation should have been expected to be very small. We assign these discrepancies to the fact that heat transport undergoes in this region a change in character, because, in contrast to a nonrotating medium, a radial displacement of a convective element in a rotating medium involves excitation of an unbalanced azimuthal force.*

В современной динамо теории принимается, что генерирующиеся в конвективной зоне вязкие силы способствуют как поддержанию наблюдаемого дифференциального вращения, так и генерации магнитного поля. Детальные расчеты по определению тех коэффициентов турбулентной вязкости, которые необходимы для получения вращения типа наблюдаемого на Солнце, проводились в работах Эллиота и др. [1] и Бруна и Тумре [2]. Магнитное поле в этих расчетах не учитывалось. Выяснилось, что какое-то сравнительно грубое совпадение с наблюдениями возможно при соответствующем выборе параметров турбулентной вязкости, однако, многие важные вопросы, включая и теоретическое обоснование величины упомянутых коэффициентов вязкости, остаются неясными. Заметим ещё, что само предположение о возможности поддержания дифференциального вращения турбулентными силами находится в противоречии с выводами современной необратимой термодинамики.

Существенным недостатком цитированных работ является также тот факт, что влияние магнитного поля не было учтено. Дело в том, что во вращающейся звезде теплоперенос всегда приводит к тем или иным нарушениям условий равновесия. Если речь идет о лучистой зоне, устранение таких нарушений достигается благодаря возбуждению

медленной меридиональной циркуляции Эддингтона–Свита (см. обзор в книге Тассуль [3]). В случае конвективного теплопереноса на любой радиально движущийся конвективный элемент действует несбалансированная азимутальная сила [4]. Компенсация последней силы возможна в присутствии зависящих от долготы вращательно-магнитных структур, возбуждение которых может происходить в присутствии соответствующего стационарного азимутального магнитного поля. В случае солнечной конвективной зоны по оценке, приведенной в упомянутой работе, максимум последнего поля (равный 110 кГ) достигается в подножии конвективной зоны на широте  $45^\circ$ . Можно предполагать, что такое поле является одним из основных элементов, формирующих солнечную активность.

Для построения теории этой активности большой интерес представляют пограничные зоны перехода к структурам, законы функционирования которых известны. В частности, заслуживает внимания зона высоких широт, где происходит переход к медленному вращению среды. Как раз в этой области возникает парадоксальная ситуация, выражающаяся в том, что скорость вращения претерпевает резкие скачкообразные вариации [5]. Более поздние данные одновременных наблюдений, проведенных по разным методикам [6], привели к различным скоростям вращения и к противоречащим друг другу распределениям высокоширотной скорости вращения Солнца.

Поскольку при обработке данных наблюдений в последней работе было использовано допущение о симметрии солнечного вращения относительно экваториальной плоскости, отсутствие такой симметрии на высоких широтах могло бы быть причиной обсуждаемых разногласий. Итак, возникает вопрос, является ли вращение Солнца полностью симметричным относительно экватора.

Нами проводилось изучение самоформирующихся распределений вращения солнечной конвективной зоны в приближении, что реализуется условие минимума диссипации [7]. Последнее условие ранее использовалось в ряде работ (см. обсуждение проблемы в книге Тассуль[3]). Эти исследования свидетельствуют в пользу того, что в случае симметричного относительно экватора солнечного вращения самопроизвольно устанавливается дифференциальное вращение с более быстрым вращением на высоких широтах, но эта широтная дифференциация сильнее, чем наблюдаемая на Солнце. Наиболее сильное расхождение между теоретическим и наблюдаемым вращением имеет место вблизи той точки, где на Солнце присутствуют крутильные волны. Вопрос о том, является ли последнее совпадение случайным или нет, ещё нуждается в выяснении.

Некоторые грубые предварительные расчеты говорят в пользу того, что приведенный вывод о самопроизвольном формировании

дифференциального по широте вращения солнечной конвективной зоны справедлив и в общем случае произвольной симметрии вращения относительно экватора, однако такой вывод ещё нуждается в подтверждении. Важную роль в данной проблеме могут играть вышеупомянутые зависящие от долготы моды, возбуждение которых необходимо для компенсации азимутальной силы, действующей на любой радиально движущийся конвективный элемент. Дело в том, что четность первого нижнего индекса коэффициентов, определяющих величину зависящих от долготы мод, является дополнительной по отношению к аналогичной четности индекса коэффициентов осесимметричных мод [4]. В связи со сказанным становится возможным возбуждение несимметричных относительно экватора, но симметричных относительно оси вращения мод скорости. Более детальное рассмотрение этой проблемы ещё проводится в настоящее время.

### Литература

1. J.R. Elliott, M.S. Miesch, and J. Toomre, *Astrophys.J.*, 2000, v.533, p.546.
2. A.S. Brun and J. Toomre, *Astrophys.J.*, 2002, v.570, p.865.
3. Ж.-Л. Тассуль, Теория вращающихся звезд, М., Мир, 1982.
4. Вандакуров Ю.В., *ЖТФ*, 2003, Т. 73, В. 3, С. 23-27.
5. Schou J., et al. *Astrophys.J.*, 1998, v.505, p.390.
6. Schou J., et al. *Astrophys.J.*, 2002, v.567, p.1234.
7. Вандакуров Ю.В., *Письма в АЖ*, 2002, Т. 28, В. 8, С. 633-640.





## **УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ КРОССПОЛЯРНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР**

**Васильева В.В., Макаров В.И., Тлатов А.Г.**

*Кисловодская Горная Станция ГАО РАН; solar@narzan.com*

## **CONDITIONS OF ORIGIN THE CROSSPOLAR CORONAL HOLES**

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

*Pulkovo astronomical observatory, Russia; solar@narzan.com*

### **Abstract**

*We have considered longitude distributions of high latitude coronal holes. It polar projections were built for this on synoptic maps of observatory Kitt Peak of observations in lines He10830A at period 1975-2003. Some of structures herewith possible there was interpret as coronal holes, beginning on middle or low latitudes, reaching pole and newly lowering to equator along meridians in other longitude interval. As a rule, such coronal holes has between branches longitude shift near to 180° degrees and lifetime several rotations. Most distinctly such structures appear through 1-2 after polar reversal of magnetic field of Sun on phase of decline of solar activity. Herewith longitude distributions of polar holes on opposite pole nearly always is directed under 90° to given.*

### **Введение**

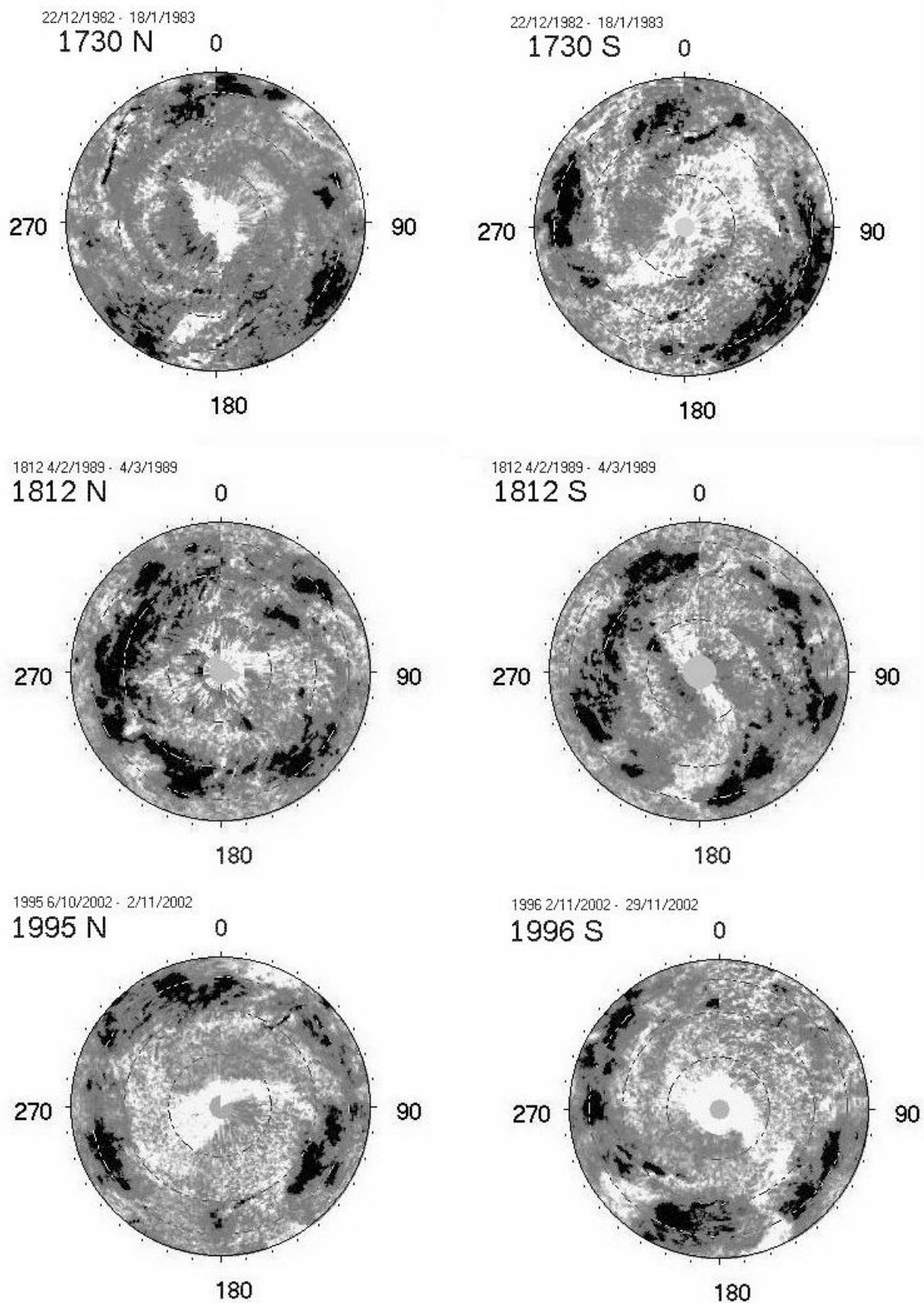
Как правило, под полярными корональными дырами понимают высокоширотные ( $>60^\circ$ ) изолированные корональные дыры [1]. Считается, что они образуются в результате дрейфа остатков активных областей на низких широтах, их число быстро растет в течение 1-1.5 лет после завершения переполюсовки магнитного поля, далее наблюдается плавный рост их площади и числа, достигая максимум в минимуме солнечной активности. Далее их число начинает уменьшаться, с появлением первых пятен нового цикла и они исчезают за 1-2 года до переполюсовки магнитного поля [1,2]. Существуют определенные различия между полярными и экваториальными корональными дырами. Так, они различаются по скорости вращения [3], уровнем долготной неоднородности [4,5], влиянием на формирование солнечного ветра и геомагнитные возмущения [6] Высказывается предположение о возможной связи полярных корональных дыр с уровнем активности следующего цикла активности [7]. Вместе с тем, деление корональных дыр на полярные и экваториальные только по признаку выше они  $60^\circ$  или ниже этого значения, возможно, является не совсем корректным. Так, анализ распределения ярких площадок в линии He10830 показывает [8], что экваториальные корональные дыры существуют на фазе роста активности

в узкой широтной зоне  $\pm 20^\circ$ . Корональные дыры на широтах выше  $40^\circ$  образуют ветви дрейфа в направлении к полюсам после переполюсовки магнитного поля и в направлении экватора. Таким образом, существует представление о полярных дырах как о структурах, занимающих полярные шапки Солнца, со слабо выраженной долготной неоднородностью. Целью данной работы являлось изучение конфигурации полярных корональных дыр на различных фазах солнечного цикла активности.

### **Обработка данных**

Исходными данными для данной работы являлись синоптические карты наблюдений в линии He10830 обсерватории Китт Пик. Корональные дыры на этих картах представлены как площадки достаточно большой площади, имеющие повышенную интенсивность. Для изучения конфигурации полярных корональных дыр в период с 1974-2003 гг. мы применили процедуру построения полярной ортографической проекции для северного и южного полюсов Солнца. Таким образом, на основе синоптических карт обсерватории Китт Пик наблюдений в линии He10830A для кэррингтоновских оборотов N1622-2003 были построены по две карты полярной проекции. Уровень контрастности выбирался таким образом, что площадки с интенсивностью более 20 единиц выглядели как белые структуры, а биполярные области и волокна как темные. Такой уровень, в целом, соответствует уровню выделения корональных дыр при ручном выделении на обсерватории Китт Пик.

Для определения долготной неоднородности корональных дыр проводился визуальный просмотр созданных рядов. Оказалось, что в периоды 1978-1980, 1983-1984, 1987-1988, 1992, 1997-1998, 2002 гг. полярные корональные дыры можно интерпретировать как структуры, начинающиеся на средних широтах, достигающие полюса и вновь опускающиеся к экватору вдоль меридианов в другом долготном интервале. Такие дыры мы называем здесь как кроссполярные корональные дыры. Примеры таких полярных корональных дыр представлены на рис. 1. Здесь приведены полярные проекции для северного и южного полушарий. Можно отметить, что корональные дыры в северном и южном полушарии имеют скрещенную ориентацию в долготном направлении. Вероятно, такие корональные дыры можно интерпретировать как суперпозицию корональной дыры полярной шапки, к которой примыкает одна или две среднеширотные корональные дыры. В тоже время для этих структур имеется ряд особенностей общих свойств. Так, в области широт выше  $\sim 40-60^\circ$  корональная дыра вытянута вдоль прямой линии. На более низких широтах заметны характерные



**Рис.1.** Полярные проекции северного (слева) и южного полушарий наблюдений в линии He10830 для некоторых оборотов 1982, 1989, 2002 годов. Светлыми областями выделены области повышенной эмиссии, ассоциируемые с корональными дырами.

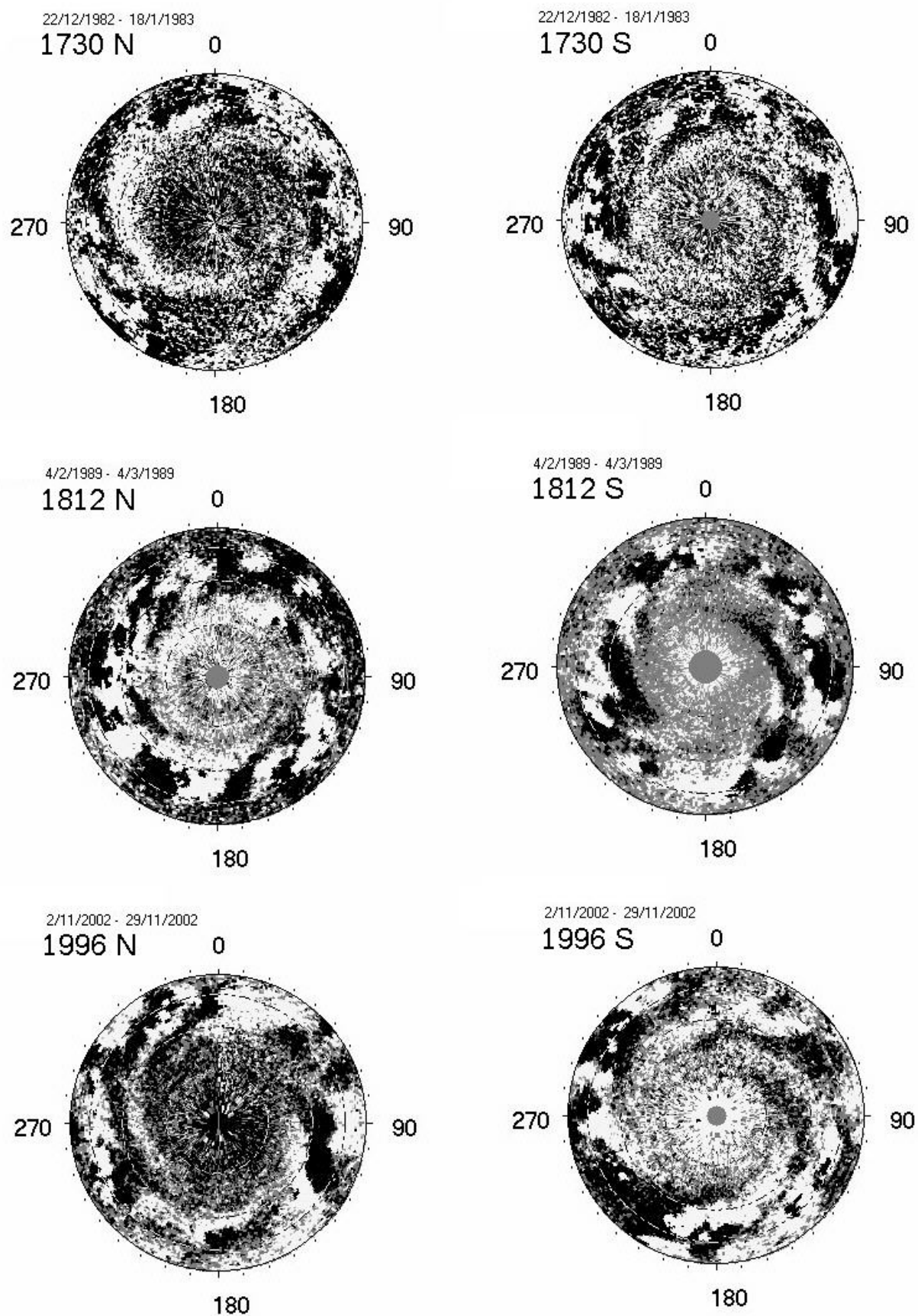
спиралеподобные загибы, образующиеся вследствие дифференциального вращения. Наибольшую яркость корональная дыра имеет на высоких широтах. Такие корональные дыры подбирались на одном каком-либо полюсе Солнца. Одновременно на рис.1 представлены распределения на противоположных полюсах. Здесь нужно отметить, что на противоположном полюсе также существуют корональные дыры, вытянутые вдоль образующей, составляющей  $90^\circ$  с образующей корональной дыры противоположного полушария. Такое соответствие отмечается практически для всех рассмотренных структур. Также существует периодичность появления подобных корональных дыр в соответствие с фазой солнечной активности, а именно на фазе спада, спустя 1-2 года после переполусовки и иногда на стадии роста нового цикла активности. Вероятно, этот факты позволяют говорить о регулярности и неслучайного обнаружения кроссполярных корональных дыр.

Очевидно, что основную роль в формировании корональных дыр играет поверхностное магнитное поле. Поэтому, аналогичные полярные карты магнитных полей строились по синоптическим картам магнитографа обсерватории Китт Пик. На рис. 2 представлены полярные проекции магнитного поля для полярных дыр, приведенных на рис.1. На них светлыми и темными тонами представлены соответственно положительные и отрицательные магнитные поля. Заметной долготной неоднородности в полярности магнитных полей, под кроссполярными корональными дырами не отмечается. В эпоху близкую к переполусовки магнитного поля, на высоких широтах отмечаются значительные участки Солнца занятые магнитными полями различного знака. Но корональные дыры расположены только в областях занятыми магнитным полем, доминантным на полюсе (см. например фиг. 2 для оборота N1812). По краям языков, нового магнитного поля в линии He10830 могут наблюдаться яркие площадки небольшого размера.

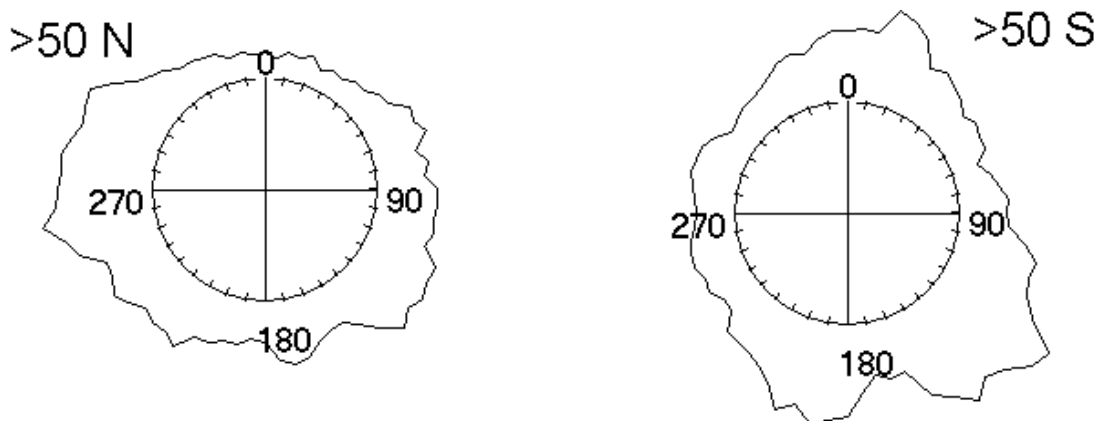
Долготная неоднородность корональных дыр носит устойчивый характер на протяжении 1-2 лет. На рис. 3 представлено распределение площади полярных корональных дыр по долготе в период 2001-2002 гг. Распределения неоднородно по долготе. Имеются активные долготы в первом приближении разнесенные на  $180^\circ$ , так в северном полушарии это долготы  $90^\circ$  и  $270^\circ$ , а южном  $0^\circ$  и  $180^\circ$ . Долготное распределение северного и южного полушарий можно интерпретировать как взаимно перпендикулярное. Направление неоднородности соответствует конкретному примеру для периода октября-ноября 2001, приведенного на рис. 1.

Таким образом, полярные корональные дыры являются лучшим индикатором высокоширотной долготной неоднородности. Взаимное





**Рис.2.** Полярные проекции магнитных полей по данным Китт Пик, для соответствующих карт в линии He10830.



**Рис. 3.** Долготное распределение площади высокоширотных корональных дыр для периода 2001-2002 гг. для северного и южного полушарий.

ортогональное расположение полярных дыр в северном и южном полушариях, возможно, связано с секторной структурой ММП. Также следует отметить, что время их появления после максимума активности и переполюсовки магнитного поля Солнца совпадает с максимумом геомагнитных возмущений по *aa* индексам.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 02-02-16035 и 03-02-16091; ФНТП Астрономия; Программы Нестационарные процессы в астрономии; Договора ГАО-ИКИ “Топология магнитного поля Солнца...”

### Литература

1. Harvey, K. L., Recely, F. 2002. *Solar Phys.*, v. 211, p. 31.
2. McIntosh, P. S. 2002, *American Astronomical Society Meeting 200*, #57.03
3. Insley J.E., Moore V, Harrison R.A., 1995, *Solar Phys.*, v.160, p.1.
4. Sanchez-Ibarra, A. 1990, *Solar Physics*, v. 125, p. 125-132.
5. Иванов В.Г., Ихсанов Р.Н., 1997, тр.конф. *Соврем. пробл. солн. цикличности.*, ред. В.И.Макаров, В.Н.Обридко, С.-Петербург, с.76.
6. Sheeley, N. R., Jr. 1991, In: *Solar Wind Seven; Proceedings of the 3rd COSPAR Colloquium*, Goslar, Germany, , p. 263-271.
7. Bravo, S.; Stewart, G. 1994, *Solar Physics*, vol. 154, p. 377.
8. Тлатов А.Г., Тавастшерна К.С. 2002, в сб. *Солнечная активн. и косм.лучи.*, ред. В.И.Макаров, В.Н. Обридко, С.-Петербург, с. 549.

## **ON THE RESIDUAL, 11- AND 22-YEAR VARIATIONS IN THE GALACTIC COSMIC RAY INTENSITY**

**Webber W.R.<sup>1</sup>, Krainev M.B.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *New-Mexico State University, Las-Cruces, NM, USA, bwebber@nmsu.edu*

<sup>2</sup> *Lebedev Physical Institute, RAS, Leninsky Prospect, 53, Moscow, Russia,  
krainev@fian.fian.dns.mipt.ru*

### **Abstract**

*The data on the galactic cosmic ray intensity near the Earth and in the distant heliosphere allow determination of the radial profiles of the intensity corresponding to the minima and maxima of the solar cycles 22 and 23. These profiles and the new definitions of the residual and 11-year intensity modulations to make them independent on the phase of the 22-year variation are briefly discussed. Special attention is paid to the conditions when it could be useful using these new definitions.*

### **Introduction**

In the last decade the role attributed to the cosmic rays in the terrestrial atmospheric activity increased and accordingly increased the interest of the space-weather community to the cosmic ray variations, the heliosphere and so on. Among the cosmic ray variations of different time scales the special interest is attracted to the long-term ones (with time scale  $\tau \geq 11$  years) both because of their large amplitude and as they may influence the most interesting long-term (climatic) atmospheric changes. These variations include the following ones: the residual modulation of the interstellar galactic cosmic ray (GCR) intensity to that characterizing the least degree influence by the solar activity during the solar cycle (SC) minima,  $J_{IS} \rightarrow J_m$ ; the 11-year modulation of the above residual distribution of GCRs by the most active Sun during the SC maximum,  $J_m \rightarrow J_M$ ; and, last, the 22-year variation of the GCR intensity between successive solar minima, due to changing polarity distribution of the large-scale interplanetary magnetic field (IMF). This polarity is usually described by the quantity  $A=+1$  or  $A=-1$ , which sign coincides with that of the radial component of the high-latitude magnetic field in the northern photosphere. So the 22-year variation in the GCR intensity can be denoted as  $J_{m,+} \leftrightarrow J_{m,-}$ , where the second subscript is the sign of  $A$ .

In the last two solar cycles (SC 22-23) the unique arrangement of the spacecraft in the heliosphere allows one to study not only the GCR intensity variations near the Earth but also their large-scale distribution in the heliosphere. Recently in papers [1-3] the radial dependence was studied for all three main long-term GCR intensity variations. Here we briefly consider the results of these papers and then discuss in more details the new definitions of the main long-

term GCR variations, suggested in [3], in particular, the conditions, when it could be useful using them.

### The radial profiles of the GCR intensity and its usual main variations

During the last two solar cycles the GCR intensity for protons and other nuclei has been continuously measured aboard a net of spacecraft (*IMP-8*, *Pioneer-10*, *11*, *Voyager-1*, *2*). For each spacecraft both the pronounced 11-year (or solar cycle) variation opposite in phase to that in the sunspot number and the 22-year variation manifesting itself as the alternation of the higher and lower intensities during successive solar minima are present. Besides, there is a significant difference in the time profiles for different spacecraft. As the most important cause of this difference is the GCR intensity dependence on the heliocentric distance, knowing the time history of this distance it is possible to construct the radial profile of the GCR intensity for different phases of the solar cycle. This task is the easiest for the extreme SC phases (minima and maxima) as these phases are marked by the extremes (maxima and minima, correspondingly) in the GCR intensity time profiles.

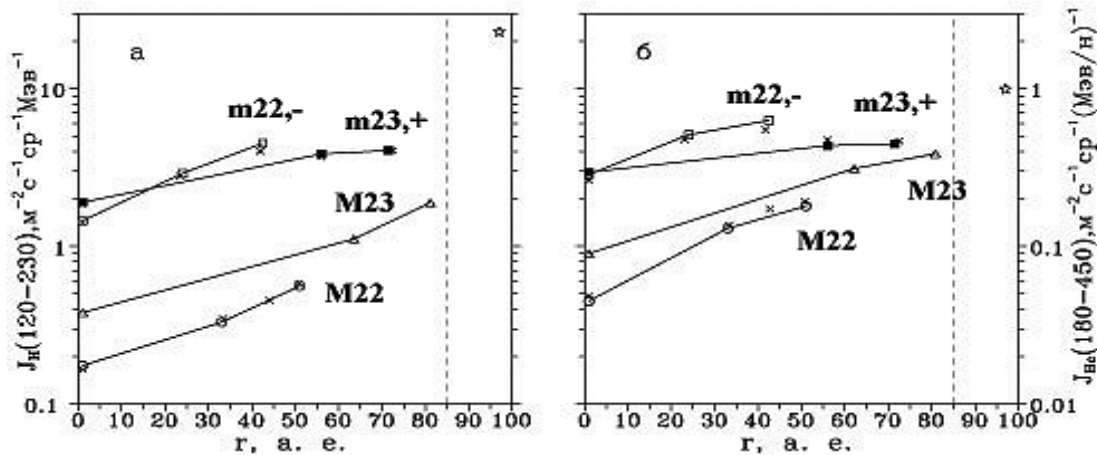


Figure 1.

The radial profiles of the GCR intensity in the SC extreme phases are shown in Fig. 1 for the protons with the kinetic energy  $T=130-240$  MeV (panel *a*) and for the helium nuclei with  $T=180-450$  MeV/n (*b*). The lines for maxima of SC 22 and 23, are marked as  $M_{22}$  and  $M_{23}$ , respectively, while those for minima of the same SCs are marked as  $m_{22,-}$  and  $m_{23,+}$ , according to the sign of  $A$  for minima of the 22<sup>nd</sup> and 23<sup>rd</sup> SC, respectively. The “stars” near the right ordinate axes and the vertical dashed lines show the expected quantities – the interstellar intensities and position of the solar wind termination shock – according to [1, 2].

Before discussing the conclusions made in [1-3] from the radial profiles of the GCR intensity corresponding to the minima and maxima of the SC22-23, let us note another advantage of using these radial profiles. If one considers the GCR intensity  $J(t)$  changing at the fixed heliocentric distance (e.g., near the



Earth,  $r=1$  AU), the knowledge of the extreme intensities -  $J_{m,+}$ ,  $J_{m,-}$ , and  $J_M$  - allows him to predict with better assurance the GCR behavior or to estimate the degree of, e.g., the normalized modulation,  $\tilde{M} = (J_m - J(t))/(J_m - J_M) \cdot 100, \%$ , where  $J_m$  stands for  $J_{m,-}$  or  $J_{m,+}$  depending on the phases of the solar and magnetic cycles. Quite similarly the knowledge of the radial profiles of the extreme intensities,  $J_{m,+}(r)$ ,  $J_{m,-}(r)$ , and  $J_M(r)$ , allows one having  $J(r, t)$  at the changing  $r(t)$  to better predict the GCR behavior and to normalize its modulation using generalized expression  $\tilde{M} = (J_m(r(t)) - J(r(t), t))/(J_m(r(t)) - J_M(r(t))) \cdot 100, \%$ .

Now let us return to the conclusions of [1-3]. As one can see from Fig. 1, the GCR intensity for all SC phases is significantly lower than that in the interstellar medium, necessitating the strong modulation of the intensity in the part of the heliosphere beyond the solar wind termination shock. The radial profiles of the GCR intensity for the maxima of SC 22 and 23 are different which corresponds to the different maximum levels of the sunspot activity in these cycles. The special attention must be given to different slopes of the radial profiles in the GCR intensity, corresponding to the successive solar minima (and, consequently, opposite sign of  $A$ ).

This last fact makes the usually defined main long-term GCR modulations - the residual,  $J_{IS} \rightarrow J_{m,+/-}$ , and the 11-year,  $J_{m,+/-} \rightarrow J_M$ , ones - dependent on the phase of the 22-year, or magnetic, variation,  $J_{m,+} \leftrightarrow J_{m,-}$ .

### **On the new definitions of the residual and 11-year GCR intensity variations**

In [3] we considered it strange that both the residual GCR modulation (which from our, probably naïve, point of view should characterize the decrease of the intensity from its level in the local interstellar medium to that corresponding to the most quiet Sun) and the 11-year GCR modulation (which should characterizes the decrease in the intensity due to the growth in the level of the disturbance of the heliospheric magnetic field from the minimum to the maximum of the solar activity) depend on the phase of the solar magnetic cycle. Of course, we understand that it is due to the fact that the changes in the sunspot activity are coexisting with the magnetic solar cycle, which influences the cosmic rays especially during low solar activity.

Nevertheless we tried to estimate the characteristics of the GCR variations in their “naïve” sense. It could be done if one considers the GCR intensity in the solar minimum with the “switched-off” magnetic cycle ( $J_{m,0}$ ). Then we redefined residual and 11-year modulations of the GCR intensity as  $J_{IS} \rightarrow J_{m,0}$  and  $J_{m,0} \rightarrow J_M$ , respectively, independent on the phase of the 22-year variation of the intensity,  $J_{m,+} \leftrightarrow J_{m,-}$ . Of course, it is impossible to switch-off the magnetic cycle in the real heliosphere, however we can get some notions about  $J_{m,0}$  solving the usual boundary problem for  $J(r, t)$ , taking  $A=0$  (i. e., without the magnetic drifts and so on). It follows from [4], that as the most crude approximation one can use  $J_{m,0} \approx (J_{m,+} + J_{m,-})/2$ . Using this approximation we found in [3] rather unusual

fact, that the amplitude of the 22-year variation in the GCR intensity grows with the heliocentric distance, while those of the residual and 11-year variations, as one would expect, decrease to the outer heliosphere.

However, we feel, that the introduction of new notions should be better justified. If we suggest to consider the GCR intensity  $J_{m,0}$  corresponding to the “switched-off” magnetic drifts in the periods when this drift is actually the strongest factor, we should demonstrate that this virtual intensity and the new definitions of the GCR modulations connected with it can help us to better understand the real variations of the GCR intensity or, at least, we should formulate the conditions when it is possible.

Let, as we discussed in [5], the GCR intensity be governed by the heliospheric factors of both toroidal ( $T$ ) and poloidal ( $P$ ) branches,  $J_{T,P}$ . The first group could be characterized by the strength  $B_{IMF}$  of the interplanetary magnetic fields. To characterize the phase of the  $P$ -activity it is better to use, instead of  $A$ , the steadily changing magnetic axis angle  $\alpha_m$  between the angular velocity of the Sun and the dipole magnetic moment of the large-scale photospheric magnetic field (its cosine  $\mu_m$  coincides with  $A$  during the SC minima).

As an illustration in Fig. 2 the time history is shown for the SC 21-22 (1976-1997) of all three quantities - the GCR intensity (the monthly count rate  $N_{Mu}$  of the omnidirectional Geiger counter in the maximum of the transition curve in the stratosphere at Murmansk, panel  $a$ ), the strength  $B_{IMF}$  ([6],  $b$ ), and the magnetic axis angle  $\alpha_m$  ( $d$ ). The bands shaded by slashes in panels  $b$ – $d$  show the maximum SC phases according to [7]. Both the 27-day average data (the thin lines) and those 7-point smoothed (the thick lines) are shown. We define  $\alpha_m$  using the pseudo-tilt of the heliospheric current sheet ( $\alpha_t$ , [8], panel  $c$ ) as

$$\alpha_m = \begin{cases} \alpha_t & , \text{for } A=1 \\ \pi - \alpha_t & , \text{for } A=-1 \\ \frac{\pi}{2}(1-A) + \alpha_t \cdot A & , \text{for } -1 < A < 1 \end{cases}$$

where  $-1 < A < 1$  during the periods of the reversal of the heliospheric magnetic field. The process of this reversal is rather poorly studied and to show the behavior of  $\alpha_m$  in (d) we suggested that  $A$  changed linearly with time during these periods. As the periods of the reversal we took those when the heliospheric current sheet tilt  $\alpha_t > 65^\circ$ . Actually, during these periods the current sheet form is the most complicated and often there are even multiple current sheets. The vertical bands shaded by the back slashes show these periods in panels  $c$  and  $d$ .

Also for illustration the dependence  $N_{Mu}(B_{IMF}, \alpha_m)$  for SC 22 (1986-1996) is shown by the thick solid 3D line in Fig. 3 with the GCR intensities  $J_{m,+}$ ,  $J_{m,-}$ ,  $J_{m,0}$ ,  $J_M$ , and  $J_{IS}$  marked by the squares with the labels near the  $N_{Mu}(B_{IMF}, \alpha_m)$  line. The thin solid 2D line shows the projection of the  $N_{Mu}(B_{IMF}, \alpha_m)$  line on the  $(B_{IMF}-\alpha_m)$ -plane, the unlabeled squares being the projection (along the dotted

vertical lines) of the above GCR intensities on the same plane. The GCR intensity variations can be considered as the movements in  $(B_{IMF}-\alpha_m)$ -plane, the z-coordinate, the intensity, changing. Then the labeled arrows show the usual definitions of the residual and 11-year GCR intensity modulations, while the unlabeled arrows stand for the same modulations defined by us.

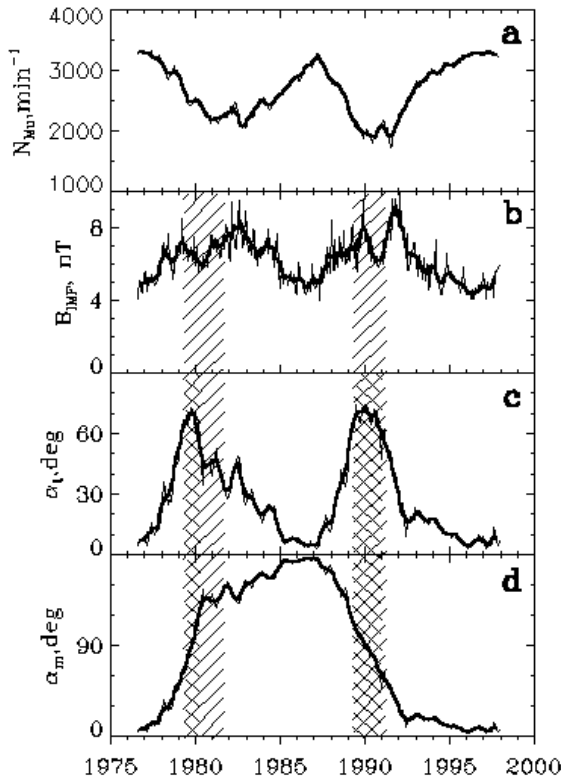


Figure 2.

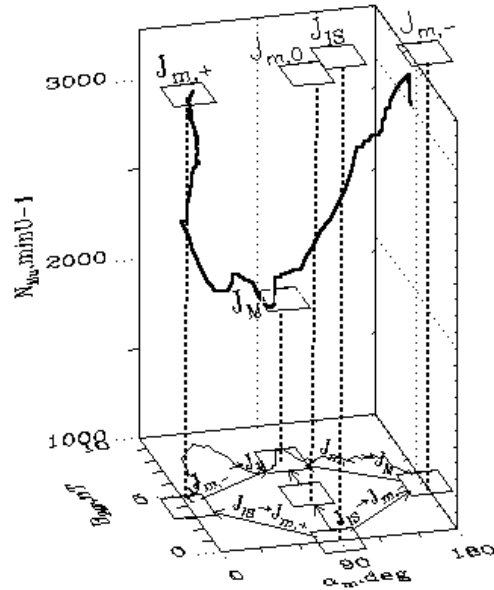


Figure 3.

So if we consider the GCR intensity variation as movement in  $(B_{IMF}-\alpha_m)$ -plane, two alternative situations are possible:

1. The GCR intensity depends not only on the position but also on the trajectory of this movement. In particular, in the SC maxima, when the reversal of the high-latitude solar magnetic fields occurs and  $\mu_M \approx 0$ , some  $P$ -effects are still important for the GCR intensity (e.g., the disordered magnetic drifts or, probably, other effects proportional to  $\partial\mu_M / \partial t$ ). In this case the suggested introduction of  $J_{m,0}$  characterized by the total absence of the  $P$ -effects, and the movement through it adds little to the understanding of the real GCR variations.
2. If the GCR intensity depends only on the position in the  $B_{IMF}-\mu_M$  plane, then, for example, its transition from point 1 ( $B1, \alpha1$ ) to point 2 ( $B2, \alpha2$ ) can be considered as subsequent transitions  $J_{B1,\alpha1} \rightarrow J_{B1,\alpha2}$ ,  $J_{B1,\alpha2} \rightarrow J_{B2,\alpha2}$  or vice versa. For the main long-term GCR intensity variations the suggested virtual state  $J_{m,0}$  plays the role of the intermediate point ( $B1, \alpha2$ ) for the 22-year variation,  $J_{m,+} \leftrightarrow J_{m,-}$ , the end point for the residual

modulation,  $J_{IS} \rightarrow J_{m,0}$ , and the starting point for the 11-year modulation,  $J_{m,0} \rightarrow J_M$ .

We believe that in the last case the breaking of the real composite GCR variation process into the succession of two subprocesses each of them characterized by the change of only one of the main modulating factors (from  $T$ - or  $P$ -branches) could help to better understand the real GCR variation. In particular, the introduction of the suggested new GCR notions -  $J_{m,0}$ ,  $J_{IS} \rightarrow J_{m,0}$ ,  $J_{m,0} \rightarrow J_M$  - can result in the better understanding of the real long-term GCR intensity variations.

### Acknowledgements

The work is done with the partial support from the RFFI (grants № 02–02–16262, 02–02–31013, 01–02–16131) and INTAS (grant № 2000-752).

### References

1. Webber W. R., and Lockwood J. A. // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. No. A12. P. 29323
2. Webber W. R., and Lockwood J. A. // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. No. A12. P. 29333
3. Webber W. R., and Krainev M. B. // Proceedings. RAS. ser. phys. . in print (in Russian)
4. Krainev M. B. // PhD Thesis. 1980. Lebedev Physical Institute AS USSR. Moscow (in Russian)
5. Krainev M. B. // These Proceedings
6. <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/omniweb/ow.html>
7. Obridko, V.N., and Shelting B.D.// Proceedings of RAS, 2003, in press (in Russian)
8. <http://quake.stanford.edu/~WSO/>

**ДОЛГОПЕРИОДНЫЕ ЭФФЕКТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ  
В ВАРИАЦИЯХ ПРИЗЕМНОГО ДАВЛЕНИЯ  
В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ**

**Веретененко С.В.<sup>1</sup>, Дергачев В.А.<sup>2</sup>, Дмитриев П.Б.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*НИИ Радиофизики СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия, vereten@SV2135.spb.edu*

<sup>2</sup>*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия, v.dergachev@pop.ioffe.rssi.ru*

**LONG-TERM EFFECTS OF COSMIC RAYS  
ON THE SURFACE PRESSURE IN THE NORTH ATLANTIC**

**Veretenenko S.V.<sup>1</sup>, Dergachev V.A.<sup>2</sup>, Dmitriyev P.B.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Radiophysics, St.-Petersburg University, St.-Petersburg, Russia,  
vereten@SV2135.spb.edu*

<sup>2</sup>*Ioffe Physico-Technical Institute, St.-Petersburg, Russia, v.dergachev@pop.ioffe.rssi.ru*

**Abstract**

*Variations of the surface pressure in the North Atlantic for the period 1874-1995 were compared with the solar activity characteristics and the galactic cosmic ray (GCR) intensity. It was found that the increase of solar activity and the decrease of GCR fluxes during the last century were accompanied by the increase of the surface pressure in the mid-latitudinal (45-65°N) belt of the North Atlantic in the cold (October-March) period. A negative correlation of the pressure variations in this region and the GCR intensity variations was also observed in the 11-yr solar cycle, mainly in the west phase of quasi-biennial oscillations of the atmosphere. The spectra of the surface pressure and of the <sup>10</sup>Be concentration which characterizes the GCR intensity were found to contain coinciding peaks at several main periods. Most significant GCR effects on the pressure variations were observed in the regions of the intensive cyclogenesis. The results obtained suggest the GCR influence on the cyclone formation and development in the North Atlantic region.*

**Введение.** Как известно, зона умеренных и субполярных широт северной части Атлантического океана представляет особый интерес для изучения изменений погоды и климата как область формирования и развития циклонов. Показано, что во время форбуш-понижений галактических космических лучей (ГКЛ) циклоническая завихренность уменьшается преимущественно в океаническом секторе умеренных широт [1]. В настоящей работе проводится исследование вариаций приземного давления в Северной Атлантике за период 1874-1995 гг. [2], позволяющее оценить изменения интенсивности циклонических процессов в этом регионе, и сопоставление этих изменений с вариациями потока ГКЛ.

**Долгопериодные колебания приземного давления в Северной Атлантике.** На рис.1а представлен временной ход приземного давления, осредненного по различным широтным областям Северной Атлантики, для

холодной (октябрь-март) половины года (толстой линией показаны 11-летние скользящие средние). Данные, представленные на рис.1а, показывают, что наряду с короткопериодными (длительностью порядка нескольких лет) флуктуациями приземное давление в умеренных и субполярных широтах ( $45-65^{\circ}\text{N}$ ) испытывает в холодное полугодие долгопериодные колебания с максимумами в 80-90 гг. XIX века и 50-70 гг. XX века. В низкоширотной части Северной Атлантики ( $20-40^{\circ}\text{N}$ ), включающей субтропический пояс высокого давления, наблюдаются изменения давления с тем же периодом, но противоположного знака. Для теплого полугодия, когда циклонические процессы менее интенсивны, аналогичных долговременных изменений давления не обнаружено.

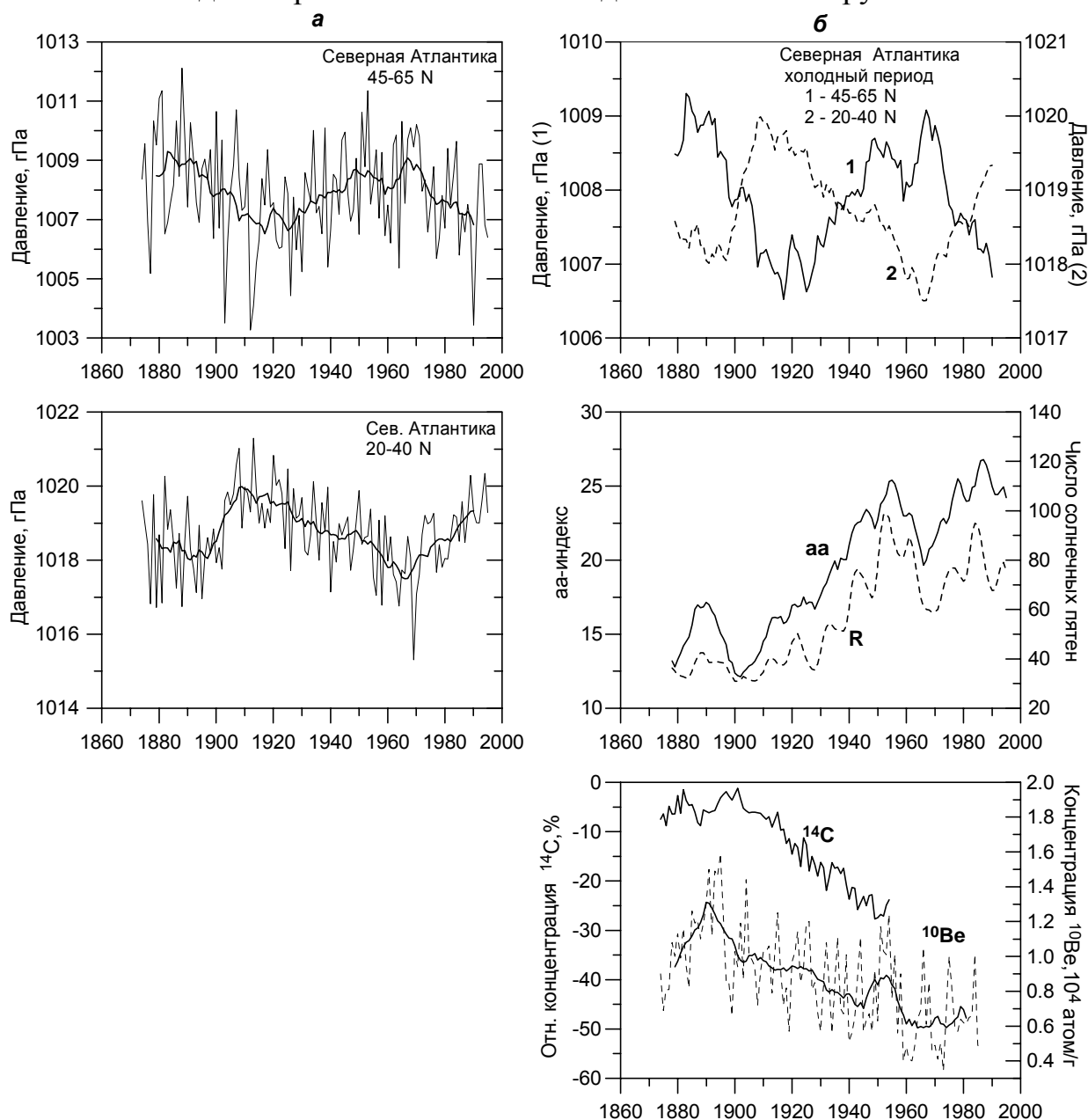


Рис.1.

На рис.1б сопоставлены 11-летние скользящие средние приземного давления в Северной Атлантике, чисел солнечных пятен и геомагнитного *aa*-индекса. На нижней панели рис.1б приведены изменения концентрации космогенных изотопов  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$ , характеризующих интенсивность потока ГКЛ [3,4]. Сравнение этих кривых показывает, что период увеличения приземного давления в области широт  $45\text{-}65^\circ\text{N}$  совпадает с периодами повышения солнечной и геомагнитной активности и соответствующего понижения интенсивности ГКЛ с начала и до 70-х гг. XX века. Наблюдаемое увеличение приземного давления в умеренных широтах свидетельствует об ослаблении циклонических процессов в этой области, которое может быть связано с уменьшением потока ГКЛ.

**Спектральный анализ исследуемых данных.** При выявлении короткопериодных колебаний давления и индексов солнечно-геомагнитной активности использовался метод построения выборочной оценки нормированной спектральной плотности [5]. Для обоснования достоверности выявленных периодичностей применялся дополнительный анализ высокочастотной составляющей исследуемых временных рядов, получаемой в результате линейной фильтрации исходных данных с различными частотами “среза” линейного высокочастотного фильтра.

Обнаружено, что спектры приземного давления существенно различаются в зависимости от широтной зоны и времени года. На рис.2а представлены выборочные оценки нормированной спектральной плотности приземного давления в Северной Атлантике в холодный период для частот “среза” 7, 11, 17, 23, 29 и 37 лет. Видно, что в этот период в умеренных широтах ( $45\text{-}65^\circ\text{N}$ ) наиболее значимы гармоники с периодами 9, 12 и 15.5-16 лет. Статистически достоверной (уровень значимости 95%) является также гармоника 10.5 лет. В низкоширотной Северной Атлантике в то же полугодие преобладают колебания с периодом 8 лет. В теплое полугодие в спектре давления в умеренных широтах практически отсутствуют гармоники, наблюдавшиеся в холодный период, основной является гармоника с периодом 20-21 год. В низкоширотной области, как и в холодное полугодие, наиболее выражена 8-летняя гармоника. Более короткие циклы (менее 7 лет) не оказывают существенного влияния на климат, поэтому в данной работе не рассматриваются.

На рис.2б представлены спектральные плотности *aa*-индекса, характеризующего геомагнитную возмущенность, которая зависит от возмущенности межпланетного магнитного поля, модулирующего потоки ГКЛ, и концентрации  $^{10}\text{Be}$ . Спектры обеих величин обнаруживают ярко выраженную 11-летнюю периодичность, но при этом устойчивые максимумы спектральной плотности наблюдаются также для периодов 12-13, 15-16 лет для  $^{10}\text{Be}$  и 13, 15-16 лет для *aa*-индекса. Сопоставление спектров вариаций давления и указанных величин позволяет предположить, что гармоники 12, 16 и 10.5 лет, наблюдаемые в умеренных

широтах Северной Атлантики в холодное полугодие, могут быть связаны с соответствующими периодическими колебаниями потока ГКЛ.

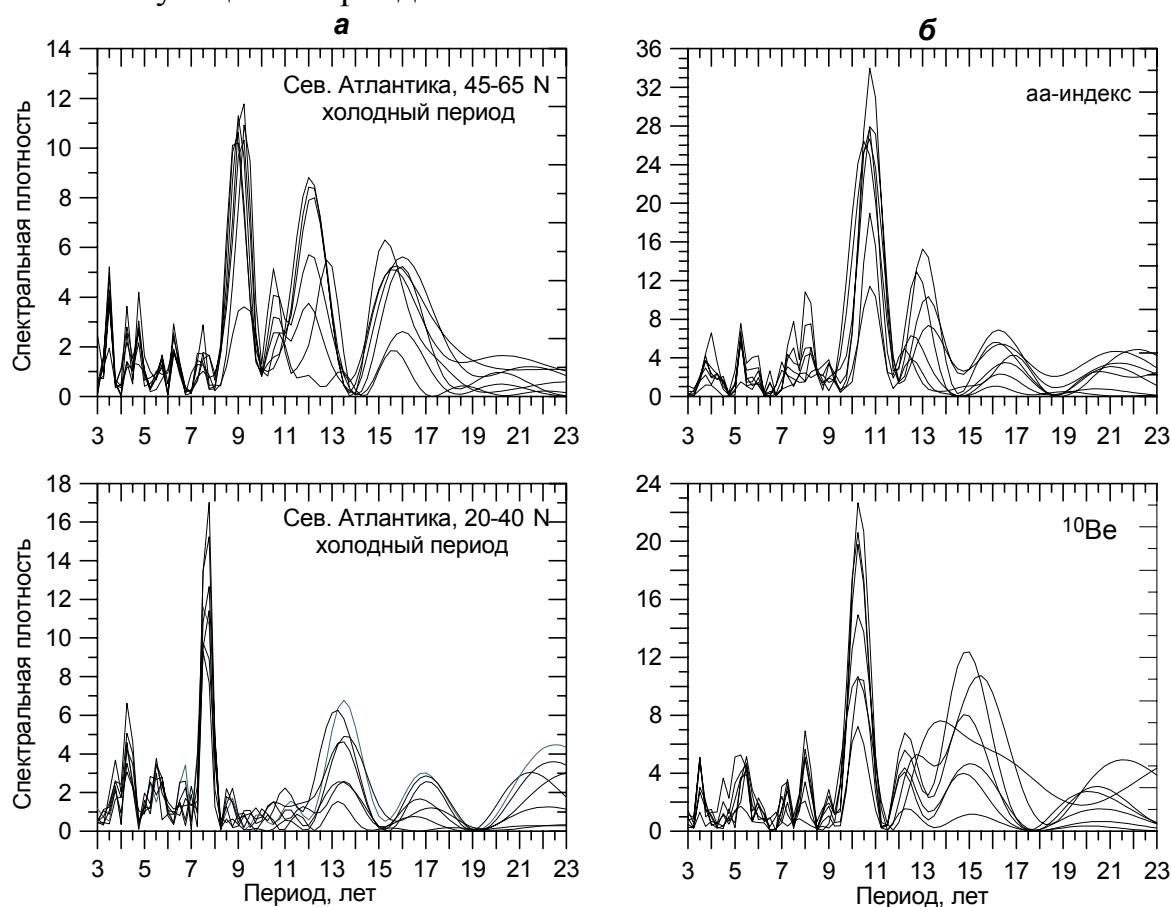


Рис.2.

**Вариации приземного давления в североатлантической зоне циклогенеза.** Известно, что важную роль в процессе циклогенеза играет адвекция холода [6]. В связи с этим наибольшая частота возникновения циклонов наблюдается в зимнее время у восточных берегов материков, где наибольшие контрасты температур сочетаются с адвекцией холода, направленной с севера материков на океаны. В Северной Атлантике зоной интенсивного циклогенеза является район, включающий п-ов Лабрадор и о. Ньюфаундленд.

Рис.3а показывает наличие тесной связи между долгопериодными колебаниями приземного давления в умеренных широтах Северной Атлантики (45-65°N) и в районе Лабрадор-Ньюфаундленд. Это позволяет предположить, что изменения давления, наблюдаемые в указанной области Северной Атлантики, обусловлены в заметной степени изменениями в условиях формирования и развития циклонов в зоне усиленного циклогенеза. В таком случае можно ожидать, что эффекты ГКЛ в вариациях приземного давления (интенсивности циклогенеза) будут наиболее четко выражены именно в этих зонах.

Действительно, в спектре приземного давления в районе Лабрадор-Ньюфаундленд в холодное полугодие (рис.3б) наряду с 9-летней



гармоникой также отчетливо видны гармоники с периодами 10.5, 12.5 и 16 лет, имеющиеся в спектрах  $^{10}\text{Be}$  и  $aa$ -индекса (рис.2б). Сопоставление

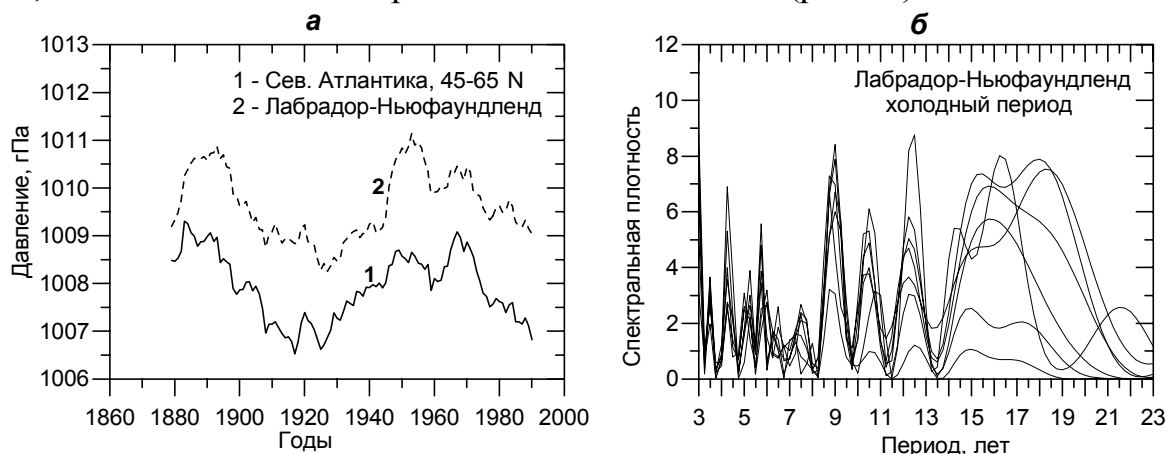


Рис.3.

выборочных оценок спектральных плотностей для исходных рядов приземного давления в указанном районе и концентрации  $^{10}\text{Be}$  (рис.4а, верхняя панель) обнаруживает идентичность периодических компонент 30-35 и 50-60 лет, что может свидетельствовать о связи между долгопериодными изменениями давления и вариациями ГКЛ наряду с данными, представленными выше на рис.1б. Для высокочастотной составляющей спектральной плотности приземного давления и  $^{10}\text{Be}$  (частота “среза” 17 лет) также обнаруживается совпадение гармоник в диапазоне периодов от 10 до 20 лет (рис.4а, нижняя панель).

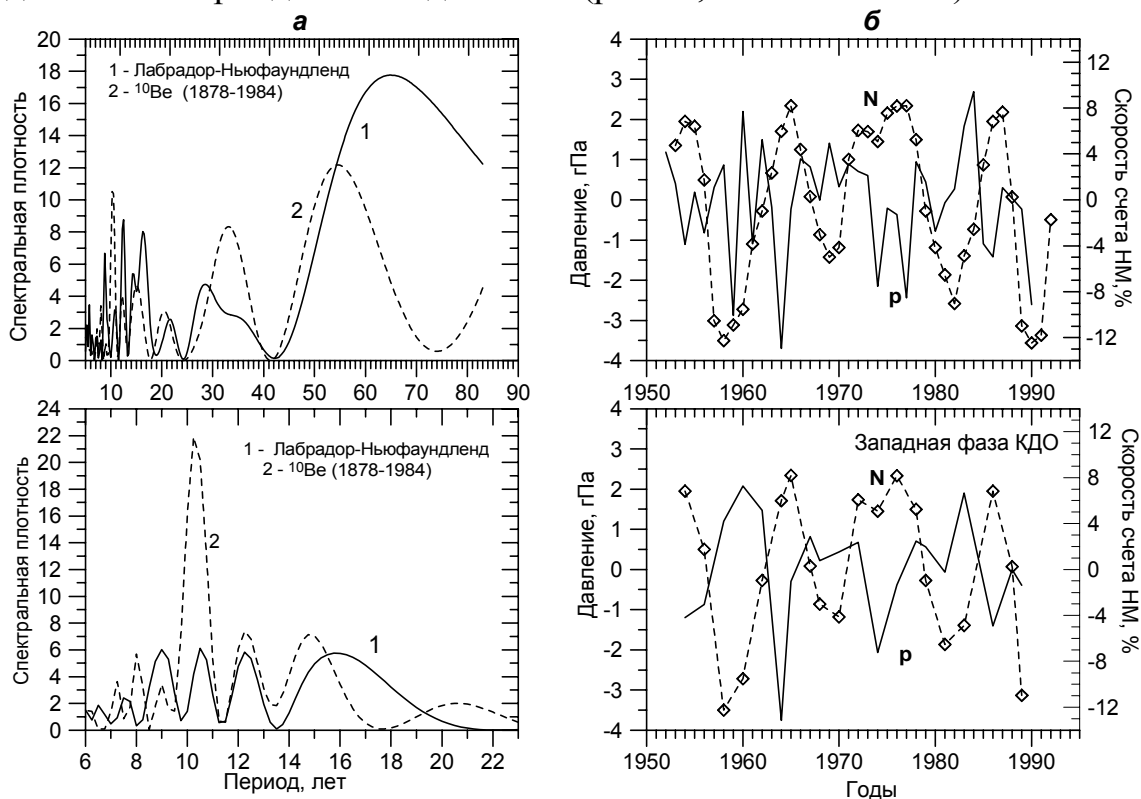


Рис.4.

Рассмотрим изменения давления в районе Лабрадор-Ньюфаундленд в 11-летнем солнечном цикле. На рис.4б (верхняя панель) представлены вариации давления и скорости счета нейтронного монитора в Клаймаксе, полученные вычитанием 11-летних скользящих средних. Видно, что на протяжении трех циклов солнечной активности (с 19-го по 21-й) наблюдается обратная связь между изменениями давления в указанной области и интенсивностью ГКЛ, т.е. увеличение потока ГКЛ приводит к уменьшению давления (усилению циклогенеза). Данные эффекты наиболее выражены в западной фазе квазидвухлетних осцилляций атмосферы (рис.4б, нижняя панель).

**Обсуждение и выводы.** Приведенные выше данные свидетельствуют о связи колебаний приземного давления в Северной Атлантике с вариациями потока ГКЛ во временных масштабах от 10 до ~100 лет. Эти эффекты наиболее четко выражены в холодное полугодие в североатлантической зоне циклогенеза, что позволяет сделать вывод о возможном влиянии ГКЛ на интенсивность формирования и развитие внетропических циклонов. Увеличение давления в умеренных широтах Северной Атлантики на протяжении нескольких десятилетий XX века может быть интерпретировано как результат ослабления циклогенеза в связи с долгопериодным уменьшением потока ГКЛ, обусловленным ростом солнечной активности. Обратная связь между потоками ГКЛ и вариациями приземного давления в зоне усиленного циклогенеза наблюдается также для нескольких 11-летних солнечных циклов. Таким образом, эффекты ГКЛ в вариациях приземного давления (интенсивности циклогенеза) во временных масштабах от 10 лет до нескольких десятилетий согласуются с эффектами форбуш-понижений ГКЛ в изменениях циклонической завихренности над океанами [1].

Результаты данного исследования позволяют предположить, что увеличение потока ГКЛ способствует интенсивности циклогенеза в Северной Атлантике. Поскольку внетропические циклоны возникают и развиваются в зонах больших горизонтальных градиентов температуры, предполагаемый механизм эффектов ГКЛ может включать увеличение этих градиентов за счет изменений радиационно-теплового баланса, обусловленных влиянием ГКЛ на состояние облачности.

### Литература

1. Tinsley B.A., Deen, G.W. *J.Geophys.Res.*, 1991, **96**, 22283-22296.
2. Mean Sea Level Pressure (MSLP) data, <ftp://ftp.cru.uea.ac.uk>.
3. Stuiver M., Braziunas T.F. *The Holocene*, 1993, **3**, 289-305.
4. Beer J., Blinov A., Bonani G. et al. *Nature*, 1990, **347**, 164-166.
5. Дженкинс Г., Ваттс Д. *Спектральный анализ и его приложения*, М.: Мир, 1972, 288 с.
6. Матвеев Л.Т. *Теория общей циркуляции атмосферы и климата Земли*. Л.: Гидрометеоздат, 1991, 296 с.

## **INFLUENCE OF SOLAR COSMIC RAY BURSTS ON THE CYCLONE EVOLUTION IN THE NORTH ATLANTIC**

**Veretenenko S.V.<sup>1</sup>, Thejll P.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Radiophysics, St.-Petersburg University, St.-Petersburg, Russia,  
vereten@SV2135.spb.edu*

<sup>2</sup>*Danish Meteorological Institute, Copenhagen, Denmark, pth@dmi.dk*

### **Abstract**

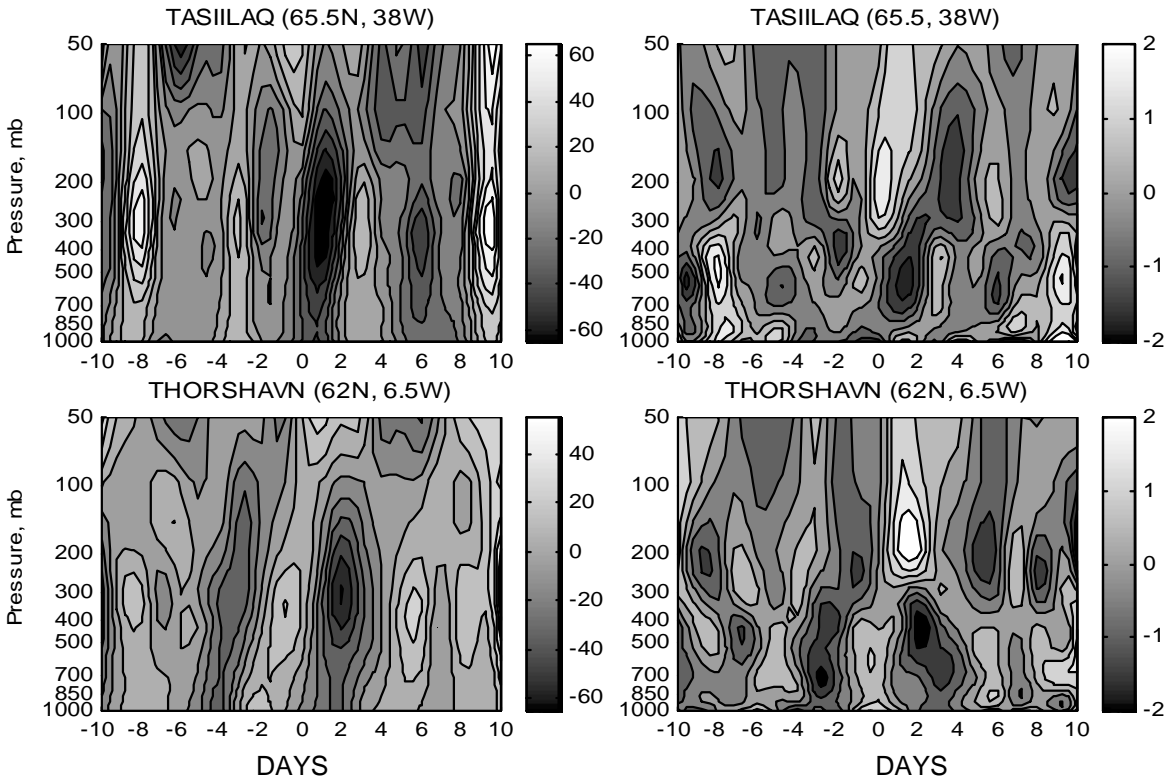
*The solar cosmic ray (SCR) effects on the lower atmosphere characteristics in the North Atlantic were studied, for the particle energy above 90 MeV. Aerological sounding data, relative vorticity data at different levels of the troposphere and the lower stratosphere as well as the weather charts at the Earth's surface were used. Noticeable pressure and temperature decreases in the troposphere accompanied by the cyclonic vorticity increases were found near the south-eastern part of Greenland and the Faeroe Islands after the burst onsets. The weather chart analysis showed that the detected effects are caused, as a rule, by the intensification of the re-deepening (i.e. the regeneration) of well developed (having already reached the stage of the maximum development) cyclones near the Greenland coast which is the region of the arctic front. The results obtained suggest that the energetic SCR seem to influence the cyclone evolution in the North Atlantic. A possible mechanism of these effects may involve the radiative forcing of the high-level cloud formation associated with the SCR bursts under study.*

It is well known that the weather in middle latitudes strongly depends on extratropical cyclones forming and developing over the North Atlantic and North Pacific regions. So the solar activity influences on the cyclone genesis and development in these regions is of substantial interest. The cyclone evolution in investigations of solar-terrestrial links has usually been studied using Vorticity Area Index (VAI) defined as the area where the sum of the relative vorticity, characterizing the horizontal air rotation in the cyclone, and the planetary vorticity (the Coriolis parameter due to the Earth's rotation) exceeds some arbitrary limit [1]. However, this index seems to be not enough to provide detailed information about the processes in the individual cyclone and the mechanism of solar influences remains unclear. In this work we study the solar activity effects on the cyclone development in the North Atlantic, the data of aerological soundings, the relative vorticity and the weather charts being used. Since these effects seem to be closely related to the cosmic ray variations, we consider the changes of these meteorological characteristics associated with the Solar Cosmic Ray (SCR) bursts, for the particle energy above 90 MeV, i.e. enough to penetrate the stratosphere heights.

The aerological sounding data (the geopotential heights of the different pressure levels and the temperature at these levels) were taken for the following Danish stations: Tasiilaq (65.5°N, 38°W, the east coast of Greenland),

Thorshavn (62°N, 6.5°W, the Faeroe Islands) and Jægersborg (56°N, 12°E, Denmark), the geomagnetic latitudes of these stations being 74°N, 65°N and 56°N, respectively. The first two stations are of particular interest, since they are situated in the region of the arctic front, which is one of the main atmosphere fronts, separating the cold arctic air over Greenland and the warmer air over the ocean in middle latitudes. Most extratropical cyclones are known to arise and develop at the main atmosphere fronts, where there are high temperature contrasts, especially in the cold half of year. On the other hand, the region of the Greenland coast situated at rather high (above 65°N) geomagnetic latitudes turns to be in the region of the proton intrusion for the particle energy above 90 MeV. To study the SCR effects with the superposed epoch analysis, a set of 33 isolated events in the cold half a year (October-March) was selected for the period 1980-1989 [2,3], the days of the first aerological sounding after the event onset being considered as the key (t=0) dates.

The mean variations in pressure and temperature associated with the bursts under study are presented in Fig.1 for the high-latitude stations. It is seen that the SCR effects are the most pronounced at Tasiilaq (Greenland), where a noticeable pressure decrease (i.e. a decrease of the geopotential heights of the pressure levels) is observed in the whole troposphere and the very lower part of the stratosphere. The minimum of the pressure is reached on the next day after the event onset and the greatest lowering of the pressure levels (by 55-65 gp.m, the confidence level being 95-98% according to the modified Student *t*-



**Fig.1.** Superposed epoch analysis of the geopotential height variations (in gp. meters, left panels) and of the temperature variations (in °C, right panels) associated with the energetic SCR bursts. Day 0 corresponds to the first aerological sounding after the burst onset.

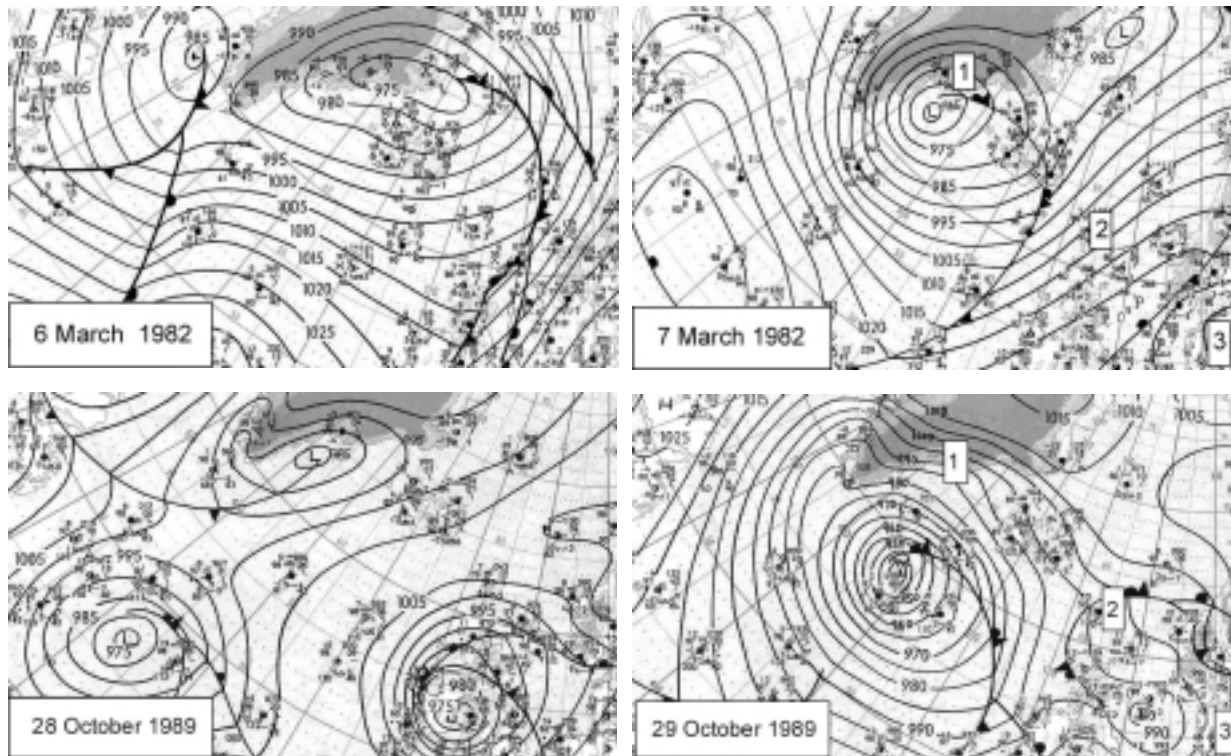
criterion) takes place in the middle and upper troposphere (500-200 mb). A similar statistically significant pressure decrease is observed at Thorshavn (the Faeroe Islands), though the amplitude of the effects is less and the minimum of the pressure is reached a day later than at Tasiilaq. At Jægersborg (Denmark) there is only a slight increase of the pressure in all the troposphere and the lower stratosphere, but the confidence level of these effects is rather less than 90%. The data presented in Fig.1 on the right panels show that the pressure decreases at the high-latitudinal stations are accompanied by the temperature decreases by  $\sim 1-1.5^{\circ}\text{C}$  below 300 mb level (which is the level of the maximum pressure decrease) and increases by  $\sim 1.5-2^{\circ}\text{C}$  above this level, the statistical significance of these effects amounting to 95-98% according to the modified Student *t*-test.

Thus, we can see that the amplitude of the pressure decrease in the lower atmosphere correlated with the energetic SCR bursts is the greatest near the Greenland coast. To answer the question what are the reasons of the observed meteorological changes, we analyzed the weather charts at the Earth's surface which provide information about baric systems (cyclones, anticyclones etc.) and, hence, allow us to follow the changes in their evolution.

The weather chart analysis showed that the main reason of the pressure decreases at the high-latitudinal stations is the deepening of the cyclones traveling through/near the south-eastern part of Greenland or somewhat to the south of it, when the SCR burst occurs, whereas the cases of new cyclone formation are rather rare. The strong cyclone deepening (by 15-35 mb in the center) on the 0/+1 day relative to the key dates was observed for 17 events and for 8 events the deepening was by 5-10 mb. There was only a single case of a "net" cyclogenesis on the next day after the burst onset.

Some examples of the cyclone deepening are presented in Fig.2. One can see that a day before the SCR burst starting on the 7 March 1982 (top weather chart on the left) the well developed (with the occluded front in its center and the warm sector displaced to the south periphery) cyclone moves from the North America towards the south of Greenland, the pressure in its center is 985 mb. On the day of the burst (top right chart which corresponds to  $\sim 8$  hours after the burst onset) it crosses the south of Greenland, with the pressure in the center sharply decreasing to 965 mb and the warm sector disappearing. In the case of the SCR burst starting on the 29 October 1989 we can see the deepening of the occluded cyclone moving from the ocean towards the south-eastern coast of Greenland from 975 mb (bottom left chart, a day before the burst) to 945 mb (bottom right chart, 7 hours after the burst onset).

The found changes in the cyclone evolution allow us to explain the pressure and temperature variations at the stations. As a rule, Tasiilaq (the Greenland coast) turns to be in the north part of the deepening cyclone near its center on the 0/+1 day (see Fig.2) that results in the pronounced pressure decrease. Thorshavn (the Faeroe Islands) is usually crossed by the south (or the south-eastern) periphery of the cyclone on the +1/+2 day, but it turns to be rather



**Fig.2.** The cyclone deepening associated with the energetic SCR bursts starting on the 7 March 1982 (top panels) and the 29 October 1989 (bottom panels). The stations are indicated as : 1 - Tasiilaq, 2 - Thorshavn, 3 – Jægersborg.

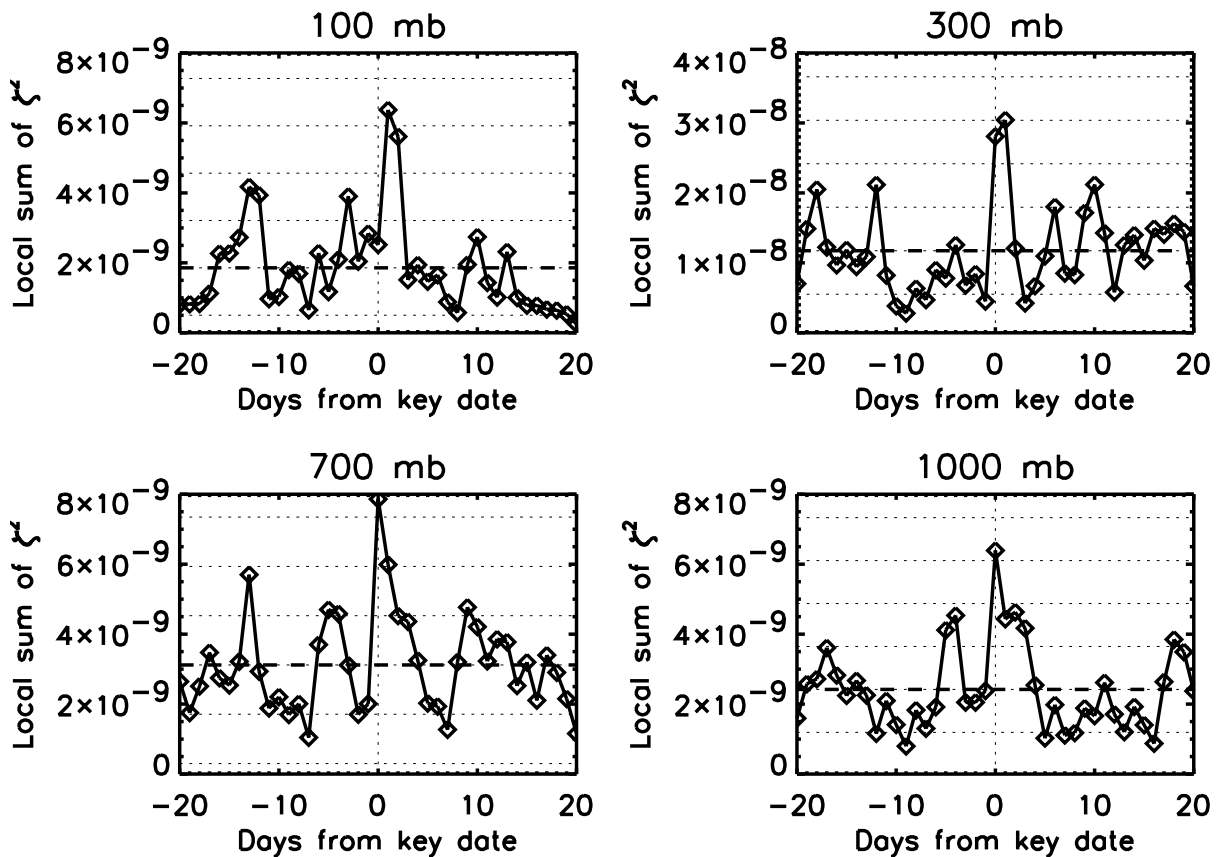
far from its center and the observed pressure decrease is less than at Tasiilaq. Since the deepening cyclones are already well developed (i.e. cold, with no warm sector in the center or with the warm sector displaced to the periphery), we observe the temperature decreases in the troposphere and increases in the stratosphere, which is a characteristic feature of the developed cyclone. Jægersborg is rarely crossed by the cyclone. More often it is found in the high pressure area adjoining the cold front of the developed cyclone at its southern periphery, so aerological data show only a slight pressure increase at this station.

It should be noted that as a rule we observed the deepening of the cyclones which are already well developed, i.e. they started occluding and the warm sector in the center disappeared. At this stage the cyclone reaches its maximum development and must start filling. A secondary deepening of such a cyclone is known as “cyclone regeneration” [4,5] and needs the advection of the cold air in its rear which results in an increase of the temperature contrasts in the cyclone. In particular, the regeneration takes place when the occluded cyclone approaches the arctic front where there are conditions for the cold advection. Thus, the results obtained suggest that the energetic SCR bursts seem to intensify the cyclone regeneration near the south-eastern Greenland coast.

Since cyclones and anticyclones are atmospheric vortices, the notion of “curl of the wind velocity” is widely used in the atmosphere dynamics. The vertical component of the curl  $\Omega_z$  (or  $\zeta$ ) is called the relative vorticity and characterizes the air rotation in the horizontal plane [5]. In this study we

calculated the relative vorticity, NCEP/NCAR reanalysis data of the horizontal wind velocity being used, averaged over the region of the North Atlantic (50-70°N, 0-40°W) including the south part of Greenland and the Iceland depression where we observed the most pronounced cyclone deepening.

The variations of the relative vorticity correlated with the SCR bursts under study are presented in Fig.3. The dashed horizontal line is the mean value of the relative vorticity across all days shown and the dotted horizontal lines are standard deviations from that mean. It is seen that there is a distinct increase of the relative vorticity on the day of the burst onset in the lower troposphere (1000-700 mb) and on the +1 day in the upper troposphere and the lower stratosphere, the deviations from the mean exceeding 3 standard deviations. Thus, the vorticity increase is in good agreement with the pressure decreases detected at the high-latitude stations as well as with the deepening of the cyclones observed on the weather charts on the 0/+1 day after the burst onset.



**Fig.3.** Superposed epoch analysis of the squared relative vorticity (in  $s^{-2}$ ) in the North Atlantic region (50-70°N, 0-40°W) associated with the energetic SCR bursts. Day  $t=0$  corresponds to the day of the event onset.

This study revealed a re-deepening (a regeneration) of well developed (having reached their maximum development) cyclones near the south-eastern coast of Greenland correlated with energetic SCR bursts. The Greenland coast is known to be a region of the North Atlantic part of the arctic front and a cyclogenetic area, since an overwhelming majority of extratropical cyclones

arises at the main atmosphere fronts. It was shown [5] that an important factor contributing to a generation or intensification of the cyclonic vortex is a cold advection. The cyclone deepening is known to continue till there is a cold advection in it. As soon as the cold air spreads over the whole cyclone and the temperature field gets uniform, the cold advection stops and the cyclone starts filling. However, if the input of the colder air takes place in the rear of such a cyclone, it starts deepening again, that is known as “cyclone regeneration” [4,5]. So, the high temperature contrasts in the frontal zone contributing to the cold advection create the favorable conditions for the cyclone strengthening.

The observed intensification of cyclones suggest that the SCR bursts with the particle energy above 90 MeV may improve the conditions for the cold advection, in particular by increasing the temperature contrasts in the frontal zone. A possible mechanism may involve the radiative forcing of high-level clouds which seem to be influenced by cosmic ray variations [6]. The high-level clouds are known to affect significantly the fluxes of the infrared radiation of the Earth and the atmosphere, so their formation (or the changes in their radiative properties) may result in the temperature increase especially over the relatively warm ocean. Indeed, the mean outgoing radiation fluxes in the cold half a year amount to  $\sim 140\text{-}150\text{ W/m}^2$  over Greenland and  $\sim 180\text{-}200\text{ W/m}^2$  over the ocean near the south-eastern coast of Greenland [7].

Since the SCR under study loss the energy mainly at stratospheric heights ( $\sim 30\text{-}40\text{ km}$ ), their effects on the nucleation processes in clouds seem to be indirect, involving the variations of the atmospheric electricity. Indeed, the correlations of cloudiness changes with cosmic ray fluxes are now considered in terms of two microphysical processes: “ion mediated nucleation” suggesting a condensation on the charged clusters of water and sulfuric acid molecules and “electroscavenging” of aerosol particles by cloud droplets depending on the space charge influenced also by vertical atmospheric currents [8]. However, the cosmic ray effects on microphysical processes need further investigations.

### References

1. Wilcox J.M., Scherrer P.H., Svalgaard L. et al. *J.Atm.Sci.*, 1974, **31(2)**, 581.
2. Logachev Yu.I. (ed.), *Solar proton events. Catalogue 1980-1986*. 1990, Soviet Geophysical Committee of the Academy of Sciences of the U.S.S.R., Moscow.
3. *Cosmic data*, 1987-1989. Institute of terrestrial magnetism and radio wave propagation, Nauka, Moscow.
4. Vorobiev V.I., *Synoptic meteorology*. 1991, Hydrometeoizdat, Leningrad.
5. Matveev L.T., *Theory of general atmosphere circulation and of Earth climate*. 1991, Hydrometeoizdat, Leningrad.
6. Pudovkin M.I., Veretenenko S.V. 1995, *J.Atm.Terr.Phys.*, **57**, 1349.
7. Climate Diagnostics Center, <http://www.cdc.noaa.gov>.
8. Tinsley B.A., Yu F. in *Solar Variability and its Effects on the Earth's Atmospheric and Climate System*. 2003, ed. J.Pap et al., AGU Press, Washington.



## **LONGITUDINAL STRUCTURE OF SOLAR ACTIVITY IN SOLAR CYCLES 15-22**

**Vernova E.S.<sup>1</sup>, Tyasto M.I.<sup>1</sup>, Mursula K.<sup>2</sup>, Baranov D.G.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*IZMIRAN, SPb. Filial, St.Petersburg, Russia, d.baranov@pop.ioffe.rssi.ru*

<sup>2</sup>*University of Oulu, Oulu, Finland, Kalevi.Mursula@oulu.fi*

<sup>3</sup>*A.F. Ioffe Physical-Technical Institute, St.Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*We study the longitudinal distribution of solar activity in 1917-1995 in terms of vector sums of sunspot areas. This technique allows to present the longitudinally asymmetric part of solar activity for each solar rotation as a vector whose amplitude characterizes the size of longitudinal asymmetry and whose phase gives the location of the momentarily dominating longitude. We find that when the phase values are calculated separately for the ascending phase and maximum (AM) on one hand and for the declining phase and minimum (DM) on the other hand, the phase distributions behave differently, depicting broad maxima around roughly opposite longitudes. While for the AM period the maximum of the phase distribution was found around the Carrington longitude of 180°, the maximum for the DM period is at about 0°. This difference can be seen in both solar hemispheres, but it is more pronounced in the southern hemisphere where the phase distribution has a very smooth pattern.*

### **1. Introduction**

The investigation of the longitudinal asymmetry of the solar activity distribution has a long history, yet at present this problem is far from being well understood. The attention attracted to the longitudinal asymmetry of the solar activity is directly connected with the major problem of the solar dynamo. Non-uniform longitudinal distribution of active regions requires developing non-axisymmetrical dynamo models [1,2].

Rather contradictory evidence exists concerning the problem of antipodal development of active longitudes found in [3]. Waldmeier assumed that there is a distinct pattern in locations of active longitudes and pointed to 3 modes of their arrangement: to the primary sunspot group with the heliocoordinates  $b$  (latitude),  $l$  (longitude) correspond groups with approximate co-ordinates 1)  $-b, l$ ; 2)  $-b, l+180^\circ$ ; 3)  $b, l+180^\circ$ .

In a more recent review [4] the existence of the antipodal active longitudes was argued to be very doubtful, this feature being far from universal one. At present there are many investigations where the tendency of the active longitudes toward arrangement in the diametrically opposed intervals of the solar sphere can be seen [5,6,7].

### **2. Data and Method**

To evaluate quantitatively the longitudinal asymmetry of the sunspot distribution we have used the vector summing of the solar activity proposed in

[8]. We calculate the vectorial sunspot area taking into account the area and the Carrington longitude of each sunspot group. The  $i$ -th sunspot group on a day  $k$  of a Bartels rotation ( $k=1,2,\dots,27$ ) in question is presented as a polar vector  $\vec{s}_{ik}$  in the heliographic plane whose length equals the sunspot area and whose phase corresponds to the Carrington longitude of the group. Then a vector sum is calculated using all sunspot groups observed during each day of the Bartels rotation under consideration:  $\vec{S} = \sum_{i,k} \vec{s}_{ik}$ .

A sunspot group which lives for several days will be counted equally many times in  $\vec{S}$ . Thus large, long-lived sunspot groups give the main contribution to the vector  $\vec{S}$ . Whereas the modulus of  $\vec{S}$  can be considered as a measure of longitudinal asymmetry, the direction of the vector  $\vec{S}$  points to the Carrington longitude dominating during the given Bartels rotation. In particular,  $\vec{S}$  is zero if sunspots have no preferred direction in longitude. Hereafter we will call the modulus of the vector  $\vec{S}$  - the longitudinal asymmetry (LA) of sunspot distribution and the phase angle of the  $\vec{S}$  - the phase of the longitudinal asymmetry (PLA).

Calculating the vector sum of sunspots strongly reduces the stochastic, roughly symmetric sunspot activity emphasizing therefore the more systematic and ordered part of the longitudinally asymmetric sunspot activity.

The pattern of longitudinal asymmetry (LA) of solar activity was considered in our previous study [9], regular difference being observed in the behavior of the activity in the northern and the southern solar hemispheres. We have found a systematic oscillation in the dominating hemisphere during high solar activity times which is reproduced in every cycle.

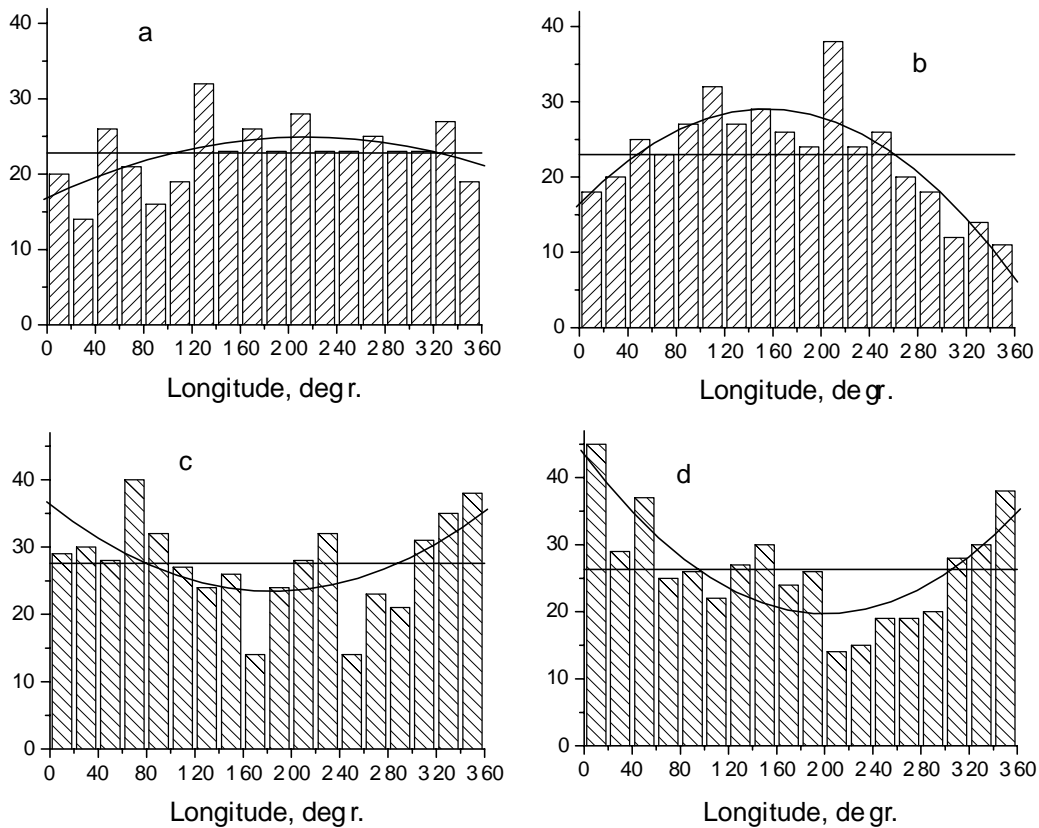
Continuing our previous study where the amplitude (LA) of the  $\vec{S}$  vector only was considered, we are going now to focus our attention on the phase of this vector (PLA). The same period of time as in [9], namely 1917-1995, was studied, using data of the Greenwich Royal observatory for 1917-1954, and of the Pulkovo observatory for 1955-1995. By means of the method described above we have calculated the PLA values both for the whole solar disc and for the northern and southern solar hemispheres separately.

We included in our analysis only those values of the phase for which the amplitude of the vector was greater than certain limiting value. This approach was used as small values of the amplitude were characteristic for the Sun's rotations practically free of sunspots or with almost symmetric sunspot distribution. Apparently, in these cases the phase of the resulting vector  $\vec{S}$  can not be considered as significant.

### 3. Results and Discussion

The following variants of data grouping in histograms were studied:

- a. for the whole investigated period 1917-1995;
- b. for each of 8 solar cycles 15-22;



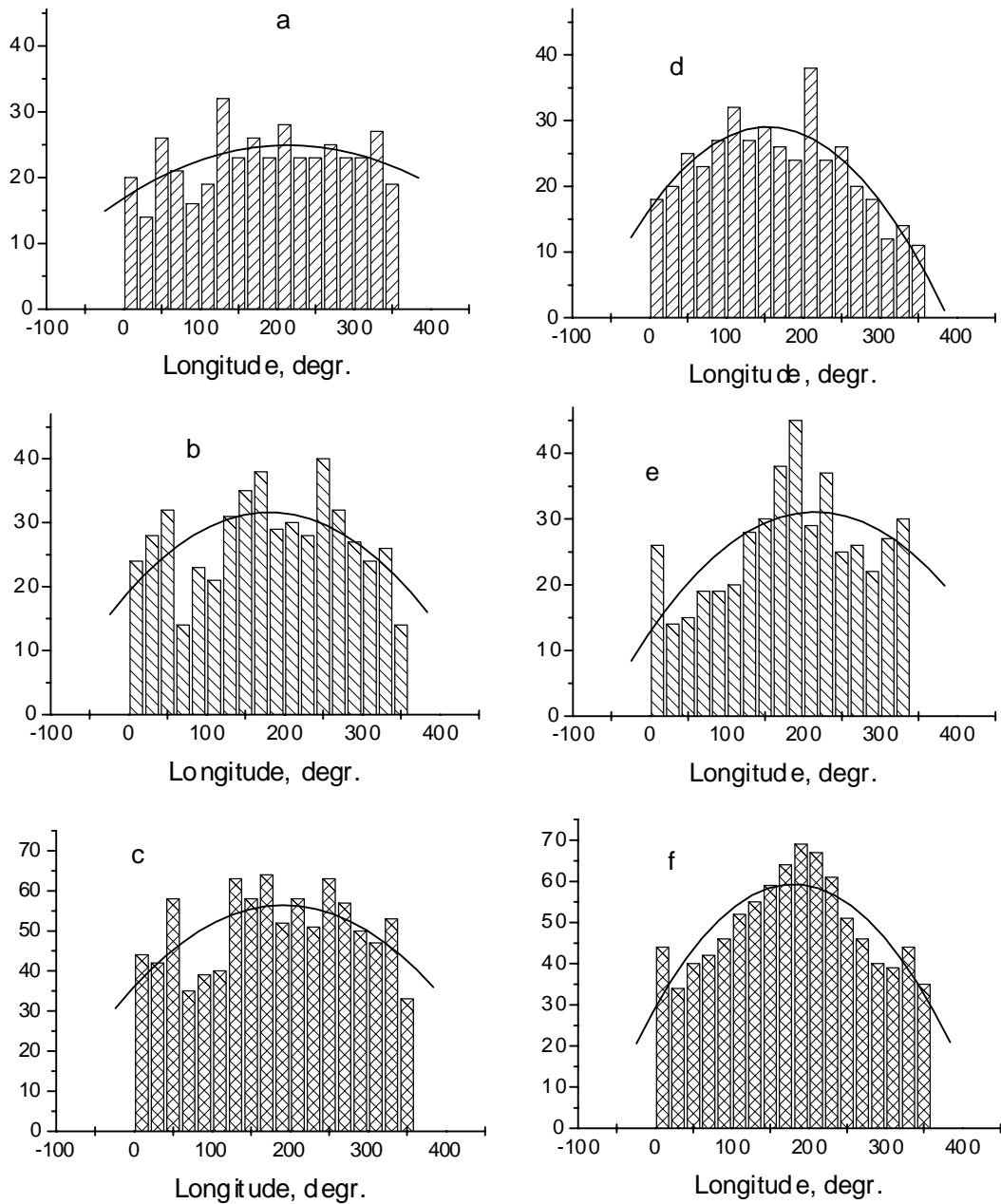
**Fig. 1.** Phase distribution of the longitudinal asymmetry vector for solar cycles 15-22. North hemisphere: a - ascending phase + maximum, c - declining phase + minimum; South hemisphere: b - ascending phase + maximum, d - declining phase + minimum. Solid lines - polynomial fit showing the difference between two forms of envelope. Horizontal lines designate mean values of the corresponding distribution.

c. for even and odd cycles separately;

d. finally, for different phases of the solar cycle: minimum, ascending phase, maximum, declining phase.

All these methods of data grouping except the case d. showed the PLA distribution, which did not differ essentially from the uniform distribution of a random variable in the interval  $0-360^\circ$ .

Certain regularity was established for the PLA distributions corresponding to the 4 different phases of the solar cycle (d), two opposite patterns being observed: first pattern for the ascending phase and maximum, the second one for the declining phase and minimum. Thus we have divided each of solar cycles in two parts: the first included ascending phase and maximum (AM), the second – declining phase and minimum (DM). For this kind of data grouping corresponding histograms show some regularities of the phase distribution (Fig. 1). Namely, the enveloping curve is convex for the case AM and concave for the case DM. This peculiarity is seen better for the southern hemisphere (Fig. 1 b,d) though it can be observed in the histogram for the northern hemisphere too (Fig. 1 a,c).



**Fig. 2.** Combination of data for different periods of the solar cycle for two solar hemispheres.  
 North hemisphere - a,b,c and South hemisphere - d,e,f:  
 a,d - ascending phase + maximum;  
 b,e - declining phase + minimum periods with shift of data by  $180^\circ$ ;  
 c,f - sums of the two histograms a+b and d+e, correspondingly.

We shall discuss the PLA distribution for the southern hemisphere in more detail. For AM period preferred longitudes are situated at  $180^\circ$  roughly, whereas for DM periods the maximum of the histogram coincides with the Carrington longitude  $0^\circ$ .

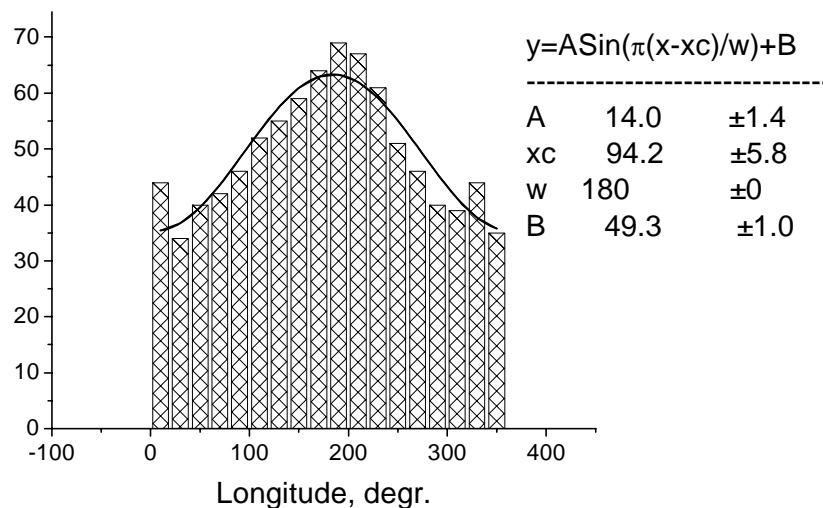
The observed shapes of histograms imply that for two parts of the solar cycle we have quite opposite pictures of the PLA distribution over the solar surface. Moreover, the difference between two positions of PLA maximum is

180° approximately, i.e. two opposite locations on the Sun's surface play dominating role alternatively.

Following procedure was used for combining the data of the South hemisphere phase distribution for the whole period 1917-1995. We recreated the histogram of DM periods shifting all data by 180°. In this way we obtained Fig. 2e which looks very much alike histogram for AM periods (Fig. 2d). Then we have summed these two histograms: AM periods and DM periods shifted by 180°. Thus the resulting histogram for the whole period under consideration was obtained (Fig. 2f) with most pronounced peak at about 180°. It should be noted that in plotting Fig. 2f data for 79 years were combined without any exceptions, yet it the resulting histogram shows extraordinary regular smooth envelope.

The reality of the effect is confirmed by the results obtained by the same procedure for the northern hemisphere (Fig. 2a,b,c), though the distribution is far from being so smooth as was the case for the southern hemisphere. The difference between two hemispheres is so strong that it implies the existence of some internal cause for the more ordered activity distribution in the southern hemisphere.

In Fig. 3 we present the result of nonlinear least square fit of the combined southern hemisphere phase distribution (the same as in Fig. 2f). Sine function with  $2\pi$  period providing smooth joining at longitudes 0° and 360° was chosen for fitting. Function for fitting and fitting parameters are displayed at the top of the figure. The maximum of the fitting curve is located at the longitude of  $(184\pm 6)^\circ$ .



**Fig. 3.** Combination of data for different periods of the solar cycle - resulting histogram for the South hemisphere (the same as in Fig. 2f). Solid line - non linear least square fit; function for fitting and fitting parameters are displayed at the top of the figure.

Results obtained in this study evidence the existence of a stable asymmetry of the solar activity longitudinal distribution pertaining for 8 solar cycles. The averaged longitudinal distribution of the solar activity displays

broad maximum and minimum situated diametrically opposite. This pattern differs significantly from the general idea of the active longitudes as relatively narrow longitudinal intervals (about  $20^{\circ}$ - $60^{\circ}$ ) where solar activity appears preferably. This difference may result from the long interval of averaging used in our study. Maxima of the longitudinal distribution were observed at antipodal longitudes about  $0^{\circ}$  and  $180^{\circ}$  alternately. For both hemispheres of the Sun solar activity developed synchronously.

The maximum of the longitudinal distribution appearing at the same longitudes for 8 solar cycles favors the rigid rotation of the preferred longitudinal interval with Carrington period of rotation approximately. Fundamentally new feature of the sunspot distribution is the jump of its maximum for  $180^{\circ}$  when passing from ascending phase and maximum of the solar cycle to the declining phase and minimum with return to the previous location at the reverse transition from the DM to the AM period.

The points separating the AM and DM intervals are crucial for the solar cycle. The point between solar maximum and the beginning of the declining phase coincides with the inversion of Sun's global magnetic field. The second point between the solar minimum and the ascending phase is related to the start of the new solar cycle and the change of the magnetic polarity of sunspots according to Hale's law. We note that no other selection of two intervals led to similar systematic differences.

This work was supported in part by the Russian Foundation for Basic Research (grant N 01-02-17195) and INTAS (grant N 00-810).

### References

1. Benevolenskaya, E.E., A.G. Kosovichev, P.H. Scherrer and J.R. Lemen. Synoptic Structure of the Solar Corona and Active Longitudes in EUV. <http://soi.stanford.edu/~elena/>; 2001.
2. Neugebauer, M., E.J. Smith, A. Ruzmaikin, J. Feynman, and A.H. Vaughan. *J. Geophys. Res.*, **105**, 2315, 2000.
3. Waldmeier, M. *Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung*. 2 Auflage. Leipzig, 1955.
4. Vitinsky, Yu. I., M. Kopecky, and G. V. Kuklin; "Statistics of the Sunspot Producing Activity of the Sun". Moscow, 1986 (in Russian).
5. Benevolenskaya, E.E., A.G. Kosovichev, and P.H. Scherrer. *Solar Phys.*, **190**, 145, 1999.
6. Bumba, V., A. Garcia and M. Klvana. *Solar Phys.* **196**, 403, 2000.
7. Mordvinov, A.V. and L.A. Plyusnina. *Proc. Int. Conf. Sun During the Epoch of the Magnetic Field Change of Sign*, Pulkovo. P. 289, 2001 (in Russian).
8. Vernov, S.N., T.N. Charakhchyan, G.A. Bazilevskaya, M.I. Tyasto, E.S. Vernova and G.F. Krymsky. *Proc. 16th ICRC (Kyoto)*, **3**, 385, 1979.
9. Vernova, E.S., K. Mursula, M.I. Tyasto, and D.G. Baranov. *Solar Phys.*, **205**(2), 371, 2002.

## **МОДУЛЯЦИЯ ДИСПЕРСИИ АРХЕОМАГНИТНЫХ ДАННЫХ И СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ**

**Волобуев Д.М.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия,  
dimv@ime.spb.ru*

## **ARCHAEOMAGNETIC DATA DISPERSION AND SOLAR ACTIVITY SECULAR VARIATION**

**Volobuev D.M.**

*Pulkovo observatory, St.-Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*We have considered the data stored in the Plymouth Archeomagnetic Directional Data Base [24] – This data base contains the geomagnetic field components which are measured via demagnetization procedure of thermo-magnetized archeological samples such as baked clays, burnt soil, lavas etc. We have chosen only very well dated archeomagnetic measurements, i.e. corresponding dating error (DE) of the sample is not greater than 30 years. The 95% confidence interval ( $\alpha_{95}$ ) was considered for these measurements because its possible dependence on quick perturbations of the geomagnetic field. We have calculated sliding median (SM) value of  $\alpha_{95}$  with sliding window equal to DE. The value  $M\alpha_{95}=150/SM$  is found to be in good correspondence with smoothed annual Wolf indexes for the regular solar activity observation [1700-2000] AD (corresponding correlation  $R \sim 0.7$ ). We suppose that geomagnetic disturbances caused by solar activity can destruct magnetic multidomain structures of the overheated sample near the Curie point. If so, the solar activity will modulate the natural demagnetization process and the  $\alpha_{95}$  value. We can extrapolate  $M\alpha_{95}$  backward in time with same DE and so estimate the solar activity level on the interval [1500-1700] AD because this interval have good enough archeomagnetic data sampling.*

**Введение.** Постоянно растущий интерес к палеоклиматическим исследованиям привел к тому, что в настоящее время имеется достаточно большой набор данных, позволяющий реконструировать вариации климатических параметров за последнюю тысячу и более лет (напр., [5,11,3,8] и др.). Как считает ряд авторов ([13,14,16] и др.), для таких вариаций солнечная активность (СА) является одним из основных внешних управляющих факторов. Однако в настоящее время нет отчетливого единого представления ни о механизме этого управления, ни о его количественном выражении. Это отчасти связано с тем, что палеорекострукции СА в настоящее время слабо развиты по сравнению с климатическими. Действительно, индекс Вольфа регистрируется в течение последних 300 лет, и для сравнения с климатическими рядами необходимо анализировать дополнительные источники информации о СА [14], такие

как данные о количестве наблюдений полярных сияний [18,12], данные о наблюдениях солнечных пятен невооруженным глазом [26], измерения относительной концентрации космогенных радиоизотопов  $^{14}\text{C}$  в кольцах деревьев [22,21], и  $^{10}\text{Be}$  в ледовых отложениях [2]. Каждый из перечисленных источников помимо СА отражает и ряд других (мешающих) факторов. Так, полнота первых двух источников тесно переплетается с историческими, политическими, и социологическими факторами, т.к. она зависит от наличия и точности соответствующих литературных источников. Сложность использования  $^{14}\text{C}$  заключается в необходимости построения адекватной резервуарной модели для  $^{12}\text{C}$ . Использование  $^{10}\text{Be}$  осложняется низкой точностью датировки слоев льда. В этой ситуации любой независимый источник информации о поведении СА в прошлом может существенно уточнить наше представление о СА до 1700 г.

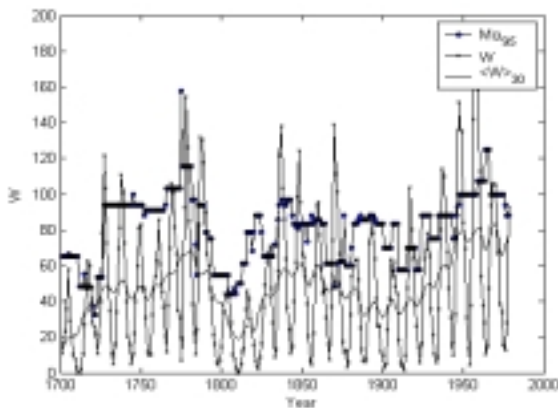
Археоманнитные измерения, анализируемые в настоящей работе, ранее не привлекались для оценки уровня СА. Как можно видеть из данных магнитных обсерваторий 19-20 вв., вариации компонент геомагнитного поля, осредненные более чем за год, не несут информации об уровне СА. По-видимому, они, в основном, определяются процессами в жидком ядре Земли. В то же время, дисперсия единовременных измерений, по нашим представлениям, несет информацию о мощности сравнительно высокочастотных вариаций геомагнитного поля (с периодом менее суток), которые в основном отражают геомагнитную, а, следовательно, и солнечную активности. Таким образом, по нашему мнению, археоманнитные измерения представляют собой совершенно новый и принципиально независимый источник информации о СА на большой временной шкале.

**Использованные измерения.** Для анализа были использованы данные [23,24]. Каждое измерение содержит оценку 95% доверительного интервала для средней величины наклона ( $\alpha_{95}$ ), а также оценку минимального и максимального возрастов, в пределах которых находится истинный возраст изученного образца. Определение компонент вектора геомагнитного поля для большей части измерений основывается на методе Телье [25,1] или на методе Шоу [18]. Предполагается, что исследуемые образцы были нагреты до температуры несколько выше температуры Кюри, характерной для данного материала (в большинстве случаев это керамика либо лава). В момент нагрева исчезает остаточное магнитное поле образца. При последующем остывании в наложенном геомагнитном поле происходит намагничивание, величина которого прямо пропорциональна приложенному полю. Величина  $\alpha_{95}$  определяется посредством статистической обработки измерений серии (~7-9) образцов, взятых с одного места (обычно берется просто несколько кусочков одного и того же предмета). Датировка производится по археологическим

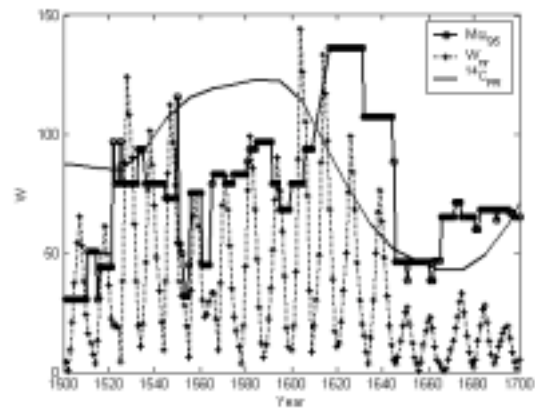


источникам, хотя иногда привлекаются и радиоуглеродные методы (см. [10]).

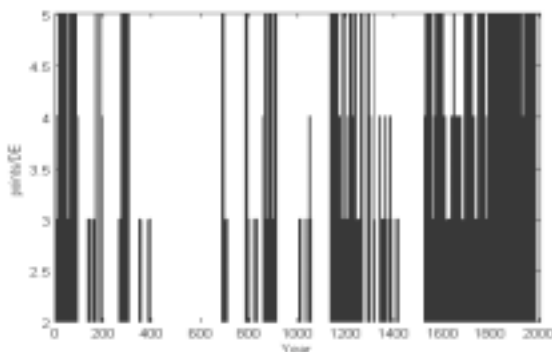
**Метод обработки.** Производилась отбраковка данных, которые содержат большую ( $> 30$  лет) погрешность датировки и данных, которые не содержат оценки величины  $\alpha_{95}$ . Географическое положение археологических образцов не учитывалось. Для оставшихся измерений (409 за период [100BC-2000AD] и 77 за период [1700-2000]) была вычислена медиана  $M$  на скользящем окне 30 лет. На рис.1 показано сравнение вычисленной величины  $M\alpha_{95}=150/SM$  на интервале времени [1700-1980] со среднегодовыми числами Вольфа, сглаженными скользящим средним за 30 лет  $\langle W \rangle_{30}$ . Коэффициент корреляции  $R=0.7$ ;



**Рис.1.** Сопоставление среднегодовых чисел Вольфа ( $W$ ) и рассчитанной величины  $M\alpha_{95}$ . Корреляция между  $\langle W \rangle_{30}$  –  $W$ , сглаженными 30-летним скользящим окном и  $M\alpha_{95}$  составляет  $R \sim 0.7$  на интервале [1700-1980] гг.



**Рис.2.** Сопоставление нелинейной реконструкции  $Wnrg$  [12], скорости производства радиоуглерода в атмосфере ( $^{14}C_{PR}$ ) и  $M\alpha_{95}$  за период [1500-1700] гг.



**Рис.3.** Количество отсчетов на скользящем 30-летнем интервале (плотность количества измерений  $\alpha_{95}$  во времени), Моменты времени, для которых скользящий интервал включает более 5 измерений, представлены вертикальной линией максимальной длины.

**Физическая интерпретация.** Каждое измерение геомагнитного поля археомантными методами почти мгновенно, т.к. время охлаждения в условиях печей для обжига или открытой атмосферы редко превышает сутки. Основным источником измеряемой ошибки ( $\alpha_{95}$ ) является неполное размагничивание образцов, приводящее к сохранению остаточной намагниченности, (см., напр. [19]). Уровень размагничивания

зависит в основном от двух факторов: температуры ( $T$ ) и мощности переменного электромагнитного поля ( $P$ ). Оба эти фактора физически одинаковым образом [7] действуют на поведение доменов и мультидоменов, входящих в состав археологических термонамагниченных образцов. Зависимость от  $T$  в основном учитывается на стадии лабораторных измерений при построении кривых размагничивания, и доминирующим фактором становится  $P$ . При этом  $P$ , необходимая для снижения уровня намагниченности на единицу, очевидно, падает с ростом температуры так, что в окрестности точки Кюри даже очень малая мощность, характерная для геомагнитных возмущений, должна оказаться достаточно эффективной.

Таким образом, мы предполагаем, что когда основные магнитные структуры в веществе начали разрушаться за счет нагрева, всегда существуют структуры, близкие к разрушению, для которых дополнительное раскачивание мультидоменных структур переменным магнитным полем даже слабой интенсивности оказывается критичным для их устойчивости.

**Сравнение палеореконокструкций СА.** Для сравнения мы использовали палеореконокструкции СА на основе нелинейной математической модели [12], основанной на данных Schove [20], и на основе обработанной нами кривой дендрохронологии [21,22]. Удовлетворительное соответствие  $M\alpha 95$  другим данным наблюдается в 16-17 веках, где покрытие данными сравнимо с (калибровочным) периодом [1700-2000] гг. В 11-12 и 1-2 веках такие пропуски данных могут приводить к искажению общего вида вековой вариации СА.

Следует заметить, что результат сильно зависит от плотности точек (Рис.3), которая в археомагнитных данных неравномерна и убывает со временем. Поэтому мы имеем лишь несколько сравнительно коротких заполненных отрезков на интервале времени [0 1500AD], которые в настоящее время не позволяют восстановить полный ход кривой векового цикла солнечной активности.

**Заключение.** Дисперсия измерений компонент вектора геомагнитного поля по термонамагниченным образцам, по-видимому, является величиной, отражающей амплитуду быстрых геомагнитных вариаций (геомагнитной активности). В настоящее время объёма проведенных археомагнитных измерений недостаточно для адекватной реконструкции вековой вариации СА даже за последние 2 тысячи лет, однако эта информация может быть использована фрагментарно в сочетании с другими данными. В этой связи заметим, что анализ измерений компонент геомагнитного поля по лавовым отложениям [9,17], возможно, позволит развить концепцию о сверхдлинных вариациях СА – на временах порядка сотен тысяч и более лет.

Работа выполнена при поддержке грантов INTAS 2000-0752 “Key parameters for Space Weather”, 2001-0550 “The Solar-terrestrial climate link in the past millennia and its influence on the future climate”, ФНТЦП “Астрономия” (проект № 1105), программы Президиума РАН “Нестационарные явления в астрономии” и программы ОФН РАН № 16.

### Литература

1. Aitken, M.J., A.L. Allsop, G.D. Bussell & M.B. Winter, Determination of the intensity of the Earth's magnetic field during archaeological times: reliability of the Thellier technique, *Rev. Geophys.* 26, 3-12 (1988).
2. Beer, J., A. Blinov, G. Bonani, R. C. Finkel, H. J. Hofmann, B. Lelmann, H. Oeschger, A. Sigg, J. Schwander, T. Staffelbach, B. Stauffer, M. Suter & W. Wolfli. Use of  $^{10}\text{Be}$  in polar ice to trace the 11-year cycle of solar activity. *Nature* 347, 164–166 (1990).
3. Crowley, T.J., & Lowery, T. How Warm Was the Medieval Warm Period?, *Ambio*, 29, 51-54 (2000).
4. Damon, P. E. & A. N. Peristykh, Solar Cycle Length and 20th Century Northern Hemisphere Warming: Revisited. *Geophys. Res. Lett.* 26, 2469-2472 (1999).
5. deMenocal, P.B., J. Ortiz, T. Guilderson, & M. Sarnthein, Coherent High- and Low-Latitude Climate Variability During the Holocene Warm Period, *Sci.* 288, 2198-2202 (2000).
6. Friis-Christensen E. & K. Lassen, Length of the solar cycle: an indicator of solar activity closely associated with climate, *Sci.* 254, 698-700 (1991).
7. Hill, M. J., M.N. Gratton, & J. Shaw, A comparison of thermal and microwave palaeomagnetic techniques using lava containing laboratory induced remanence *Geophys.J. Int.* 151, 157-163, 2002
8. Jones, P.D., K.R. Briffa, T.P. Barnett, & S.F.B. Tett, High-resolution Palaeoclimatic Records for the last Millennium: Interpretation, Integration and Comparison with General Circulation Model Control-run Temperatures, *Holocene* 8, 455-471 (1998).
9. Kruiver, P.P., Y.S. Kok, M.J. Dekkers, C.G. Langereis & C. Laj. A pseudo-Thellier relative palaeointensity record, and rock magnetic and geochemical parameters in relation to climate during the last 276 kyr in the Azores region. *Geophys.J.Int.* 136, 757-770 (1999).
10. Lanos, P., Kovacheva, M. & Chauvin, A., Archaeomagnetism, methodology and application: implementation and practice of the archaeomagnetic method in France and Bulgaria. *Eur. J. Archaeology* 2, 365-392 (1999).
11. Mann, M.E., Bradley, R.S. & Hughes, M.K., Northern Hemisphere Temperatures During the Past Millennium: Inferences, Uncertainties, and Limitations. *Geophys. Res. Lett.* 26, 759-762, (1999).

12. Nagovitsyn Yu.A. A nonlinear mathematical model for the Solar cyclicity and prospects for reconstructing the solar activity in the past. *Astr. Lett.* 23, 742-748 (1997).
13. Ogurtsov M.G., Kocharov G.E., Lindholm M., Eronen M. & Nagovitsyn Yu.A. Solar activity and regional climate, *Radiocarbon*, 43, 439-447 (2001).
14. Ogurtsov M.G., Kocharov G.E., Lindholm M., Merilainen J., Eronen M. & Nagovitsyn Yu.A. Evidence of solar variation in tree-ring-based climate reconstructions, *Sol. Phys.* 205, 403-417 (2002).
15. Ogurtsov M.G., Nagovitsyn Yu.A., Kocharov G.E. & Jungner H. Long-period cycles of Sun's activity recorded in direct solar data and proxies, *Sol. Phys.* 211, 371-394 (2002).
16. Pudovkin M.I. & S.V. Veretenenko, Cloudiness decreases associated with Forbush decreases of galactic cosmic rays, *J. Atmos. Solar-Terrestrial Phys.* 75, 1349-1355 (1995).
17. Ravilly, M., Horen, H., Perrin, M., Dymant, J., Gente, P. & Guillou, H. NRM intensity of altered oceanic basalts across the MAR (21°N, 0–1.5 Ma): a record of geomagnetic palaeointensity variations? *Geophys. J. Int.* 145, 401–422 (2001).
18. Shaw, J. A new method of determining the magnitude of the paleomagnetic field: application to five historical lavas and five archeological samples, *Geophys. J. R. astr. Soc.* 39, 133-141 (1974).
19. Shcherbakov, V.P., E. McClelland & V.V. Shcherbakova. A model of multidomain thermoremanent magnetization incorporating temperature-variable domain structure. *J. Geophys. Res.* 98, 6201–6216 (1993).
20. Schove, D.J. The sunspot cycle, 649 B.C. to A.D. 2000. *J. Geophys. Res.*, 60, 127-146 (1955).
21. Stuiver M & Quay PD, Changes in atmospheric Carbon-14 attributed to a variable Sun. *Sci.* 207, 11-19 (1980).
22. Stuiver, M., P. J. Reimer & T. F. Braziunas. High-Precision Radiocarbon Age Calibration for Terrestrial and Marine Samples. *Radiocarbon* 40, 1127-1151 (1998).
23. Tarling, D.H. & M.J. Dobson, Archaeomagnetism: An error assessment of fired material observations in the British Directional Database *J. Geomagn. Geoelect.* 47, 5-18 (1995).
24. Tarling, D.H. and M.J. Dobson, (compilers) IAGA Archeomagnetic Directional Database, <http://www.ngdc.noaa.gov/seg/potfld/paleo.shtml>, World Data Center, Boulder, 1999.
25. Thellier, E., & O. Thellier, Sur l'intensité du champ magnétique terrestre dans le passé historique et géologique, *Ann. Geophys.* 15, 285-378 (1959).
26. Wittmann, A. D. & Xu, Z. T., A catalogue of sunspot observations from 165 BC to AD 1684, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 70, 83–94 (1987).

## **АЛЕКСАНДРИЙСКИЙ МАКСИМУМ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПО ПАЛЕОМАГНИТНЫМ ДАННЫМ**

**Волобуев Д.М., Наговицын Ю.А.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия,  
nag@gao.spb.ru*

## **SOLAR ACTIVITY ALEXANDRIA MAXIMUM TRAPPED IN PALAEOMAGNETIC DATA DISPERSION**

**Volobuev D.M, Nagovitsyn Yu.A.**

*Pulkovo observatory, St.-Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*We have considered palaeomagnetic data [15] received from lacustrine sediments. The 95% confidence interval ( $\alpha_{95}$ ) for geomagnetic inclination was analyzed for three different sites namely lakes Begoritis (Greece), Keilambethe (Australia) and Biwa (Japan). The curve  $\alpha_{95}(t)$  derived for each site shows the similar behavior. The main common feature is a maximum near 500BC. We suppose that geomagnetic activity can partly disorient the particles during the sediments concretion. In this case this maximum is associated with biggest solar activity Alexandria maximum.*

### **Введение**

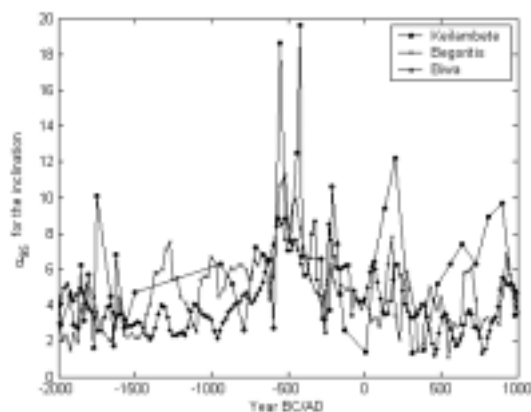
В настоящее время о поведении солнечной активности на сверхтысячелетней временной шкале можно судить лишь по космогенным радиоизотопам, в основном это содержание  $^{10}\text{Be}$  в ледовых отложениях [1] и  $^{14}\text{C}$  в кольцах деревьев [12,13]. Однако временные вариации длиной тысяча и более лет в значительной степени маскируются вариациями полного магнитного момента Земли [7], геохимическими [6] и обменно-резервуарными [14] процессами. Поэтому независимые дополнительные источники данных о геомагнитной (солнечной) активности в прошлом крайне важны не только для палеоастрофизики [10], но и для уточнения ряда связанных земных палеопараметров, характеризующих геофизические, геохимические и климатические [7,9] системы.

### **Метод и результаты**

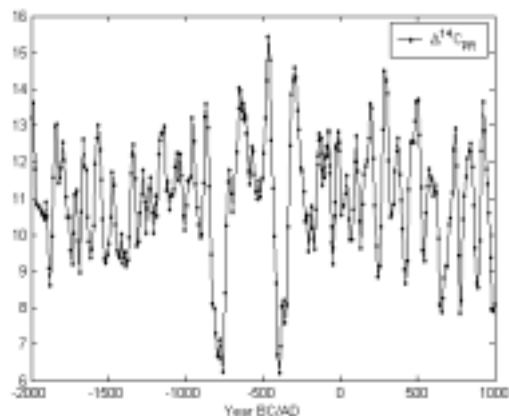
Рассмотрены данные, размещенные в Плимутской Палеомагнитной базе данных [14,16]. Эта база данных содержит значения наклонения и склонения геомагнитного поля, измеренные в озерных осадках. Каждое измерение соответствует слою осадков достаточной толщины т.е. среднему значению компонент поля за 10-30 лет по времени. Мы рассмотрели два разных места: озера Бегоритис (Греция) [4] и Кейламбете

(Австралия) [3], для каждого из которых имеются сводные данные как минимум по трем скважинам, и оценили амплитуду отклонения максимального значения от среднего, которую в дальнейшем считали оценкой доверительного интервала (дисперсии). Кроме того, авторы работы [2] предоставили нам измерения для озера Бива (Япония, 1999 г.) с выполненной ими оценкой доверительного интервала. Оказалось, что для озер Бегоритис и Кейламбете (измерения выполнены до 1980 г.), наблюдается в целом синхронное изменение доверительного интервала ( $\alpha_{95}$ ) геомагнитного наклонения (рис.1). Причиной этой синхронности можно считать ряд факторов, так, увеличение полного магнитного момента Земли должно способствовать лучшей ориентации магнитных микрочастиц во время затвердевания осадочной породы. Однако, оценка общего магнитного момента Земли по археомагнитным данным [17,18] не имеет характерных особенностей изменения во времени дисперсии палеомагнитных данных. Повышение глобальной приземной температуры также может привести к разориентации частиц, хотя по современным климатическим данным, трудно ожидать наблюдаемой взаимной синхронности региональных температур, по некоторым данным период 500BC соответствует одному из максимумов климатического оптимума Голоцена [19]. Возможным фактором являются весьма кратковременные (менее 20-ти лет) геомагнитные экскурсии (более долговременные вариации должны были отразиться в соответствующих синхронных изменениях величин наклонения и склонения), но в настоящее время мы не имеем достоверной информации о столь кратковременных экскурсиях. Другим синхронизирующим фактором могут являться быстрые изменения направления магнитного поля (геомагнитная активность), которые зависят от солнечной активности. Эти изменения способствуют разбросу в ориентации магнитных микрочастиц, т.е. увеличению  $\alpha_{95}$ , причем из перечисленных выше факторов этот последний должен обеспечивать наибольшее совпадение региональных данных при осреднении более чем за 10 лет. Таким образом, мы полагаем, что основным фактором, обеспечивающим наблюдаемую синхронность, является солнечная активность. Форма кривой  $\alpha_{95}(t)$  построенной для измерений, выполненных на озере Бива (датировка и измерения выполнены до 1997 г.), имеет сходные особенности, которые сдвинуты вперед по шкале времени. Это рассогласование, видимо, обусловлено разницей в методах радиоуглеродной датировки, и поэтому мы сдвинули вперед по времени измерения 1980г, как менее точно датированные, до совпадения с данными по озеру Бива. Основная особенность всех кривых (рис.1) – выраженный двухвершинный максимум в середине первого тысячелетия до н.э., положение и форма которого согласуется с известным Александрийским максимумом солнечной активности [11]. При уменьшении доверительного интервала корреляция между кривыми уменьшается, что довольно

естественно, т.к. всегда существует уровень общего шума. Этот же максимум можно видеть, в частности, в данных содержания радиоуглерода в кольцах деревьев [13], (рис.2).



**Рис.1.** Доверительный интервал палеомагнитных измерений для трех разных мест.



**Рис.2.** Скорость производства радиоуглерода в атмосфере (наша обработка ряда Стюйвера [13]).

### Заключение

В настоящей работе мы установили факт согласованности временного хода дисперсии палеомагнитных измерений выполненных в различных частях света. Мы выдвинули гипотезу, что фактором, ответственным за эту согласованность является солнечная активность. Однако, вне зависимости от правоты этой гипотезы, наблюдаемая согласованность может быть использована для корректировки датирования при оценках глобальных изменений геомагнитного диполя по региональным данным.

Мы благодарим авторов работы [2] за предоставленные нам данные, а также С. Писаревского и М. McElhinny за помощь, оказанную при работе с базой данных.

Работа выполнена при поддержке грантов INTAS 2000-0752 “Key parameters for Space Weather”, 2001-0550 “The Solar-terrestrial climate link in the past millennia and its influence on the future climate”, ФНТЦП “Астрономия” (проект № 1105), программы Президиума РАН “Нестационарные явления в астрономии”, и программы ОФН РАН № 16.

### Литература

1. Beer, J., A. Blinov, G. Bonani, R. C. Finkel, H. J. Hofmann, B. Lelmann, H. Oeschger, A. Sigg, J. Schwander, T. Staffelbach, B. Stauffer, M. Suter & W. Wolfli. Use of  $^{10}\text{Be}$  in polar ice to trace the 11-year cycle of solar activity. *Nature* 347, 164–166 (1990).

2. Ali, M., Oda, H., Hayashida, A., Takemura, K., Torii, M. Holocene palaeomagnetic secular variation at Lake Biwa, central Japan. *Geophys. J. Int.*, 136, 218-228 (1999).
3. Barton, C.E., McElhinny, M.W. A 10000 yr geomagnetic secular variation record from three Australian maars. *Geophys.J.Roy.Astron.Soc.*, 67, 465-485 (1981).
4. Creer, K.M., Readman, P.W., Papawarinopoulos, S. Geomagnetic secular variations in Greece through the last 6000 years obtained from lake sediment studies. *Geophys.J.Roy.Astron.Soc.* 66, 147-193 (1981).
5. Frank M. (2000) Comparison of cosmogenic radionuclide production and geomagnetic field intensity over the last 200,000 years. *Phil. Trans. R. Soc.* 358, 1089-1107.
6. Lal, D., Cosmogenic  $^{10}\text{Be}$ : A critical view on its widespread dominion in geosciences. *Proc. Indian Acad. Sci. (Earth Planet. Sci.)*, 109, 181-186 (2000)
7. Elsasser, W., E. P. Ney & J. R. Winckler. Cosmic ray intensity and geomagnetism, *Nature*, 178, 1226 (1956).
8. Ogurtsov M.G., Kocharov G.E., Lindholm M., Eronen M. & Nagovitsyn Yu.A. Solar activity and regional climate, *Radiocarbon*, 43, 439-447 (2001).
9. Ogurtsov M.G., Kocharov G.E., Lindholm M., Merilainen J., Eronen M.& Nagovitsyn Yu.A. Evidence of solar variation in tree-ring-based climate reconstructions, *Sol. Phys.* 205, 403-417 (2002).
10. Ogurtsov M.G., Nagovitsyn Yu.A., Kocharov G.E. & Jungner H. Long-period cycles of Sun's activity recorded in direct solar data and proxies, *Sol. Phys.* 211, 371-394 (2002).
11. Shove, D.J. The sunspot cycle, 649 B.C. to A.D. 2000. *J. Geophys. Res.*, 60, 127-146 (1955).
12. Stuiver M & Quay PD, Changes in atmospheric Carbon-14 attributed to a variable Sun. *Sci.* 207. 11-19 (1980).
13. Stuiver, M., P. J. Reimer & T. F. Braziunas. High-Precision Radiocarbon Age Calibration for Terrestrial and Marine Samples. *Radiocarbon* 40, 1127-1151 (1998).
14. Jones M. and G. Nicholls, Reservoir offset models for radiocarbon calibration. *Radiocarbon*, 43, 119-124 (2001)
15. McElhinny, M.W. and Lock, J. IAGA paleomagnetic databases with Access, *Surv. Geophys.*, 17, 575-591 (1996).
16. McElhinny, M.W. and McFadden, P.L. Palaeosecular variation over the past 5 Myr based on a new generalized database, *Geophys. J. Int.*, 131, 240-252 (1997).
17. McElhinny, M.W. & Senanayake, W.E.,. Variations in the geomagnetic dipole 1: the past 50 000 Yrs, *J. Geomag. Geoelectr.*, 34, 39-51 (1982)
18. Yang, S., Oda, H. & Shaw, J. Variations in the geomagnetic dipole moment over the last 12 000 years, *Geophys. J. Int.*, 140, 158-162 (2000)
19. Keigwin L.D., The Little Ice Age and Medieval Warm Period in the Sargasso Sea, *Science*, 274:1504-1508, 1996.



## **СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ И СЕЙСМИЧНОСТЬ ЗЕМЛИ**

**Воротков М.В., Горшков В.Л., Миллер Н.О.**

*ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия, vigor@gao.spb.ru*

## **SOLAR ACTIVITY AND SEISMICITY OF THE EARTH**

**Gorshkov V.L., Miller N.O., Vorotkov M.V.**

*CAO RAS, Saint-Petersburg, Russia, vigor@gao.spb.ru*

### **Abstract**

*Statistical relationship between solar activity (sunspot numbers) and seismicity of the Earth (seismic events) time sets are investigated for last three solar cycle. There is revealed that the global amount of earthquakes with magnitudes  $M > 4$  decreases with growth of solar activity. At the same time the probability of occurrence of earthquake swarms decreases also. Dynamics of persistence parameter of intervals between seismic events are also in opposition of solar activity. All these facts testify to reduction of solar conditionality of seismic process during the active Sun and vice versa.*

### **Введение**

Данная работа возникла как побочный продукт исследования возможных напряжений в литосфере Земли, вызванных взаимодействием вынужденных и собственных (свободных) колебаний оси вращения Земли (Горшков, 2002). Оказалось, что сейсмический отклик, возбуждаемый на этих частотах (около полугода), имеет помимо этого низкочастотную составляющую близкую основному солнечному циклу.

Среди немногих исследований на эту тему можно выделить работу А.Д.Сытинского (1987), в которой использовались энергетические характеристики сейсмичности в сопоставлении с числами Вольфа и моменты сильных землетрясений в сопоставлении с геомагнитными возмущениями и активными процессами на Солнце. В качестве «посредника» между этими процессами предлагалась атмосфера, импульсно возбуждаемая солнечной активностью к перестройке термобарических полей, в свою очередь играющих роль спускового механизма для возникновения землетрясений.

Сейсмические базы данных вплоть до 1970 года сильно не полны в области слабых землетрясений с магнитудами  $M < 5.5$ , что значительно снижало уровень прежних статистических исследований и приводило к противоречивым результатам. В данной работе на основе современных баз сейсмических данных исследована статистическая связь структурных особенностей распределения во времени сейсмических событий с солнечной активностью (число солнечных пятен SSN) на протяжении последних трех солнечных циклов.

## Постановка задачи и методы ее решения

1. Помимо собственно тектонического аспекта ряд сейсмических событий должен также отражать динамичную реакцию твердой оболочки Земли на воздействия других геосфер и космических факторов (триггер-эффект). Естественно предположить, что такие воздействия будут слабо выражены на фоне имманентных процессов. Даже мощное приливное воздействие практически не проявляется в сейсмических рядах. Однако чем ниже частота возбуждения от внешнего фактора, тем более слабые воздействия могут приводить к сбросам напряжений. Это обусловлено соотношением частоты возбуждающего процесса и степенью внутренней готовности в очаге землетрясения к сбросу напряжений (Beeler, 2002). Последнее обстоятельство позволяет надеяться выделить в сейсмических рядах проявление солнечной активности, темп изменения которой значительно меньше среднего времени накопления сбросовых напряжений.

2. В статистических исследованиях сейсмических рядов, как правило, используются данные о числе или энергии сейсмических событий, усредненные за выбранный интервал времени. На основе такого подхода можно строить достаточно информативные динамические (с разверткой во времени) портреты сейсмического процесса (Воротков, 2000), что особенно важно ввиду его нестационарности. Выборки из нескольких сотен элементов, накапливаемые в современных сейсмических базах за считанные дни, вполне представительны для оценок статистических моментов высоких порядков, различных функций распределения и спектральных оценок.

Однако получающиеся таким образом временные ряды существенно негауссовы из-за наличия сильных выбросов. Это приводит к малой эффективности применения к ним спектральных методов ввиду сильно смещенных оценок. Заметим также, что энергия сейсмического процесса почти полностью определяется землетрясениями с магнитудами  $M > 6$ , и, следовательно, не несет информации о мелкомасштабной структуре ряда.

Ввиду нестационарности сейсмического процесса в работе активно использовалось восстановление наиболее информативных главных компонент исследуемых рядов с помощью сингулярного спектрального анализа (SSA в дальнейшем) в программной реализации Санкт-Петербургского университета (Данилов, 1997). SSA позволяет исследовать временные ряды, в которых присутствуют квазирегулярные составляющие с вариациями амплитуды и изменениями фазы, оценка спектра мощности которых даёт лишь усреднённую характеристику без информации о фазе процесса. Двумерный SSA позволяет к тому же выделять общие главные компоненты нестационарных рядов, взаимосвязь которых исследуется.

3. Помимо перечисленных выше параметров существуют более глубокие стохастические характеристики, как, например, персистентность (устойчивость в сохранении тенденций) (Feder, 1988). Можно ожидать, что, как и многие природные процессы, сейсмичность обладает свойством

поддерживать наметившиеся за некоторое время тенденции к изменению её состояния в течение примерно такого же промежутка времени в будущем. Тогда динамика поведения персистентности ряда должна отражать влияние в такой же степени глобальных воздействий, которые нарушают наметившиеся тенденции в проявлении сейсмической активности Земли.

### Данные и результаты

В работе использовались глобальные сейсмические базы данных IRIS (<http://www.iris.washington.edu/>), содержащая 286 тысяч событий с  $M > 4$  за 1964-2001 годы, и NEIC (<http://wwwneic.cr.usgs.gov/neis/epic/>), содержащая 257 тысяч событий с  $M > 3$  за 1973-2001 годы. Обе базы полны в целом с магнитуды  $M > 4.4$ . Сейсмические данные за более ранние периоды (и даже IRIS до 1970 годов) сильно не полны в области слабых землетрясений и поэтому в этом исследовании не использовались.

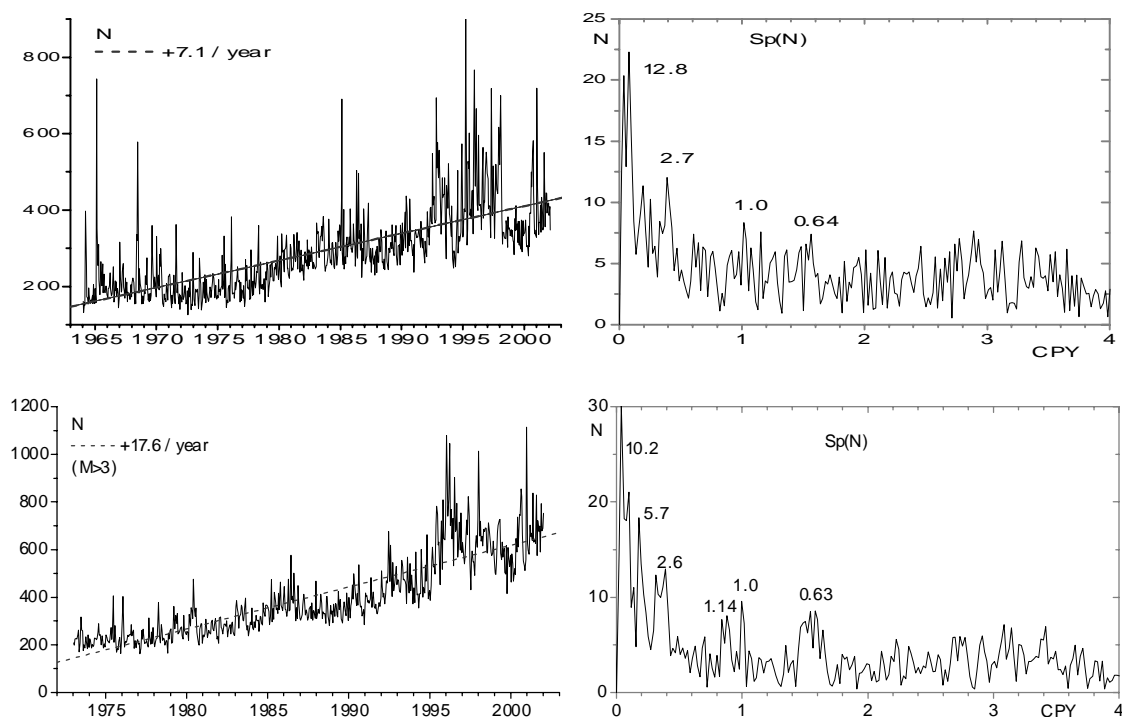


Рис.1.

На рис.1 представлена плотность сейсмических событий с разрешением 0,05 года для баз IRIS (вверху) и NEIC (внизу) и их амплитудные спектры. Несмотря на некоторую условность полученных таким образом спектральных оценок, видно присутствие частот близких к солнечному циклу. Заметно, что более детальная база NEIC дает более выраженные спектральные характеристики, в целом совпадающие в обеих базах.

На рис.2 приведены результаты совместного сингулярного спектрального анализа рядов SSN и количества сейсмических событий  $N$  для  $M > 4.5$ . Использовался лаг 0,05 года. Для SSN приведены не

сглаженные данные, для N – восстановленные по первым трем главным компонентам.

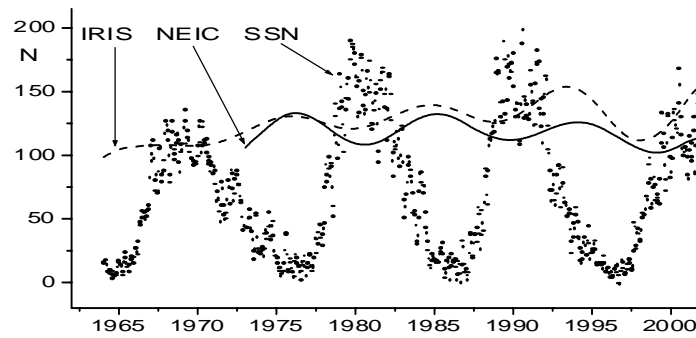


Рис.2.

### Эмпирическая функция распределения (ЭФР)

Дальнейшие исследования показали, что существенным в сейсмическом процессе является меняющаяся со временем мелкомасштабная структура ряда интервалов между событиями  $X_t = T_{i+1} - T_i$ . Слабые землетрясения имеют тенденцию формировать рои, вызывая изменения в структуре функции распределения сейсмических событий, изначально близкой к пуассоновскому распределению.

Рои, форшоки и афтершоки – известные особенности сейсмического процесса (Арефьев, 2002), однако на пути их статистического исследования имеется препятствие в виде их непродолжительности – они «проваливаются» в используемые гистограммные лаги. Метод должен быть чувствителен к нерегулярным изменениям этой мелкомасштабной структуры ряда. Нас интересуют те интервалы времени, для которых вероятность возникновения мелкомасштабной структуры сильно отличается от средней. Для этого по гистограмме сейсмической активности строилась гистограмма, отражающая распределение наполненности диапазонов событиями (сколько диапазонов имело данное количество сейсмических событий). По полученной таким образом ЭФР, можно построить временной ряд, отражающий вероятность распределения событий между этими диапазонами. С её помощью нормировалась вероятность появления данного количества событий в каждом конкретном интервале длительностью в 0.01 года.

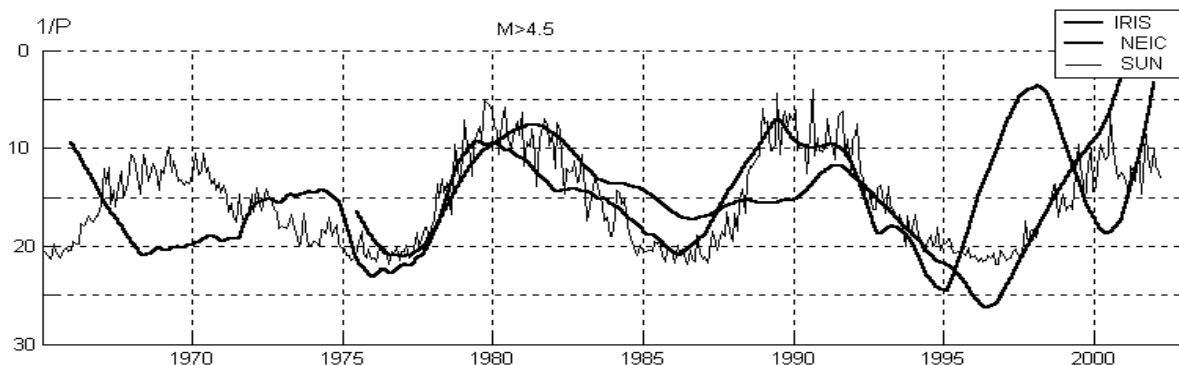
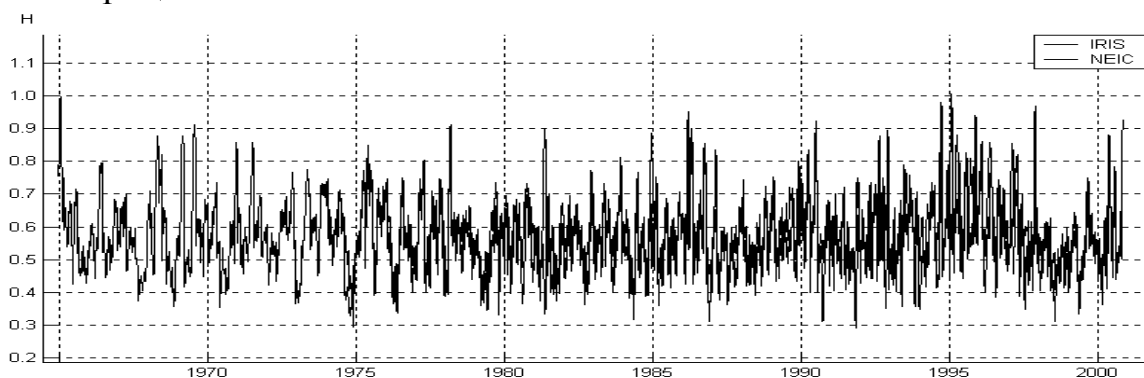


Рис. 3.

Полученная таким образом характеристика, будучи динамически развернутой на весь период и отфильтрованная от высоких частот характеризует изменение степени роения сейсмических событий. На **рис.3.** она представлена после инвертирования и масштабирования для обеих баз сейсмических данных в сопоставлении с несглаженными SSN. **Видно, что с усилением солнечной активности вероятность возникновения сейсмических роев падает, также как и общее количество землетрясений (рис.2). Из этого может следовать некоторая прогностическая ценность результата: с ростом солнечной активности усиливается триггер-эффект, сбрасывающий возникающие в литосфере напряжения. Следовательно вероятность их накопления с последующим сбросом нарастает в периоды так называемого спокойного Солнца.**

### Персистентность

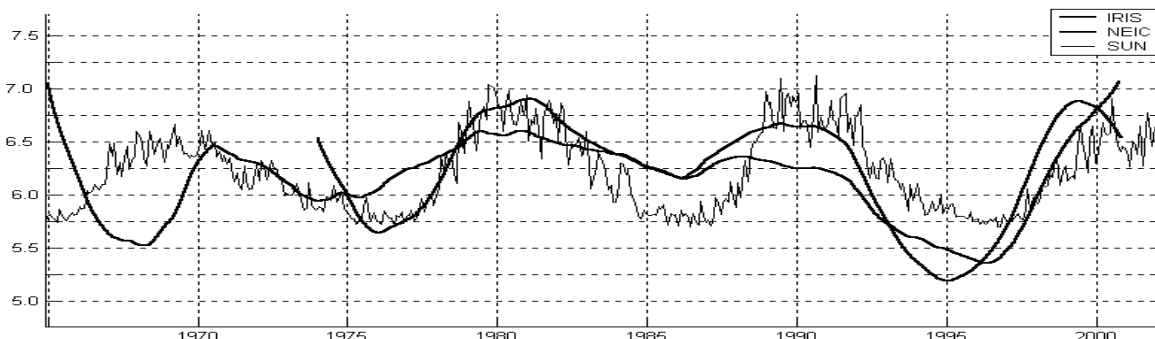
Среди характеристик сейсмического процесса исследование динамики поведения персистентности сейсмического ряда также представляется перспективным с прогностической точки зрения. Такие процессы имеют определенную «память», статистически выражающуюся в независимой от времени корреляции последующих приращений процесса от предшествующих  $C(t) = 2^{2H-1} - 1$ . В нашем случае «приращениями» являются интервалы между сейсмическими событиями  $X_t$ . Параметр  $H$  ( $0 < H < 1$ ) определяет степень персистентности и оценивается с помощью стандартного метода нормированного размаха ( $R/S$  метод). Этот параметр является устойчивым по отношению к типу распределения приращений процесса  $X(t)$ . На этом основании по оценке  $H$  делают вывод о наличии персистентности ( $H > 0.5$ ), её отсутствии ( $H \approx 0.5$ ) или о наличии антиперсистентности ( $H < 0.5$ ) в данном временном ряде. Значению  $H = 0.5$  соответствует процесс с независимыми приращениями. Если же  $H \neq 0.5$ , то приращения процесса стохастически зависимы, причем значениям  $H > 0.5$  отвечает положительная корреляция приращений, а значениям  $H < 0.5$  – отрицательная.



**Рис.4.**

На **рис.4** приведены для обеих баз динамическая развертка  $H(t)$ , полученная для выборки  $M > 4.5$  с лагом 0.2 года и смещением 0.01 года.

На общем для баз интервале (1973-2001 гг.) характер кривых практически идентичен. Средние значения параметра для баз  $H_{IRIS} = 0.760 \pm 0.014$  и  $H_{NEIC} = 0.724 \pm 0.015$ . На **рис.5** представлены восстановленные по первым трем компонентам и инвертированные значения параметра  $H(t)$  в сопоставлении с несглаженными данными SSN в масштабированном виде.



**Рис.5.**

Возрастание  $H$  свидетельствует об увеличении глубины «памяти», т.е. об увеличении времени устойчивого развития процесса, его обусловленности. И, наоборот, при снижении  $H$  до 0.5 приращению процесса становятся независимыми (в случае с сейсмической активностью - пуассоновский процесс). **Видно, что с возрастанием солнечной активности уменьшается самоподдерживающаяся тенденция сейсмического процесса, он в большей степени становится случайным.**

**Общий вывод данной работы состоит в том, что возрастание солнечной активности приводит к высвобождению накопленных напряжений, распределение сейсмических событий становится почти пуассоновским. Спад солнечной активности приводит к возрастанию сейсмичности, к усилению неравномерности распределения сейсмических событий (роение), процесс становится неслучайным, возрастают его самоподдерживающие тенденции.**

### Литература

- Арефьев С.С., 2002, *Форшоки, афтершоки и рои землетрясений*, Физика Земли, № 1, с. 60-77.
- Воротков М.В., Горшков В.Л., 2000, *Эволюционные портреты геофизических рядов: приливной процесс и сейсмические ряды*, Изв. ГАО № 214, с. 429-439.
- Горшков В.Л., Воротков М.В. 2002, *Динамика движения полюса и долгопериодические вариации скорости вращения Земли*, Изв. ГАО РАН, №216, с.415-425.
- Данилов Д.Л., Жиглявский А.А., 1997, *Главные компоненты временных рядов: метод «Гусеница»*, СПбГУ, с. 308, (<http://www.gistatgroup.com/gus>)
- Сытинский А.Д., 1987, *Связь сейсмичности Земли с солнечной активностью и атмосферными процессами*, Л.: Гидрометеоздат, 100 с.
- Beeler N. M., Lockner D. A., 2002 *Why earthquakes correlate weakly with the solid Earth tides: Effects of periodic stress on the rate and probability of earthquake occurrence.*, J. Geoph. Res., vol. 108, no. B8, 2391.
- Feder J., 1988, *Fractals*, NY, Pergamon Press, 420 pp.

## **ВЛИЯНИЕ УФ ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА НА КВАЗИДВУХЛЕТНЮЮ ЦИКЛИЧНОСТЬ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ**

**Габис И.П., Трошичев О.А.**

*Арктический и Антарктический научно-исследовательский институт, Санкт-Петербург, Россия, olegtro@aari.nw.ru*

## **INFLUENCE OF THE SOLAR UV IRRADIANCE ON QUASI-BIENNIAL OSCILLATIONS IN THE EARTH'S ATMOSPHERE**

**Gabis I. P., Troshichev O. A.**

*Arctic and Antarctic Research Institute, St. Petersburg, Russia, olegtro@aari.nw.ru*

### **Abstract**

*A study of relationships between variations in the solar ultraviolet irradiance and quasi-biennial oscillations (QBO) in the Earth's atmosphere has been carried out by using the composite MgII index as a proxy of solar UV irradiance. Detail analysis of changes in the stratospheric wind direction at layers from 10 hPa to 70 hPa for 1953-2003 showed that the wind changes start at higher altitudes and go down to lower ones, the wind intensity being the greatest in layer of the maximum ozone content (about 20-30 hPa). The definite relationship between periodicity of changes in solar UV irradiance and quasi-biennial oscillations is found: the UV irradiance being increased for the east QBO phase, and being reduced for the west QBO phase. The reversal of stratospheric winds proceeds from the top down with certain cyclicity and efficiency of the UV irradiation influence on stratosphere seems to be different at various stages of the cyclicity. As a result, the change of the mean zonal wind direction in the equatorial stratosphere is determined by influence of UV variations and seasonal changes of atmospheric circulation processes.*

### **Введение**

Квазидвухлетние вариации, наблюдающиеся во многих атмосферных параметрах и процессах, проявляются или как собственно изменение параметров с квазидвухлетним периодом, или как соответствие каких-либо характеристик некоторого явления определенным фазам квазидвухлетнего цикла (КДЦ). При этом тип фазы КДЦ – восточная (E) или западная (W) – обусловлен направлением зонального ветра в экваториальной стратосфере, обращающим свое направление с квазипериодичностью около 28 месяцев. Чередующаяся картина восточных и западных воздушных потоков, наблюдающаяся в диапазоне высот от ~16 до ~40 км вдоль всего экватора и симметрично относительно него с полушириной (вдоль меридиана) около 12°, и соответствующие квазидвухлетние колебания температуры и содержания озона являются доминирующей чертой экваториальной стратосферы [1]. Явление квазипериодического изменения направления ветра в экваториальной стратосфере приобрело дополнительное значение в результате работ,

показавших, что от фазы КДЦ зависят процессы, определяющие влияние изменений активности Солнца на атмосферу Земли [2].

На ранних этапах поиска механизма генерации КДЦ теоретически было показано, что флуктуации интенсивности солнечного УФ с квазидвухлетним периодом могут вызвать соответствующие колебания температуры в стратосфере, которые в свою очередь индуцируют КДЦ ветра [3]. В настоящее время имеются измерения потока УФ излучения Солнца, и можно провести непосредственное сопоставление его вариаций с земным КДЦ. Цель данной работы состоит в изучении влияния солнечного УФ излучения на КДЦ зонального ветра в экваториальной стратосфере.

### Связь УФ излучения Солнца с фазами КДЦ

В качестве характеристики УФ излучения Солнца использован индекс MgII для интервала 1978–2001 гг. [4–6]. Как показано в [7,8], спектральные характеристики индекса MgII и УФ потока на  $\lambda \approx 205$  нм подобны. Следовательно, вариации индекса MgII могут служить характеристикой изменчивости УФ излучения в области длин волн, имеющих важное значение для стратосферной фотохимии и динамики. Существуют экспериментальные доказательства влияния изменений УФ излучения Солнца в низкоширотной стратосфере на температуру и концентрацию озона [8,9]. Вариации MgII-индекса представляют собой суперпозицию циклических ( $\tau \approx 11$  лет), среднепериодных ( $\tau \approx 1-3$  года), и 27-дневных колебаний, обусловленных вращением Солнца. Для сопоставления с КДЦ в земной стратосфере были выделены среднепериодные колебания посредством вычисления нормированного отклонения наблюдаемых ежедневных значений индекса, сглаженных 27-дневным бегущим средним, от нижней огибающей сглаженного ряда – выраженный в процентах индекс  $\Delta \text{MgII}$ .

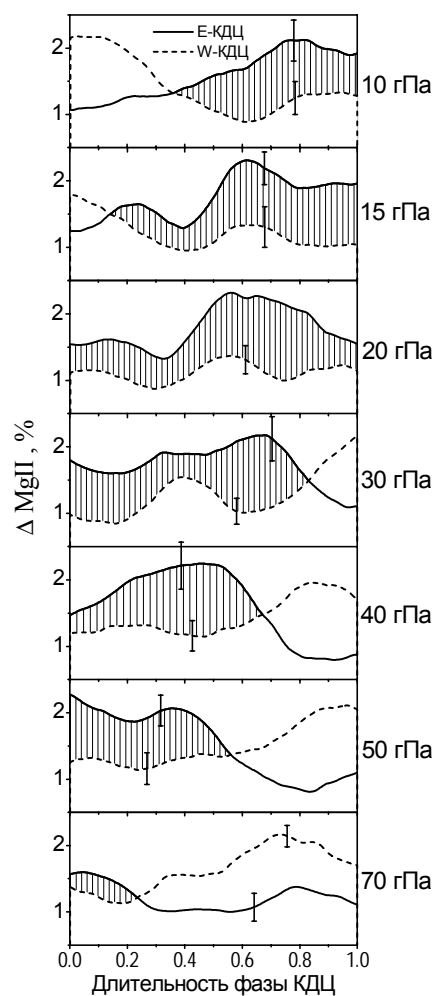


Рис. 1.

На рис.1 представлено среднее поведение  $\Delta \text{MgII}$ -индекса в разные фазы КДЦ, полученное по методу наложенных эпох на 7 высотных уровнях. Продолжительность фазы в каждом частном случае нормировалась, чтобы можно было сопоставлять фазы с разной продолжительностью. Видно, что на всех высотах, исключая нижний уровень 70 гПа, амплитуда  $\Delta \text{MgII}$  в период E-фазы выше, чем при W-фазе, на большей части длительности фаз цикла. Эти участки на графиках заштрихованы. Полученная



закономерность статистически значима вблизи интервалов максимального различия между поведением  $\Delta MgII$  в разные фазы КДЦ, однако, она пропадает на некоторых интервалах фаз КДЦ. По-видимому, интенсивность УФ излучения критична только на определенных этапах обращения направления стратосферного ветра и не эффективна в другие периоды.

### Сезонные закономерности эволюции ветра в КДЦ

В анализе использованы данные измерения скорости ветра на экваториальных станциях Canton Island ( $2^{\circ}46'S$ ,  $171^{\circ}43'W$ ), Gan/Maldivive Islands ( $0^{\circ}41'S$ ,  $73^{\circ}09'E$ ) и Singapore ( $1^{\circ}22'N$ ,  $103^{\circ}55'E$ ) для I.1953–IX.2003 гг. [10].

На **рис.2** показано вертикальное распределение изменений направления зонального ветра в стратосфере на экваторе за интервал 1980–1991 гг. Области, соответствующие W-фазе КДЦ, заштрихованы. Обращение ветра начинается на 10 гПа и постепенно распространяется вниз со скоростью 1–2 км/мес. Период КДЦ, включающий обе фазы, при среднем значении  $\sim 28$  месяцев в разных циклах и на разных высотах изменяется в диапазоне от 19 до 36 месяцев. Моменты изменения типа фазы КДЦ существенно различны на разных уровнях стратосферы.

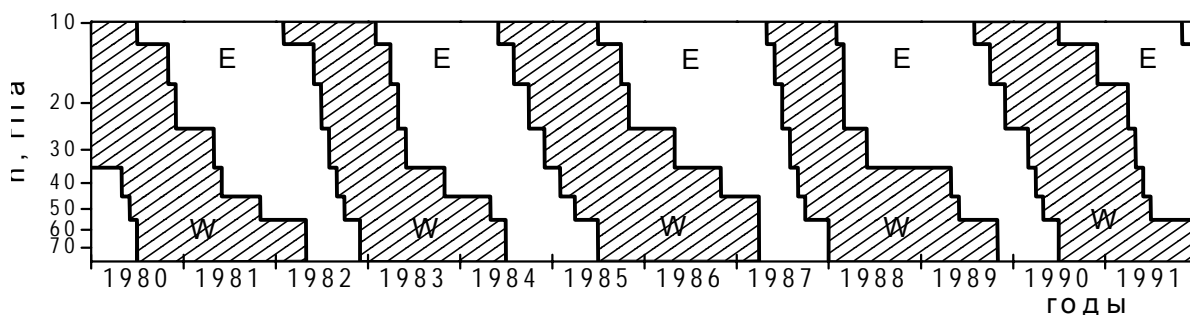


Рис. 2.

На каждом высотном уровне скорость ветра в любой месяц можно представить как суперпозицию компоненты скорости ветра в предыдущий месяц и добавочной компоненты скорости, которая имеет противоположное или то же самое направление по отношению к скорости в предыдущий месяц, соответственно, в случае ослабления или усиления ветра. По изменению профилей скорости ветра исследованы возмущения – изменения скорости  $\Delta u > 10$  м/с за месяц, которые являются причиной изменения направления ветра в квазидвухлетнем цикле.

В результате анализа высотных профилей за 50-летний период 1953–2003 гг. установлено, что весь процесс эволюции ветров в ходе КДЦ можно схематически представить в виде последовательного изменения профилей через 8 стадий, показанных на **рис.3** (верхний ряд). Стадия №1: в средней стратосфере (выше 20–30 гПа) наблюдаются восточные ветры, в нижней – западные. В период этой стадии возмущения практически отсутствуют (изменение скорости  $\Delta u < 5$  м/с за месяц) и, следовательно, имеют место минимальные изменения профилей от месяца к месяцу. Через несколько месяцев существования такого распределения ветров появляются восточные возмущения (то есть возмущения, генерирующие дополнитель-

ную компоненту скорости с востока на запад) в нижней стратосфере DE сначала на ~30 гПа, затем последовательно на более низких уровнях – стадия №2, и за 3-6 месяцев существования такого режима профиль переходит в стадию №3 с восточными ветрами во всем диапазоне высот. Затем развиваются противоположные западные возмущения (дополнительная компонента скорости с запада на восток) DW, начиная с уровня 10 гПа – стадия №4, которые переводят профиль в стадию №5, противоположную 1-й: вверху западный ветер, внизу – восточный. Далее западные возмущения DW постепенно «спускаются» в нижние слои (стадия №6) и через несколько месяцев во всех высотах наблюдается западный ветер – стадия №7. Последний переход – развитие DE (опять начиная с уровня 10 гПа) – стадия №8, которая приводит вновь к профилю стадии №1. За 50 лет наблюдался 21 полный цикл из 8-ми стадий.

На рис.3 (нижний ряд) приведены профили скорости ветра за период с IX.97 по III.00. В данном примере весь процесс эволюции профилей от начала стадии №1 в солнцестояние I.98 до начала следующей стадии №1 в солнцестояние I.00 занимает 24 месяца. Эволюция ветра в КДЦ проходила по такому 24-месячному сценарию в 9 случаях за интервал 1953–2003.

Стадия №1 демонстрирует отчетливую закономерность – эта стадия всегда начинается в период солнцестояния либо в XII-I, либо в VI-VII. Возмущения DE в слое ниже 20–30 гПа всегда начинаются вблизи равноденствия (либо в IV, либо в X), но они могут появиться либо в первое (аналогично примеру на рис.3), либо во 2-е или даже 3-е равноденствие после начала стадии №1. Следовательно, полный цикл эволюции ветра продолжается 24, 30 или 36 месяцев в зависимости от длительности стадии №1.

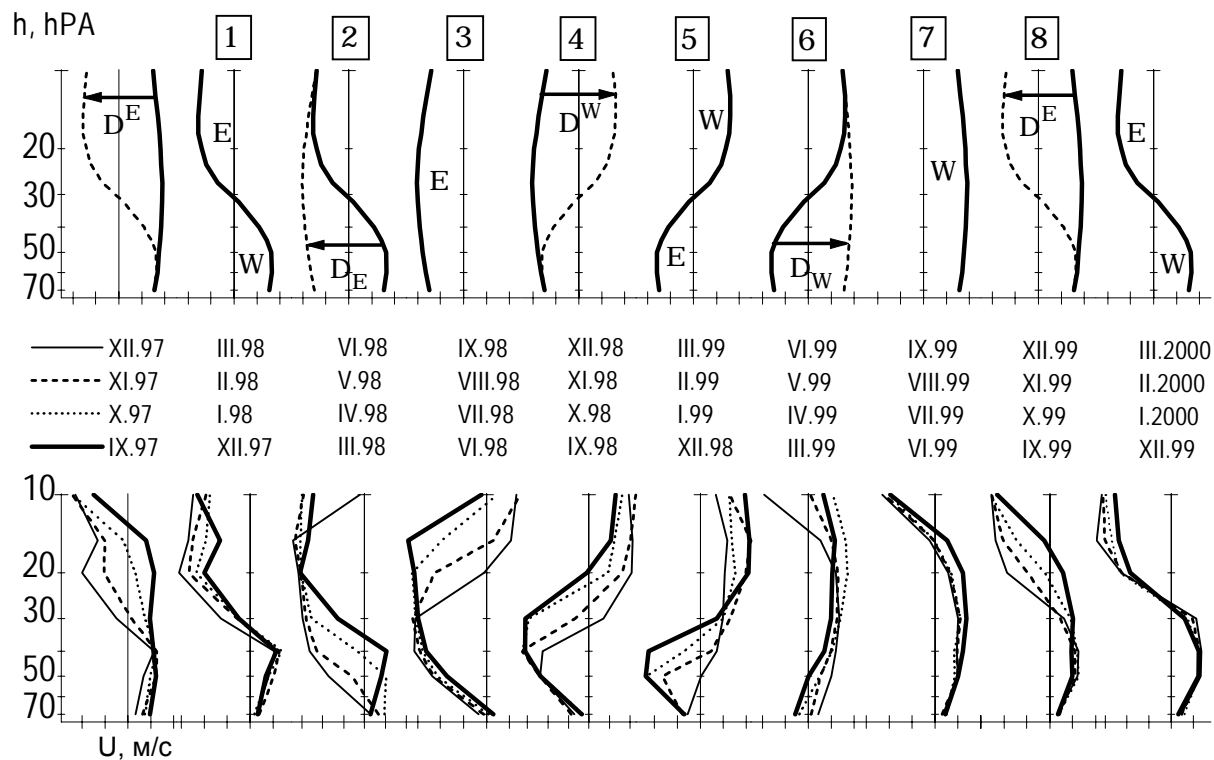


Рис.3.

### Влияние УФ излучения Солнца на эволюцию КДЦ

Особенности стадий №1 и №2 позволяют предположить, что слой 20–30 гПа имеет особое значение в эволюции КДЦ. В течение нескольких месяцев (не менее 3–4), начиная с солнцестояния, выше 20–30 гПа сохраняется восточный, а ниже – западный ветер. Спустя 1, 3 или 5 сезонов всегда в равноденствие появляются возмущения DE ниже 20–30 гПа. В экваториальной стратосфере профиль концентрации озона имеет, в отличие от полярных широт, узкий (по высоте) максимум на 30–20 гПа. Возмущения ветра могут быть следствием возникновения дополнительного термического градиента, обусловленного поглощением в слое озона излучения Солнца в области среднего УФ (~200–300 нм).

На **рис.4** представлены вариации температуры  $t_{30}$  на высоте 30 гПа за 1996–2000 гг. (вверху) и профили скорости ветра для солнцестояний, наблюдавшихся в этом интервале (внизу). С I.96 по XII.97 и с I.98 по VI.00 имели место, соответственно, 24- и 30-месячные сценарии эволюции КДЦ ветра. Стадии №1 наблюдаются вблизи минимумов  $t_{30}$ , а возмущения DE ниже 30 гПа развиваются в равноденствие, совпадающее с началом роста  $t_{30}$ . В первое равноденствие после I.00 не наблюдалось возмущений DE, по-видимому, потому, что спад температуры в данном цикле после VII.99 происходил медленнее, чем в предыдущем цикле после VII.97, и  $t_{30}$  в I.00 на  $\sim 3^\circ$  выше, чем в I.96 и I.98.

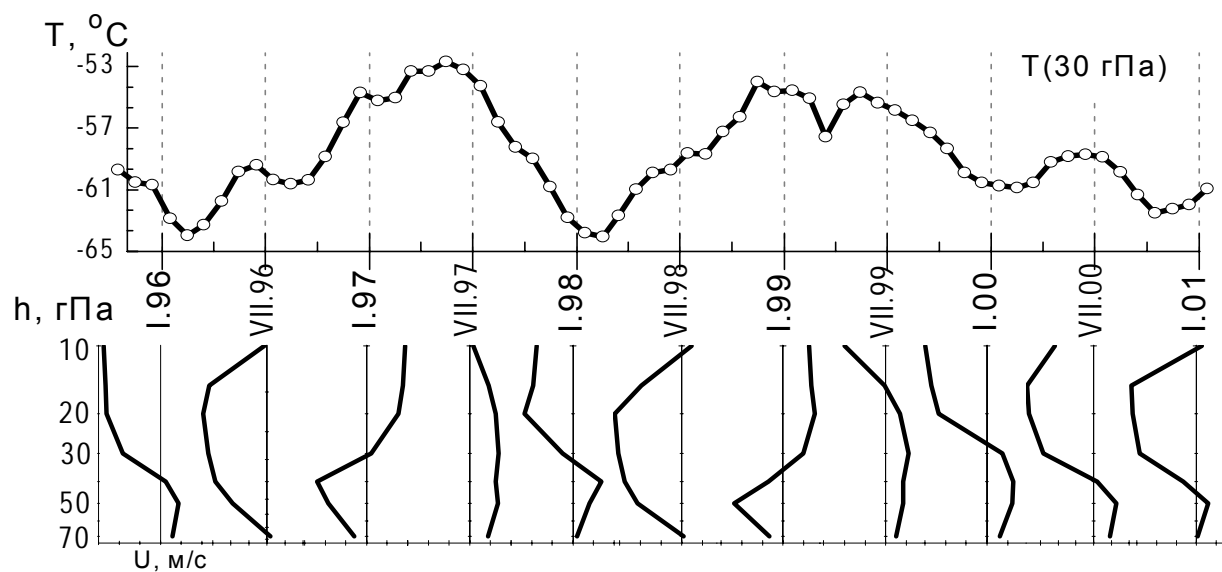


Рис.4.

При любом сценарии (24-, 30- или 36-месячном) стадии №2–№8 развиваются в течение семи сезонов (20–21 месяцев), начиная с равноденствия. При этом в пределах этих семи сезонов, моменты возникновения и интенсивность возмущений отличаются в разных циклах. Именно по этой причине при определении фазы КДЦ (E или W) стандартным способом по направлению ветра, переходы от одной фазы к другой приходится на любой месяц года и не обнаруживают сезонной закономерности.

Анализ вариаций индекса MgII показал, что быстрый спуск вниз, то есть большая интенсивность возмущений DW наблюдается в тех случаях, когда поток солнечного УФ понижается на начальной стадии этих возмущений, а продолжительные случаи наблюдаются при высоких значениях УФ. При этом, как можно видеть из рис.2, начало возмущений DW на высоте 10 гПа (соответствующее окончанию E-КДЦ на 10 гПа) связано с высоким УФ- потоком, в то время как восточные возмущения DE (окончание W-КДЦ на 10 гПа) начинаются на фоне слабого потока УФ.

### Выводы

Сложная связь УФ с КДЦ (рис.1) наряду с сезонной зависимостью эволюции ветра в КДЦ (рис.3) свидетельствуют о том, что вариации солнечного УФ являются одним из факторов, определяющих фазу КДЦ в экваториальной стратосфере Земли, но их влияние зависит как от высоты, так и от стадии процесса обращения ветра, который, в свою очередь, зависит от сезонных особенностей циркуляции.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 01-05-65235).

### Литература

1. Baldwin M.P., et al., The quasi-biennial oscillation // *Reviews of Geophysics*, V.39, N2, P.179-229, **2001**.
2. Labitzke, K., and Chanin M-L., Changes in the middle atmosphere in winter related to the 11-year solar cycle // *Annales Geophysicae*, V.6, P.643-644, **1988**.
3. Staley, D. O., A partial theory of the 26-month oscillation of the zonal wind in the equatorial stratosphere // *J. Atmos. Sci.*, V.20, P.506–515, **1963**.
4. Floyd, L.E., et al., Solar cycle 22 UV spectral irradiance variability // *Solar Physics*, V.177, P.79-87, **1998**.
5. Viereck, R.A., and L.C. Puga, The NOAA Mg II core-to-wing solar index: Construction of a 20-year time series of chromospheric variability from multiple satellites // *J. Geophys. Res.*, V.104, P.9995-10005, **1999**.
6. Weber, M., Solar activity during solar cycle 23 monitored by GOME // *Proc. European Symposium on Atmospheric Measurements from Space (ESAMS'99)*, ESTEC, Noordwijk, WPP-161, ESA, P.611-616, **1999**.
7. Donnelly, R. F., Uniformity in solar UV flux variations important to the stratosphere // *Annales Geophysicae*, V.6, P.417-424, **1988**.
8. Chandra S., The solar UV related changes in total ozone from a solar rotation to a solar cycle. // *Geophys. Res. Lett.*, V.18, N.5, P.837-840, **1991**.
9. Hood L. L., Coupled stratospheric ozone and temperature responses to short-term changes in solar ultraviolet flux: An analysis of Nimbus 7 SBUV and SAMS data // *J. Geophys. Res.*, V.91, N.D4, P.5264-5276, **1986**.
- 10.K. Labitzke and Collaborators, **2002**: The Berlin Stratospheric Data Series, CD from Meteorological Institute, Free University Be2rlin.

**КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ  
НАД СОЛНЕЧНЫМИ ПЯТНАМИ  
ПО ДАННЫМ РАДИОГЕЛИОГРАФА НОБЕЯМА**

**Гельфрейх Г.Б.<sup>1</sup>, Наговицын Ю.А.<sup>1</sup>, Наговицына Е.Ю.<sup>1</sup>,  
Гольдварг Т.Б.<sup>2</sup>, Рябов Б.И.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
Санкт-Петербург, Россия, gbg@GG1623.spb.edu, nag@gao.spb.ru

<sup>2</sup>Калмыцкий Государственный университет, Элиста, Россия

<sup>3</sup>Международный радиоастрономический центр, Рига, Латвия

**QUASIPERIODIC OSCILLATORY PROCESSES ABOVE SUN-SPOTS  
FROM NOBEYAMA RADIOHELIOGRAPH DATA**

**Gelfreikh G.B.<sup>1</sup>, Nagovitsyn Yu.A.<sup>1</sup>, Nagovitsyna E.Yu.<sup>1</sup>,  
Goldvarg T.B.<sup>2</sup>, Ryabov B.I.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Central astronomical observatory at Pulkovo, Saint-Petersburg, Russia, nag@gao.spb.ru  
<sup>2</sup>Physical and Technical institute, Saint-Petersburg, Russia, maxim.ogurtsov@pop.ioffe.rssi.ru

<sup>2</sup>Kalmykia State University, Elista, Russia

<sup>3</sup>International Radio Astronomy Center, Riga, Latvia

**Abstract**

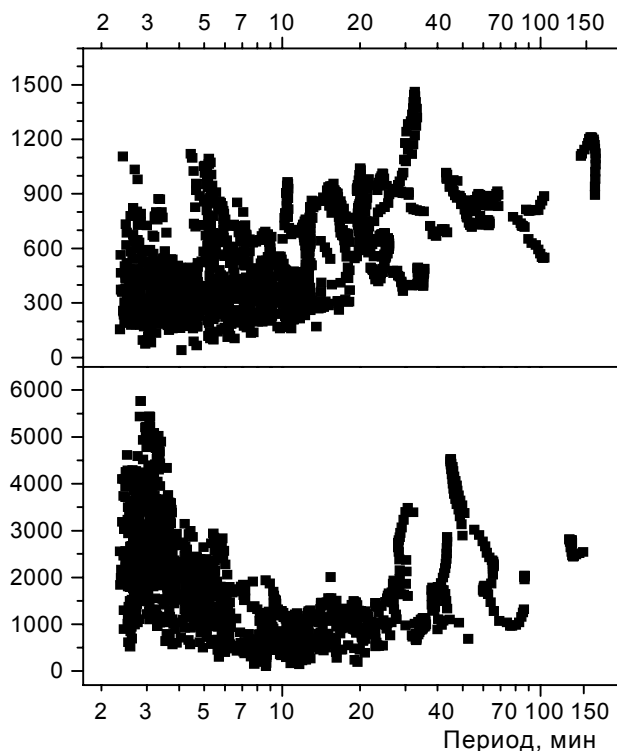
*Oscillation processes in several radio-sources over sunspots in a range of periods from minutes to some hours are investigated. Eight sunspots, which were observed in three different dates, are selected for analysis. Their magnetic field strength vary from 2000 to 3000 G. To obtain characteristics of the oscillation processes wavelet methods were used, which allow tracing of the dynamic picture of variations in variables "amplitude - instant period". It is found that the 3-minute oscillations with wavelength  $\lambda = 1.76$  cm are observed only for sunspots with maximal field strength (2500-3000 G), while modes of lower frequency always present. Oscillations in a range of periods  $T = 10-20$  min, 40-70 min and with lower frequencies manifest themselves most often.*

В работе мы продолжаем исследования квазипериодических колебательных процессов (КПК) в активных областях (АО) атмосферы Солнца по данным радиогелиографа Нобеяма на основе вейвлет-подхода. Этот подход, основываясь на локальном представлении сигнала, позволяет исследовать динамику свойств колебательных процессов.

**30 июня 1993 г.**

Для этой даты мы отобрали находящиеся вблизи центра диска Солнца радиоисточники над группой пор, максимальная из которых имела напряженность магнитного поля в фотосфере  $H = 1600$  Гс и над достаточно крупным пятном униполярной группы с  $H = 2500$  Гс. На рис.1 представлены полученные нестационарные амплитудные спектры

интенсивности этих объектов. По оси X отложены периоды в логарифмической шкале.

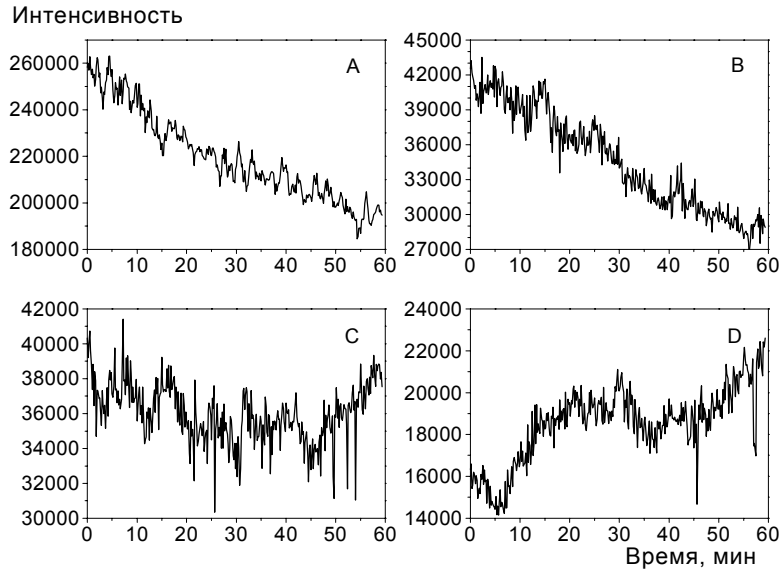


**Рис.1.** Нестационарные амплитудные спектры интенсивности радиоисточника над порой (вверху) и над пятном (внизу) для даты 30.06.1993.

Мы видим, что у рассмотренных радиодеталей характер спектра различный. У пятна наиболее амплитудной является 3-минутная мода, 5-минутная в сравнении с ней выражена слабо. Следующими по величине амплитуды являются 50-минутная и 30-минутная моды. У поры же наиболее выраженными становятся 30-минутные колебания, следующими по величине – 150-минутные. Что же касается высокочастотных мод, то 5-минутные и 3-минутные практически сравнимы между собой. Таким образом, у наблюдаемой поры очень слабо выражено очевидное для пятна деление на диапазоны короткопериодических 3- и 5-минутных и долгопериодических – с периодами десятки минут – колебаний.

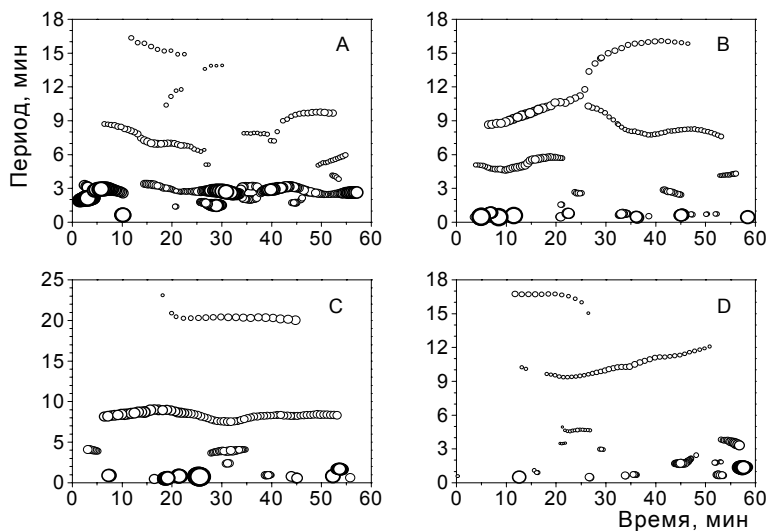
#### 24 июля 1998 г.

Для наблюдений этого дня были отобраны четыре пятна: пятно А имело S-полярность, напряженность магнитного поля  $H = 3000$  Гс и гелиографические координаты (23S, 47E); пятно В: N-полярность,  $H = 2400$  Гс, (24S, 57E); пятно С: N-полярность,  $H = 2000$  Гс, (32N, 52E); пятно D: S-полярность,  $H = 2300$  Гс, (24N, 01E). В данном случае нас интересовал прежде всего короткопериодический диапазон и колебания с периодами порядка 10-20 минут, которые для пятна на рис.1 показали депрессию амплитуды. Временные профили интенсивности этих пятен приведены на рис.2.



**Рис.2.** Временные профили интенсивности четырех солнечных пятен для даты 24.07.1998.

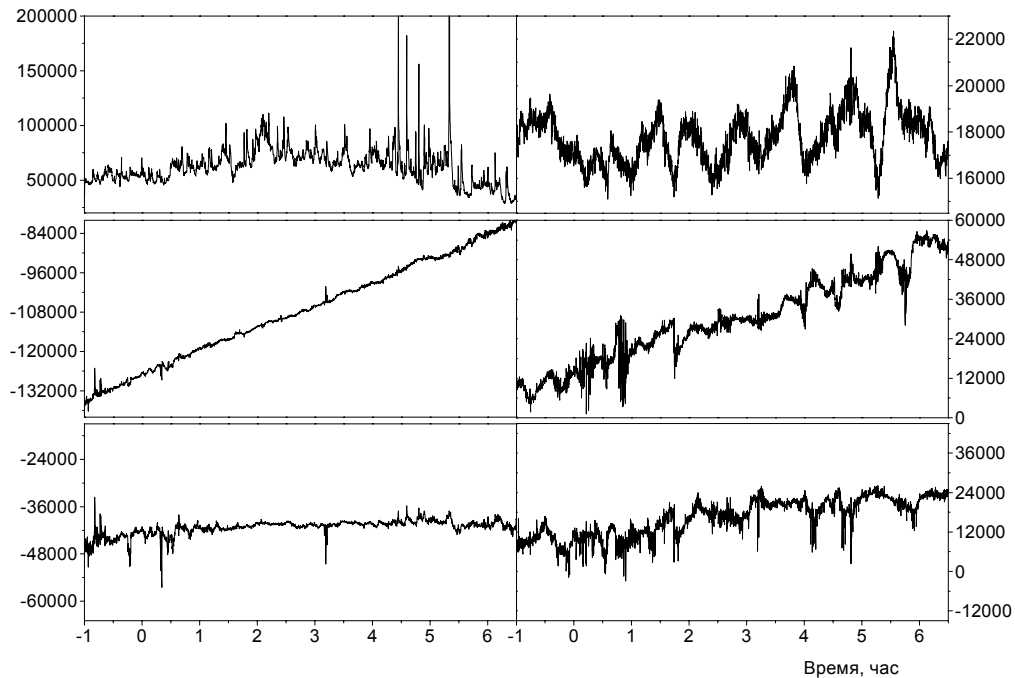
Видно, что разные пятна показывают различные изменения колебательного типа. Это подтверждает рис.3, на котором приведены динамические спектры этих КПК: зависимости «мгновенных периодов» от времени наблюдения. Мы видим, что стабильные (хотя и нестационарные) 3-минутные колебания прослеживаются только у пятна с самым большим магнитным полем – А. У других пятен наиболее характерными являются колебания с периодами около 10 мин:  $10 \pm 2$  мин (В),  $8 \pm 2$  мин (С) и  $10.5 \pm 1.5$  мин (D). Пятно С показывает 20-мин колебания, а пятно В на протяжении 15 минут – 5-мин колебания. Еще одной особенностью спектров пятен В – D являются достаточно амплитудные КПП с периодами 30-60 сек, отдельные цуги которых устойчивы в течение нескольких (до 10-ти) минут. Кроме того, у пятен А и D на рис.1 как тенденция прослеживаются колебания с периодами более 40 мин.



**Рис.3.** Динамические вейвлет-спектры амплитуд колебаний радиointенсивности тех же пятен, что и на рис.2. Диаметры кружков отражают относительную амплитуду различных квазипериодических компонент.

### 15 марта 2002 г.

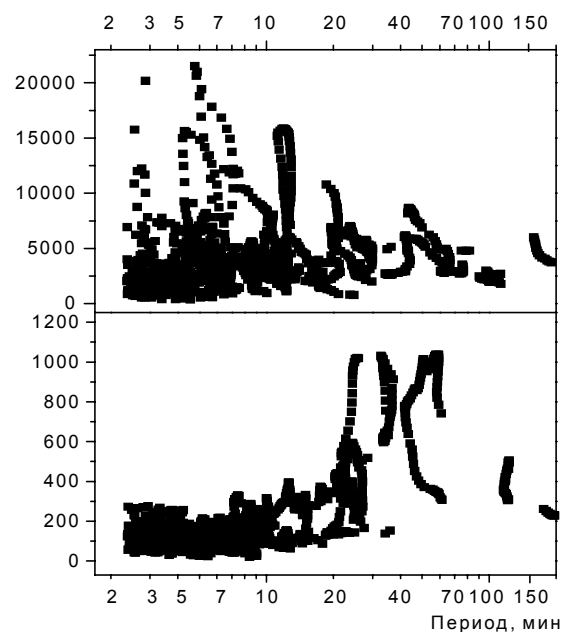
Для этой даты нами были выбраны две детали – хвостовое и головное пятна биполярной группы, находящейся вблизи центра диска Солнца. Кроме радиointенсивностей, мы измеряли также и радиокоординаты (в км) в прямоугольной системе (ось Y направлена на северный полюс).



**Рис.4.** Временные профили интенсивности (верхние панели) и радиокоординат (средние панели – X, нижние – Y), в км, у источников над биполярной группой 15.03.2002 года. Слева – хвостовое (F) пятно, справа – головное (P).

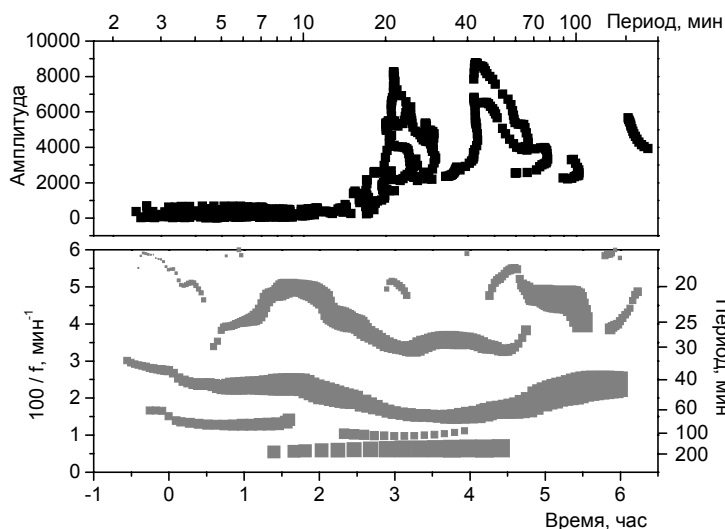
Первое, что бросается в глаза на рис.4 – это сильная выраженность низкочастотных КПК у интенсивности радиоисточника над головным пят-

**Рис.5.** Зависимость «амплитуда – мгновенный период» для интенсивностей радиоисточников над F (сверху) и P (снизу) пятнами 15.03.2002, полученная с помощью вейвлет-преобразования. Периоды отложены в логарифмической шкале.



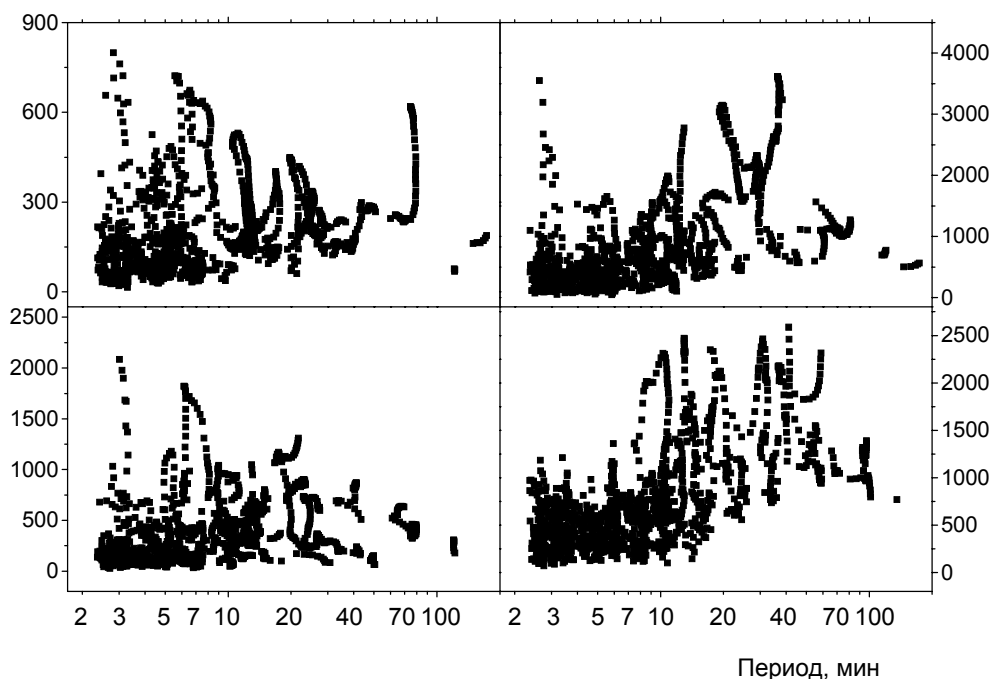


ном группы, более слабого, чем над хвостовым. На рис.5 представлены соответствующие динамические спектры колебаний. Однако, это не означает, что низкочастотные колебания подавлены в F пятне. На рис.6 приведены общий спектр колебаний в нем после применения вейвлет-фильтра, подавляющего высокие частоты, и динамический спектр. Мы видим, что колебания в диапазонах периодов 20-30 и 40-60 мин имеют место и стабильно присутствуют все время наблюдений.



**Рис.6.** Зависимость «амплитуда – локальный период» и динамический вейвлет-спектр для долгопериодических колебаний интенсивности F пятна 15.03.2002.

Рассмотрим теперь картину колебаний в радиокоординатах – рис.7. Координатные трехминутные колебания в F пятне также имеют место, как



**Рис.7.** Зависимости «амплитуда – мгновенный период» для колебаний радиокоординат (верхние панели – X, нижние – Y) источников над биполярной группой 15.03.2002. Слева – хвостовое (F) пятно, справа – головное (P).

и для радиоинтенсивности (но их амплитуда для X координаты достаточно слаба), и, кроме того, для X координаты в P пятне также имеют место колебания подобного рода. В целом же, спектры для F пятна имеют при увеличении периода спадающий по амплитуде характер, а для P пятна – нарастающий.

### **Выводы**

Как нам представляется, к настоящему моменту надежно установлено, что кроме широко известных 3- и 5-мин диапазонов колебаний, на Солнце присутствует долгопериодический диапазон, охватывающий собою нестационарные колебания в солнечных пятнах с периодами 10-20, 40-70 и более минут. Для разных пятен эти периоды могут отличаться друг от друга, и поэтому можно говорить о 10-200 минутных мультисоставных колебаниях. Таким образом, находят свое дальнейшее подтверждение предыдущие результаты, полученные как в оптическом ([1-5] и др.), так и в радиодиапазонах (работы М.М. Кобрин в 60-х годах, [6-8] и др.).

В этой работе для рассмотренных пятен мы впервые показали что короткопериодические колебания встречаются, главным образом, у крупных пятен, обладающих повышенным радиоизлучением, с напряженностью магнитного поля на уровне фотосферы более 2500 Гс. Долгопериодический же диапазон, проявляя себя в той или иной форме, по-видимому, характерен для любых пятен.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 02-02-16548а.

### **Литература**

1. Гопасюк С.И. Изв. КрАО, т. 73, с.9, 1985.
2. Наговицына Е.Ю. Исследование квазипериодических движений пятен и особенностей горизонтального поля скорости на Солнце координатными методами повышенной точности. Автореф. канд. диссертации., Л., 14 с. 1990.
3. Наговицын Ю.А., Вяльшин Г.Ф. Солн. данные, № 5, с.79, 1990.
4. Mashnich G.P., Bashkirtsev V.S. Solar Phys., v. 185, p.35, 1999.
5. Наговицына Е.Ю., Наговицын Ю.А. Письма в АЖ, т. 27, с.144, 2001; т. 28, с. 140, 2002.
6. Gelfreikh G.B., Grechnev V., Kosugi T., Shibasaki K., Sol. Phys., v.185, p. 177, 1999.
7. Shibasaki K., Astron. J., v.550, p.1113, 2001.
8. G.B.Gelfreikh NRO Report 479, p.41, 1999.
9. Гельфрейх Г.Б., Наговицын Ю.А. Труды конференции “Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца”, с.137, 2002.

**КРУПНОМАСШТАБНОЕ ГЕЛИОСФЕРНОЕ  
МАГНИТНОЕ ОБЛАКО КАК ИСТОЧНИК  
АСИММЕТРИЧНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ ПЛАЗМЫ**

**Гриб С.А.**

*ГАО РАН, Пулково, Санкт-Петербург, 196140 Россия*

**LARGESCALE HELIOSPHERIC MAGNETIC CLOUD AS A SOURCE  
OF THE ASYMMETRIC PERTURBATION OF PLASMA**

**Grib S.A.**

*Russian Academy of Sciences, Central Astronomical Observatory, Pulkovo, Saint-Petersburg,  
196140 Russia*

**Abstract**

*MHD approach is used to study the abrupt discontinuous perturbation of a magnetic cloud going through the stationary flow of the solar wind. The symmetric oblate deformation of the cloud in a case of frontal solar shock wave collision with the cloud and the asymmetric - in a case of oblique interaction of a solar reverse one with the bow front are studied. The magnetic cloud as the probe inside the solar wind flow is indicated.*

**Краткое введение**

Магнитное облако, распространяющееся по потоку солнечного ветра и сопровождающее корональный выброс плазмы, является структурой, часто наблюдаемой в гелиосферной плазме. Основным свойством данной структуры является наличие относительно сильного межпланетного магнитного поля (ММП) с аномальным значением северно-южной компоненты [1].

По мере своего движения от короны Солнца магнитное облако, расширяясь, увеличивает свою величину и часто становится асимметричным, что неоднократно наблюдалось на космических аппаратах [2]. Исходя из этого, можно предположить, что, будучи непосредственно связанным с состоянием космической погоды, оно может служить зондом, говорящим о наличии сильных возмущений межпланетной плазмы, способных вместе с облаком оказывать влияние на поведение геомагнитного поля, вызывая развитие геомагнитной бури.

Кроме того, важно отметить, что магнитное облако во многом напоминает движущуюся магнитосферу с головной ударной волны перед ней и несимметричной драпировкой магнитного поля вокруг облака [3]. Известно также, что приход магнитного облака к магнитосфере Земли во

время юбилейного дня взятия Бастилии 14 июля 2000 года послужил причиной грандиозной геомагнитной бури [4].

Кроме головной ударной волны, находящейся перед облаком, на его границе можно предположить наличие тангенциального разрыва с резким понижением величины плотности плазмы [5], увеличением величины ММП и падением значения температуры протонов [2,6].

### Постановка задачи

Представляет интерес рассмотрение в рамках магнитогидродинамического (МГД) численного пробного расчета часто происходящих в солнечном ветре взаимодействий солнечной прямой быстрой ударной волны, набегающей на облако со стороны Солнца, и обратной ударной волны, направленной к Солнцу, с головным фронтом и облаком, движущимся от Солнца, при представлении облака структурой, подобной магнитосфере Земли [7].

Магнитное облако движется по корональной плазме со скоростью, в 3 раза большей скорости солнечного ветра на расстоянии 18 радиусов Солнца [7]. Граница облака представляется в виде стационарного тангенциального разрыва. Солнечная быстрая ударная волна настигает облако со стороны Солнца (подобно рассмотрению, проведенному в [7]) и взаимодействует с тангенциальным разрывом или лобовым образом, или наклонно. В первом случае используем метод, описанный в [8], во втором случае при угле столкновения в 30 градусов используем методику, разработанную в [9].

### Описание проделанного исследования

Рассмотрим столкновение солнечной прямой быстрой ударной волны  $S_+$  с тангенциальным разрывом  $T$ , расположенным на границе магнитного облака.

Ударная волна будет описываться МГД условиями динамической совместности, тангенциальный же разрыв  $T$  будет задаваться скачками величин концентрации частиц, объемной скорости и величины магнитного поля. За счет выбора системы координат можно добиться параллельности векторов объемной скорости  $V$  и магнитного поля  $B$  с разных сторон от  $T$ .

Условия, которым будет удовлетворять разрыв  $T$ , будут иметь вид:

$$\begin{aligned} (V \cdot n) &= (V_0 \cdot n) = 0 \\ (H \cdot n) &= (H_0 \cdot n) = 0 \\ p + H^2/8\pi &= p_0 + H_0^2/8\pi, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $V$  - объемная скорость частиц,  $n$  - нормаль, перпендикулярная поверхности разрыва,  $p$  - газокINETическое давление,  $H$  - напряженность

магнитного поля, равная индукции  $\mathbf{B}$  (при  $\mu = 1$ ). Индекс 0 относится к невозмущенной области, находящейся перед тангенциальным разрывом.

Условия динамической совместности, выражающие законы сохранения для ударной волны, можно [8,9] записать в виде:

$$\begin{aligned} \{\rho V_n\} &= 0, \\ \{p + \rho V_n^2 + H_t^2 / 8\pi\} &= 0, \\ \{\rho V_n V_t - H_n H_t / 4\pi\} &= 0, \\ \{\rho V_n p / (\gamma - 1) + V^2 / 2 + p V_n + H_t^2 V_n / 4\pi - H_n (H_t V_t) / 4\pi\} &= 0, \\ H_n \{V_t\} &= \{H_t V_n\}, \\ \{H_n\} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $n$  обозначает нормаль к ударному фронту,  $t$  указывает на касательную компоненту и  $\{ \}$  отражают скачок величины при переходе через разрыв.

Для ударных волн необходимо также выполнение условий эволюционности, которые в случае медленных ударных волн говорят о том, что скорость медленных ударных волн  $\Theta$  относительно плазмы перед волной должна быть доальфвеновской:

$$c_{S0} < \Theta < V_{A0}, \quad (3)$$

где  $c_S$  - медленная магнитозвуковая скорость, а  $V_A$  - скорость Альфвена.

Решение задачи о лобовом столкновении быстрой ударной волны с тангенциальным разрывом  $T$  находится методом пробного расчета [8], в наклонном же случае - построением МГД поляры [9] в плоскости  $(\delta, P/P_0)$ , где  $\delta$  - угол отклонения объемной скорости за волной от оси  $X$ , параллельной тангенциальному разрыву,  $P$  - полное давление. Строится поляра отраженной ударной волны и волны разрежения с определением ее пересечения с полярой преломленной волны. Точка пересечения соответствует равенству полных давлений и углов наклона объемных скоростей сверху и снизу от  $T$ , и в силу этого для волн, связанных с этой точкой, выполнены граничные условия.

Рассмотрение же взаимодействия быстрой обратной ударной волны с головным фронтом перед магнитным облаком осуществляется аналогично проведенному в [10] с учетом изменений, изложенных в [11].

### Основные результаты

Изучение взаимодействия солнечной быстрой ударной волны  $S_+$  с границей магнитного облака, представляемой в виде тангенциального разрыва  $T$  с разрежением плазмы при переходе через него, в случае наклонного взаимодействия (при угле взаимодействия в  $30^\circ$ ) указывает на возможность возникновения преломленной медленной ударной волны  $S_-$ :  $S_+T \rightarrow R_+T S_-$ , где  $S_+$ ,  $R_+$  - быстрая ударная волна и быстрая волна разрежения. Этот случай подобен случаю, рассмотренному в [9], о взаимодействии быстрой ударной волны с границей корональной дыры.

Таким образом, рассмотрение наклонного взаимодействия этой волны с границей магнитного облака говорит о генерации преломленной медленной ударной волны, проходящей через облако и понижающей величину ММП. В данном случае возникающая аналогия является закономерной из-за известной связи магнитного облака с корональной полостью. При этом важно подчеркнуть, что речь идет о наклонном взаимодействии, существенно отличающемся от прямого лобового столкновения [8], при котором преломленная внутрь облака ударная волна является быстрой, и она способствует наблюдаемому расширению облака [7].

В то же время обратная ударная волна после столкновения с головным фронтом перед магнитным облаком создаст асимметрию потока в переходном слое, отделяющем магнитное облако от фронта аналогично [10,11], на что неоднократно указывали в связи с обсуждением наблюдений [1,3].

Настоящие исследования были проведены автором в рамках программы ОФН РАН №16.

### Литература

1. Burlaga L.F., Lepping R. And Jones J. Global configuration of a magnetic cloud. // *Physics of Flux Ropes*, Ed.by Russell C.T.et al., AGU Monograph, Washington D.C.,1990, p.373.
2. Osherovich V., Burlaga L.F. Magnetic clouds. // *Coronal Mass Ejections*. Geophys. Monograph 99, AGU, Washington D.C., 1997, p.157-168.
3. Ромашец Е.П., Ботмер В, Веселовский И.С., Иванов К.Г., Каргилл П. Драпировка поля вокруг межпланетного магнитного облака с ударной волной. // *Геом. и аэрон.*, 2002, т.42, №4, с.448-452.
4. Dryer M., Fry C.D., Sun W., Deer C., Smith Z., Akosofu S.I., Andrews M.D. Prediction in real time of the 2000 July 14 heliospheric shock and its companions during the “Bastille” epoch. // *Sol.Phys.*, 2001, v.204, №1-2, pp.287-286.
5. Vandas M., Geranios A. November 17-18 1975 event: A clue to an internal structure of magnetic clouds ? // *J.of Geophys.Res. A*, 2001, v.106, №2, pp.1849-1858.
6. Qiang Hu and Sonnerup B.U.O. Reconstruction of magnetic clouds in the solar wind: orientations and configurations.// *J. of Geophys.Res.*, 2002, v.107, A7, 10.1029/2001 JA 000293.
7. Vandas M. And Fischer S., Dryer M.,Smith Z., and Detman T., Geranios A. MHD simulation of a shock wave with a magnetic cloud.// *J.of Geophys.Res.*, 1997, v.102, №A10, pp.22.295-22.300.
8. Grib S.A., Brunelli B.E., Dryer M., Shen W.-W. Interaction of interplanetary shock waves with the bow shock-magnetopause system.// *J.of Geophys.Res.*, 1979, v.84, A10, pp.5907-5920.
9. Гриб С.А., Сазонова В.Н. Об одном возможном механизме возникновения медленных ударных волн в короне Солнца.// *Письма в Астр. Журнал*, 1995, т. 21, N 4, с.294-299.
10. Пушкарь Е.А., Бармин А.А., Гриб С.А. Исследование в МГД приближении падения ударной волны солнечного ветра на околоземную головную ударную волну.// *Геом.и аэрон.*, 1991, т.31, №3, с.410-413.
11. Гриб С.А. МГД взаимодействия сильных разрывов солнечного ветра и асимметрия заря-сумерки.// *Международная конференция. Околоземная Астрономия – 2003. Программа конференции и тезисы докладов. Москва 2003, с.51.*

## **ПОСТРОЕНИЕ СИНОПТИЧЕСКИХ КАРТ КРОНАЛЬНЫХ ЛУЧЕЙ ПО СНИМКАМ ОРБИТАЛЬНОГО ТЕЛЕСКОПА LASCO**

**Гусева С.А., Фатьянов М.П.**

*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия*

## **CONSTRUCTING OF SYNOPTIC CHARTS CORONAL STREAMERS ON PICTURES OF ORBITAL TELESCOPE LASCO**

**Guseva S.A., Fatianov M.P.**

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

### **Abstract**

*The 3d-distribution of the large coronal streamers in the space near the Sun ( $2 - 6 R_{\odot}$ ) is studied. The picture of the white corona of space-borne LASCO (based on SOHO) is used. To identify the foot points of streamers with surface features the H-alpha synoptic charts of Kislovodsk Solar Station was taken into account.*

*The number of rays studied during the year 2002 is more than 3000. We founded that the main parts of rays is located in selected longitude regions, and they show their genetic connection with global heliospheric neutral sheet. The remaining part of rays that lay over the solar H-alpha filaments doesn't show their dependence with global sheet.*

*The streamers that was observed at the year 2002 have the values of heliocentric latitude higher than that of global neutral sheet, if it was counted from solar surface observations. .*

### **Введение**

Как известно, солнечная корона не является аморфным по структуре образованием, а состоит из множества лучей и арок. Геометрические параметры этих лучей (форма, их ориентация и расположение в пространстве) тесно связаны со структурой магнитного поля, поэтому в течении XX в. их изучению было посвящено много работ. При этом изучение короны на расстоянии в несколько радиусов Солнца опиралось почти исключительно на наблюдения полных солнечных затмений. В наши дни с развитием наблюдательной техники появилась возможность оперативно получать ежедневную информацию о короне на диске и лимбе Солнца и о магнитных полях различной интенсивности и масштабов. Имеется много изображений короны полученных на орбитальных солнечных обсерваториях в различных диапазонах солнечного спектра (видимого, УФ и рентгене).

Целью данной работы является изучение трехмерной ориентации лучей в короне на расстоянии 2-6  $R_{\odot}$ , как продолжение цикла работ [1,2] авторов на эту тему.

## Наблюдательный материал

Для данной работы использовались:

1. Набор ежедневных изображений короны в белом свете, по наблюдениям широкоугольного спектрометрического коронографа LASCO C2, орбитальной обсерватории SOHO, за период 2002 год.
2. Магнитограммы крупномасштабного фотосферного магнитного поля обсерватории в Стэнфорде ([www.stanford.edu\WSO](http://www.stanford.edu\WSO)).
3. Синоптические  $N\alpha$  карты (Кисловодской ГАС ГАО), в этот же период времени (кэррингтоновские обороты с 1984 по 1998).
4. Магнитограммы корональных полей (computed coronal field), где рассчитана нейтральная корональная линия глобального поля на  $h = 2,5 R_{\odot}$ .

Мы использовали эти данные для привязки к корональным лучам на снимках LASCO C2, где ведутся наблюдения лучистой структуры на высотах  $h$  (2-6)  $R_{\odot}$ .

## Метод обработки данных

В данной работе было проведено отождествление корональных лучей разного типа по ежедневным снимкам LASCO C2. Было обработано более 350 снимков короны, где было выделено около 3000 отдельных лучевых образований. За период 14 кэррингтоновских оборотов были определены для каждого луча ширина его основания (на  $h=2 R_{\odot}$ ) и угол отклонения луча от радиального направления до высот  $4 R_{\odot}$ . На сетку синоптических карт были нанесены координаты центра оснований лучей за данный день (широта луча из измерений, долгота –E или W лимба солнца в данный день), в среднем от 200 до 300 лучей на один кэррингтоновский оборот. Полученное распределение лучей за каждый оборот 2002 года было совмещено с синоптической картой в линии  $N\alpha$  за тот же кэррингтоновский оборот (для примера на рис.1 показано такое распределение для CR1987, CR1992), а так же с магнитограммой и расчетами коронального магнитного поля (рис.2). Было вычислено среднее отклонение каждого луча от нейтральной корональной линии глобального поля, и среднее отклонение лучей от пояса волокон по широте. Для того, чтобы проявились эффекты эволюции долгоживущих лучей, мы объединили данные за период в три месяца наложением синоптических карт за три последовательных CR друг на друга, при этом стабильные участки гелиослоя стали проявляться более отчетливо, впоследствии получили усредненный наблюдаемый гелиослой. Результаты наложения для трех (CR1993-95) из 14 оборотов представлены на рис.3.

## Результаты обработки

На каждой из составленных синоптических карт отчетливо видно, что около трети числа лучей разбросаны почти равномерно по всей



синоптической карте вдали от линии раздела коронального магнитного поля. Среди лучей лежащих на корональной нейтральной линии 45% представляют собой яркие шлемовидные лучи, 15% - средней яркости, и 40% - слабые узкие лучи. Многие из этих лучей хорошо совпадают с положением волокон на  $N\alpha$  карте, или имеют смещение (до  $10^\circ$ ), которое вполне можно объяснить эффектом проекции луча на картинную плоскость, если луч имел отклонение от этой плоскости. Более подробно эти лучи были исследованы в нашей работе [1].

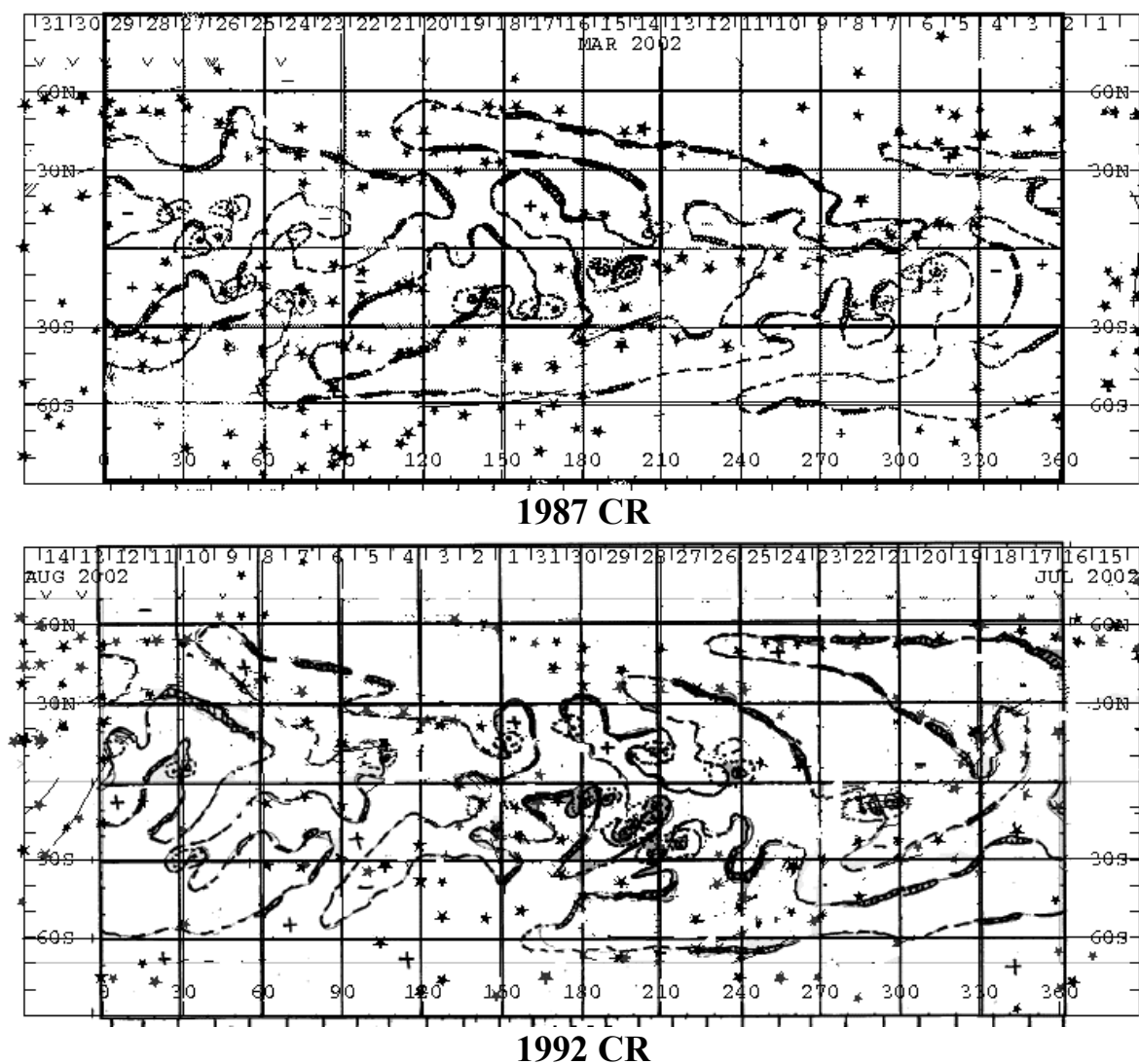
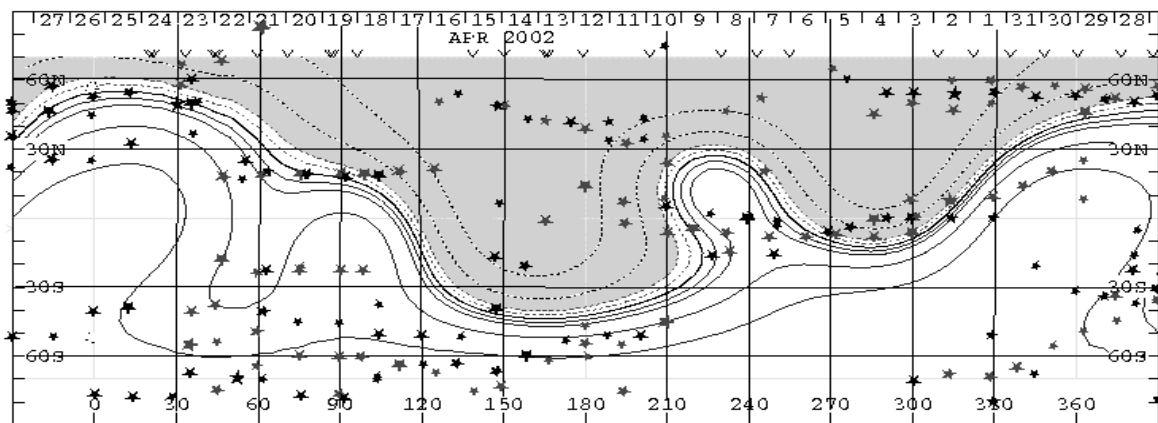
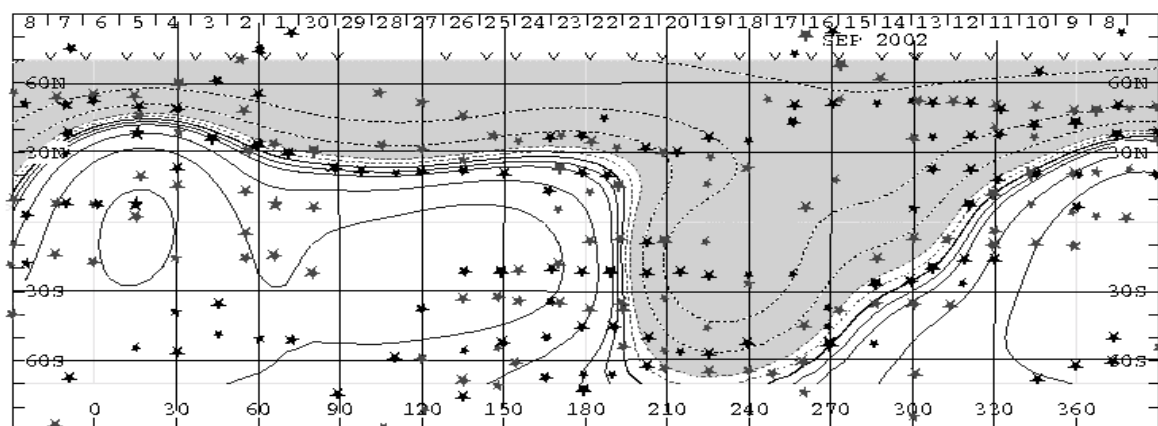


Рис.1.

Остальные лучи отчетливо группируются вблизи нейтральной линии, имея систематическое отклонение в направлении более высоких или более низких широт (вверх или вниз по широте) от расчетной нейтральной линии.

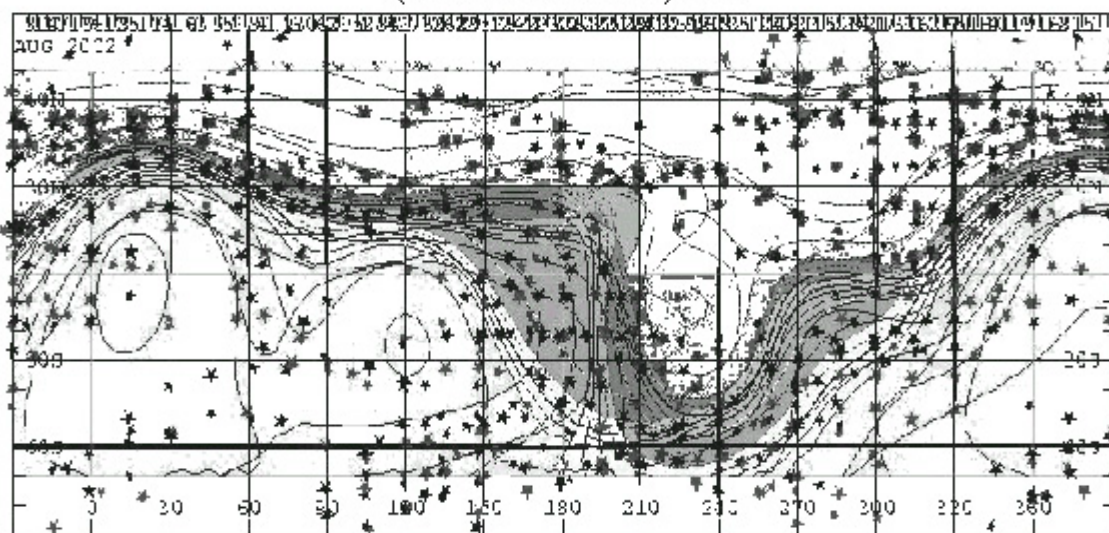


1988



1994

Рис.2.



(1993-1994-1995) CR

Рис.3.

Измеренные средние значения широт лучей и отклонений ( $\Delta\varphi^\circ$ ) для каждого диапазона долгот представлены в таблице 1. В целом можно отметить тенденцию более высоких широт у наблюдаемых лучей, чем у вычисленной нейтральной корональной линии

Таблица 1. Эволюция широтного пояса.

№ CR	Координаты области		Среднее отклонен. $\Delta\varphi^\circ$	№ CR	Координаты области		Среднее отклонен. $\Delta\varphi^\circ$
	$\varphi^\circ$	$(L_1-L_2)^\circ$			$\varphi^\circ$	$(L_1-L_2)^\circ$	
1984	+30	0-30	+15°		-30	150-300	-30°(+40°)
	+0	30-90	+/-15°		+45	330-360	+10°
1985	+20	0-60	+12°	1991	+20	0-150	+12°
	-40	60-150	+30°			-30	150-300
	+35	180-240	+15°		+30	300-360	+/-30°
	+10	240-360	+10°	1992	+20	0-150	+10°
1986	+35	0-20	+10°			-30	150-300
	0	20-60	+0°		+20	300-360	+35°
	-60	60-180	+40°	1993	+30	0-150	+5°
	-10	190-240	+30°			+20	150-210
	+20	240-360	+20°		-40	210-270	-15°(60°)
1987	+40	0-100	+5°		+20	270-360	+/-25°
	-40	120-210	+45°	1994	+30	0-200	+/-10°
0	210-270	+/-15°			-65	200-270	+40°
	+15	270-360	+10°		0	270-360	+15°
1988	+40	0-60	+/-5°	1995	+30	0-180	+5°
	+20	60-120	0°			-50	180-300
	-40	120-210	+12°(+60°)		+15	300-360	+15°
	0	210-330	+15°	1996	+30	0-180	+18°
	+40	330-360	+10°			-40	210-330
1989	+30	0-120	+5°		+30	330-360	+10°
	-40	130-210	-5°(+30°)	1997	+30	0-180	+12°
0	210-300	+20°			-40	180-330	+/-20°
	+30	300-360	+/-20°		+30	330-360	+20°
1990	+40	0-60	+7°	1998	-45	210-340	+60°
	0	60-150	+20°			+40	340-360

### Обсуждение

Если основываться на гипотезе, что корональные лучи вытягиваются вдоль нейтрального гелиослоя, то синоптические карты расположения лучей представляют собой картину реального наблюдаемого нейтрального гелиослоя. Его геометрическая конфигурация в пространстве отличается от вычисленной по методу Хоксема, модель потенциального магнитного поля в короне с поверхностью источника на  $R_s=2,5R_\odot$ . Если его представить в виде ленты опоясывающей Солнце, то реальная конфигурация ленты,

расположенной вертикально над солнечной поверхностью, отличается наличием дополнительных складок по сравнению с вычисленной. Этот гофрированный слой устойчиво расположен на широтах более высоких, чем дают вычисления. В ряде случаев (например, в CR1993) отклонение более значительно чем в среднем. Этот слой появляется на долготе с запаздыванием до двух суток. Данный эффект иногда не считают реальным явлением, так как замеченное отклонение лучей в сторону более высоких широт может быть интерпретировано, как проявление эффекта проекции на картинную плоскость луча расположенного под значительным углом к этой плоскости, однако в этом случае мы наблюдали бы увеличение угла отклонения для приполярных лучей. Данные из таблицы 1 не показывают, такую зависимость роста угла отклонения. Для отдельных приполярных лучей этот угол даже меньше, чем для пояса средних широт.

Такие синоптические карты расположения лучей очень полезно иметь, как дополнительную информацию при составлении гелиосферных прогнозов, основанных на наблюдениях магнитных полей. По ним можно корректировать геометрию глобального гелиослоя. Корректировать в сторону реально наблюдавшегося слоя на предыдущих кэррингтоновских оборотах. Эти карты являются достаточно информативным дополнением к традиционным картам широтной эволюции гелиослоя, т.к. дают представление о реальном расположении широты гелиослоя в зависимости от долготы.

Исследованный нами период (2002 г.) относится к начальной эпохи ветви спада цикла активности. Мы считаем полезным продолжить данную работу для других эпох солнечного цикла для того, чтобы проследить, как ведет себя реальный гелиослой в короне, и сравнить его с рассчитанным по фотосферным магнитным полям

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 02-02-16035 и 03-02-16091; ФНТП «Астрономия» Программы Нестационарные процессы астрономии; Договора ГАО-ИКИ Топология магнитного поля Солнца.

### Литература

1. Гусева С.А., Фатьянов М.П. «Морфология корональных лучей на спаде активности (SOHO/LASCO, 2002 год)», Труды конф. «Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного м.п. Солнца», ГАО РАН, Пулково, Санкт-Петербург, 2002г., С. 171.
2. Гусева С.А., Фатьянов М.П. «Структура короны на фазе роста активности: 1 Лимбовые корональные лучи как предикторы гелиомагнитной картины на диске Солнца», 2000г., тезисы доклада конф. ГАО РАН, Пулково, Санкт-Петербург.
3. Солнечная корона и корпускулярное излучение в космическое пространство. Киев, « Наукова думка », 1965 г.

## **ВАРИАЦИИ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ РАЗМЕРНОСТЕЙ В ЦИКЛАХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Давыдова Е.И., Давыдов В.В.**

*Горная астрономическая Станция ГАО РАН, 357700, Кисловодск, а/я 145, Россия,  
davale@rambler.ru*

## **VARIATIONS CORRELATION DIMENSIONS IN CYCLES OF SOLAR ACTIVITY**

**Davidova E.I., Davidov V.V.**

*Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Observatory, Kislovodsk, 357700, P.O. Box 145,  
Russia, davale@rambler.ru*

### **Abstract**

*Methods of chaotic dynamics are applied to the analysis of the data of solar activity (Volf's number, 1849-1990 years) and the meteorological data of a terrestrial atmosphere (daily temperature in the central England, 1849-1990 years). Calculation of correlation dimension of the data corresponding to 11-years cycles of solar activity is carried out. Results: the analysis has shown a parallel variations of correlation dimensions for Volf's numbers and for temperature. For the considered period of time correlation dimensions of numbers of Volf and temperatures are in an antiphase with height of cycles of solar activity.*

### **Введение**

Идея применения методов хаотической динамики к анализу временных рядов основана на том, что основная структура хаотической системы, содержащая в себе всю информацию о системе, а именно, аттрактор динамической системы может быть восстановлена через измерение только одной наблюдаемой переменной этой динамической системы, фиксируемой, как временной ряд. Важной количественной характеристикой самоподобия многомерных множеств является корреляционная размерность. Как следует из определения размерности вложения, она соответствует числу независимых переменных, описывающих систему. Таким образом, восстанавливая размерность вложения, мы получаем информацию о сложности системы. Для вычисления корреляционной размерности использовалась процедура реконструкции фазового пространства методом Грассбергера-Прокаччия. Для большинства реальных систем приходится иметь дело со сложными притягивающими множествами, которые помимо неустойчивых траекторий содержат также множество устойчивых периодических орбит, характеризующихся большими периодами и узкими областями притяжения. Неясно, как однозначно определить естественную инвариантную меру, поскольку речь идет, по сути, не об одном аттракторе,

а о множестве существующих аттракторов. Системы обладают мультифрактальной структурой, и возможный подход для их анализа заключается в рассмотрении динамических свойств в определённом интервале масштабов, относя полученные корреляционные размерности к подсистемам, отвечающим за реализации различающихся процессов. Вероятно, и поэтому в литературе можно увидеть существенно различающиеся оценки корреляционной размерности для одних и тех же рядов данных.

### **Цель работы**

Анализируется поведение в фазовом пространстве ежедневных рядов данных температуры в центральной Англии и чисел Вольфа за 1849-1998 годы. На основе расчёта корреляционной размерности на различных временных интервалах, рассматривается её возможная связь с известными циклами солнечной активности.

### **О влиянии скользящего сглаживания на корреляционную размерность рядов**

Предварительно рассматривался вопрос о влиянии статистической предобработки временного ряда, в частности, сглаживания и усреднения на получаемые результаты.

График корреляционной размерности ежедневных чисел Вольфа (54000 точек) имеет два выраженных линейных участка на разных масштабных интервалах. Размерность по первому участку равна 1.8, по второму - 4.2. При сглаживании данного ряда методом скользящего среднего по точкам, соответствующим периодам спектральной мощности данного ряда, получились следующие результаты. Начиная со сглаживания по 25 точкам размерность становится устойчиво равной 4.2 (т.е. первый участок исчезает) при вложении 6, при этом среднемесячные данные имеют ту же размерность.

Для температурного ряда корр. размерность ежедневных исходных данных неопределённа, более 8. Кривые корреляционного интеграла выходят на линейный участок, начиная со сглаживания по 25 точкам. Корр. размерность температурного ряда, сглаженного по 30-ти точкам 4.8 при размерности вложения фазового пространства 9. Энтропия Колмогорова 0.6.

Таким образом, корреляционная размерность зависит от предварительной обработки исследуемых рядов, что также ведёт к различным оценкам корреляционной размерности чисел Вольфа [2].

### **Корреляционная размерность по циклам солнечной активности**

Для анализа возможного изменения корреляционной размерности по циклам солнечной активности рассматривались ряды различной длительности (по 11-летнему, по 22-летнему циклам) и с разными

начальными условиями (от минимума к минимуму, и от максимума к максимуму цикла). Оказалось, что в целом, наблюдается определённый ход корр. размерности для чисел Вольфа и для температур в зависимости от времени. На рис. 1 показан график значений корреляционной размерности в зависимости от номера 11-летнего цикла:  $D2(W)$ ,  $D2(W1)$ ,  $D2(T)$  - корреляционные размерности ежедневных чисел Вольфа, сглаженных методом скользящего среднего по 30 точкам чисел Вольфа и сглаженных методом скользящего среднего по 30 точкам ежедневных температур Англии соответственно. По циклам корреляционная размерность исходных чисел Вольфа варьируется в диапазоне 1.5-2.7, для сглаженных по 30 дням - от 2 до 3.5; для температур между 3 и 4.5.

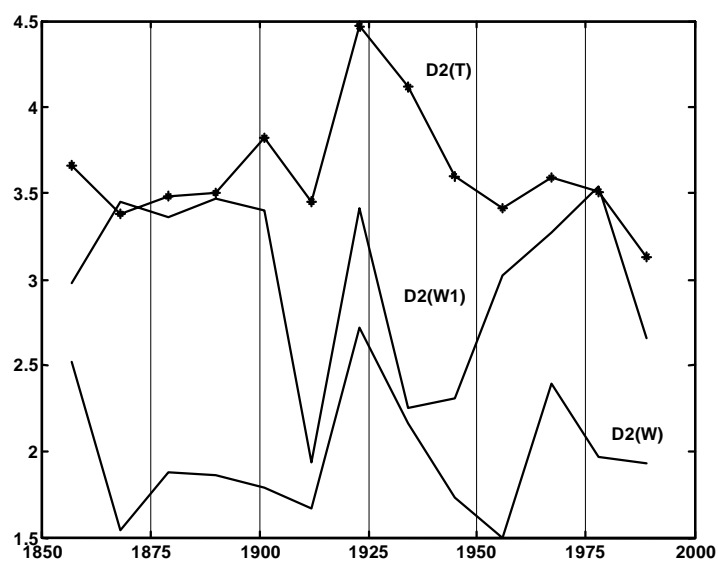


Рис.1.

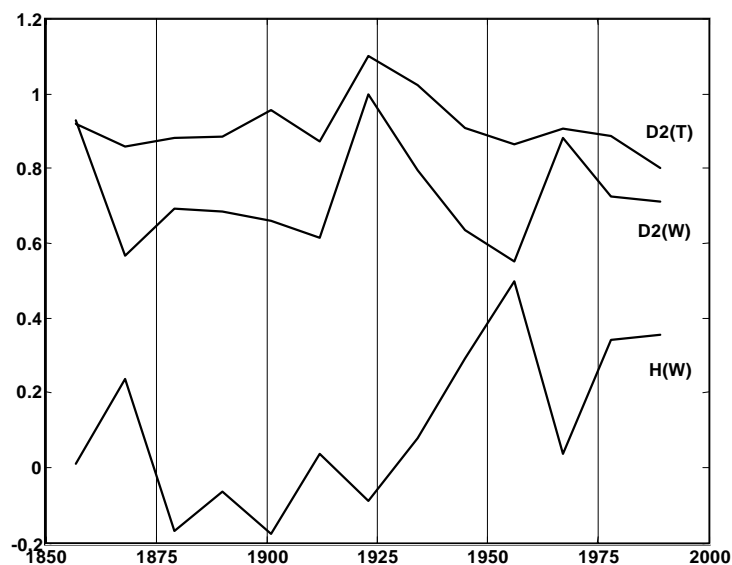


Рис.2.

Прослеживается обратная зависимость корреляционной размерности от мощности (максимума чисел Вольфа) цикла. На рис. 2 схематически представлены:  $D2(W)$ ,  $D2(T)$ - корреляционные размерности чисел Вольфа и сглаженной температуры в Англии соответственно и  $H(W)$  - высота циклов солнечной активности. Минимальная размерность (падающая примерно на 1 и в числах Вольфа (особенно, сглаженных), и в температурах) приходится на район минимума цикла Глайсберга около 1910 года.

### **Обсуждение**

Второй участок насыщения для корреляционных интегралов в основном приходится на масштабы в несколько раз меньшие размера самого аттрактора, указывая на процессы, связанные с небольшими числами Вольфа, таким образом, отмечая фазы малой активности. Эти участки особенно выделены в сглаженных данных - при этом, в целом, корреляционная размерность повышается, что может служить указанием о доминирующем влиянии больших циклов на периоды, превышающие 30 дней. Для несглаженных данных преобладают переходные процессы (размерности между 1.5 и 2.7), вероятно с доминантой в 27 дней. Следует отметить, что радиоуглеродные данные показывают существенный рост корреляционной размерности в период, соответствующий минимуму Маундера [1] - это согласуется с полученными результатами: антикорреляция чисел Вольфа и их корреляционной размерности.

### **Выводы**

1. Имеется параллельный ход корреляционной размерностей для чисел Вольфа (сглаженных и не сглаженных) и для температуры в Англии.
2. По-видимому, корреляционной размерность чисел Вольфа и температуры находятся в противофазе со значениями самих чисел Вольфа на больших интервалах времени.
3. Различным масштабам аттракторов данных возможно соответствуют разные динамические процессы.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 02-02-16035 и 03-02-16091

### **Литература**

1. В.М. Остряков, И.Г. Усокин. О размерности солнечного аттрактора. - Солнечные данные, 1988, № 2, с.91-95.
2. В.П. Михайлуца, М.П. Фатьянов. Размерность и структура солнечного аттрактора по значениям энергии магнитного поля Солнца в 21-м цикле. - Солнечные данные, 1990, № 11, с.109-116.



## **О ПРОГНОЗЕ ЧИСЛА СОЛНЕЧНЫХ ПОЛЯРНЫХ ФАКЕЛОВ С ПОМОЩЬЮ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ**

**Давыдова Е.И., Давыдов В.В., Макарова В.В.**

*Горная астрономическая Станция ГАО РАН, 357700, Кисловодск, а/я 145, Россия,  
davale@rambler.ru*

## **ABOUT THE FORECAST OF NUMBER OF SOLAR POLAR FACULAE WITH THE HELP OF NEURAL NETWORKS**

**Davidova E.I., Davidov V.V., Makarova V.V.**

*Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Observatory, Kislovodsk, 357700, P.O. Box 145,  
Russia, davale@rambler.ru*

### **Abstract**

*The opportunity of application of the methods of neural networks for the analysis of parameters of solar activity (observations of the polar faculae in Observatory of Pulkovo) is considered. Results: 1. The statement about an opportunity of forecasting of number of polar faculae proceeding from internal structure of the data of faculae is done at use of recurrent neural networks. 2. Comparison to other data of solar activity and geomagnetic and meteorological data is carried out.*

Последние десятилетия отмечены непрерывным ростом публикаций о применении нейронных сетей в самых различных областях человеческих знаний. Делаются оценки в рамках нейросетевого подхода и в солнечно-земной физике. Сложность, изменчивость характеристик солнечной активности, часто невозможность алгоритмизации наблюдаемых процессов делают такой анализ привлекательным в силу нетривиальных возможностей нейросетей. Ряд работ посвящён возможности прогнозирования числа солнечных пятен, также делаются попытки прогнозирования для солнечно-земных связей [1].

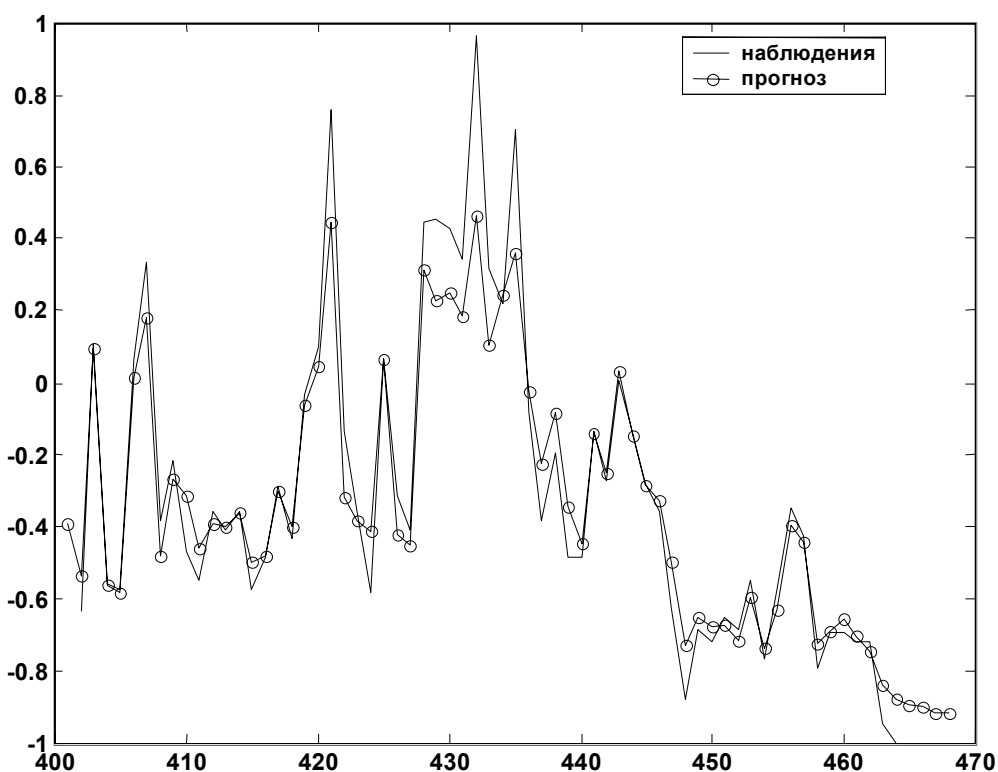
В работе мы хотели выяснить саму возможность нейросетевого анализа для солнечных полярных факелов. В отличие от солнечных пятен эту характеристику активности значительно труднее наблюдать, более высок риск ошибок, данные недостаточно длинны, по сравнению с другими параметрами солнечной активности, ряды данных неоднородны - получены различными обсерваториями. Это немаловажное обстоятельство, поскольку нейросети лучше обучаются на однородных примерах, для конкретных данных и конкретных задач.

Обучение сети проводилось по данным горной астрономической станции (ГАС ГАО РАН) за период с 1961 по 1999 годы. Данные усреднены за месяц, всего - 468 месяцев. Возможности наблюдений полярных факелов таковы, что зачастую имеются значительные пробелы в

обработке. Числа полярных факелов не подвергались дальнейшей предобработке.

Методы прогнозирования последующих членов временного ряда по предыдущим его значениям уже достаточно стандартны - во всяком случае, для первичных оценок. В работе мы использовали оценку по 5-ти предыдущим значениям - при анализе получаемых результатов оказалось, что 5 месяцев более приемлемы. Увеличение временной задержки, как и её уменьшение относительно 5 месяцев удлиняют время тренировки и уменьшают её стабильность. В процессе тренировки использовались различные виды нейронных сетей и выбирались разные параметры сетей. Опыт показал, что рекуррентные сети (сеть Элмана) несколько предпочтительнее других. Для обучения были использованы 400 месяцев, для способности сети к обобщению оставшиеся 68 месяцев. Выбор одного или двух скрытых слоёв не показал особого преимущества друг перед другом, число нейронов варьировалось от нескольких до 20-30.

Результаты обучения сети (сеть Элмана, два скрытых слоя, 20 и 5 нейронов, начальная инициализация весов по малым случайным значениям около нуля) представлены на рисунке. Данные нормированы к интервалу (1 -1), на рисунке приводится результат прогноза на последние 68 месяцев (401-468 месяцы по оси абсцисс).



Как можно видеть, даже в случае представления сети данных, не подвергавшихся начальной предобработке, она способна к обобщению.

Применение методов вейвлет-анализа и идей детерминированного хаоса к начальной обработке данных, как показывает опыт (в частности, для финансовых рынков) различных исследователей, приводит к улучшению качества обучения сетей, что мы можем предположить и для наших данных.

Мы полагаем, что приведённые соображения и результаты дают основание утверждать, что возможно прогнозирование числа полярных факелов с помощью аппарата нейронных сетей и, тем самым, делать оценки для чисел Вольфа, имея в виду модели, в которых цикл полярных факелов опережает 11-летний цикл солнечных пятен.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 02-02-16035 и 03-02-16091; ФНПИ "Астрономия"; Программы "Нестационарные процессы в астрономии"; Договора ГАО-ИКИ "Топология магнитного поля Солнца..."

### **Литература**

1. И.С. Веселовский, А.В. Дмитриев, Ю.В. Орлов, М.О. Рязанцева, М.В. Тарсина, 1999, в сб. Труды конф. "Крупномасштабная структура солнечной активности: достижения и перспективы". СПб, с.61.



## **МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И ТУРБУЛЕНТНЫЕ СКОРОСТИ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ**

**Делоне А.Б., Порфирьева Г.А., Смирнова О.Б., Якунина Г.В.**

*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ, Москва,  
Россия, yakunina@sai.msu.ru*

## **MAGNETIC FIELD AND TURBULENT VELOCITIES IN THE SOLAR CORONA**

**Delone A.B., Porfir'eva G.A., Smirnova O.B., and Yakunina G.V.**

*Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia, yakunina@sai.msu.ru*

### **Abstract**

*The own authors observations during several solar eclipses and literature data have been used. The coronal holes nonthermal velocities ( $\xi$ ) are greater than the  $\xi$  in the quiet corona and the nonthermal velocities in quiet corona are greater than in the vicinity of the quiet prominences. Turbulence increasing in the coronal plasma has been concluded to be a result of the magnetic variability.*

Хорошо известно, что наблюдаемые полуширины корональных линий почти всегда оказываются больше, чем можно ожидать исходя из температуры, определяемой по ионизационному равновесию для исследуемого иона. Этот «излишек» ширины – следствие существования нетепловой – турбулентной скорости в корональной плазме.

Профили корональных линий на уровне измерения доплеровской полуширины представляются гауссианной, отклонение же от Максвеловского распределения, существенное при низкой плотности и большом температурном градиенте переходной области и короны [1,2], сказывается в более далеком крыле. После учета инструментального профиля, доплеровская полуширина линии определяется известным выражением:

$$\Delta\lambda_D = \lambda / c \sqrt{2kT/m + \xi^2},$$

где  $\xi$  – нетепловая скорость. Принимая температуру  $T$  по максимуму обилия данного иона, оценивают турбулентные скорости как в корональной дыре (КД), так и в окрестностях спокойных протуберанцев, где магнитное поле неизменно, что позволяет сохраняться внешнему виду таких протуберанцев в течение нескольких оборотов Солнца. Так по интерферограмме в линии  $\lambda$  5303Å, полученной Макаровой на затмении 1968 г. [3] по 26 профилям, измеренным вокруг спокойного протуберанца,

средняя доплеровская полуширина составляет  $\Delta\lambda_D = 0.604 \text{ \AA}$ . При температуре короны  $T=2 \cdot 10^6 \text{ K}$  вычисленная турбулентная скорость около спокойного протуберанца  $\xi=24 \text{ км/с}$ . Вдали от протуберанца  $\Delta\lambda_D = 0.720 \text{ \AA}$  и, соответственно,  $\xi=32 \text{ км/с}$ . А над южным полюсом на высоте  $90''$  над лимбом  $\Delta\lambda_D = 0.948 \text{ \AA}$  и  $\xi=50 \text{ км/с}$ .

По интерферограмме затмения 1981 г. [4] в линии  $\lambda 5303 \text{ \AA}$  мы получили вокруг спокойного протуберанца нетепловую скорость  $\xi$  на 25 % меньше, чем в других областях короны. В работе [5] Тзубаки отметил узкий локальный минимум доплеровской температуры ( $T_D$ ) вокруг спокойного протуберанца,  $T_D$  определялась из равенства  $\Delta\lambda_D = \lambda / c \sqrt{2kT_D / m}$ . Им получено, что интенсивность короны вокруг спокойного протуберанца в линии  $\lambda 5303$  имеет узкий минимум, а минимум интенсивности короны в линии  $\lambda 6374$  более расплывчатый. Наличие минимумов в интенсивностях обеих линий указывает на то, что их спад не является следствием уменьшения температуры. При понижении  $T$  интенсивность в линии  $\lambda 5303$  должна уменьшаться, а в линии  $\lambda 6374$  — расти. Тогда уменьшение  $T_D = T + \xi^2 m / 2k$  связано с меньшей величиной  $\xi$ . Итак, в области вокруг спокойного протуберанца турбулентные скорости меньше, чем в окружающей короне.

Во время затмения 11 августа 1999 г. нами была получена интерферограмма в линии  $\lambda 5303 \text{ \AA}$ . В это время наблюдались 2 спокойных протуберанца, а в восточной области на диске Солнца по данным SGD находились 2 небольшие корональные дыры, расположенные близко к лимбу. Это предоставило нам возможность сравнить нетепловые скорости, получаемые по полуширинам профилей линии  $\lambda 5303 \text{ \AA}$ , для всех исследуемых областей в единой системе. Полагая всюду  $T = 2 \cdot 10^6 \text{ K}$ , мы имеем около спокойного протуберанца  $\xi = 14.4 \text{ км/с}$ , в спокойной (невозмущенной) области короны  $\xi = 20 \text{ км/с}$ , а в КД  $\xi = 28 \text{ км/с}$ . По целому ряду работ известно, что температура в корональной дыре меньше температуры спокойной короны. Следовательно, турбулентная скорость в КД должна быть еще больше, чем определенная при единой для всех областей  $T = 2 \cdot 10^6 \text{ K}$ . Если принять температуру в корональной дыре  $T = 1.3 \cdot 10^6 \text{ K}$  [6], то нетепловая скорость  $\xi = 31 \text{ км/с}$ . Вероятно, и в 1968 г. над южным полюсом существовала корональная дыра. Поэтому доплеровские полуширины в этом месте короны оказались также выше, чем в соседних областях [3].

Используя данные Вильгельма [7], мы получаем значения нетепловых скоростей в корональных дырах  $\xi = 30\text{-}60 \text{ км/с}$ , а среднее значение  $\xi_{\text{ср}} = 45 \text{ км/с}$ , что больше, чем в окружающей короне. Многочисленные работы, посвященные исследованию нетепловых скоростей в корональных дырах, приводят к выводу, что  $\xi$  в корональной дыре растет с высотой. По данным авторов работы [8] в КД  $\xi = 27 \text{ км/с}$  на

высоте 27" над лимбом и 46 км/с на 250". Нетепловые скорости больше в промежутках между перьями, и больше, чем в спокойной короне. Так, например, в работе Раю [9] по данным SOHO для Fe IX, Fe X, Fe XII и по наблюдениям на коронографе Norikura в линии  $\lambda$  6374 Å получено, что в корональной дыре  $\xi = 24$  км/с, а в спокойной области короны  $\xi = 15$  км/с.

Чем, кроме пониженной плотности, которая характерна и для области вокруг спокойного протуберанца [5], корональная дыра отличается от окружающей спокойной короны? Пониженная плотность в окрестностях спокойного протуберанца не ведет к росту нетепловых скоростей [5]. Следовательно, пониженная плотность не является причиной высоких нетепловых скоростей и в КД. От окружающей спокойной короны КД отличается наличием восходящего магнитного потока. Харвей с коллегами [10] исследовали магнитные изменения в КД в течение 1975–1980 гг. Они отметили, что средняя напряженность магнитного поля выросла значительно с 1973 г. по 1979 г. Общий поток в это время вырос, а площадь корональных дыр осталась неизменной. Исследуя рекуррентные КД около максимума солнечной активности, авторы указывают, что частые эрупции нового потока изменяют границы корональных дыр столь сильно, что КД смотрятся топологически разными на последующих оборотах Солнца. Такая активность ответственна за большие изменения в потоках, средней напряженности поля и размерах, которые наблюдаются в некоторых корональных дырах от одного оборота к другому [10]. В работе Биленко и Кононовича [11] показано, что в эпоху роста солнечной активности в 1996-1999 гг. в области корональных дыр суммарный магнитный поток был в 2-3 раза выше, чем в соседних невозмущенных областях короны.

Ванг с соавторами [12] нашли, что более темная часть корональной дыры совпадает с площадками магнитограммы в линии  $\lambda$  8542 Å (хромосферный уровень), где присутствует малые потоки иной полярности или где изолированно встречается поток основной полярности. Маланушенко и Степанян [13] наблюдали в течение ряда дней выход слабого ( $<7$  Гс) магнитного поля в отдельных образованиях в корональной дыре. Сначала суммарная площадь этих образований медленно росла, затем скорость роста этой площади и напряженности магнитного поля в нем резко возросли. Эти же авторы отмечают частые случаи, когда на изображении Солнца в линии  $\lambda$  10830 Å участок корональной дыры окружен светлой каймой. Они интерпретируют это как проявление выхода магнитного потока. Как указывает Маланушенко [14], КД разрушается при подходе к ее границам возникшего внутри магнитного потока. Автор приходит к выводу, что само существование корональной дыры связано с изменением магнитного потока.

Связь величины турбулентной скорости именно с изменениями магнитного поля очевидна из сравнения величины нетепловых скоростей для областей короны вокруг спокойного протуберанца, в спокойной короне и корональной дыре:

$$\xi_{\text{вокруг спок.прот.}} < \xi_{\text{спок.кор.}} < \xi_{\text{корон.дыры}}$$

Исследуя интерферограмму зеленой корональной линии, полученную на затмении 11 августа 1999 г, мы измерили полуширины профилей линии 5303 Å в области короны, окружающей область холодной корональной эмиссии (CCE-cold coronal emission) [15]. На основе значений этих полуширин, полагая  $T=2 \cdot 10^6$  К (температура свечения зеленой корональной линии), получаем турбулентную скорость  $\xi = 32,5$  км/с.

Еще в 1957 г. Маршал [16] предложил механизм охлаждения корональной плазмы, указав, что изменение  $T_{\text{кин}}$  происходит благодаря электрическому полю, индуцированному во время изменения магнитного поля. Дермеджиев [17] применил эту идею для объяснения возникновения областей CCE. Поскольку изменения относительной энергии электронов  $dW/W$  пропорционально относительному изменению магнитного поля  $dH/H$ , то, чтобы температура уменьшилась в 20 раз с  $2 \cdot 10^6$  К до  $10^5$  К, полученной нами для области CCE [15], требуется изменения магнитного поля тоже в 20 раз. Для области CCE мы получили наибольшую турбулентную скорость, что связано с сильным изменением магнитного поля. Если в случаях с КД при вспытии новых магнитных потоков происходит рост напряженности магнитного поля, что ведет к возрастанию нетепловых скоростей, то при образовании CCE происходит обратное – ослабление магнитного поля, приводящее тоже к росту  $\xi$ . Отсюда следует, что сам факт изменения магнитного поля связан с ростом турбулентных скоростей.

Остается вопрос – что причина, а что следствие. Ведет ли увеличение турбулентности к росту магнитного поля, как показал Паркер [18], или же наоборот, изменение поля приводит к турбулизации плазмы? Как утверждает там же Паркер [18, с.73] нет никаких указаний на то, что магнитное поле оказывает общее влияние на турбулентность. Между тем, проведенный здесь анализ данных наблюдений как раз показывает, что такие указания есть.

Как известно, скорость вращения корональной дыры отличается от скорости вращения фонового магнитного поля. Изменение дифференциального вращения с циклом солнечной активности у корональной дыры с открытой (причем не всегда) магнитной конфигурацией [19] заметнее, чем у фонового магнитного поля. При наблюдении корональной дыры в центре диска Солнца в линии H $\alpha$  видны только точечные структуры, нет волоконца. Это указывает на то, что



магнитное поле в корональной дыре радиальное. Подавление осцилляций в корональной дыре на уровне фотосферы [14] свидетельствует о том, что корни КД находятся в подфотосферных слоях. Следовательно, КД связаны с потоками магнитного поля, источник которых расположен глубже источника фонового магнитного поля. И естественно полагать, что не турбулентность верхней атмосферы вызывает изменение этих глубинных полей, а всплывающие глубинные поля приводят к росту турбулентности в переходной области и в короне.

Итак, из сравнения нетепловых скоростей в плазме короны вокруг спокойных протуберанцев, в спокойных областях короны и в корональных дырах следует, что рост турбулентности вызван изменениями магнитного поля.

### Литература

1. Pinfield D.J., Keenan F.P., Mathioudakis M., Phillips K.J.H., Curdt W., Wilhelm K. // *Ap.J.* 1999. V. 527. P. 1000.
2. Roussel-Dupre R. // *Solar Phys.* 1980. V. 68. P. 243.
3. Delone A.B., Makarova E.A. // *Solar Phys.* 1975. V. 45. P. 157.
4. Delone A.B., Makarova E.A., Yakunina G.V. // *Astrophys. and Astronomy.* 1988. V. 9. N 1. P. 41.
5. Tsubaki T. // *Solar Phys.* 1975. V. 43. P. 147.
6. Tu C.Y., Marich E., Wilhelm K., Curdt W. // *Ap.J.* 1998. V. 503. P. 475.
7. Wilhelm K., Marsch E., Dwivedi B.N., Hassler D.M., Lemaire P. // *Ap.J.* 1998. V. 500. P. 1023.
8. Banerjee D., Teriaca L., Doyle J.G., Wilhelm K. // *Astron. and Astrophys.* 1998. V. 339. P. 208.
9. Raju K.P., Sakurai T., Ichimoto K., Singh J. // *Ap.J.* 2000. V. 543. P. 1044.
10. Harvey K.L., Sheeley N.R., Harvey J.W. // *Solar Phys.* 1982. V. 79. P. 149.
11. Биленко И.А., Кононович Э.В. Сб. «Структура и динамика солнечной короны». Труды международной конференции. Троицк .1999. С.34.
12. Wang Y.M. et al. // *Ap.J.* 1997. V. 484. L.75.
13. Маланушенко Е., Степанян Н. // *Изв. КрАО.* 2001. Т.97. С.69.
14. Маланушенко Е. Автореферат диссертции. 2002.
15. Delone A., Gorshkov A., Smirnova O., Yakunina G. // *The 10<sup>th</sup> European Solar Physics Meeting, Praga.* 2002. V. 2. P. 589.
16. Marshall L. // *Ap.J.* 1957. V. 126. P.177.
17. Dermendjiev V.N. // *Solar Phys.* 1994. V. 149. P. 267.
18. Паркер Е. Космические магнитные поля. 1982. Т.2.
19. Степанян Н., Маланушенко Е. // *Изв. КрАО.* 2001. Т.97. С. 76.



## **СПЕКТРАЛЬНЫЙ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ ИНТЕНСИВНОСТИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ, ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ И КЛИМАТА В ТЕЧЕНИЕ ПОСЛЕДНИХ ~ 50 ТЫСЯЧ ЛЕТ**

**Дергачев В.А., Дмитриев П.Б.**

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия, v.dergachev@pop.ioffe.rssi.ru*

## **SPECTRAL AND CROSS-CORRELATION ANALYSIS OF THE COSMIC RAY INTENSITY, EARTH'S MAGNETIC FIELD AND CLIMATE DATA DURING THE LAST 50 THOUSAND YEARS**

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

*Ioffe Physico-Technical Institute, St.-Petersburg, Russia, v.dergachev@pop.ioffe.rssi.ru*

### **Abstract**

*Cosmogenic isotopes  $^{14}\text{C}$  and  $^{10}\text{B}$ , generated by cosmic rays in the Earth's atmosphere and preserved in natural archives, carry the information both the long-time variability of solar activity and the geomagnetic field and the change of climate on long-time scales. Thus, the study of cosmogenic isotopes allows to expand the understanding of the reasons and regularity of climate change. Evidence is presented in this paper, the galactic cosmic ray flux coming into the Earth's atmosphere and modulated both the heliomagnetic and geomagnetic fields is the important factor acting the climate on different time scales..*

### **Введение**

Установлено, что потоки галактических космических лучей (ГКЛ), проникающие в земную атмосферу, модулируются процессами в гелиосфере, связанными с изменением солнечного магнитного поля, и меняются в противофазе с 11-летним циклом солнечной активности: максимальны в минимуме цикла и минимальны в его максимуме.

Обладая высокой энергией, ГКЛ могут проникать в стратосферу и тропосферу Земли, создавая ядра конденсации облаков. Так как ГКЛ ответственны за ионизацию земной атмосферы на высотах ниже 35 км, то увеличение потоков ГКЛ в атмосфере Земли должно приводить к увеличению числа низких облаков, увеличению их альбедо и, как следствие, к уменьшению температуры нижней атмосферы. Подобное воздействие потоков заряженных частиц космического происхождения на облачность и осадки было установлено в ряде работ, см. например [1]. Из наблюдений было также установлено, что ионизация может влиять на глобальный облачный покров [2], а спутниковые эксперименты подтвердили существование зависимости между потоками ГКЛ и температурой верхней границы низких облаков [3]. Было установлено, что

изменение температуры в результате воздействия на облачность ГКЛ с 1975 по 1989 гг. в 3-5 раз больше, чем изменение температуры за счет изменений полного солнечного излучения. Таким образом, на основе имеющихся экспериментальных данных можно предположить, что между ГКЛ и облачным покровом существует зависимость, а это в свою очередь дает новый механизм для объяснения изменения климата.

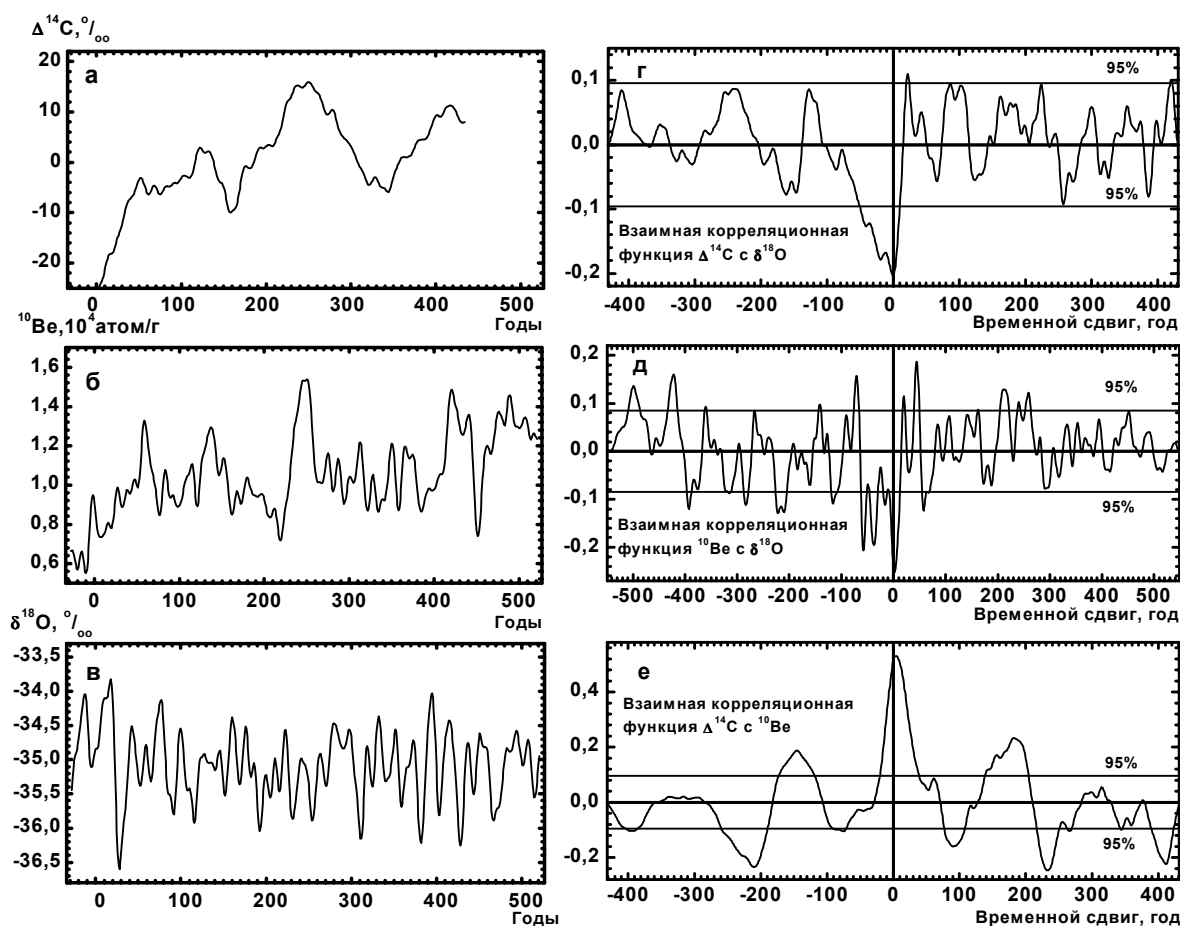
Космогенные изотопы  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$  являются индикаторами потоков ГКЛ, проникающих в земную атмосферу, а стабильный изотоп  $^{18}\text{O}$  - индикатором приземной температуры. В настоящей работе сделана попытка, на основе имеющихся данных о содержании концентрации  $^{14}\text{C}$  в кольцах деревьев, концентраций  $^{10}\text{Be}$  и  $^{18}\text{O}$  в ядрах льда, статистически обосновать возможность существования зависимости между изменениями потоков ГКЛ и изменениями значений приземной температуры, а значит и климата, на временных шкалах от сотен лет до десятков тысяч лет.

### **Корреляционный анализ данных интенсивности ГКЛ и климата за последнее тысячелетие**

Последнее тысячелетие характеризуется обилием природных данных, измеренных с большой степенью точности и высоким разрешением. Используя погодичные измерения концентрации  $^{14}\text{C}$  ( $\Delta^{14}\text{C}$ ) в кольцах деревьев [4],  $^{10}\text{Be}$  в ядре гренландского льда Dye 3 [5] и концентрации  $^{18}\text{O}$  ( $\delta^{18}\text{O}$ ) в ядре гренландского льда GISP-2 [6], нами был проведен спектральный и взаимный корреляционный анализ этих данных с целью получения доказательства возможного воздействия ГКЛ на климат.

Установлено, что спектры мощности рассматриваемых данных имеют сходную структуру в низкочастотной области спектра ( $\geq 10$  лет). Следовательно, корреляционная связь между этими данными, если она существует, обусловлена в первую очередь их долговременными изменениями, а сами эти данные, перед построением корреляционных оценок, следует сгладить. Поэтому исходные данные сначала были отфильтрованы при помощи линейного фильтра [7] с постепенно возрастающим значением его параметра сглаживания:  $T_{\text{cut-off}} = 3, 5, 10$  и  $20$  лет, который соответствует точке отсечения фильтра на половине мощности сигнала. Затем для каждой пары исходных рядов и их сглаженных компонентов были построены выборочные оценки взаимной корреляционной функции [8, с.93]. По значениям последней была подсчитана надёжность на уровне значимости 95%, что соответствующие пары рядов исходных данных и их сглаженных компонентов не являются некоррелированными между собой последовательностями чисто случайных чисел. Было установлено, что для концентраций  $^{14}\text{C}$  и  $^{18}\text{O}$  значимая взаимная корреляционная зависимость проявляется только для

сглаженных компонентов, начиная со значения параметра сглаживания  $\geq 10$  лет, а для  $^{10}\text{B}$  и  $^{18}\text{O}$  со значения  $\geq 5$  лет, в то время как для  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{B}$  она существует как для исходных рядов, так и для их сглаженных компонентов. Причём для всех перечисленных пар эта зависимость усиливается с увеличением значения параметра сглаживания линейного фильтра. Таким образом, поскольку концентрация  $^{18}\text{O}$  является индикатором атмосферной температуры, то для устранения мелкомасштабных эффектов, скорее всего, метеорологического характера, скрывающих проявление зависимостей между рассматриваемыми рядами данных, достаточно эти данные сгладить линейным фильтром с оптимальным значением параметра сглаживания, равным 10 годам.



**Рис. 1.** Изменения концентраций: а)  $^{14}\text{C}$  [4], б)  $^{10}\text{B}$  [5] и в)  $^{18}\text{O}$  [6] за последние 500 лет и вычисленные взаимные корреляционные функции их пар: г)  $^{14}\text{C}$  и  $^{18}\text{O}$ , д)  $^{10}\text{B}$  и  $^{18}\text{O}$ , е)  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{B}$ .

На рис.1 приведены сглаженные компоненты исходных данных, с оптимальным значением параметра сглаживания 10 лет (а, б и в) и выборочные оценки их взаимных корреляционных функций (г, д и е), для которых отмечены 95% уровни значимости возможного существования

корреляционной зависимости между концентрациями соответствующих пар. Из рис. 1г и 1д следует, что изменения концентраций  $^{14}\text{C}$  и  $^{18}\text{O}$ , а также  $^{10}\text{B}$  и  $^{18}\text{O}$  находятся в “противофазе”, а значения критерия существования корреляционной зависимости 7% и 21% между этими парами изотопов, которые выше “порогового” (5%), говорят о реальности влияния ГКЛ на приземную температуру. Аналогично, высокая степень существования корреляционной зависимости между рядами  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$  (45%) указывает на общий механизм модуляции скорости образования этих изотопов.

## **КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ И КЛИМАТ ЗЕМЛИ НА БОЛЬШОЙ ВРЕМЕННОЙ ШКАЛЕ**

**Дергачев В.А.<sup>1</sup>, Дмитриев П.Б.<sup>1</sup>, Распопов О.М.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия, v.dergachev@pop.ioffe.rssi.ru

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, Россия, oleg@or6074.spb.edu

## **COSMIC RAYS AND THE EARTH'S CLIMATE ON THE LONG TIME SCALE**

**Dergachev V.A.<sup>1</sup>, Dmitriev P.B.<sup>1</sup>, Rasporov O.M.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Ioffe Physico-Technical Institute, St.-Petersburg, Russia, v.dergachev@pop.ioffe.rssi.ru

<sup>2</sup> St.-Petersburg Filial of IZMIRAN, Russia, oleg@or6074.spb.edu

### **Abstract**

*The record of the change of temperature obtained both by the use of direct instrumental methods and proxy data are analyzed. These data cover time scales from hundreds of years up to hundred thousands of years. The analysis of data points to the fact that the changes of temperature during the warm epoch of the Holocene are in the range from 0.5°C to 1°C relative to the average value. It is a distinguishing characteristic of oscillations of the Earth's climate. This feature must be taken into account in the model scenario of climatic change in the modern epoch, when humanity actively invade environment. This paper is concerned the possible mechanism is considered that can cause the change of climate on all scales considered in the paper. This mechanism is linked with the impact of cosmic rays modulated by solar and terrestrial magnetic fields on processes in the Earth's atmosphere. The essential role in the establishment of this possible reason of climate change is bound up with the cosmogenic and stable isotopes having the natural archives with a reliable time scale.*

### **Введение**

Известно, что центральной парадигмой Межправительственной Комиссии Организации Объединенных Наций по Изменению Климата (ИРСС) является то, что климат Земли в последнюю сотню лет теплеет намного быстрее, чем в прошлом, и это потепление является результатом человеческой активности. По данным отчета этой комиссии [1] оценки увеличения температуры в 21 столетии колеблются от 1.4°C до 5.8°C.

Ключевым фактором, мешающим уверенно оценить влияние человеческой активности на наблюдаемое потепление климата, является ограниченное понимание изменений климата в прошлые столетия. Единственный способ продлить временную шкалу для исследования изменений температуры в прошлом – это использование косвенных данных, чувствительных к изменениям температуры.

В настоящей статье, опираясь на наиболее надежные экспериментальные данные об изменении температуры в прошлом, мы

анализируем изменение климата на различных временных шкалах, для того чтобы понять тенденции естественного изменения климата.

### Спектр мощности климатической изменчивости

Климат Земли существенно и непрерывно меняется в течение всей ее геологической истории. Решающее значение для изучения закономерностей изменения климата и установления возможных механизмов, управляющих климатической системой, имеет исследование спектров палеоклиматических данных. Комбинированный спектр мощности климатической изменчивости, построенный на основании анализа различных палеоклиматических рядов [2] представлен на рис. 1.

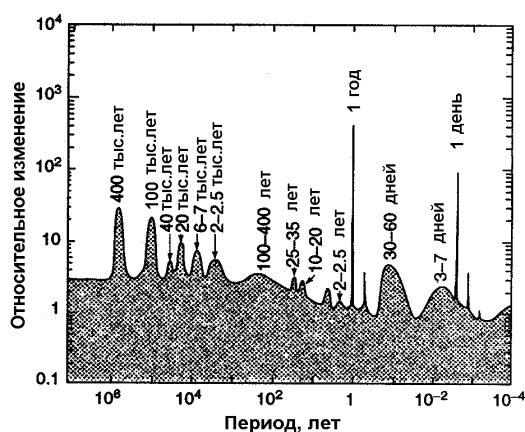


Рис.1. Спектр мощности климатической изменчивости в течение последних 10 миллионов лет.

Как видно на рис. 1, естественные колебания климата имеют широкую временную шкалу изменчивости. Естественная климатическая изменчивость может быть обусловлена тремя типами воздействий: периодического или циклического характера, случайными флуктуациями воздействующих на климат факторов, нелинейным взаимодействием обратных связей в климатической системе. Сложная природа естественной климатической изменчивости и воздействие человека на окружающую среду являются главным препятствием для надежного отождествления глобальных изменений климата различного ранга.

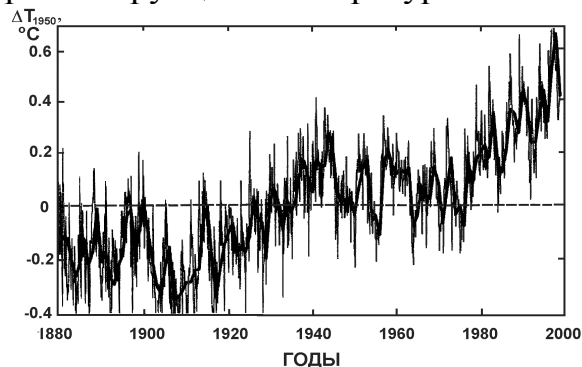
### Изменение температуры во времени

Если следовать данным изменений температуры на метеостанциях [3], характеризующих приповерхностную температуру Земли над материками и океанами, усредненные ее значения выглядят следующим образом (рис. 2). В течение столетия можно говорить о повышении температуры почти на 1°C. Хотя причина этого потепления еще полностью не понята, вряд ли можно отнести вид кривой исключительно за счет наращивания выбросов парникового газа.

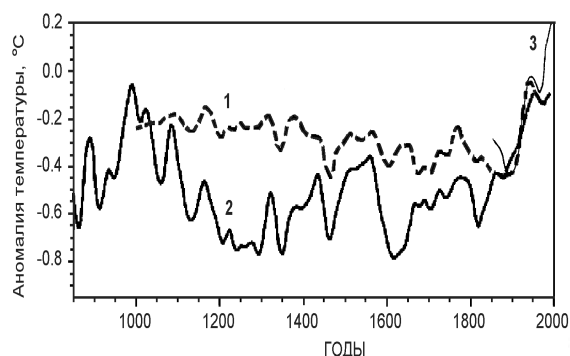
Если мы уходим во времени в более удаленное прошлое – исторические, то они становятся менее надежными (по крайней мере, не глобальными и отрывочными). Зато природа обеспечила свои собственные



механизмы регистрации. По косвенным данным (в особенности, по изменению прироста колец деревьев) имеется наибольшее число работ по реконструкции температуры за последнее тысячелетие (например, рис. 2).



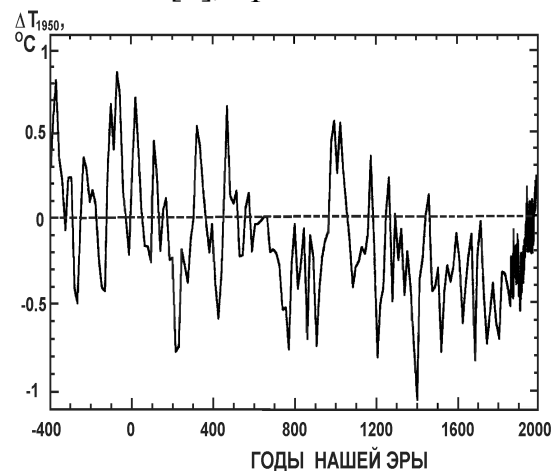
**Рис.2.** Изменение приповерхностной температуры Земли относительно 1950 года: тонкие линии – среднемесячные температуры, толстая линия – 12-месячные погодичные усреднения.



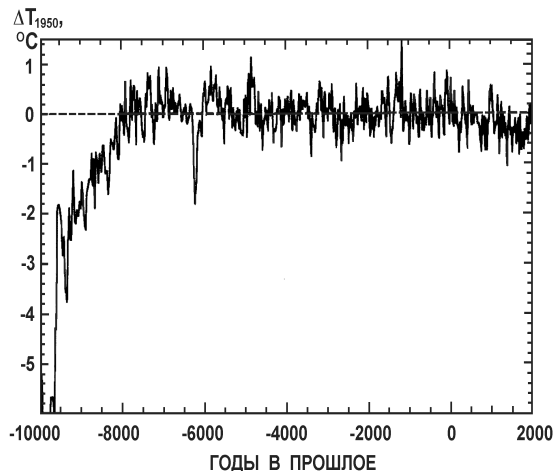
**Рис.3.** Изменение температуры северного полушария, реконструированной по палеоданным: 1- [4], 2 – [5] после 40-летней фильтрации нижних частот, 3 – инструментальные данные.

Кривые на рис. 2 повторяют основные особенности, хотя кривая 1 более сглажена, чем кривая 2. Следует обратить внимание, что современное глобальное потепление не является каким-то выдающимся на этой тысячелетней шкале.

Наиболее длинные и детальные ряды температуры восстановлены по изменению концентрации стабильного изотопа кислорода  $^{18}\text{O}$  из ледниковых щитов северного и южного полушарий. Изотопный состав кислорода в отложениях льда отражает температуру в низких облаках, из которых выпадает снег. На рис. 3 и 4 представлена реконструированная температура из  $\delta^{18}\text{O}$  в кернах льда Гренландии за последние 2400 лет и в течение теплого межледникового состояния за последние примерно 10 тысяч лет [6], привязанная к температуре 1950 года.



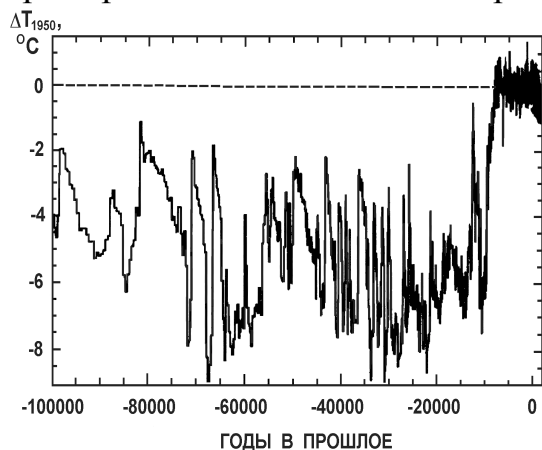
**Рис.4.** Изменение температуры за последние 2400 лет.



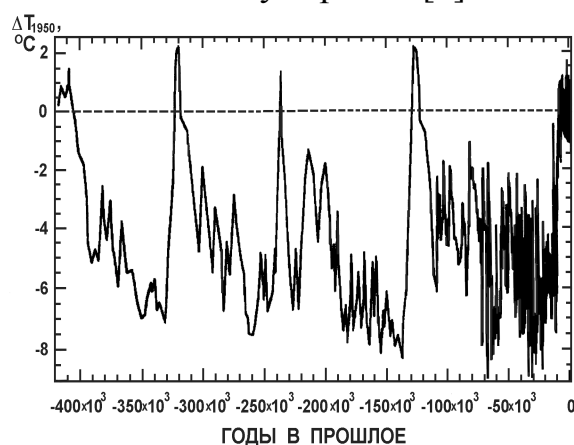
**Рис.5.** Изменение температуры в течение голоцена.

Анализ рис. 3 свидетельствует о том, что ни о каком катастрофическом глобальном потеплении в современную эпоху не может идти речь, климат Земли только-только стал более теплым после последнего «малого ледникового периода», продолжавшегося около 600 лет. Практически каждый из экстремумов температуры (высокой или низкой) зафиксирован в исторических хрониках и связан с теми или иными событиями. Как свидетельствуют рис. 3 и 4, колебания температуры в более чем  $0.5^{\circ}\text{C}$  на временных масштабах от десятков до сотни лет является одной из основных закономерностей естественной изменчивости климата и это характерно для всего теплого межледникового периода последних примерно 10 тыс. лет.

Рис. 5 показывает изменения температуры северного полушария по данным  $\delta^{18}\text{O}$  в кернах льда Гренландии в течение последних 100 тыс. лет. Очень необычная картина последних 10 тысяч лет по сравнению с предыдущими 90 тыс. лет. При более низкой средней температуре примерно на  $5^{\circ}\text{C}$  по сравнению с температурой голоцена, выделяются резкие переходы от одного состояния к другому, т.е. основное состояние климата – более холодное. Наиболее теплые периоды покрывают только примерно 10% ледникового периода, о чем свидетельствует рис. 6 [7].



**Рис.6.** Изменение температуры северного полушария за последние 100000 лет.



**Рис.7.** Изменение температуры южного полушария за последние 400000 лет.

Температурные шкалы для последних 100 тыс. лет на рис. 6 для данных Антарктиды и Гренландии согласованы. Из рис. 5 и 6 следует, что наиболее продолжительный теплый период климата нами пройден. И на более длинных временных шкалах, покрывающих миллионы лет, теплый период климата, как правило не превышает 10% климатического цикла. В то же время при разработке будущих сценариев изменения климата в моделях климата не учитываются эти естественные процессы. Несмотря на эти имеющиеся данные, которые не могут свидетельствовать в пользу неограниченного последующего роста температуры, продолжается разработка сценариев глобального потепления.

## О физических механизмах

Какие же процессы, ответственны за изменение климата? Постулируемые механизмы чаще всего связывают с изменением солнечной светимости или вариаций солнечной активности, связанной с изменением ультрафиолетового излучения, приводящего к изменению содержания стратосферного озона. Природа доказательств этой связи опирается в основном на эмпирические корреляции, которые по своей сути не обязательно объясняют ее причинность. А установить причину этой связи путем модельных представлений довольно трудно, а порой и невозможно, из-за ограниченной длины исследуемых рядов данных или недостаточной их точности, а также и невозможности всестороннего учета всех многочисленных нелинейных обратных связей.

В последние годы, после того как на высоком уровне значимости было установлено [8] соответствие между изменением интенсивности космических лучей и низкой облачностью, появилась возможность испытать физический механизм, связанный с потоками космических лучей, достигающих нижней атмосферы и модулируемых солнечным и геомагнитным полем, которые могут в более широком аспекте воздействовать на изменение климата. Изменения в облачных процессах, имеющие важность для обилия ядер конденсации, грозовой электризации и термодинамики, а также для формирования льда в циклонах, могут выполнять функцию связи между солнечной изменчивостью и изменением погоды и климата в целом.

Привлекательность последнего механизма, в отличие от других состоит в том, что исследование влияния потоков космических лучей на погоду и климат, имеет ряд преимуществ, а именно:

- космические лучи в виде космогенных изотопов  $^{14}\text{C}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{26}\text{Al}$  и др., образованные в земной атмосфере, отлагаются в годичных кольцах деревьев ( $^{14}\text{C}$ ), в слоях льда ( $^{10}\text{Be}$ ) и в морских отложениях ( $^{10}\text{Be}$ ,  $^{26}\text{Al}$ ), что позволяет проследить их детальную временную историю на протяжении тысяч, десятков и сотен тысяч лет;

- образуемый из облаков под воздействием космических лучей снег выпадает на ледяные куполы и ледники и отлагается в слоях льда, причем отношение стабильных изотопов в кернах льда дает информацию о температуре в облаке, из которого выпал снег;

- и что не менее важно, исследование соотношений и взаимосвязи между изменениями концентрации космогенных изотопов, т.е. интенсивности космических лучей, обусловленной изменениями солнечного и земного магнитных полей, и концентрацией стабильных изотопов, т.е. фактически климатом, в исследуемых природных архивах, позволяют уже сейчас оценить роль этого механизма в изменении климата.

Конечно, и для этого механизма есть свои проблемы, а главная – непротиворечиво отследить и объяснить все процессы в цепочке от

верхней атмосферы до облака. Учитывая важность установления связи между космическими лучами и изменением климата, подготовлен международный проект “CLOUD”. Цель проекта - подтвердить или отвергнуть прямую связь между космическими лучами и формированием облака путем измерения образования капелек под действием контролируемого пучка заряженных частиц в камере.

### Выводы

Проанализированы данные по изменению температуры, полученной как с помощью инструментальных методов, так и косвенных данных, покрывающих временные шкалы от сотен лет до сотен тысяч лет. Показано, что изменения температуры на  $\pm 0.5-1^{\circ}\text{C}$  – основная закономерность естественных колебаний климата относительно среднего значения в теплый межледниковый период. Эту особенность необходимо учитывать при моделировании сценариев изменения климата в современную эпоху вмешательства человека в природную среду. Обсуждается механизм, который может приводить к изменению климата на всех рассмотренных шкалах. Этот механизм связан с влиянием космических лучей, модулируемых солнечным и земным магнитными полями, на процессы в земной атмосфере. Существенная роль в установлении этой возможной причине изменения климата отводится космогенным стабильным изотопам, имеющим свои природные архивы с надежной временной шкалой.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ИНТАС (грант 97-31008), Нидерландской организации научных исследований (NWO, проект 047.009.005), программ Президиума РАН и Минпромнауки.

### Литература

1. *IPCC Third Assessment Report - Climate Change 2001.*
2. Chil M. In *Encyclopedia of Global Environmental Change*. John Wiley and Sons, Ltd, Chichester. 2002, **1**, 544-549.
3. Quayle R.G. et al. *Geophys. Res. Lett.* 1999, **26**, 333-336.
4. Mann M.E., Bradley R.S., Hughes M. K. *Geophys. Res. Lett.* 1999, **26**, 759-763.
5. Esper J., Cook E.R., Schweingruber F.H. *Science*. 2002, **295**, 2250-2254.
6. Grootes P.M., Stuiver M. *J. Geophys. Res.* 1997, **102**, 26455-26470.
7. Petit J.R. et al. *Nature*. 1999, **399**, 429-436.
8. Svensmark H, Friis-Christensen E. *J. Atmos. Solar-Terrest. Phys.* 1997, **59**, 1225–1232.
9. CLOUD collaboration (B. Fastrup et al.), *CLOUD: an Atmospheric Research Facility at CERN*, [http://www.cern.ch/cloud/iaci\\_workshop/cloud.html](http://www.cern.ch/cloud/iaci_workshop/cloud.html), CERN SPSC/P317 Add.2, SPSC 2000-041. 2000.

**О ПРИЧИННО-СЛЕДСТВЕННОЙ СВЯЗИ  
МЕЖДУ ЦИКЛАМИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН  
И КРУПНОМАСШТАБНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ**

**Ерофеев Д.В.**

*Уссурийская астрофизическая обсерватория,  
с. Горнотаежное, Приморский край, 692533; E-mail: erofeev@utl.ru*

**ON THE CAUSAL CONNECTION BETWEEN SUNSPOT CYCLES AND  
LARGE-SCALE MAGNETIC FIELD**

**Erofeev D.V.**

*Ussuriysk Observatory, Gornotaeznoe, Primorsky Kray, Russia, 692533*

**Abstract**

*Now it is known that 11-yr cycle of the large-scale axisymmetric magnetic field precedes the sunspot activity cycle, whereas intensity of the sunspot cycle does not predetermine the large-scale magnetic field intensity. We show that this fact is not at variance with the Leighton-Sheeley model. In addition to intensities (magnetic fluxes) of the active regions, their tilt angles as well as meridional transport of magnetic flux should be taken into account to estimate adequately contribution of decaying active regions to the large-scale magnetic field. Applying such a theory-based method to analyze sunspot data over a 96-year time interval, we show that cycle of the large-scale axisymmetric magnetic field is predetermined by sunspot activity in the same degree as the sunspot cycle is conditioned by the large-scale magnetic field. Such a causal connection between sunspots and large-scale magnetic field is found to be governed by tilt angles of the spot groups.*

Результаты недавних работ [1,2] показали, что интенсивность крупномасштабного осесимметричного магнитного поля (далее КМП) в эпоху минимума активности хорошо коррелирует с высотой следующего цикла солнечных пятен. С другой стороны, высота цикла пятен не коррелирует с интенсивностью крупномасштабного магнитного поля в эпоху следующего минимума активности, а также и с высотой следующего цикла. Такой кажущийся разрыв причинно-следственной связи между активностью в соседних циклах привел авторов [1,2] к выводу о противоречии наблюдательных данных с моделями солнечного динамо, в частности, с моделью Лейтона-Шили. Однако этот вывод нельзя признать достаточно обоснованным, поскольку он сделан без должного учета функционирования упомянутых моделей. В настоящей работе применен адекватный теории метод анализа наблюдательных данных, позволяющий оценить вклад активных областей в КМП, наблюдаемое в эпохи минимумов солнечных циклов. Это позволяет сделать более обоснованные выводы о причинно-следственных связях между циклами пятен и КМП.

### Метод исследования

Обозначим  $D_n$  значение амплитуды дипольной гармоники КМП в эпоху минимума активности, предшествующего  $n$ -му циклу пятен, а  $d_n$  - вклад в дипольную гармонику КМП за счет  $\alpha$ -эффекта в течение  $n$ -го цикла. Согласно модели динамо, эти величины должны быть связаны следующим соотношением :

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

где  $0 < \lambda < 1$  характеризует распад "старого" магнитного поля в течение цикла активности. Поскольку  $D_n$  известны из наблюдений, проверка соотношения (1) требует применения адекватной теории метода определения  $d_n$  из наблюдательных данных. Мы будем основываться на модели Лейтона-Шили [3], которая описывает процесс генерации КМП посредством распада биполярных активных областей (АО). В этой модели величиной, которая характеризует  $\alpha$ -эффект, является угол наклона осей АО к параллелям, поэтому  $d_n$  могут быть рассчитаны по данным о биполярных активных областях или о группах пятен. При этом следует иметь в виду два важных обстоятельства.

Во-первых, активная область (АО) как источник осесимметричного магнитного поля характеризуется не мощностью (магнитным потоком), а ее осевым, т.е. направленным вдоль оси вращения Солнца, дипольным магнитным моментом  $m$  :

$$m = (\pm\Phi)\Delta f \cos f, \quad (2)$$

где  $\Phi$  - абсолютный магнитный поток АО, знак перед  $\Phi$  зависит от магнитной полярности ее ведущего полюса,  $f$  - гелиографическая широта центра АО, а  $\Delta f$  - расстояние по широте между ее магнитными полюсами (по соглашению,  $\Delta f > 0$ , если ведущий полюс АО расположен ближе к экватору, чем хвостовой, и  $\Delta f < 0$  в противном случае).

Во-вторых, величина магнитного момента в течение 2-3 лет после распада активной области быстро изменяется. Поэтому итоговый вклад АО в дипольную гармонику КМП можно выразить в виде произведения  $m$  на некоторый коэффициент, существенно зависящий от широты образования данной АО. Таким образом, для оценки  $d_n$  в итоге получается выражение

$$d_n = \sum_i (\pm\Phi_i)\Delta f_i g(f_i), \quad (3)$$

где суммирование проводится по всем АО, наблюдавшимся в течение  $n$ -го цикла, а  $g(f)$  - весовая функция. На поведение  $g(f)$  сильное влияние оказывает направленное к полюсам меридиональное течение с амплитудой  $10-15 \text{ мс}^{-1}$ , существование которого следует из результатов ряда работ (см. [4]). При наличии такого течения  $g(f)$  быстро уменьшается с увеличением широты. Этот вывод нетрудно сделать уже исходя из качественного анализа модели, кроме того, он подтверждается специально проделанным нами численным моделированием эволюции магнитных биполей с

помощью уравнения переноса магнитного потока. Судя по результатам численных расчетов,  $g(f)$  можно аппроксимировать гауссианой:

$$g(f) \propto \exp[-(f/\varphi)^2], \quad (4)$$

однако полуширина  $\varphi$  весовой функции существенно зависит от параметров модели (отметим, что при некоторых возможных сочетаниях параметров  $\varphi$  оказывается значительно меньше ширины зоны пятен).

Для проверки уравнения (1) с использованием формул (3)-(4) целесообразно применить корреляционный анализ, подбирая оптимальные значения заранее неизвестных параметров  $\lambda$  и  $\varphi$  по максимуму коэффициента корреляции между величинами, стоящими в правой и левой частях уравнения (1). Поскольку между этими величинами априори имеет место положительная корреляция по знаку, имеет смысл рассматривать их абсолютные значения. Учитывая, что  $D_n$  и  $D_{n+1}$  всегда имеют противоположные знаки, получим из (1) соотношение

$$|D_{n+1}| + \lambda|D_n| = |d_n|. \quad (5)$$

Если равенство (5) выполняется, то, судя по результатам [1,2], должно выполняться и соотношение вида

$$A_{n+1} + \lambda A_n \approx c|d_n|, \quad (6)$$

где  $c$ -постоянная, а  $A_n$  - высота  $n$ -го цикла пятенной активности.

На практике для расчета  $d_n$  имеет смысл воспользоваться длинными рядами данных о группах пятен. Поскольку  $\Phi_i$  приблизительно пропорциональны максимальным площадям  $S_i$  соответствующих групп пятен, магнитные полярности групп следуют закону Хэйла, и в среднем  $\Delta f > 0$ , получаем с точностью до несущественного нормировочного множителя:

$$|d_n| \approx \sum_i S_i \Delta f_i g(f_i). \quad (7)$$

### Данные

В качестве  $D_n$  взяты максимальные по модулю среднегодовые значения амплитуды дипольной гармоник в каждом цикле КМП (данные о КМП, полученные по  $H_\alpha$  картам начиная с 1913 г., были любезно предоставлены автору В.И. Макаровым и А.Г. Тлатовым). Высоты циклов пятен,  $A_n$ , определены по гринвичским суммарным площадям пятен за 1900-1979 гг. и по аналогичным данным Уссурийской обсерватории за 1979-2002 гг.

Для вычисления  $d_n$  использовались три ряда данных о группах пятен, содержащие необходимые параметры (площади групп и координаты их магнитных полюсов) и в сумме охватывающие 8 полных циклов активности. Два из них получены на обсерваториях Kodaikanal (КО) и Mount Wilson (MWO) по единой методике, и доступны через ИНТЕРНЕТ [5]. Данные КО охватывают период с 1906 по 1987 г., а данные MWO - с

1917 по 1985 г. Третий ряд данных получен по наблюдениям Уссурийской астрофизической обсерватории (УАФО) с применением несколько иной методики измерений и охватывает более короткий период с 1956 по 2002 г. Расчеты показали, что величины  $d_n$ , определенные по трем наборам данных о группах пятен, согласуются с точностью до масштабного множителя. Это дает возможность создать "синтетический" ряд значений  $d_n$ , усреднив оценки, полученные по разным данным, после умножения их на соответствующие масштабные множители.

### Результаты

Проверка соотношений (5) и (6) производилась путем расчета коэффициента корреляции  $r$  при разных значениях параметров  $\lambda$  и  $\varphi$ . В обоих случаях максимальное значение  $r$  превышает 0.9 и имеет место при близких к нулю значениях параметра  $\lambda$  (получена оценка  $\lambda < 0.2$ ), т.е. величины  $d_n$  хорошо коррелируют с амплитудой дипольной гармонике КМП в следующем минимуме активности и с высотой следующего, а не текущего, цикла пятен. Это видно на рис.1, где показаны коэффициенты корреляции

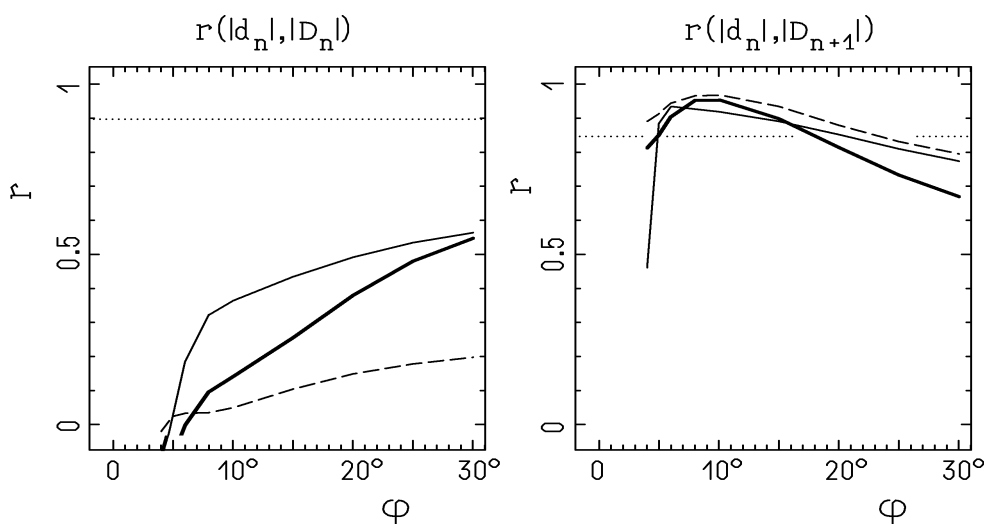


Рис. 1.

между абсолютными значениями  $d_n$  и амплитуды дипольной гармонике в предшествующем (левый график) и следующем (правый график) минимумах активности. Коэффициенты корреляции показаны в зависимости от полуширины весовой функции, тонкая сплошная линия соответствует данным MWO, штриховая - данным КО, а толстая линия - "синтетическому" ряду  $d_n$ , полученному по данным трех обсерваторий. Судя по высокому значению коэффициента корреляции ( $r=0.95$ ), близкая к линейной связь между  $d_n$  и  $D_{n+1}$  существует с высокой статистической достоверностью, превышающей 99.9%. При этом оптимальное (соответствующее максимуму  $r$ ) значение полуширины функции окна



составляет всего  $9^\circ$ , что подтверждает теоретический вывод о том, что самые низкоширотные АО наиболее эффективны в смысле вклада в дипольную гармонику КМП. Поведение, подобное описанному выше, демонстрируют коэффициенты корреляции между  $|d_n|$  и высотами текущего и следующего циклов активности,  $A_n$  и  $A_{n+1}$ , но в этом случае максимальная корреляция между  $|d_n|$  и  $A_{n+1}$  ( $r=0.91$ ) имеет место при еще меньшем значении полуширины весовой функции около  $5.5^\circ$ . Следует отметить, что при значениях полуширины весовой функции более  $10^\circ$ , когда корреляция  $d_n$  с  $D_{n+1}$  (или с  $A_{n+1}$ ) значительно уменьшается, появляется слабая корреляция  $d_n$  с  $D_n$  (или с  $A_n$ ), т.е. осевые магнитные моменты АО, образовавшихся в верхней части зоны пятен, лучше коррелируют с параметрами текущего, а не следующего цикла активности (но эти АО, как говорилось выше, не должны давать существенного вклада в дипольную гармонику КМП). Отметим также, что хотя имеется хорошая линейная связь между абсолютными значениями  $d_n$  и  $D_{n+1}$ , прямая их регрессии не проходит через ноль. Это обстоятельство, однако, может быть следствием несовершенства наблюдательных данных.

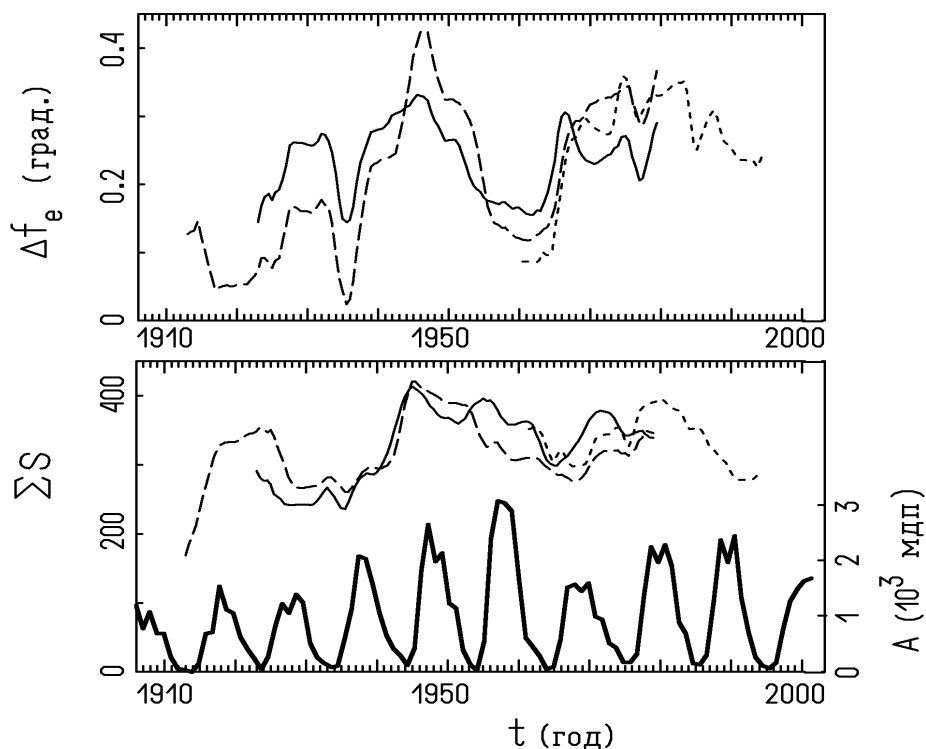


Рис. 2.

Итак, корректный с точки зрения теоретической модели анализ наблюдательных данных показывает отчетливо выраженную причинную связь между пятенной активностью в соседних 11-летних циклах, осуществляющуюся с участием КМП в соответствии с выводами теории динамо. Возникает вопрос о том, какая же характеристика активных

областей (или групп пятен) ответственна за эту связь. Чтобы по отдельности рассмотреть вклад во временные вариации  $d_n$  двух независимо измеренных характеристик групп пятен, представим правую часть формулы (7) в виде произведения двух величин:

$$|d_n| = \frac{\sum S_i \Delta f_i g(f_i)}{\sum S_i g(f_i)} \sum S_i g(f_i). \quad (8)$$

В (8) выражение в виде дроби представляет собой эффективное, т.е. средневзвешенное по площадям групп, значение  $\Delta f$ , которое обозначим  $\Delta f_e$ , а второй множитель - сумма за цикл площадей групп пятен, которую обозначим  $\Sigma S$ . Поскольку в выражениях для этих параметров содержится весовая функция  $g$ , они учитывают только активные области, эффективные в смысле вклада в дипольное КМП. Мы рассчитали  $\Delta f_e$  и  $\Sigma S$ , применяя суммирование в пределах 11-летнего скользящего интервала времени, так что эти параметры получены в виде непрерывных кривых по всем трем рядам данных и показаны на рис.2 (для  $\varphi=5.5^\circ$ ), причем значения параметров, полученные по разным данным, приведены к одной шкале. На нижнем графике рис.2 толстой линией показан также ход пятенной активности  $A(t)$ .

На рис.2 можно видеть, что долговременная вариация  $\Sigma S$  сравнительно невелика, порядка  $\pm 20\%$  от среднего значения, и поэтому изменение  $d_n$  от цикла к циклу определяется, главным образом, относительно более сильной вариацией  $\Delta f_e$ . Как можно видеть на рис.2, эта вариация подобна вариации высоты циклов пятенной активности, но опережает последнюю на длину одного 11-летнего цикла. Ненулевые значения  $\Delta f$  имеют место из-за наклона осей групп пятен к параллелям, и этот наклон, по-видимому, можно принять за меру  $\alpha$ -эффекта. Поэтому вероятный вывод из анализа данных состоит в том, что вариации высоты солнечного цикла обусловлены, главным образом, нестационарностью действия  $\alpha$ -эффекта солнечного динамо.

### Литература

1. Макаров В.И., Тлатов А.Г. // Астрон. Журн. 2000, т. 77, с. 858.
2. Makarov V.I., Tlatov A.G., Callebaut D.K., Obridko V.N., Shelting B.D.// Solar Phys. 2001, v. 198, p. 409.
3. Wang Y.-M., Nash A.G., Sheeley N.R. // Science 1989, v. 245, p. 712.
4. Cameron R., Hopkins A.// Solar Phys. 1998, v.183, p.263.
5. ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR\_DATA/SUNSPOT\_REGIONS.

## **ОРГАНИЗАЦИЯ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ ЯРКОСТИ И ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ В ФОТОСФЕРЕ СОЛНЦА**

**Ефремов В.И., Ихсанов Р.Н.**

*ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия, solar1@gao.spb.ru*

## **ON THE ORGANIZATION OF FINE STRUCTURE OF THE SOLAR PHOTOSPHERE**

**Efremov V.I., Ikhsanov R.N.**

*GAO RAN, St-Petersburg, solar1@gao.spb.ru*

### **Abstract**

*On the basis of the observant data received on the Soviet stratospheric solar observatory in 3 flight and on a pamir telescope research of a field of brightness and beam speeds is lead. The analysis of wavelet-spectra has shown, that in the consent with earlier our works, in a field of brightness and speed of thin structure of photosphere scales of formations of granules (1,2-2,4) ", protogranules (3,0-5,5) " and mezo - granules (8-15) " come to light.*

Для понимания механизма организации тонкой структуры поля грануляции солнечной фотосферы необходимо, в частности, провести выявление всех устойчивых масштабных образований в промежутке между гранулой и супергранулой и исследовать их свойства. На тот факт, что между гранульными и супергранульными масштабами существуют еще два устойчивых масштаба, было впервые указано Ихсановым [1,2] на основе исследования лучших прямых снимков поверхности Солнца. Промежуточные масштабы были названы скоплениями гранул и группами скопления гранул с размерами в 3 и 10 тысяч км, соответственно.

В дальнейшем устойчивые образования с размерами ячеек, соответствующих группам скопления гранул, были найдены Новембером и др. [3] по исследованию доплерограмм и получили название мезогранулы. Затем свойства мезогранул изучались многократно (см., например, Оде [4]; Кучми, Лебег [5], Брант [6], Чу и др.[7]). Значительно меньше внимания уделялось масштабу скопления гранул. Так, в 1980г. Кавагучи [8] нашел, что гранулы создают семейства [агрегаты] гранул с размерами 2-4 тыс. км и средним временем жизни 45 мин. и более.

В работах Ихсанова и др. [9,10,11] было проведено изучение некоторых свойств тонкой структуры солнечной фотосферы, в том числе, и образований масштаба скопления гранул, который в [11] получил название

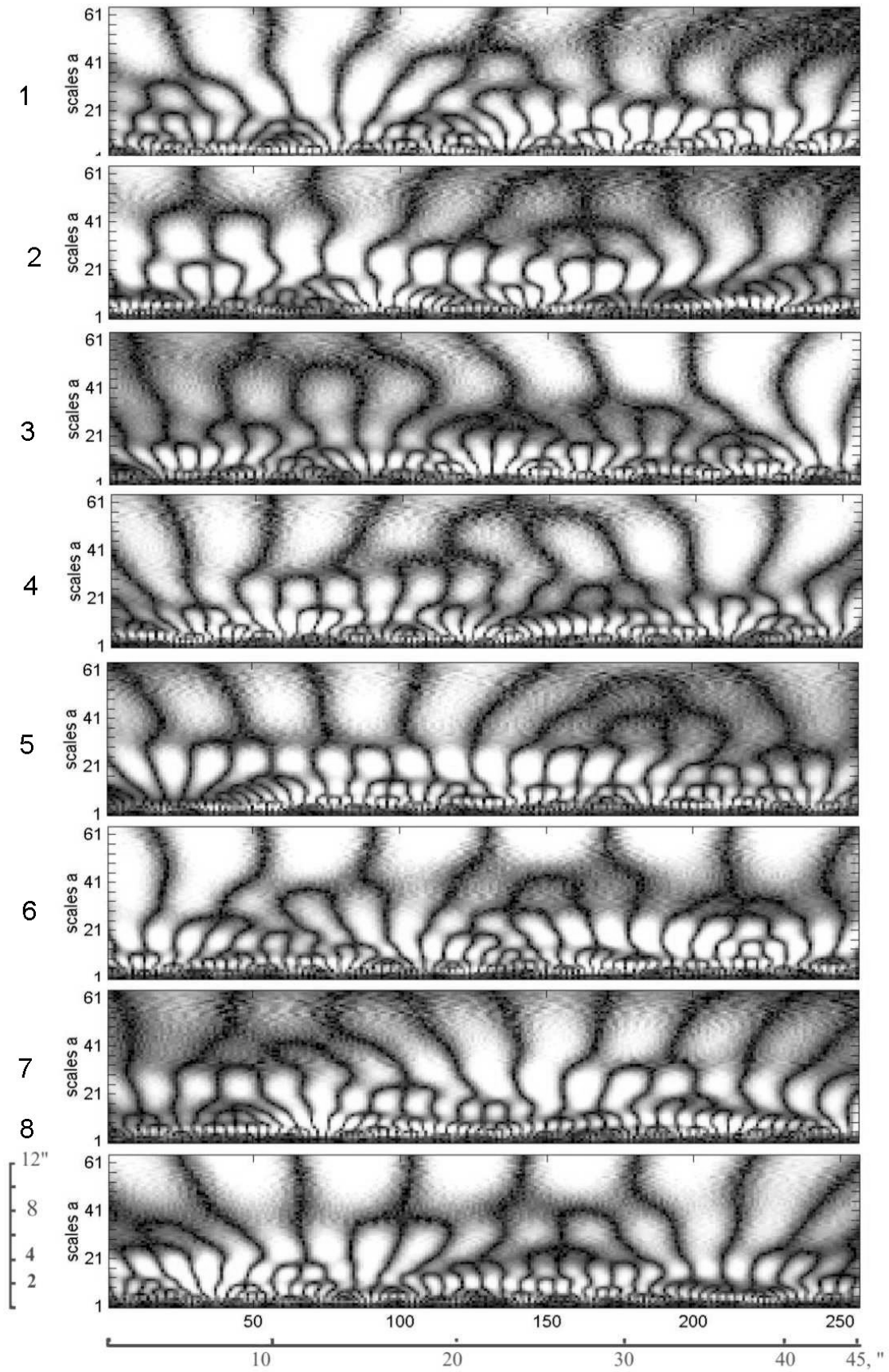


Рис.1.

протогранулы. Исследования проводились по высококачественным наблюдательным материалам как поля яркости, так и поля яркости лучевых скоростей. При этом применялись методы спектрального анализа с вычислением усредненных спектров мощности. В данной работе анализируются те же данные с применением в их обработке вейвлет-анализа, что позволяет выявить частотное распределение фотосферных образований на каждом участке поверхности исследуемой области Солнца. Практически, это дает возможность локализовать объект данного скейлинга на поверхности Солнца, что иногда важнее знания просто интегральной частотной характеристики. Кроме того, проводится сравнение результатов, полученных обоими методами.

Для исследования поля яркости фотосферы нами было обработано несколько лучших снимков поверхности Солнца третьего полета СССО [12] с разрешением около  $0,25''$ . Для обработки негативов применялся двухкоординатный цифровой микрофотометр МФК 200 [13]. Сканирование проводилось с шагом  $100$  мк при размере щели  $100 \times 100$  мк ( $0,17'' \times 0,17''$ ). Изучалась площадка  $45'' \times 45''$ , расположенная вблизи центра Солнца, на которой через  $2,5''$  было сделано 18 фотометрических разрезов. Затем для каждого из них были получены спектры с использованием вейвлета Морле. На рис. 1, для первых восьми разрезов видно как вдоль одного, так и от разреза к разрезу частотная структура заметно меняется. Однако, эти изменения происходят в определенных пределах. При этом явно просматривается градация частотных образований по определенным размерам. Чтобы составить количественное представление о пространственном распределении этих фотосферных образований, было рассмотрено их статистическое распределение на основе их размеров. (Под размером образования понимается пара элементов на вейвлет-диаграмме.) С этой целью на всех фотометрических разрезах подсчитывалось число образований (всего 572) с шагом  $0,3''$ . Результаты представлены на рис. 2а в виде гистограммы. Подсчет размеров образований без больших потерь можно было реально провести, только начиная с масштаба  $1,1''$ . На гистограмме явно выделяется мода с пиком числа образований в районе  $1,5''$ , соответствующая масштабу гранулы. Слабее, но достаточно уверенно, выделяется масштаб протогранул с пиком при  $3,6''$ . Большие масштабы проявляются слабее. Однако, для правильной оценки числа образований данного размера необходимо учесть то, что число образований на выборной ограниченной площадке поверхности уменьшается пропорционально из размерам. Поэтому необходимо внести соответствующую нормировочную поправку. Предположим, что число различных образований в соседних областях остается примерно такими же, как и на изучаемом участке поверхности Солнца.

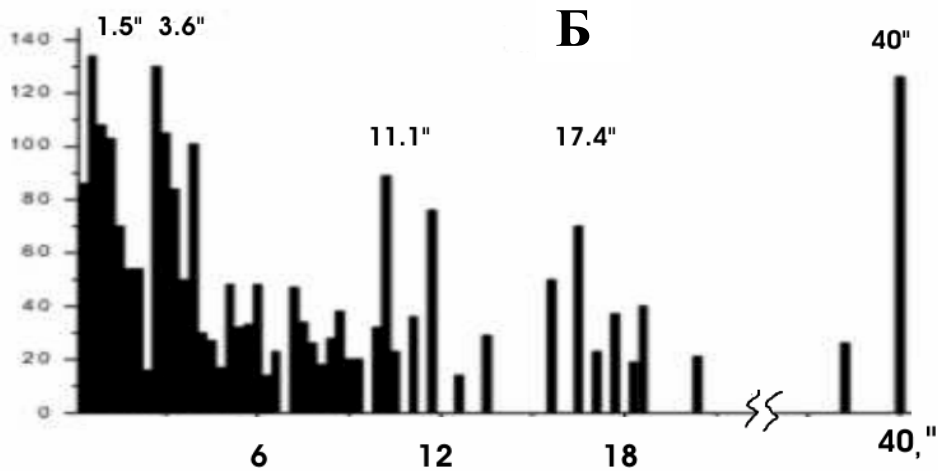
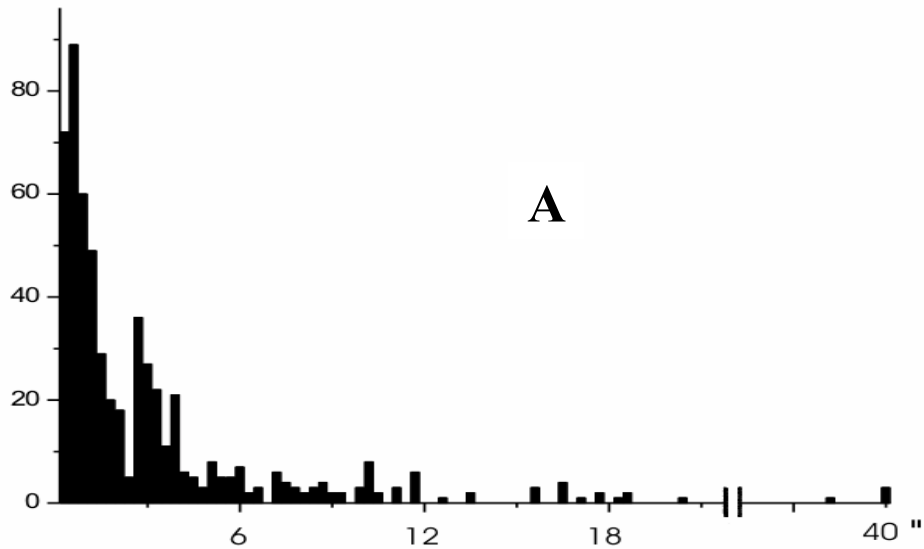


Рис.2.

Тогда, приняв образование с размером  $L_0=1.0''$  за единицу, можно провести соответствующую нормировку  $N' = NL / L_0$ , где  $L$  – размер образования в секундах дуги. Нормированные значения представлены на рис. 2б. Из этой гистограммы следует, что кроме отмеченных выше двух наблюдается еще три моды в области мезогранулы: довольно высокий пик при  $11.1''$  и более низкий при  $17.4''$ , а также широкий низкий пик при  $6-7''$ . Если учесть все отмеченные выше моды и, кроме того, пик при  $40''$ , соответствующий супергрануле, то расстояние между соседними пиками различаются примерно в два раза. Однако, если рассматривать только те моды, которые заметно выше, чем половина высоты первого пика, то их останется только четыре. По половинной ширине первые три из этих масштабов охватывают размеры  $1,2-2,4''$ ;  $3,0-5,0''$  и  $8-15''$ , соответственно. Следует также отметить, что между максимумами величин масштаба гранул и протогранул при переходе от первого ко второму наблюдается глубокий

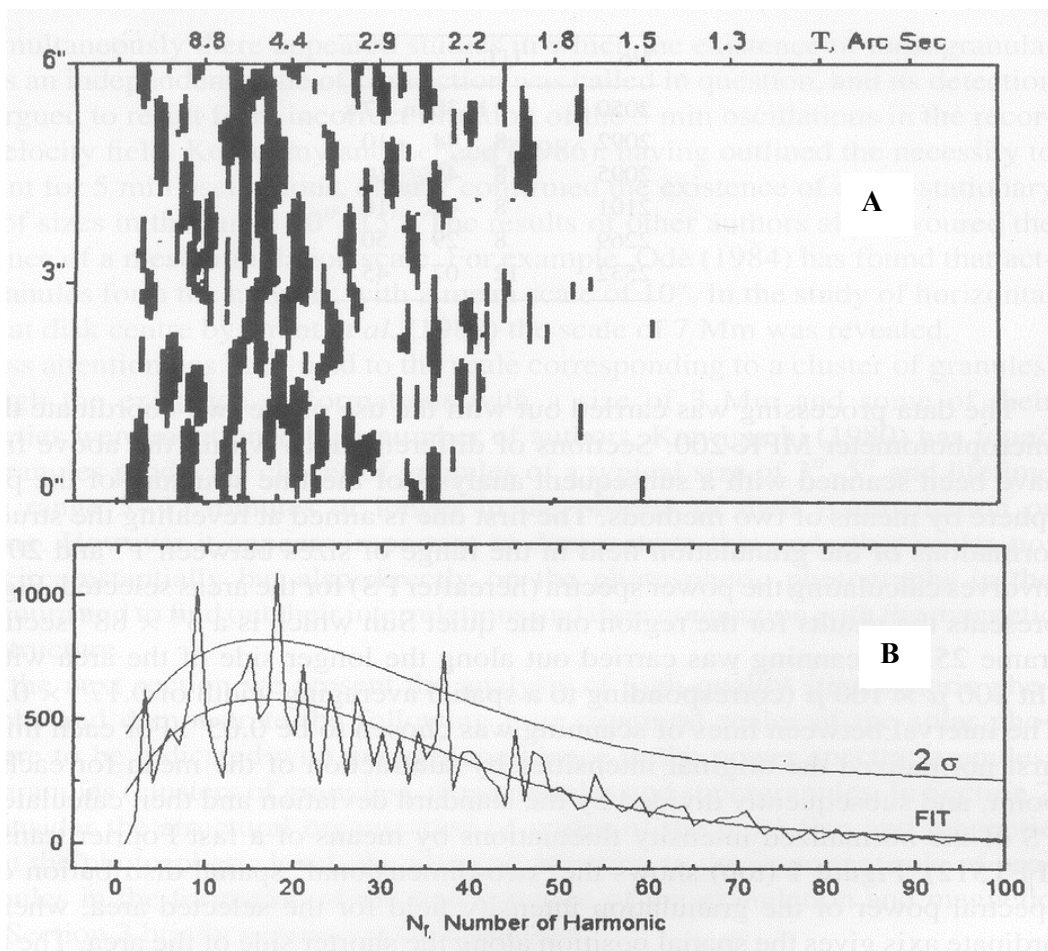
провал (более 60%) что является существенным доводом о реальности масштаба протогранулы.

Представляет интерес сравнить эти результаты с нашими более ранними исследованиями, обработанными фурье-методами [11]. На рис. 3а дана двумерная картина распределения спектральной плотности интенсивности грануляционного поля в площадке размером  $6'' \times 88''$  на полетном кадре СССО №2532. На рис.3б представлен суммарный спектр мощности всех сканов по площадке. Показана граница вероятности неслучайности присутствия периодических компонентов по критерию Фишера равная 92% ( $2\sigma$ ) при  $N > 500$ . Уверенно выделяются три компонента соответствующие значениям  $10''$ ,  $4.5''$  и  $2.4''$ . Пределы изменения этих масштабов представлены в Табл.1. Как видно, размеры структур находятся в хорошем согласии с результатами данной работы. Однако, как уже отмечалось выше, вейвлет анализ позволяет проследить картину особенностей изменения того или другого масштаба вдоль разреза. Так, например, в разрезе №5 (рис.1) образования масштаба протогранулы имеют почти на всем протяжении примерно одинаковые размеры  $\sim 4.5''$ , в то время как над ними в правой части разреза наблюдается арочная конфигурация общим размером в две мезогранулы ( $20''$ ), а слева видны два образования размером мезогранулы ( $9.6''$ ). Последние наблюдаются и в соседних разрезах №4 и №6, но в №3 и №7 имеют совершенно другие формы и размеры, т.е. эти разрезы проходят уже по границе рассматриваемых мезогранул. Здесь размеры образований стали заметно меньше и преобладает арочная форма конфигурации.

Таким образом, в направлении, вертикальном к разрезам, их размеры составляют около  $10''$ , т.е. образования имеют одинаковую протяженность по обеим координатам. То же можно сказать об образованиях масштаба протогранулы. Далее следует особо отметить, что соседние масштабы образуют конфигурации, в которых образования большего масштаба охватывают два или три образования соседнего, меньшего масштаба. Например, в правой части разреза №6 хорошо выделяется мезогранула ( $\sim 13''$ ), которая охватывает лежащие ниже (по скейлингу) три образования размера протогранулы ( $4.2''$ ) и т.д. Таким образом, в большинстве случаев наблюдается стремление соседних масштабов объединяться в иерархические конфигурации.

Исследование поля лучевых скоростей фотосферы Солнца проводилось по тем же материалам что и в работах [9,10]. Спектрограммы были получены в наблюдениях на памирской экспедиционной станции с высоким пространственным разрешением ( $0.5''$ ). В качестве примера на рис.4а приведен вейвлет-спектр в спектральной линии  $\lambda 5239\text{A}$ . Длина реализации вдоль щели составляет  $107''$ .



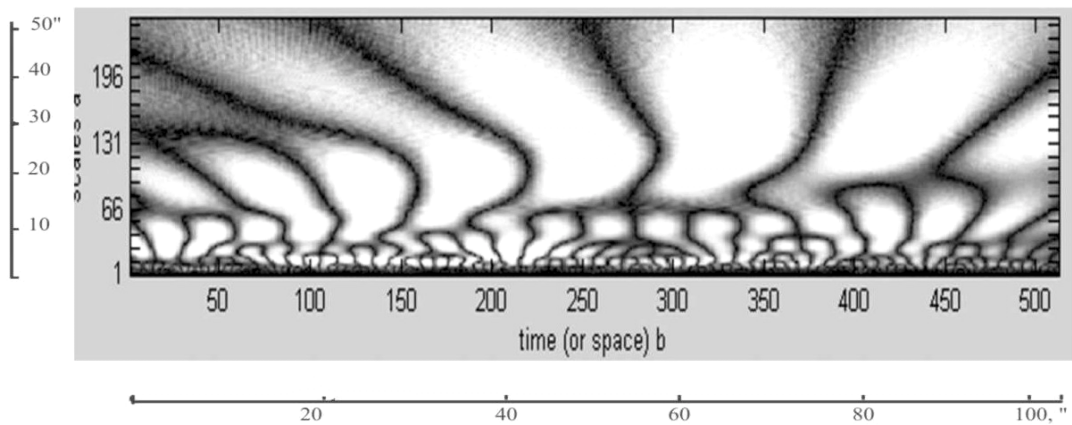


**Рис.3.** *Верх А:* Распределение спектральной плотности интенсивности гранулярного поля вдоль меньшей стороны площадки 6"×88". Достоверные моды представлены заливкой. X-оси совмещены.  
*Низ В:* Суммарный спектр по всем сканам площадки.

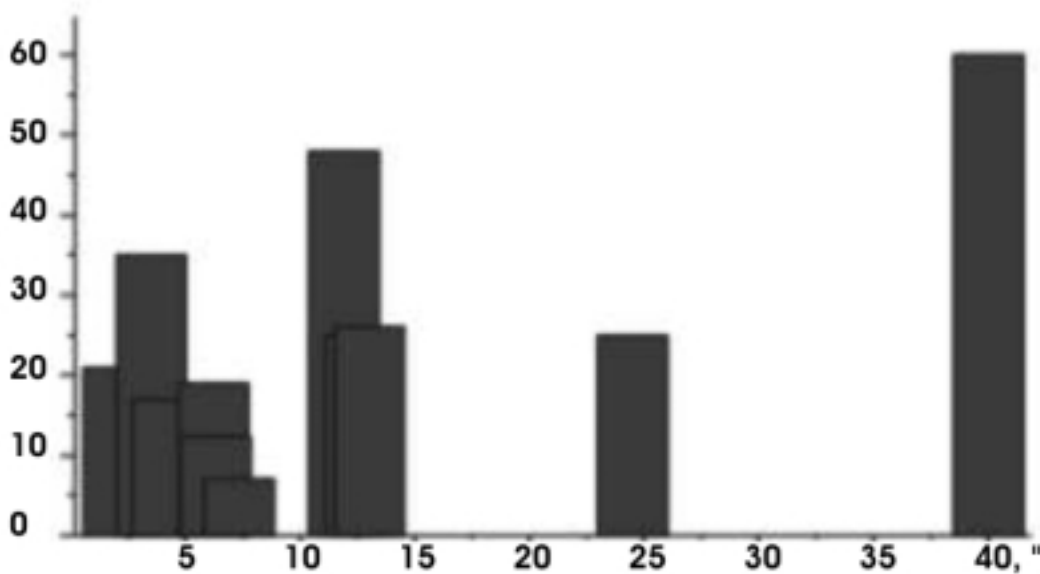
Таблица 1.

№	Размер структуры в спокойной области Солнца	Диапазон размеров структур	Средний размер структуры, км	Время жизни структуры
1	Гранула	1.5" -2.4"	1300	5-16 минут
2	Протогранула (скопление гранул)	3.0" -5.5"	3000	> 45 минут
3	Мезогранула (группа скопления гранул)	8 " -15"	9000	> 2h
4	Супергранула	35 " -45"	29000	24h





**A**



**B**

**Рис.4.**

На рис.4б приведена гистограмма, подобная рис.2б, на которой дано нормированное распределение образований рис.4а. Последние показывают распределение подобное рис. 2б, хотя число их невелико. Однако, часть гистограммы, соответствующая гранулам относительно рис.2 занижена и смещена в сторону низких частот (2,07"). Это связано с тем, что лучевые скорости в данном случае, в основном, выявлялись только для более крупных гранул. В работе [10] для исследования особенности распределения поля скоростей по поверхности Солнца мы применили метод динамического спектра мощности. Он заключался в том, что выбирается оптимальный размер длины реализации (в нашем случае 200 точек, что составляет  $\sim 40''$ ) и, смещая его последовательно на шаг (25точек) вычисляется для каждого положения спектр мощности. Тем самым проводится спектральное сканирование по всей исследуемой области. На рис.1 работы [12] приведены сглаженные оценки спектра

мощности флуктуаций лучевых скоростей в линии  $Fe\lambda 5250.2A$  и флуктуаций в непрерывном спектре около  $Fe\lambda 5250$  для 16-ти последовательных сдвигов. Наблюдается развитие пиков трех видов: низкочастотной области (8-12"), среднечастотных (3-5") и высокочастотных (1,8-2,1"). Кстати, все пики довольно синхронно повторяются во флуктуациях яркости и лучевых скоростей.

Итак, проведенный анализ вейвлет-спектров полей яркости и лучевых скоростей поверхности Солнца уверенно подтвердил существование между гранулами и супергранулами еще двух масштабов образований – протогранул и мезогранул, группирующихся в пределах размеров, приведенных в табл.1. Помимо этого, как следует из рис. 2 и 4б, между протогранулой и супергранулой, кроме масштаба мезогранул с размерами 8-15", прослеживается еще две невысокие моды 6,5" и 20".

### Литература

1. Ихсанов Р.Н. // Солн.данные, 1970, №4, с.108
2. Ихсанов Р.Н. // Солн.данные, 1975, №2, с.96
3. November L.J., Toomrey, Gelbie K.B, Simon G.W. // Ap.J.,1981 v245,123
4. Oda N.// Solar Phys.,1984,v93, p.243
5. Koutchmy S., Lebecq C.// Astron.&Astrophys. 1986,v.169, p.323
6. Brandt P.N.et.all// Astron.&Astrophys. 1991,v.241, p.219
7. Chou D-V,Chen E-S, Ou K-T,Wang C-C//Ap.J. 1992, v.396, p.333
8. Kawaguchi J.//Solar Phys., 1980, v.65,p.207
9. Ефремов В.И., Ихсанов Р.Н., Кушнир М.В.//Солн. Данные 1987,№3 с.87
- 10.Ефремов В.И., Ихсанов Р.Н.// Известия ГАО, 1994,№208,с.104
- 11.Ikhsanov R.N., Parfinenko L.D., Efremov V.I.//Solar Phys. 1997 v.170,p.205
- 12.Крат В.А., Дулькин Л.З., Карпинский В.Н., и др.//Астрон. Циркуляр, 1970 №597 с.1
- 13.Вахтов В.Н., Ефремов В.И., Ихсанов, Кузнецов В.В., Парфиненко Л.Д.// Изв. ГАО 1996, №211, с.213

## **КОЛЕБАНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ТЕНИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН**

**Ефремов В.И., Ихсанов Р.Н., Парфиненко Л.Д.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург;  
solar1@gao.spb.ru*

## **OSCILLATIONS OF RADIAL VELOCITIES AND MAGNETIC FIELD IN A SUNSPOTS UMBRA**

**Efremov V.I., Ikhsanov R.N., Parfinenko L.D.**

*GAO RAN, St-Petersburg, solar1@gao.spb.ru*

### **Абстракт**

*В течение сезонов наблюдений 1998-2002 гг. в Пулково на телескопе АЦУ-5 с помощью спектрогелиографа-магнитографа проводились серии наблюдений продолжительностью от 40 до 360 минут с целью исследования колебательных процессов в пятнах. Выделение слабого истинного сигнала, особенно для выявления модуляции магнитного поля в пятне, осложнялось его сильной зашумленностью, прежде всего атмосферным дрожанием. Применение различных разработанных нами методов обработки наблюдений позволяет сделать выводы, что 5-ти минутные колебания лучевых скоростей в пятне по отношению к фотосферным отличаются пониженной амплитудой, величина которой уменьшается с высотой. В тени некоторых пятен наблюдаются колебания магнитных полей с периодами близкими к 3-х и 5-ти минутным, а также 20-ти и 45-ти минутным.*

Волновые процессы играют особую роль в переносе энергии в солнечной плазме. Каждый класс активных явлений на Солнце обладает характерными частотами и своим спектром мощности. Изучение квазипериодических колебаний магнитного поля и скорости может служить диагностическим средством и количественной характеристикой эволюции активных элементов. Оно способствует также расширению наших представлений о физических процессах в недрах и на поверхности Солнца. Большое значение волновые процессы имеют, в частности, для решения проблемы нагрева верхней хромосферы и короны. Однако нынешние средства наблюдений Солнца и методы обработки нередко приводят к противоречивым и даже противоположным результатам. Поэтому требуются новые и независимые наблюдения по этой проблеме.

С помощью ССД спектрогелиографа магнитографа [1] в течении сезонов наблюдений 1998-2002 гг. получено большое количество серий наблюдений продолжительностью 40-360 минут с целью исследования колебательных процессов в солнечных пятнах. На рис.1 приведена блок схема прибора.

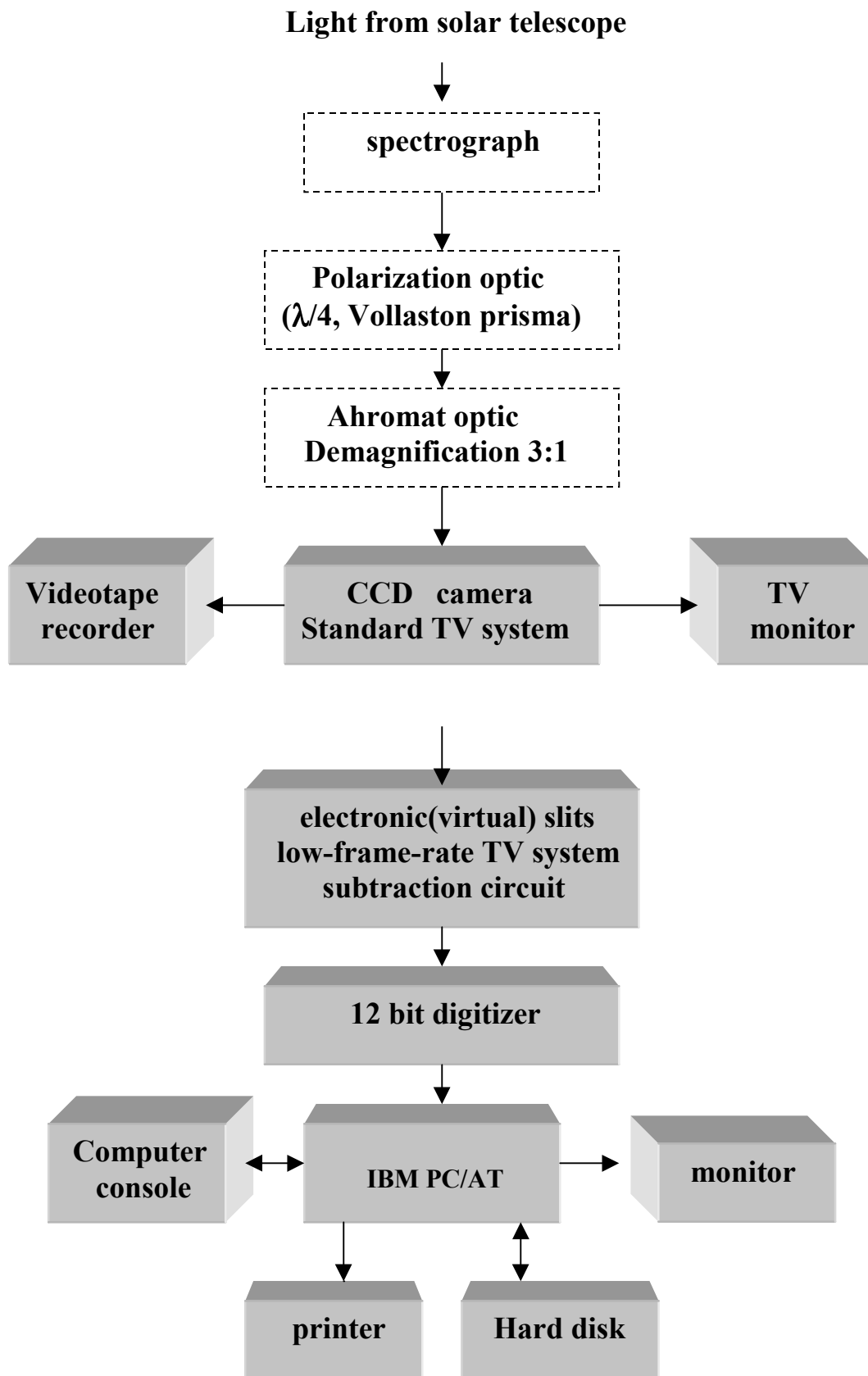


Рис.1.

Лучевые скорости определялись одновременно по трем спектральным линиям, образующихся на разных высотах фотосферы Солнца FeI 6496.47Å, FeI 6494.99Å, Ba<sup>+</sup> 6496.91Å. Было показано [2], что колебания покрывают большую часть пятна, и что в тени и полутени амплитуды колебаний резко падают, при этом падение амплитуды тем сильнее, чем выше в атмосфере образуются спектральные линии. Так на высоте образования линии FeI 6494.99Å (604 км) колебания лучевых скоростей в тени пятна не наблюдаются. На рис.2 приведен пример 3-х часовой временной развертки (ось Y) лучевых скоростей вдоль щели (ось X). Отчетливо видны 5-ти минутные колебания лучевых скоростей в фотосфере, в середине рис.2 находится пятно. Обнаружен также фазовый сдвиг колебаний с высотой.

Выявление колебаний магнитного поля в пятне является более трудной задачей, так как их амплитуда мала (несколько гаусс) и сигнал сильно зашумлен атмосферными дрожаниями. К тому же, как было показано наблюдениями на SOHO [3], колебания магнитного поля прои-

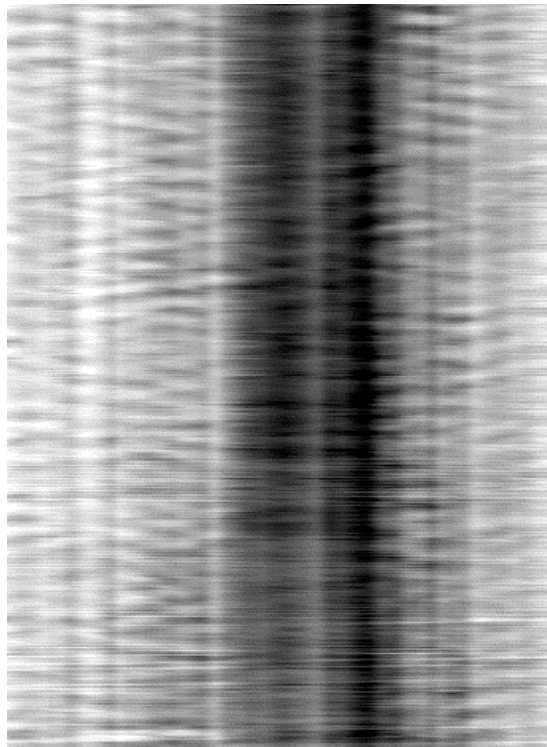


Рис.2.

сходят в небольших участках пятна и преимущественно вблизи границы тень-полутень.

Для выявления колебаний продольной составляющей магнитного поля мы разработали несколько методов, в т.ч. с внесением исправлений за атмосферные и инструментальные искажения. 3-х и 5-ти минутные компоненты в спектре мощности колебаний обнаруживаются не уверенно и не во всех пятнах. Значительно увереннее в тени пятен выделяются

компоненты 20 мин. (рис.3) и 40 мин., что, вероятно, говорит о существовании 2-х типов колебаний магнитного поля в пятне.

Один из методов компенсации дрожаний заключается в следующем. При наблюдениях используется поляризационная насадка с призмой Валластона и четвертьволновой пластинкой  $\lambda/4$ . Для сильных полей используется линия FeI 5250Å, для слабых линия FeI 8468.4Å. В фокальной плоскости спектрографа на CCD матрице получают два одинаковых изображения спектральной линии с противоположно погашенными  $\sigma$ -компонентам. При использовании классического метода Лейтона производится вычитание двух спектрогелиограмм полученных в одном и том же крыле  $\sigma_v$  и  $\sigma_r$  компонент, при этом в первом при-

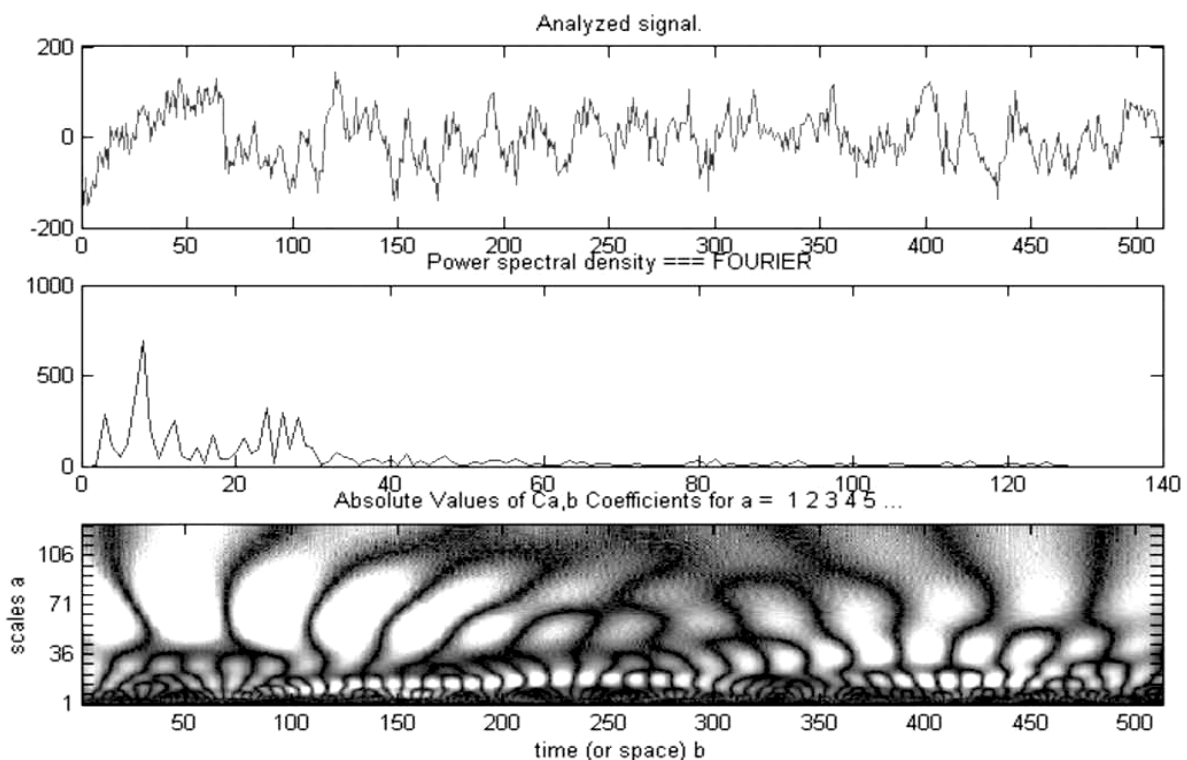


Рис.3.

ближении получается сигнал пропорциональный величине магнитного поля, скомпенсированный за доплеровские смещения. В нашем методе мы берем сумму сигналов от, например, правого крыла  $\sigma_v$  компоненты и левого крыла  $\sigma_r$  компоненты. Получается сигнал пропорциональный удвоенной амплитуде интенсивности в спектральной линии и изменению продольной компоненты магнитного поля и освобожденный от доплеровских смещений. Наш прибор позволяет одновременно получить временную развертку интенсивности в континууме, рядом со спектральной линией. С помощью нее мы убираем из сигнала **дрожания изображения вдоль щели** (сдвиги выравниваются на основе кривой коррекции см. рис. 3в [4]). Затем выравниваем амплитуды яркости в

сигнале временной развертки магнитного поля и интенсивности в континууме и производим их вычитание. При этом вычитаются интенсивности и «мерцания» сигнала из-за **дрожаний изображения поперек щели** спектрографа. В разностном сигнале, полученном таким образом, в основном присутствует сигнал осцилляции магнитного поля. Далее производим сглаживание сигнала и получаем спектр мощности колебаний магнитного поля. Меньше всего атмосферные дрожания должны проявляться в центре больших пятен, если там имеются места физически связанного однородного магнитного поля вдали от его больших градиентов.

В настоящее время при исследовании колебаний магнитного поля в пятнах мы перешли на методику двумерных спектральных наблюдений. При двумерной спектроскопии, хотя дрожания и мерцания изображения остаются, но имеется принципиальная возможность их компенсации. В отличие от работ Бальтазара [5], где впервые была успешно применена двумерная методика наблюдений с помощью интерферометра Фабри-Перо, мы используем классический длиннофокусный спектрограф с большой дисперсией и хорошим инструментальным контуром. По предлагаемой новой технологии весь сеанс наблюдений осуществляется автоматическое сканирование поперек спектральной щели (скорость 15"/сек) одного и того же участка изображения Солнца (например, активной области размером 150"×300") и на выходе после оцифровки видеосигнала мы имеем пакет магнитограмм или карт лучевых скоростей, полученных с интервалом 20 секунд (зависит от заданной ширины магнитограммы). Например, за 170 минут наблюдений мы будем иметь 512 магнитограмм активной области размером 150"×300" с временным разрешением 20 сек. При обработке образуется трехмерная матрица XYZ, где X, Y – координатные оси магнитограмм, а Z – ось времени. Затем с помощью программного обеспечения магнитографа вычисляется спектр мощности для полученной временной последовательности каждого пикселя магнитограммы. После этого мы можем выводить на монитор компьютера двумерную графическую (полутонную) картину распределения любой гармоник спектра колебаний магнитного поля в исследуемой активной области! При этом самое важное состоит в том, что хотя дрожания и смещения изображения сохраняются, но цифровые методы позволяют ввести их коррекцию и «привести» каждый пиксель каждой магнитограммы к положению, занимаемому им, например, на самой первой магнитограмме временной последовательности. Для этой операции можно использовать временную последовательность изображений активной области в континууме, которую на нашем магнитографе можно получать как «бесплатное» дополнение к магнитограммам. Процедура коррекции изображения использует двумерную модификацию созданного нами метода выравнивания

сдвигов отдельных элементов изображения на основе кривой коррекции (положение отдельного элемента изображения определяется по центру тяжести профиля его фотометрического сечения, которым является отдельная строка оцифрованного изображения активной области в континууме). В результате коррекции прошивка трехмерной матрицы по временной оси  $Z$  пойдет от магнитограммы к магнитограмме «виляя» вслед за дрожаниями изображения строго по одному и тому же элементу магнитограммы. При одномерной спектроскопии этого сделать нельзя в принципе.

Результаты наблюдений по двухмерной методике будут опубликованы в следующих работах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ- № 02-07-90068.

### Литература

1. Parfinenko L.D., Solar Physics., 2003, **213**. No.2, p.291
2. Ефремов В.И., Ихсанов Р.Н., Парфиненко Л.Д., Труды конференции «Крупномасштабная структура солнечной активности», Пулково 21-25 июня 1999 г, 87
3. Ruedi I., et all, A&A, 1998, 335, L97
4. Ихсанов Р.Н., Ефремов В.М., Парфиненко Л.Д., Изв. ГАО №215, СПб, 2000, 185
5. Balthazar H., Solar Phys., 1999, **187**, p.389



## **ВАРИАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ DR-ТОКА ВО ВРЕМЯ РАЗВИТИЯ ПОЛЯРНОЙ СУББУРИ**

**Зайцева С.А., Пудовкин М.И., Дробинина Т.А.**

*Научно-исследовательский Институт Физики им. В.А. Фока,  
Санкт-Петербургский Государственный Университет,  
Санкт-Петербург, 198504, Россия*

## **DR-CURRENT INTENSITY VARIATIONS DURING SUBSTORM DEVELOPMENT**

**Zaitseva S.A., Pudovkin M.I., Drobinina T.A.**

*Institute of Physics, St. Petersburg University,  
St. Petersburg 198504, Russia*

### **Abstract**

*In this work the geomagnetic storms caused by solar wind high-speed streams that are related to the intensive solar flares are studied.*

*According to the ideas developed in the 60-th of XX century (see Davis, 1968; Davis and Parthasarathy, 1967; Pudovkin et al., 1968, and others) intensity of magnetosphere's DR-current increases at the time of polar disturbances. Recently Iyemori et al. (1996, 1998) came to conclusion that at substorm expansion phase the DR-current intensity does not increase but decreases.*

*In this work the connection of ring current development to polar substorms is studied basing on new data. Variations of ASY-, SYM-indices (produced by Iyemori and describing asymmetrical and symmetrical parts of DR-current correspondingly) and variations of AE, AL, AU- indices are studied at time intervals of storms following quiet periods.*

*It is shown that SYM-indices variations demonstrate noticeable decrease of magnetic field during substorm; it means that DR-current increases. Hourly-averaged ASY- and SYM-indices correlates with AL-index (correspondingly to the westward electrojet intensity) rather well:  $r = 0.63$  and  $r = 0.69$ . Thus, during substorm active phase the energy comes mainly into asymmetrical part of DR-current.*

*Empirical function  $Q$  based on solar wind parameters describes the energy input into DR-current. Function  $Q$  correlates with ASY-, SYM- and AL-indices rather well. This result suggests the intensifications of polar substorms and DR-current to take place simultaneously and have the same source.*

Начиная с 60-х годов прошлого столетия были четко сформулированы представления о значимой роли солнечного ветра в генерации и развитии как полярных магнитных возмущений, так и глобальных геомагнитных бурь, главной составной частью которой является магнитосферный кольцевой ток (DR-ток). Исследования соотношения между развитием полярных магнитных возмущений (AE-индекс) и Dst-вариаций, описывающих интенсивность глобальных

геомагнитных бурь, показали, что интенсификация DR-тока происходит во время полярных возмущений [1,2,3].

В работах Иемори и Рао [4,5] утверждается, что глобальные геомагнитные бури и суббури являются независимыми явлениями, т.е. развитие DR-тока не связывается с возникновением суббури. И более того, утверждается, что во время взрывной фазы суббури интенсивность DR-тока понижается или рост интенсивности ослабевает.

Эта точка зрения поддержана в работах Сискоу и Петчека [6], Графе и Фельдштейна [7] и поставлена под сомнение Ростокером [8] и МакФерроном [9].

В нашей работе предпринята попытка внести ясность в столь противоречивые мнения о роли магнитосферных суббурь в развитии DR-тока. Для этой цели на основе новых экспериментальных данных была вновь исследована связь между развитием полярных суббурь и глобальных геомагнитных бурь. Мы использовали ASY-H и SYM-H индексы, вычисленные Иемори, которые характеризуют симметричную и асимметричную часть геомагнитного возмущения на низких широтах.

Рис.1 иллюстрирует вариации различных геомагнитных индексов во время бури 22 сентября 1987. Как видно из рисунка, в соответствии с

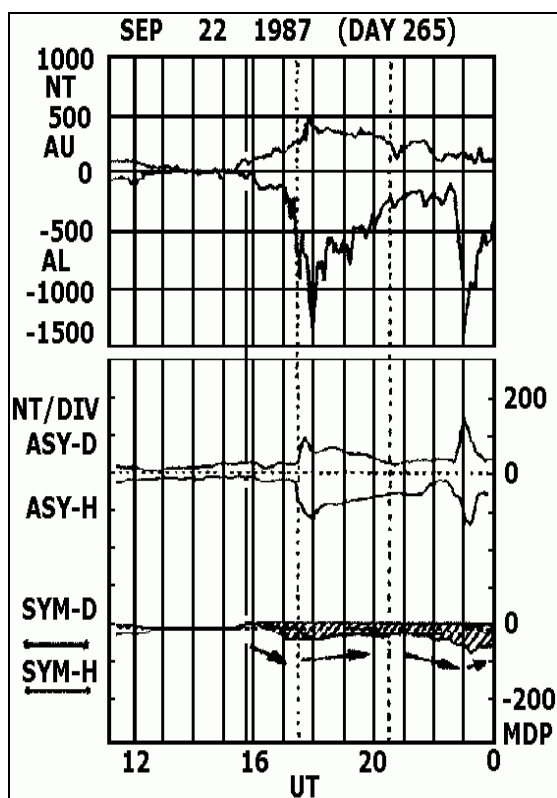


Рис. 1.

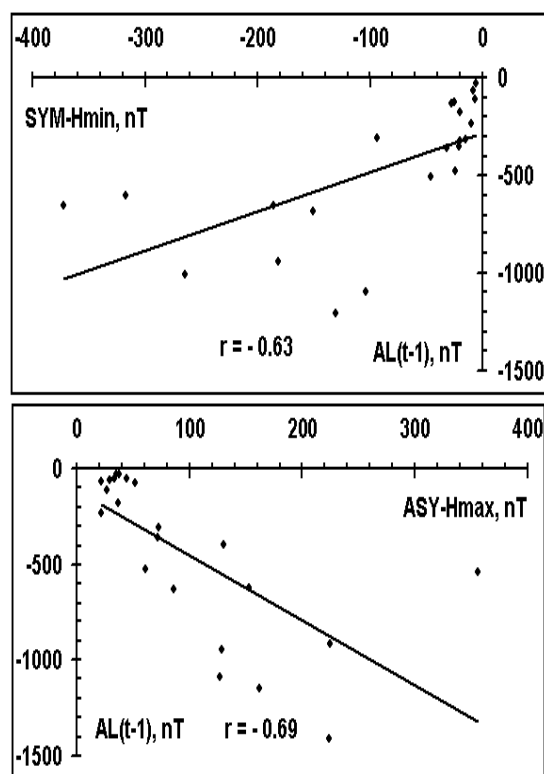


Рис. 2.

выводами Иемори [4], в течение периода резкой интенсификации западного электроджета (17 ч. 30 мин. – 18 ч. 00 мин.), не наблюдается

рост значения SYM-H индекса. Однако в то же самое время очевидна резкая интенсификация асимметричной части DR-тока.

На рис.2 представлены по 22 бурям часовые значения SYM-H индекса в момент минимума и часовые значения ASY-H индекса в момент максимума (ASY-H индексы положительны по методу их вычисления) в зависимости от часового AL-индекса, взятого на час раньше. Коэффициенты корреляции между SYM-H и AL-индексом ( $r = 0,63$ ), и ASY-H и AL-индексом ( $r = 0,69$ ), близки к коэффициенту корреляции между Dst и AL-индексом из работы Йемори [5] ( $r = 0,58$ ). Коэффициент корреляции между ASY-H и AL-индексом немного выше чем коэффициент корреляции между SYM-H и AL-индексом, и это не удивительно, поскольку как видно из предыдущего рисунка, энергия первоначально поступает в асимметричную часть DR-тока.

Хорошо известно, что солнечный ветер ответственен за магнитосферные возмущения и может рассматриваться как главный источник энергии для различных процессов, протекающих в магнитосфере.

В работах Перро и Акасофу 1978-1979 г.г. были исследованы корреляционные связи между скоростью поступления энергии солнечного ветра в магнитосферу Земли и величиной параметров солнечного ветра и получена  $\varepsilon$ -функция связи между ними,

$$\varepsilon = V B^2 l_0^2 \sin^4 \frac{\Theta}{2}, \quad (1)$$

где  $V$  – скорость солнечного ветра,  $B$  – интенсивность ММП,  $\Theta$  – угол между вектором магнитного поля и осью  $Z$  солнечно-магнитосферной системы координат,  $l_0 = 8 \cdot R_e$  – длина линии пересоединения на магнитопаузе.

Энергия, подводимая к магнитосфере солнечным ветром, проникая в магнитосферу, расходуется на активизацию полярных магнитных возмущений, кольцевой ток, джоулев нагрев ионосферы и т.п.

Эмпирическое выражение, полученное Пудовкиным и коллегами в 1985 году [10], позволяет рассчитать через параметры солнечного ветра энергию, поступающую в кольцевой ток ( $Q$ -функция),

$$Q = \{-3.5 + 4.3 V \cdot (0.5 \sigma - B_z) \cdot 0.001\} \cdot 1.1 \cdot 10^{17} \text{ эрг/час}, \quad (2)$$

где  $V$  – скорость солнечного ветра (км/сек),  $B_z$  – южное направление магнитного поля солнечного ветра (нТ),  $\sigma$  – изменчивость магнитного поля солнечного ветра (нТ).

Рассмотрим как функция  $Q$  связана с AL-индексом, характеризующим интенсификацию западного электроджета. На рис.3 показана зависимость значений функции  $Q$ , вычисленной для каждого часа трех бурь (07.02.1967; 27.02.1968 и 16.03.74), и AL-индексов, взятых в те же часы. Коэффициент корреляции  $r = 0,74$ . Этот результат можно

объяснить, если предположить, что энергия поступает одновременно в DR-ток и в полярную ионосферу.

На рис.4 мы видим построенные для 12 сильных одиночных бурь 2000-2001 года график зависимости ASY-H в момент максимума от Q, вычисленного на час раньше ( $r = 0,77$ ), а также график зависимости SYM-H в момент минимума от Q, вычисленного на час раньше ( $r = 0,91$ ).

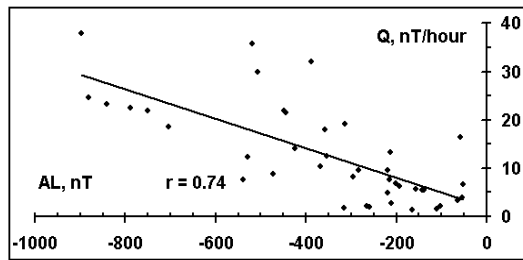


Рис. 3.

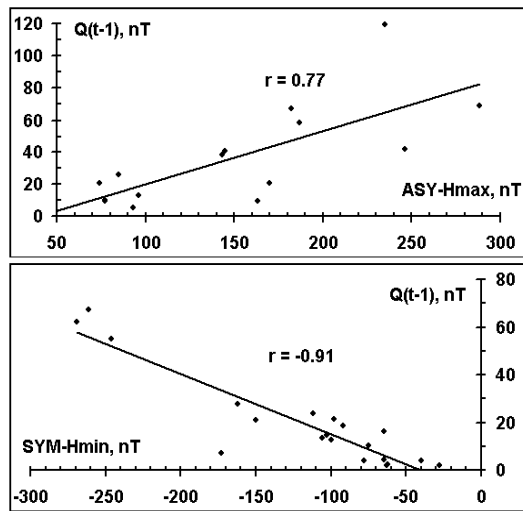


Рис.4.

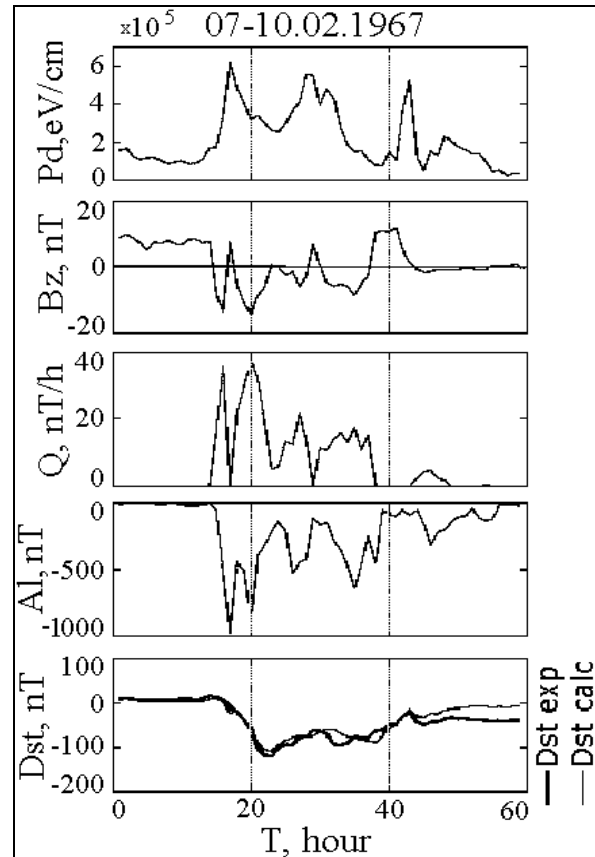


Рис.5.

Полученное выражение для Q позволяет рассчитать поле Dst вариации по параметрам солнечного ветра и сравнить его с экспериментальной вариацией Dst. Для этого используется энергетический баланс магнитосферного кольцевого тока, который описывается известным выражением,

$$\frac{d|DR|}{dt} = Q - \frac{|DR|}{\tau}, \quad (3)$$

где Q – энергия, поступающая в DR–ток, член  $DR/\tau$ – диссипативный,  $\tau$  – характерное время распада кольцевого тока. На рис. 5 представлены две вариации Dst поля, вычисленная по данному методу и экспериментальная для бури 07-10 февраля 1967 года. На этом же рисунке представлены значения динамического давления Pd, Vz-компонента межпланетного магнитного поля, эмпирическая функция Q, описывающая поступление

энергии в DR-ток и AL-индекс. Мы видим отчетливую связь между функцией Q и AL-индексом. Высокая степень соответствия наблюдаемой и рассчитанной Dst-вариации ( $r = 0.889$ ), которая имеет место и для других бурь, объясняется не только правильно выбранной функцией Q, но и выбором  $\tau$  – характерного времени распада DR-тока (7 часов), а также учетом вариации поля DCF-токов, генерируемых на магнитопаузе вследствие сжатия геомагнитного поля потоком хорошо проводящей солнечной плазмы.

В заключение можно отметить, что представленные выше результаты подчеркивают необходимость дальнейшего исследования вопроса о независимости глобальных геомагнитных бурь и полярных суббурь. Наша работа позволяет утверждать, что поступление энергии в DR-ток и полярные возмущения происходят одновременно и имеют общий источник: солнечный ветер. Также следует подчеркнуть, что первоначально энергия может поступать в асимметричную часть DR-тока. Однако пока до конца не ясно, какая часть этой энергии и когда она переходит в симметричную часть. Кроме того, без учета вариации поля DCF-токов дальнейшие оценки не будут правильными, особенно во время начала суббури, когда поле DCF-токов может быть относительно велико.

### Acknowledgement

The SYM and ASY-indices were provided by T. Iyemori via the WDC-C2. We would like to acknowledge the support of the work by the “Leading Science School Programme”, grant RFBR № 00-15-98555.

### Литература

1. Akasofu, S.-I., S. Chapman (1963). Magnetic storms: the simultaneous development of the main phase (DR) and of polar magnetic substorms (DP), *J. Geophys. Res.*, **68**, 31-55.
2. Pudovkin, M.I., O.I. Shumilov, and S.A. Zaitseva (1968). Polar storms and the of the DR-currents, *Planet. Space Sci.*, **16**, 891-898.
3. Davis, T.N. (1969). Temporal behaviour of energy injection to the geomagnetic ring current, *J. Geophys. Res.*, **74**, №26, 6266-6274.
4. Iyemori, T., and D.R.K. Rao (1996). Decay of the Dst-field of geomagnetic disturbance after substorm onset and its implication to storm- substorm relation, *Ann. Geophysicae*, **14**, 608-618.
5. Iyemori, T. (1998). Substorms as a dissipation process in geomagnetic storm, in *Substorms-4*, eds. S Kokubun and Y.Kamide, Terra Sci. Publ. Co., Kluwer Acad. Publ., 99-101.
6. Siscoe, G.L., and H.E. Petschek (1997). On Storm weakening during substorm expansion phase, *Ann. Geophysicae*, **15**, 211-216.

7. Grafe, A., and Y.I. Feldstein (2000). About the relationship between auroral electrojets and ring current, *Ann. Geophysicae*, **18**, 874-886.
8. Rostoker, G., W. Baumjohann, W. Gonzales, Y. Kamide, S Kokubun, R. L. McPherron, B.T. Tsurutani (1997), Comment on “Decay of the Dst-field of geomagnetic disturbance after substorm onset and its implication to storm-substorm relation”, by Iyemori and Rao, *Ann. Geophysicae*, **15**, 848-850.
9. McPherron, R. L. (1997), the role of substorms in the generation of magnetic storm, in *Magnetic storm, Geophysical Monograph 98*, 131-147.
10. Pudovkin, M.I., S.A. Zaitseva and L.Z. Sizova (1985). Groth rate and decay of magnetospheric ring current, *Planet. Space Sci.*, **33**, 1097-1102.
11. Pudovkin, M.I., A. Grafe, S.A. Zaitseva, L.Z. Sizova and A.V. Usmanov (1988). Calculating the Dst-variation fied on the basis of solar wind parameters, *Gerland Beitr., Geophysik, Leipzig*, **97**, 525-533.
12. Iyemori, T. (1990). Storm-time magnetospheric currents inferred from mid-latitude geomagnetic field variations, *J. Geomag. Geoelectr.*, **42**, 1249-1265.

## **ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТЬ ОДИННАДЦАТИЛЕТНЕГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПО ДАННЫМ ИСТОРИЧЕСКИХ ХРОНИК ЗА ПОСЛЕДНИЕ ДВА ТЫСЯЧЕЛЕТИЯ**

**Иванов В.Г., Иванова К.Г., Наговицын Ю.А.**

*Главная астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия,  
ivanovv@gao.spb.ru*

## **DURATION OF 11-YEAR CYCLE OF SOLAR ACTIVITY BY DATA OF HISTORICAL CHRONICLES OVER THE LAST TWO MILLENNIA**

**Ivanov V.G., Ivanova K.G., Nagovitsyn Yu.A.**

*Central astronomical observatory of RAS, Saint-Petersburg, Russia, ivanovv@gao.spb.ru*

### **Abstract**

*The data of ancient manuscripts on the naked-eye sunspot observations and the middle- and low-latitude observations of aurorae are used for reconstruction, by means of method based on wavelet analysis, of the 11-year cycle length variations over the last two millennia. The obtained variations are compared with the corresponding data following from the Schöve catalogue of the sunspot activity extrema.*

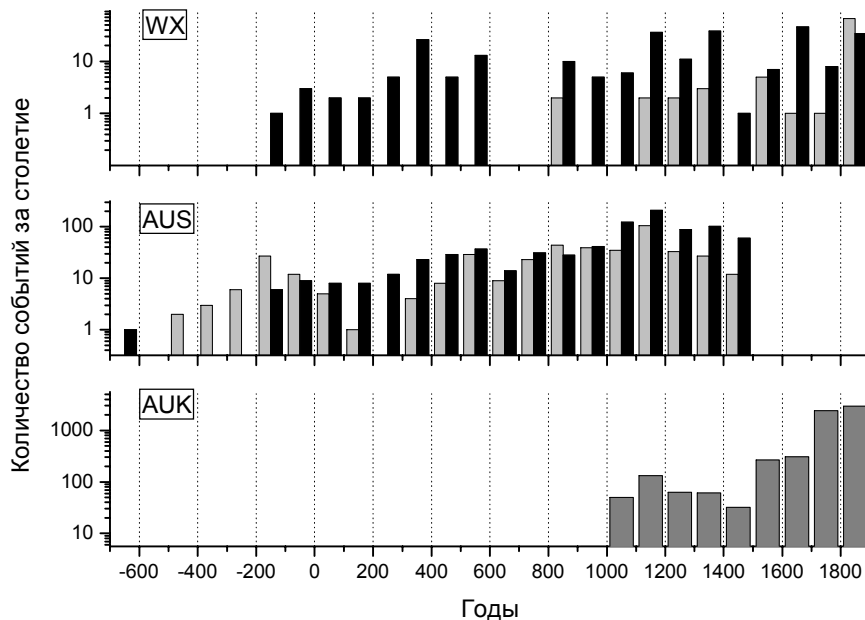
Один из методов реконструкции активности Солнца в прошлом основан на анализе упоминаний в исторических хрониках событий, характеризующих уровень этой активности. К таким событиям относятся, прежде всего, наблюдения видимых невооруженным глазом солнечных пятен. Другой исторический источник данных об активности Солнца — наблюдения средне- и низкоширотных полярных сияний.

В пятидесятых годах прошлого века Шоув, в рамках проекта "Spectrum of Time", используя данные исторических хроник о солнечных пятнах, видимых невооруженным глазом, и средне- и низкоширотных полярных сияниях, вычислил годы экстремумов 11-летнего цикла и качественно оценил их амплитуды за период времени с 648-го года до н.э. [1,2]. После того, как Шоувом была выполнена эта работа, ряды исторических наблюдений были существенно дополнены. Кроме того, появились новые математические методы, позволяющие работать с зашумленными и неоднородными рядами. Целесообразным представляется проверить выводы Шоува с помощью современных методов и на расширенном материале.

В настоящей работе мы используем следующие данные:

- Каталог солнечных пятен, видимых невооруженным глазом, Виттмана-Сю (WX, 341 событие, 165 г. до н.э.–1918 г. н.э.) [3];

- Каталог наблюдений низкоширотных полярных сияний Сильвермана (AUS, 1256 событий, 687 г. до н.э.–1495 г. н.э.) [4];
- Каталог наблюдений низкоширотных полярных сияний Кривского (AUK, 6291 событие, 1000–1900 гг. н.э.) [5].



**Рис. 1.**

На рис.1 изображено (в логарифмическом масштабе) количество событий за столетие для каждого из трех каталогов (светлые прямоугольники для каталогов WX и AUS соответствуют данным из европейских источников, темные — из китайских и дальневосточных). Ниже мы используем для обработки ряды ежегодных количеств наблюдений пятен (WX) и полярных сияний (AU), причем последний получен объединением каталогов AUS и AUK.

Рис.2 показывает (в условных масштабах по осям ординат) ряды WX (толстые линии) и AU (тонкие линии), на которые наложены моменты максимумов солнечной активности из каталога Шоува (серые кружки).

При поиске экстремумов Шоув руководствовался следующими гипотезами: (Ш1) время между последовательными максимумами солнечной активности составляет не менее 8 и не более 16 лет; (Ш2) эти максимумы тяготеют к максимумам наблюдений солнечных пятен и низкоширотных полярных сияний; (Ш3) на столетие приходится ровно 9 максимумов солнечной активности. Выполнение предположения (Ш2) иллюстрируется на рис.3, где приведено распределение количества наблюдений относительно максимумов чисел Вольфа после 1700-го года. Отметим также, что гипотеза (Ш3) приводит к появлению в реконструированном сигнале долговременной синхронизации фазы 11-



летнего цикла, существование которой в реальном процессе, вообще говоря, не доказано.

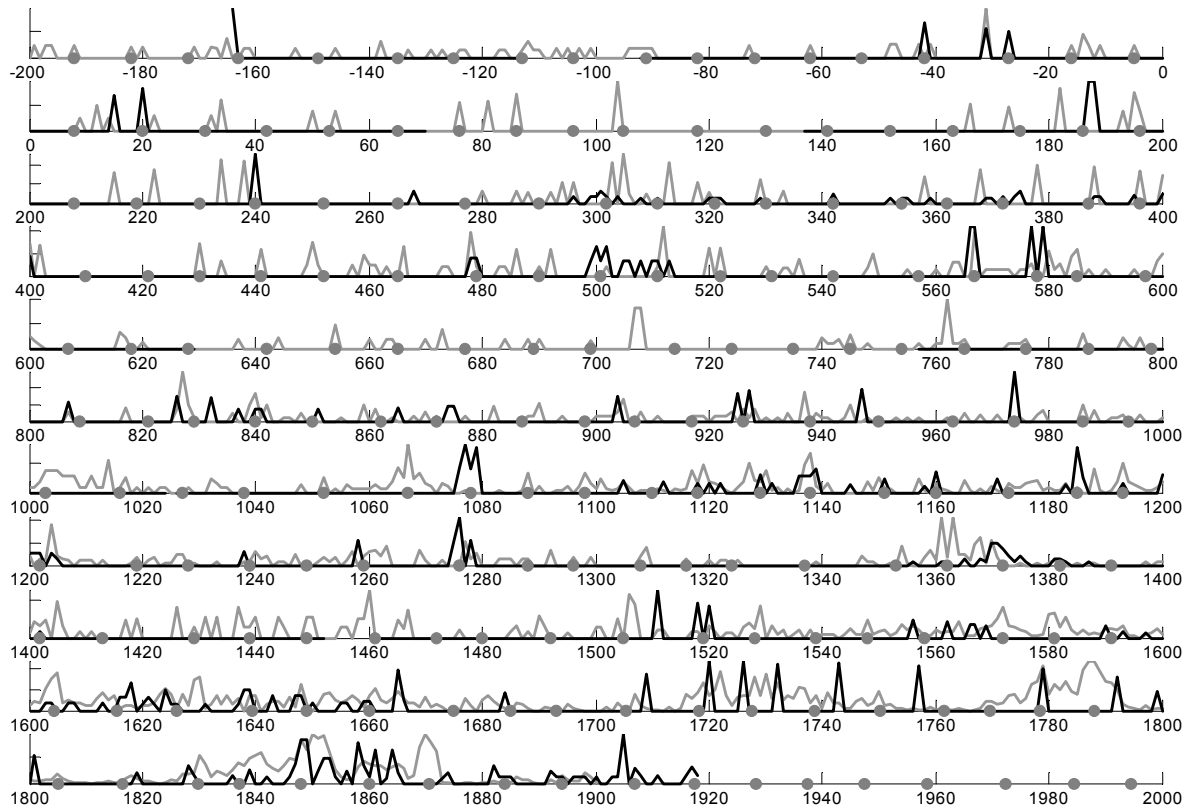


Рис. 2.

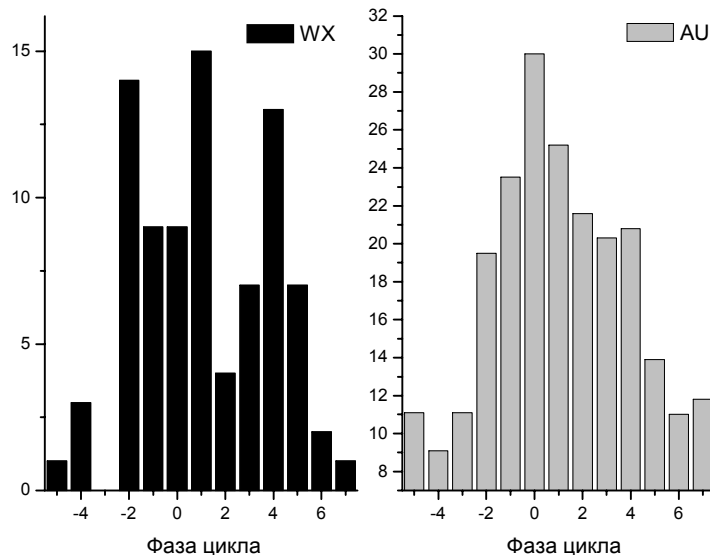


Рис. 3.

Метод, который мы предлагаем для проверки выводов Шоува, состоит в оценке средней характерной длины 11-летнего цикла и сравнении его с соответствующей величиной, полученной из каталога Шоува. Он состоит из следующих этапов:

1. Исходный погодной ряд данных  $x_i^{(0)}$ , соответствующих годам  $t_i$  ( $i=1, \dots, N$ ), приводится к однородному масштабу делением на бегущее значение его дисперсии в окне шириной 100 лет.

2. Вычисляется непрерывный вейвлет-спектр мощности нормированного ряда  $P(t_i, T)$ , где  $T$  — период.

3. Строится "скелетон" вейвлет-спектра и "ряд факторов заполнения". Для этого выбирается некоторый диапазон периодов  $\Delta T$  и для каждого года  $t_i$  ищется максимум мощности спектра  $P(t_i, T)$  в этом диапазоне. Если этот максимум соответствует значению  $T_i^{(max)}$ , лежащему внутри диапазона, то к скелетону добавляется точка  $(t_i, T_i^{(max)})$ , а к фактору заполнения — точка  $(t_i, 1)$ . В противном случае к фактору заполнения добавляется точка  $(t_i, 0)$ , а к скелетону не добавляется ничего.

4. Лакуны в скелетоне линейно интерполируются, а затем полученные таким образом ежегодные ряды характерных длин цикла  $T_i$  и факторов заполнения  $f_i$  сглаживаются по времени с гауссовыми весами и  $\sigma=22$  года. При этом сглаженный фактор заполнения соответствует представительности полученного значения периода, т.е. близок к единице в эпохи высокой достоверности полученной характерной длины цикла и к нулю — в случае низкой.

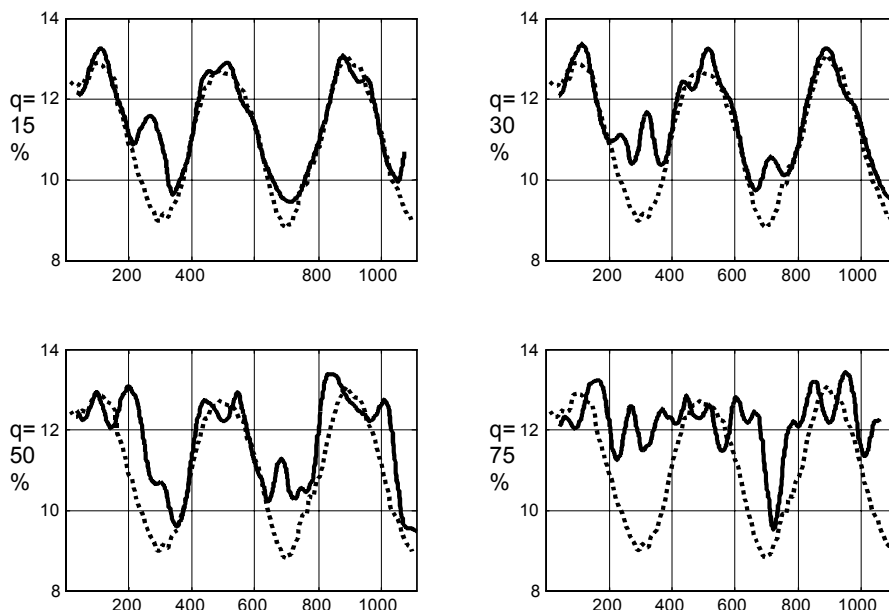


Рис. 4.

Описанный метод был проверен на искусственных рядах. Для этого был построен сигнал с периодом 11 лет, модулированным по частоте периодом 200 лет. Из "идеального" ежегодного ряда наблюдений этого сигнала (число наблюдений в максимуме 11-летнего цикла равно 1, а в другие фазы цикла равно 0) случайным образом исключалась часть наблюдений равная  $q$ , оставшиеся же случайно сдвигались на  $\pm 2$  года. Результаты применения описанного метода к модельным рядам при

разных значениях  $q$  изображены на рис.4. Видно, что даже после потери 50% точек поведение восстановленного периода (непрерывная кривая) достаточно хорошо воспроизводит поведение периода исходного ряда (пунктир). Заметно также, что при больших искажениях сигнала метод имеет тенденцию завышать значение периода.

На верхнем графике рис.5 изображены полученные данным методом характерные длины 11-летнего цикла для рядов WX ( $T_{WX}$ , сплошная кривая) и AU ( $T_{AU}$ , пунктир). Видно, что существуют как эпохи согласованного поведения этих двух периодов, так и эпохи их полного рассогласования. Построим теперь сводный ряд вариаций длины цикла  $T_{WXAU}$ , полученный усреднением кривых для двух отдельных рядов с весами, равными их "факторам заполнения".

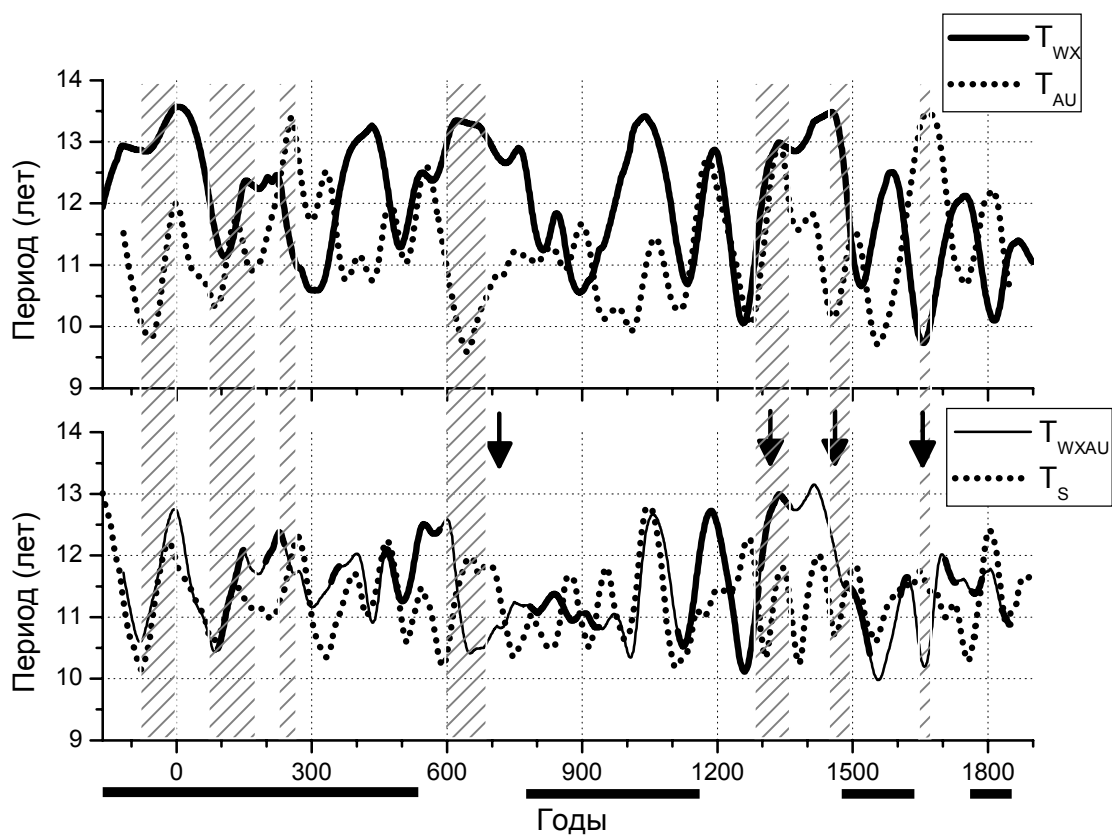


Рис. 5.

Этот сводный ряд  $T_{WXAU}$  изображен на нижнем графике рис.5 (сплошная кривая). При этом линией большей толщины выделены участки согласованного поведения рядов  $T_{WX}$  и  $T_{AU}$ , для которых  $|T_{WX} - T_{AU}| \leq 1$ , а штриховой заливкой отмечены эпохи низкой достоверности периода, когда средний для двух рядов фактор заполнения меньше 0.3. На том же рисунке приведены аналогичным образом сглаженные длины 11-летнего цикла, полученные из каталога Шоува ( $T_S$ , пунктир). Можно видеть, что в эпохи, помеченные черной горизонтальной линией под осью времени, наблюдается довольно согласованное поведение  $T_{WXAU}$  и  $T_S$ . В эти эпохи реконструированный нами период либо близок к значениям, полученным

по каталогу Шоува (до II века, в V и XI веках), либо, по меньшей мере, воспроизводит особенности поведения  $T_S$  с небольшим сдвигом в сторону больших периодов. Эпохи рассогласования между поведением периодов  $T_{WHAU}$  и  $T_S$  (примерно 500-800, 1150-1450 и 1650-1750 г.г.) тяготеют к эпохам глобальных минимумов солнечной активности (центры которых отмечены на рисунке черными вертикальными стрелками), причем в эти эпохи, как правило, мал и фактор заполнения. Заметим, что в эпохи малого количества исторических данных моменты максимумов цикла в каталоге Шоува интерполировались в предположении о наличии стабильного периода вблизи 11.1 лет (гипотеза ШЗ). Как видно на рис.5, наш метод, не использующий подобного предположения, указывает в эти эпохи на вариации длины цикла с большей амплитудой.

Таким образом, характерные продолжительности 11-летних солнечных циклов, полученные по историческим данным при помощи вышеописанного метода и приведенные в каталоге Шоува, в целом согласуются между собой в эпохи среднего и высокого уровня глобальной солнечной активности. В эпохи глобальных минимумов активности эти два подхода дают разные результаты, что, вероятно, связано с фрагментарностью исторических данных и говорит о невысокой надежности реконструкций в эту эпоху.

Данная работа поддержана грантами INTAS 00-752 и 01-550, программами Президиума РАН "Нестационарные явления в астрономии" и Минпромнауки "Астрономия" N 1105.

### Литература

1. D.J. Schove, Jour. Geophys. Research, v.60, 127 (1955).
2. D.J. Schove, J. Brit. Astr. Ass., v.72, 30 (1962).
3. A.D. Wittmann, Z.T. Xu, Astron. Astrophys. Suppl. v.70, 83 (1987);  
[ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR\\_DATA/SUNSPOT\\_NUMBERS/ANCIENT\\_DATA/Early\\_Reports](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_NUMBERS/ANCIENT_DATA/Early_Reports)
4. S. Silverman, [ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/miscellaneous/aurora/cat\\_ancient\\_auroral\\_obs\\_666bce\\_1951/](ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/miscellaneous/aurora/cat_ancient_auroral_obs_666bce_1951/)
5. L. Krivsky, and K. Pejmi, Publ. Astron. Inst. Czechoslovakia., N.75, (1988);  
[ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR\\_DATA/AURORAE/aurorae.dat](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/AURORAE/aurorae.dat)

## **ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ФАКТОРЫ ГЕОЭФФЕКТИВНОСТИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК**

**Иванов В.Г., Милецкий Е.В.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия  
solar1@gao.spb.ru*

## **SPACE AND TIME FACTORS OF SOLAR FLARES GEO-EFFECTIVENESS**

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

*Central astronomical observatory of RAS, Saint-Petersburg, Russia, solar1@gao.spb.ru*

### **Abstract**

*The dependence of the geo-effectiveness of solar flares upon their distribution over the surface of the Sun is investigated. The intensities of  $H_{\alpha}$  flares were used as initial data. These data (more than 30000 flare events in time range 1980-1998) were divided into components according the ball and the space arrangement of the flare. The speed of the solar wind and indices  $aa$ ,  $Kp$ ,  $Dst$  were selected as parameters describing the level of the space weather perturbation. It is found that the average delay of the space weather perturbations with respect to the flare events is equal to about 2 days. It proved to be that not more than a third of the flares, even the most energetic ones of ball 3, essentially affect(s?) the space weather perturbations, with the most part of such geo-effective flares occurring in interval of solar longitude near the central meridian of the Sun ( $\pm 30^{\circ}$ ). No dependency was revealed between the geo-effectiveness of the flares and their longitudinal position. Qualitative relations are found between the parameters of flare activity and the perturbations of the space weather.*

Выяснение факторов, определяющих степень геоэффективности различных проявлений солнечной активности, является весьма актуальной, но все ещё не решенной проблемой солнечно-земной физики. Одними из наиболее важных факторов такого рода являются характеристики мощности и пространственной локализации солнечных явлений. Особое место среди таких явлений, из-за своей высокой геоэффективности, занимают солнечные вспышки. Так, в различных работах по исследованию степени геоэффективности солнечных вспышек [1-5] было показано, что вспышки центральной зоны чаще остальных вызывают возмущения космической погоды. Однако недавно были получены результаты [6-8], согласно которым пространственное распределение вспышек на видимой солнечной полусфере не влияет на их геоэффективность.

Цель настоящей работы состояла в том, чтобы на большом статистическом материале провести исследования степени влияния солнечных вспышек на возмущения космической погоды и геомагнитную

активность, в зависимости от их интенсивности и расположения на диске Солнца.

Для этого с сервера Международного NGDC-центра данных ([ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR\\_DATA/SOLAR\\_FLARES/HALPHA\\_FLARES](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SOLAR_FLARES/HALPHA_FLARES)) были взяты данные о гелиоцентрических координатах и баллах 31133 вспышек в линии  $H_{\alpha}$  за период 1980-1998 гг. Сначала было произведено их разделение на компоненты с учетом балла и пространственной локализации. При этом видимая поверхность Солнца была разбита на три зоны: центральную (С, гелиографическая долгота  $-30^{\circ} < \lambda < +30^{\circ}$ ), восточную (Е,  $\lambda < -30^{\circ}$ ) и западную (W,  $\lambda > +30^{\circ}$ ).

В таблице представлено распределение вспышек по баллам интенсивности и их зональному положению (в скобках указана доля вспышек соответствующего класса в процентах).

**Таблица**

	Е	С	W	Все долготы
Балл 1	9152 (29.0%)	9218 (30.1%)	7975 (25.6%)	26345 (84.7%)
Балл 2	1421 (4.6%)	1565 (5.0%)	1231 (4.0%)	4217 (13.6%)
Балл 3	197 (0.6%)	222 (0.7%)	152 (0.4%)	571 (1.7%)
Баллы 1-3	10770 (34.2%)	11005 (35.8%)	9358 (30.0%)	31133 (100%)

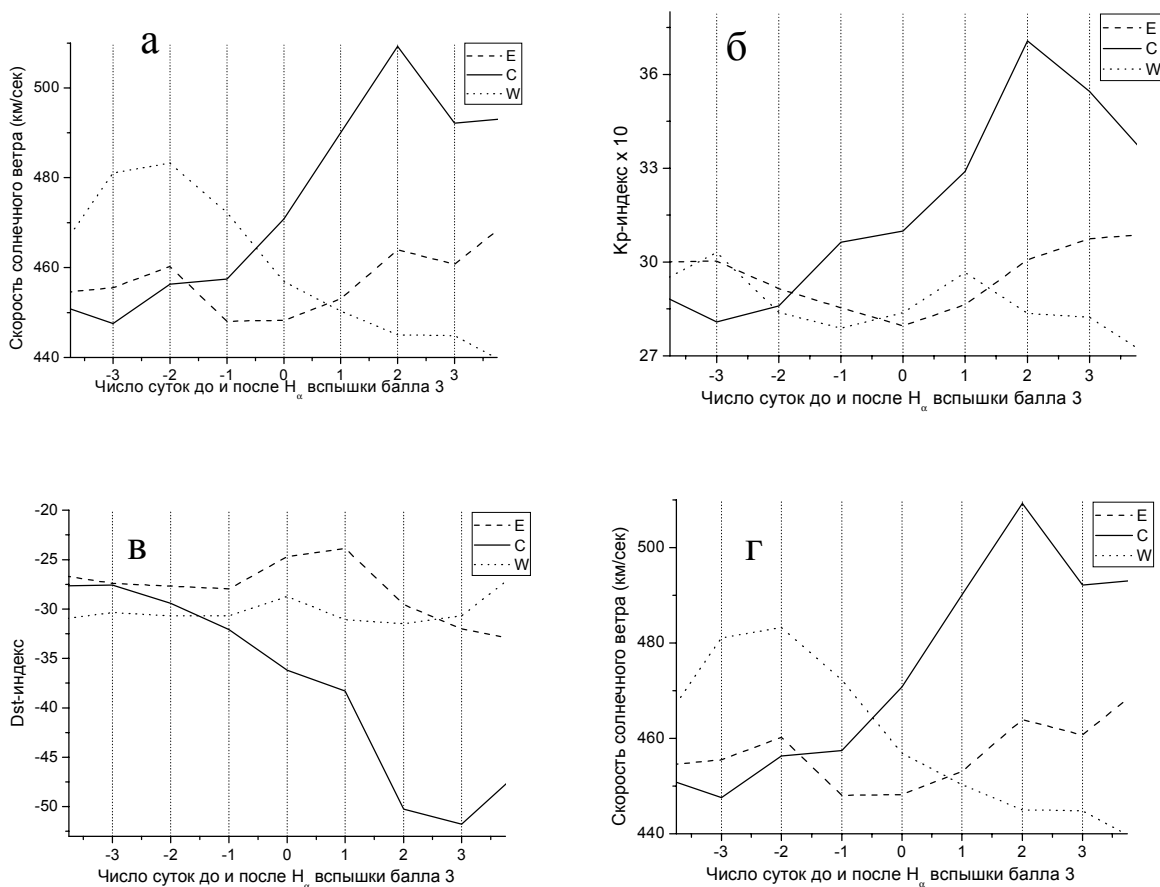
Видно, что для всех баллов число вспышек западной зоны несколько меньше, чем в двух других зонах. Хотя эффект дефицита статистически не значим, он вполне может быть реальным, обусловленным особенностями наблюдений вспышек.

Характеристиками, определяющими уровень возмущённости космической погоды и геомагнитной активности, служили величина скорости солнечного ветра (SW) и геомагнитные индексы aa, Kp, Dst, взятые за тот же период времени из базы OMNIWEB (<http://nssdc.gsfc.nasa.gov/omniweb/form/dx1.html>).

Для aa-индекса использовались его трехчасовые и суточные значения, для остальных индексов — только суточные.

На рис.1а изображено поведение aa-индекса вблизи моментов вспышек балла 3, усредненное по всем вспышкам. Видно, что вспышки от центральной части Солнца (непрерывная линия) вызывают геомагнитные возмущения примерно через двое суток, в то время как для вспышек вне её значимого эффекта не наблюдается. Аналогичная картина для Kp-индекса приведена на рис. 1б, а для Dst-индекса — на рис. 1в (в последнем случае

следует учесть, что значения Dst во время геомагнитных возмущений уменьшаются). Для этих индексов геоэффективность вспышек около центрального меридиана оказывается даже более выраженной. Наконец, на рис. 1г изображено поведение скорости солнечного ветра SW вблизи моментов вспышек балла 3.



**Рис.1.**

Итак, для всех четырех индексов наблюдается возмущение через двое суток после момента вспышки, которое, таким образом, соответствует характерному времени распространения возмущения от Солнца до орбиты Земли. Поэтому имеет смысл рассмотреть связи между вспышками и индексами вблизи этого момента максимальной геоэффективности. На рис.2 показаны количества вспышек различных баллов и местоположений, через два дня после которых происходит возмущение космической погоды. Под возмущением в данном случае мы понимаем переход суточного значения индекса космической погоды через некоторый выбранный порог, а именно —  $aa > 100$ ,  $Kp > 6.4$ ,  $Dst < -120$  и  $SW > 640$  км/сек. Можно заметить, что во всех случаях геоэффективность вспышек от центральной области Солнца (прямоугольники со сплошной заливкой) оказывается выше остальных. Кроме того, эффективность вспышек восточной зоны (плотная

штриховка) практически во всех случаях превышает их эффективность от западной (редкая штриховка).

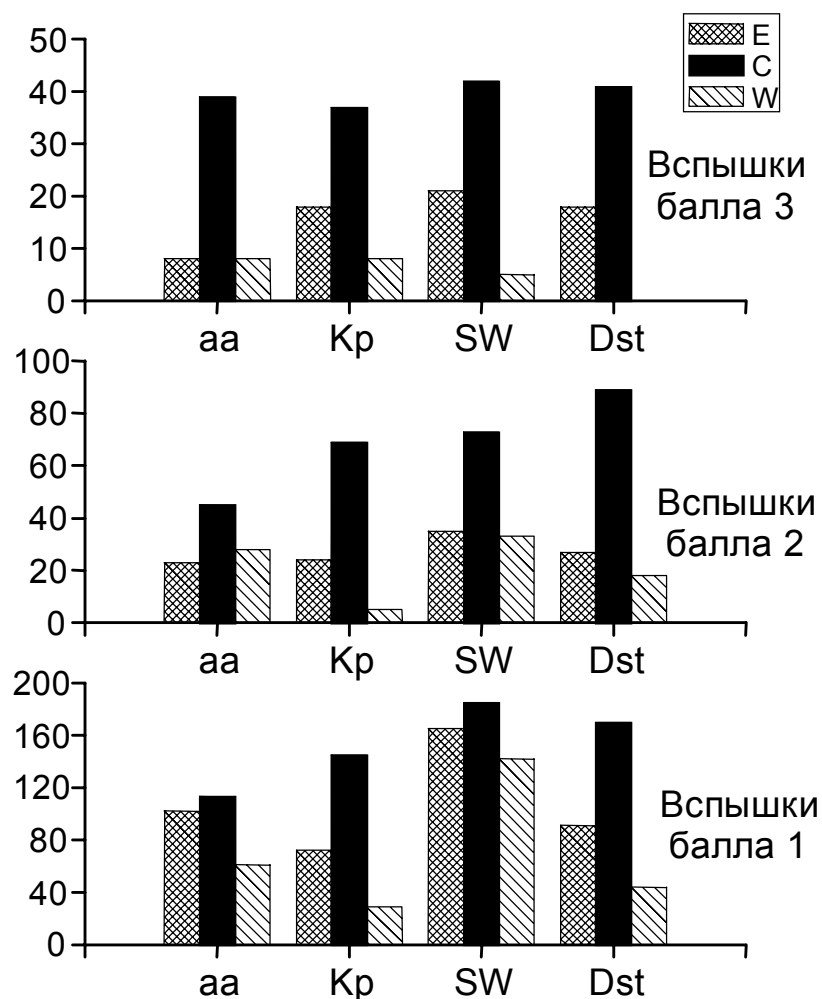


Рис.2.

Особенно заметна разница между геоэффективностями вспышек различных классов для возмущений индекса Dst. Для этого индекса, в частности, в рассматриваемый период вообще не имелось вспышек балла 3 из западной части Солнца, которые вызвали бы его снижение ниже выбранного порога. Проверка статистической значимости показывает, что у вспышек центральной зоны баллов 2 и 3 геоэффективность выше с уровнем надежности превышающим 95%.

Представляет интерес и вопрос о широтном распределении геоэффективных вспышек, которое мы рассмотрим на примере индекса Dst. На рис.6 приведены распределения вспышек разных баллов, за два дня, предшествующих возмущению индекса Dst, по поверхности Солнца. Видно, что концентрация геоэффективных вспышек вблизи центрального меридиана последовательно снижается при переходе от балла 3 к баллу 1. Широтное же распределение этих вспышек не отличается значительно от распределения всех вспышек без учета их геоэффективности.



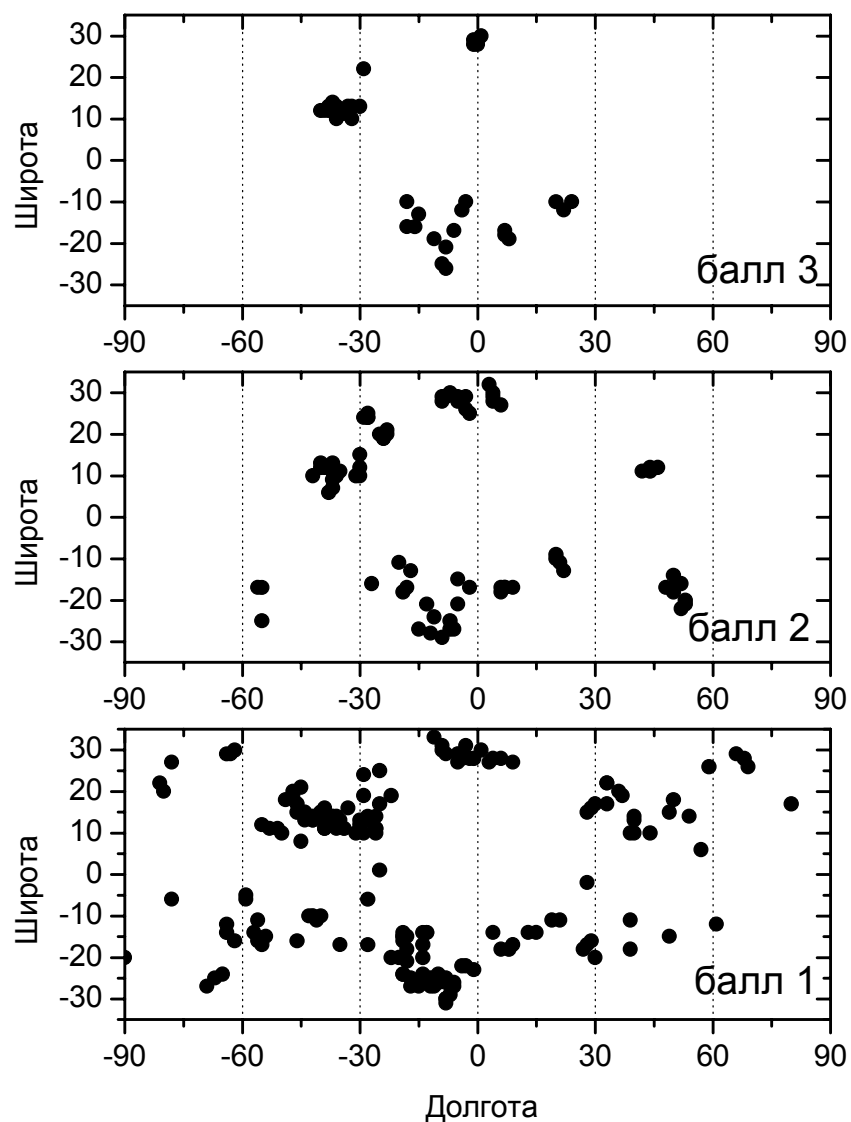


Рис.3.

На основании проведенного исследования можно сделать следующие выводы.

1. Интервал запаздывания возмущений космической погоды по отношению к вспышечным событиям составляет в среднем двое суток.

2. Не более трети даже наиболее мощных вспышек (балла 3) оказывает существенное воздействие на возмущения космической погоды.

3. Подтверждаются результаты, полученные в работах [1-5], о том, что значительная часть таких геоэффективных вспышек происходит в гелиодолготном интервале вблизи центрального меридиана Солнца ( $-30^{\circ} < \lambda < +30^{\circ}$ ).

4. Геоэффективность вспышек не зависит от их гелиоширотного распределения.

Данная работа частично поддержана грантами INTAS 00-752 и РФФИ 01-07-90289.

### Литература

1. Богданова С.П., Пудовкин М.И. / Геомагнетизм и аэрономия. 2001. Т. 42. № 1. С. 1-3.
2. Иванов К.Г., Ромашец Е.П., Харшиладзе А.Ф. / Геомагнетизм и аэрономия . 1999. Т. 39. № 6 С. 3-13.
3. Пудовкин М.И., Богданова С.П. / Геомагнетизм и аэрономия. 2002. Т. 42. № 6. С. 723-726.
4. Bogdanova S.P., Pudovkin M.I. / Proc. of 4-th Int. Conf. on Problems of Geocosmos. 2002. SPb. P. 3-7.
5. Obayashi T. /in Sol-Terr. Physics Acad. Press. New-York. 1967. P.107.
6. Ермолаев Ю.И., Ермолаев М.Ю. / Солнечно-земная физика. 2002. Вып. 2. С. 54–56.
7. Ермолаев Ю.И., Ермолаев М.Ю. / Космические исследования. 2002. Т. 40. № 1. С. 3.
8. Ермолаев Ю.И., Ермолаев М.Ю. / Космические исследования. 2003. Т. 41. № 2. С. 115-119.

## **РАЗЛИЧИЯ В ЭВОЛЮЦИИ КРУПНОМАСШТАБНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА В 21-М, 22-М И 23-М ЦИКЛАХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия  
solar1@gao.spb.ru*

## **DIFFERENCES IN EVOLUTION OF THE LARGE-SCALE SOLAR MAGNETIC FIELD IN 21ST, 22ND AND 23RD CYCLES OF SOLAR ACTIVITY**

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

*Central astronomical observatory of RAS, Saint-Petersburg, Russia, solar1@gao.spb.ru*

### **Abstract**

*On the base of the solar magnetic field measurements obtained in Stanford in 1976--2003 the properties of the cyclic evolution of the large-scale magnetic field are investigated. Some differences are found in longitudinal and latitudinal evolution of the magnetic field in cycles 21, 22 and 23. A periodicity with period  $1.23 \pm 0.16$  year is revealed in this evolution, which is close to the period found by helioseismological methods in variations of the solar rotation near the tachocline.*

Ранее мы достаточно подробно исследовали эволюцию крупномасштабного магнитного поля (КМП) 21-го и 22-го циклов [1]. Здесь мы рассмотрим особенности циклической эволюции КМП, включая и 23-й цикл.

Исходным материалом для исследования долготно-широтной эволюции послужили данные наблюдений в Стэнфорде за 1970-2003 гг. Выделение КМП проводилось двумя способами. Первый из них основан на вычислении распределения магнитного поля (м.п.) на поверхности источника ( $R=2.5R_{\odot}$ ) [2], второй — на усреднении м.п. фотосферы для масштабов образований  $\leq 90^{\circ}$  ( $\geq R_{\odot}$ ) [3]. Первый способ позволяет выделить КМП в условиях, когда отсекаются закрытые структуры силовых линий м.п. и остаются только радиальные. Второй способ даёт возможность учитывать и КМП с закрытыми силовыми линиями.

КМП было разделено на 30-, 45- и 90-градусные долготные интервалы, для каждого из которых были построены широтно-временные диаграммы распределения м.п. с шагом по времени в 1/3 года. Как нами ранее было показано [3], циклическая эволюция КМП может быть разделена, по характеру его активности, на две фазы. На фазе I, охватывающей  $\pm 2-3$  года относительно максимума 11-летнего цикла, происходят заметные колебания нейтральной линии м.п., включающие

смену полярности магнитного поля. В остальное время цикла (фаза II) в обеих полушариях преобладает м.п. одной полярности, а колебания магнитной линии относительно экватора не выходит за пределы  $\pm(0^{\circ}-30^{\circ})$  широты. Это можно видеть на рис. 1, где представлена широтно-временная эволюция в каждом из восьми 45-градусных долготных интервалов (ось ординат) за 1976-2003 гг. На рис. 2 представлена фаза I для всех трёх циклов в увеличенном масштабе и с выделением ряда изогаусс, что позволяет более подробно проследить ход изменения КМП со временем. Рис. 2b представляет эволюцию КМП в 21 цикле, полученную при обработке вторым способом, т.е. усреднением фотосферного м.п. на масштабе  $\geq 90^{\circ}$ . Как видно, согласие результатов 2a и 2b удовлетворительное, а различия наблюдаются в основном для малых значений м.п.

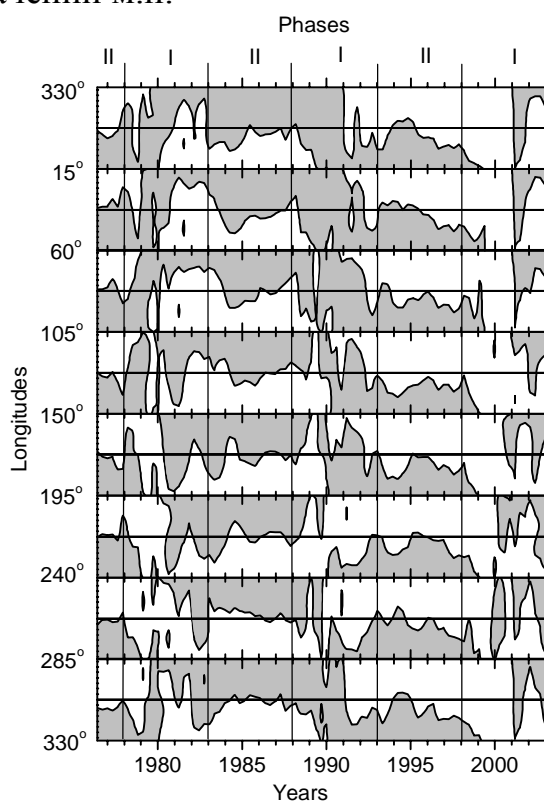


Рис. 1.

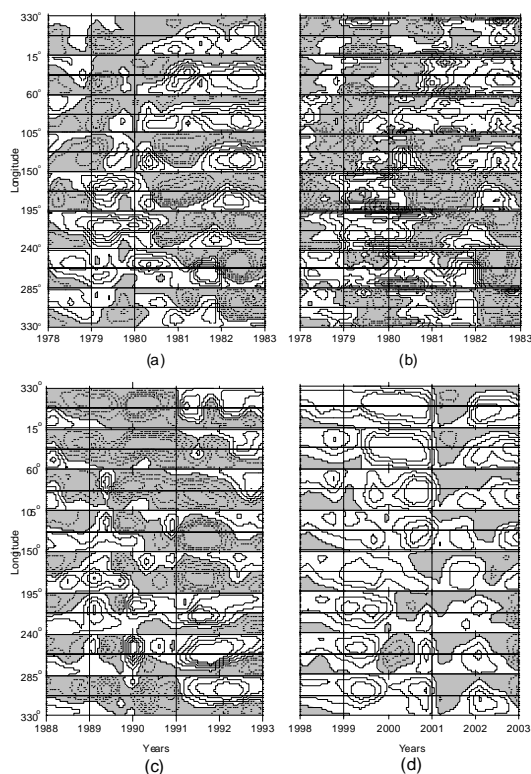


Рис. 2.

На рис. 2 хорошо просматривается отличие хода циклической эволюции КМП 21-го цикла (рис. 2a) от КМП 23-го цикла (рис. 2d). Ещё нагляднее это видно на рис. 3, где схематически представлено положение нейтральной линии и стрелками указано направление её движения. Характерно, что в то время, как в 21-м и 22-м циклах перед сменой полярности КМП в 45-градусных долготных интервалах, отличающихся на  $\approx 180^{\circ}$ , нулевая линия м.п. смещалась от экватора к противоположным полюсам, в 23-м цикле во всех долготных интервалах смещение нейтральной линии м.п. было направлено к южному полюсу Солнца, и в середине 1999 года на всех долготах наблюдалось КМП в основном

положительной полярности. Смена знака полярности на всех долготах закончилась только к началу 2001-го года, то есть затянулась почти на два года по сравнению с одним годом в 21-м цикле.

Кстати, аномалия наблюдалась и в пятенной составляющей активности: в частности, произошло нарушение одного из правил Гневешева-Оля [4], утверждающего, что высота максимума нечетного цикла превосходит таковую предшествующего четного цикла.

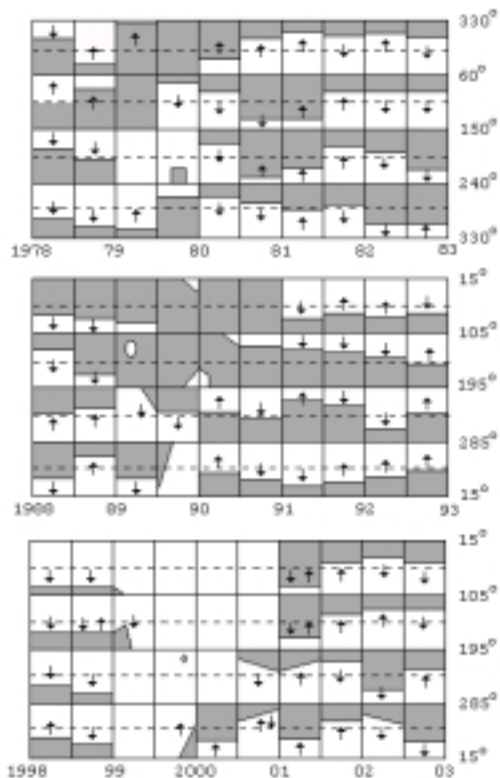


Рис. 3.

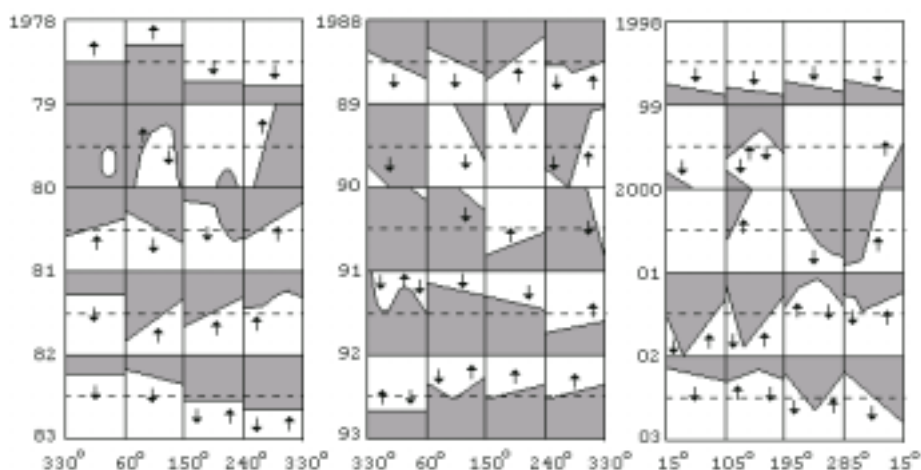


Рис. 4.

В чём причина такой аномалии? Анализ хода эволюции КМП показывает, что это, возможно, связано с рядом особенностей развития КМП в 22-м цикле. В частности, если в 21-м цикле смена полярности

происходит на всех долготах в течение примерно одного года (рис. 2 и 3), то в 22-м, как и в 23-м циклах — в течение почти двух лет (1979, 1989-1990, 1999-2000 гг. соответственно). Кроме того, если в 21-м цикле площади поверхности Солнца, занятые той и другой полярностями, в период переполюсовки м.п. примерно одинаковы, то в 22-м цикле на втором году смены знака полярности (1990 г.) заметно преобладает S-полярность.

На рис. 4 приведено другое схематическое представление эволюции полярностей КМП Солнца в 90-градусных долготных интервалах на фазе I. Здесь в 21-м цикле в период до и во время смены полярности м.п. хорошо прослеживается противоположное направление движения нейтральной линии (1978 г.) через один 90-градусный долготный интервал, а N- и S-полярности м.п. показывают в 1979 году взаимную дополняемость. В 22-м цикле в 1990 году эта закономерность нарушается, а в 23-м цикле просто исчезает. Далее, в период смены полярности м.п. Солнца между парой циклов 22-23, в отличие от пары 21-22, в большинстве 90-градусных интервалов происходит смена S-полярности на N-полярность м.п., и наоборот.

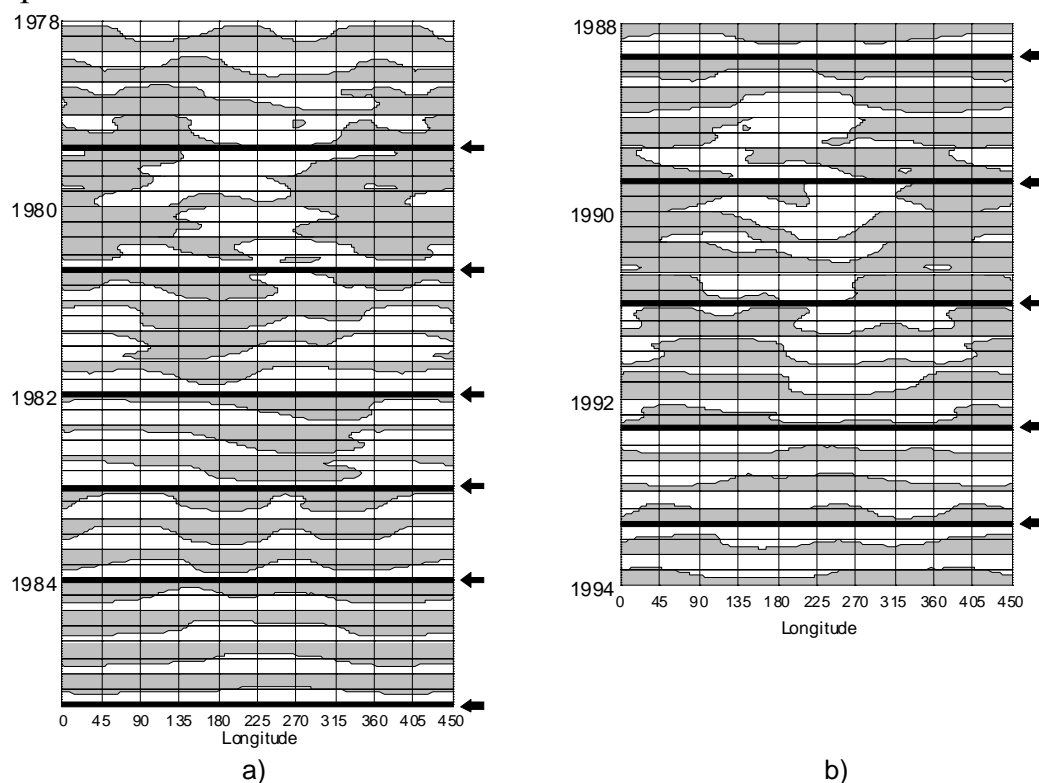


Рис. 5.

Другой возможной причиной такого развития КМП в 23-м цикле явилось то, что в 22-м цикле, относительно 21-го, слишком рано и резко упала солнечная активность (1992 г.). Возможно поэтому, после 1996 г. м.п. S-полярности относительно быстро сместилось к южному полюсу. Таким образом, в 23-м цикле ко времени смены полярности наблюдается

явный дефицит м.п. S-полярности, то есть в 22-м, и особенно в 23-м циклах, произошла существенная перестройка КМП относительно 21-го цикла.

Следует, однако, отметить, что создаётся впечатление, что в данных Стэнфорде по магнитным полям 23-го цикла содержалась ошибка, связанная с положением нулевого пункта м.п. Не исключено, что именно эта ошибка приводит к смещению нейтральной линии м.п. и доминированию положительной полярности в 23-м цикле. Однако и использование заново калиброванных данных Стэнфорда не ведет к существенным изменениям наших выводов.

Другой важной особенностью в циклическом развитии КМП являются наблюдаемые широтные колебания нейтральной линии, которые хорошо прослеживаются в период после смены знака м.п. (рис. 1). Время между соседними всплесками одной полярности м.п. на 45-градусных интервалах составляет в среднем около двух лет. Однако на рис. 2 наблюдается и другая периодичность. Действительно, подсчёт расстояний по долготе между последовательными холмами изоганс в N- и S-полушариях даёт в среднем их повторяемость периодом  $1.22 \pm 0.13$  года. С другой стороны, видно, особенно на диаграммах 21-го цикла (рис. 2а), как последующие максимумы широтного отклонения нейтральной линии м.п. смещаются по времени на те же  $\approx 1.3$  года. Наиболее наглядно это заметно при изучении эволюции положения нейтральной линии на широтно-долготных диаграммах. На рис.5 изображены последовательности таких диаграмм, причем временное усреднение для каждой диаграммы и сдвиг между соседними по вертикали диаграммами составляет  $1/3$  года. В 21-м цикле (рис. 5а) видны группы из нескольких последовательных диаграмм, в которых максимумы широтного отклонения нейтральной линии м.п. от экватора почти не меняют своего положения по долготе (это особенно заметно для S-полярности). Однако в соседних группах, выделенных на рис. 5 стрелками, эти максимумы отклонения довольно резко смещаются. Особенно отчётливо это проявляется в период после смены полярности КМП, однако и до этого момента такие группы выявляются достаточно уверенно. Выделенные на рис. 5а группы состоят из трёх или четырёх последовательных диаграмм, то есть за время в 7.33 года наблюдается шесть последовательных сдвигов по долготе, причем характерное время между этими сдвигами равно в среднем 1.22 года, а величина самих сдвигов составляет около  $90^\circ$  или  $180^\circ$ .

То же самое можно отметить в 22-м цикле (рис. 5b). В этом случае за пять лет выделяется четыре группы. Таким образом, периодичность их появления составляет в среднем 1.25 года. При этом, несмотря на резкое падение амплитуды широтных вариаций в 1992-м году, циклы всё ещё прослеживаются, хотя и менее отчётливо. Тем самым в среднем для выбранных интервалов в двух циклах наблюдается колебание

конфигурации нейтральной линии КМП с характерным периодом  $1.23 \pm 0.16$  года.

Ранее многими авторами период  $\approx 1.3$  года находился статистическими методами по различным индексам солнечной активности. Так, например, по числам и площадям групп пятен (Кандаурова [5], Акиока и др. [6], Ихсанов [7], Ихсанов и Милецкий [8], Кривова и Соланки [9]), по солнечным вспышкам (Ишимота и др. [10], Ихсанов и др. [11]), по синоптическим картам в линии Н-альфа (Тавастшерна и др. [12]).

Однако, рассмотренные выше три способа показывают, как именно происходят колебания КМП. А именно, положения максимумов амплитуд широтных колебаний нейтральной линии КМП связаны со смещением их долготы с периодом 1.0–1.3 года ( $1.23 \pm 0.16$  года). При этом найденная периодичность близка по величине (и, возможно, по природе) к обнаруженной по данным гелиосейсмологии периодичности изменения вращения с периодом  $\approx 1.3$  года в области тахоклина [13], отделяющей дифференциально вращающуюся конвективную зону от однородно вращающихся более глубоких слоёв Солнца. Таким образом, в нашей работе даётся независимое подтверждение того, что поведение КМП в значительной степени отражает процессы, происходящие в области нижней границы конвективной зоны Солнца.

### Литература

1. Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г., Труды конференции "Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярности магнитного поля Солнца", 17–22 июня 2002. с.213.
2. Hoeksema J.T. and Scerrer P.H., "Solar magnetic fields — 1976 through 1985", 1986, WDCA, Report UAG-94.
3. Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г., Изв. ГАО, 2002, №216, с.531.
4. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В., "Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца" 1986, Наука.
5. Кандаурова К.А., Солн. данные, 1971, №5, с. 107.
6. Akioka M., Kubota J., Suzuki M. et al., Solar Phys., 1987, v.112, p.313.
7. Ихсанов Р.Н., Милецкий Е.В., Изв. ГАО, 1996, №211, с.167.
8. Ихсанов Р.Н., Солн. данные, 1993, №12, с.64.
9. Krivova N.A. and Solanki S.I. A&A, 2002, v.394, p.701
10. shimoto K., Kubota J., Suzuki M., Nature, 1985, v.316, p.422.
11. Ихсанов Р.Н., Милецкий Е.В., Перегуд Н.Л., Солн. данные, 1988, №4, с.81.
12. Tavastsherna K.S., Makarov V.I., Tlatov A.G., and Callebaut D.K. Сборник трудов конф. "Солнце в эпоху смены знака магнитного поля Солнца", 2001. СПб, с.373.
13. Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F. et al. Science, 2000, v.287, p.2456.



## **ВАРИАЦИИ ПОТОКА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО ПО ДАННЫМ СТАНЦИЙ HOMESTAKE, GALLEX и SAGE**

**Ихсанов Р.Н., Милецкий Е.В.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия,  
solar1@gao.spb.ru*

## **TEMPORAL VARIATIONS OF THE SOLAR NEUTRINO FLUX FROM DATA OF HOMESTAKE, GALLEX AND SAGE EXPERIMENTS**

**Ikhsanov R.N., Miletsky E.V.**

*Central astronomical observatory of RAS, Saint-Petersburg, Russia, solar1@gao.spb.ru*

### **Abstract**

*We investigate temporal variations of the solar neutrino flux in 1970-2001. The periodicities of 11-, 5 and 2 years have been found in these variations from the Homestake, Sage and GALLEX experiments. Investigation and discussion of background influence on neutrino series. It have been shown that extraction of runs with great background level have only small changes on our previous results about existing the periodicities of 11-, 5 and 2 years in solar neutrino flux. We have been found that 2 years periodicity is most notable in series of Sage and GALLEX experiments.*

Проблема дефицита потока солнечных нейтрино получила в последнее время помимо теоретического, также и наблюдательное толкование. Благодаря комбинированию наблюдений нейтринных обсерваторий Супер Камиоканде (Super Kamiokande – SK), и Садбери (Sudbury Neutrino Observatory - SNO), удалось экспериментально показать, что помимо электронных наблюдаются ещё и  $\mu$  - и  $\tau$ - нейтрино в соответствии с теорией нейтринных осцилляций (MSW – эффект) [1].

Тем не менее, проблема переменности этого потока и его связи с солнечной активностью остаётся всё еще дискуссионной. В последние годы было сделано немало попыток закрыть переменность потока солнечных нейтрино, основываясь на больших ошибках в наблюдениях радиохимическими методами. Однако для исследований Солнца и, прежде всего, солнечного магнетизма этот вопрос особенно важен, так как наличие вариаций потока солнечных нейтрино, как за счет прецессии спина нейтрино (VVO- эффект) [2], так и резонансного спин-флейворной прецессии (RSFP) [3], позволило бы исследовать магнитное поле по внутренним слоях Солнца [4]. В качестве исходного материала мы использовали данные, полученные на хлор-аргоновом детекторе Homestake [5] при реакции  $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$  с пороговым значением 0.814 Mev и,

кроме того, обсерваторий GALLEX [6] и SAGE[7], полученные на галлиево-германиевом детекторе при реакции  $\nu_e + {}^{57}\text{Ga} \rightarrow {}^{37}\text{Ge} + e^-$  с пороговым значением 0.233 Mev, т.е. где в основном регистрируются  $\nu_e$  от pp-реакции.

Для этих рядов потока солнечных нейтрино были вычислены оценки спектральной плотности мощности. Так как рассматриваемые ряды состояли из неравноотстоящих измерений (ранов), для них использовался разработанный для этого случая алгоритм Ломба-Скаргла [8].

Ранее нами было показано [9, 10], что спектр мощности ряда потока солнечных нейтрино, полученного по данным детектора Homestake, имеет несколько пиков (рис. 1а). В левой части спектра это пик, отвечающий периодичности в 4.6 года, а также очень слабый с периодичностью в 11 лет. В средней части спектра отмечается двухлетняя периодичность с большим числом пиков и одним явно выраженным пиком в 2.1 года, а в правой, высокочастотной области выделяется пик периодичности в 0.54 года. В таблице приведены уровни доверительной вероятности (надежность) наибольших пиков, определяемые по методу перемешивания [11]. Для получения каждого из них были вычислены 10000 пробных спектров. Как видно все вероятности равны или больше чем 96%.

**Таблица**

Период (годы)	4.6	2.1	0.54
Амплитуда спектра	3.2	3.8	4.9
Надежность (%)	96	97	99

Для выявления влияния на этот результат величины ошибок каждого рана, подобные вычисления спектра мощности были выполнены для их верхних и нижних значений (рис. 1b,c). Оказалось, что все спектры мощности различаются незначительно, т.е. величины ошибок приведенных в [5] мало влияют на распределение и положения пиков. Большое число пиков в области двухлетней периодичности скорее указывает на нестационарность полного ряда (1970-1994 гг.). Поэтому представляет интерес разбить на несколько частей. Ряд был разбит на три участка (рис.2). Первый охватывает период 1972-85 гг., т.е. 14 лет, второй участок охватывает почти весь 22-й цикл, а третий - оставшиеся 5.5 лет. Видно, что в их спектрах мощности имеются различия. В первом случае (рис. 2а) проявляется влияние как 11-летнего, так и 5-летнего периода. Проявление двухлетней периодичности на этом интервале обосновывается достаточно надежно (надежность = 95%). Во втором случае (рис. 2в) амплитуды пяти и двухлетней периодичностей практически одинаковы, их надежность <

95%, а максимумы сдвинуты в сторону высоких частот. Как было показано в [10], это можно объяснить тем, что в первой половине 22-го цикла двухлетняя периодичность исчезла и появилась вновь во второй половине цикла. Это хорошо видно на спектре даже короткого третьего ряда (рис. 2с), где пик около двух лет относительно высок, несмотря на очень малую длину ряда.

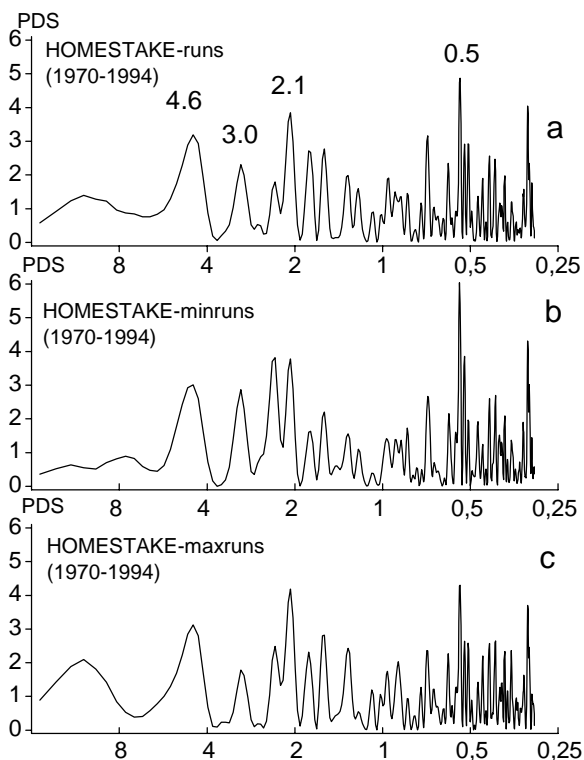


Рис.1.

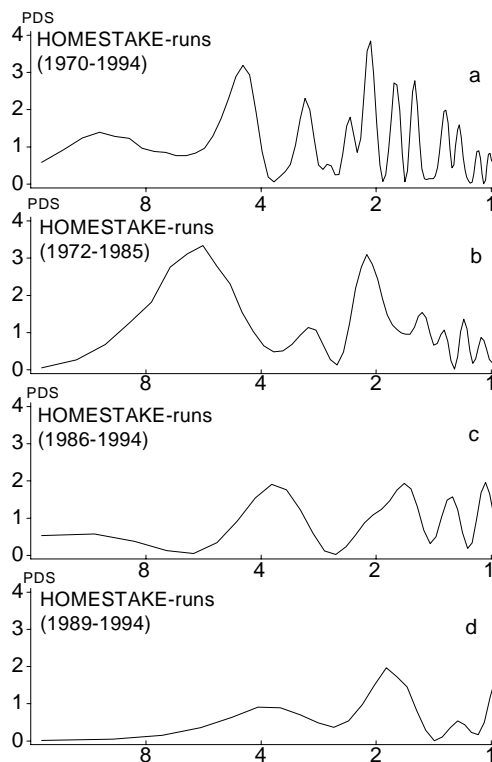


Рис.2.

Недавно была опубликована статья Паоло Катания [12], в которой он подверг критике данные Homestake - детектора за недостаточный учет фона. Его основной вывод состоял в том, что раны с большим значением срока ненадежны и поэтому должны быть из дальнейшего рассмотрения исключены. Тем самым ему удалось получить повышение среднего производства потока солнечных нейтрино до 0.566 ат/сут, для чего им было убрано почти 1/3 ранов с большим уровнем фона.

В принципе с ним можно согласиться, но влияет ли это на найденный выше и ранее [9,10] характер переменности потока солнечных нейтрино? Для проверки мы тем же способом провели учет фона изъяв Homestake-ряда 1/3 ранов с большим ( $>0.027$  ат/сут) уровнем фона и вычислили для оставшихся спектр мощности. Результат показан на рис. 3с. Вид спектра изменился не сильно. Можно даже сказать, что он улучшился. Действительно, остались те же периодичности 10, 4.5 и 2.1 года.

Значимость этих пиков осталась примерно той же. Увеличился пик 2.5 года, однако заметно уменьшились другие пики. Мы также вычислили спектры мощности фона как для всех ранов (рис. 3в), так и для выборочного ряда. В первом случае заметен слабый пик у периода 8 лет, а во втором (рис. 3d) у периода 9 лет. В то время как на месте 5-ти и 2-х годовичных пиков в спектре мощности фона, особенно на рис.3d, нет даже намека на присутствие подобных пиков. Таким образом учет влияния фона не меняет наших результатов о том, что в потоке солнечных нейтрино наблюдаются периодичности и пятигодовая из них наиболее устойчивая.

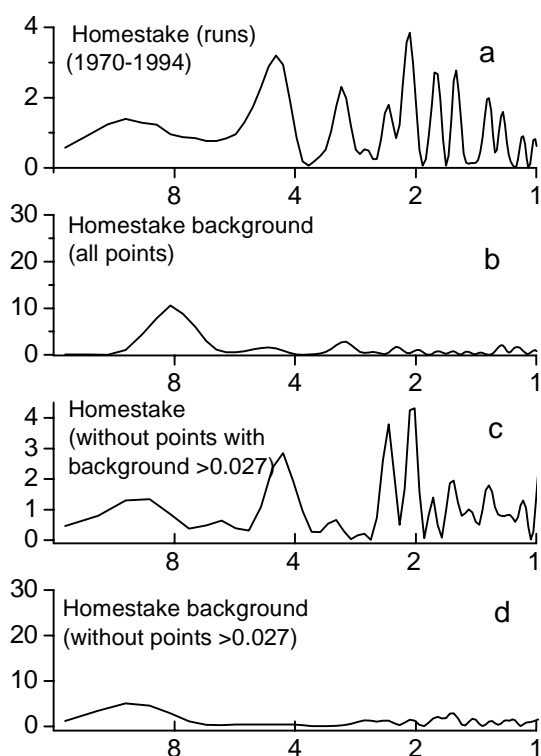


Рис.3.

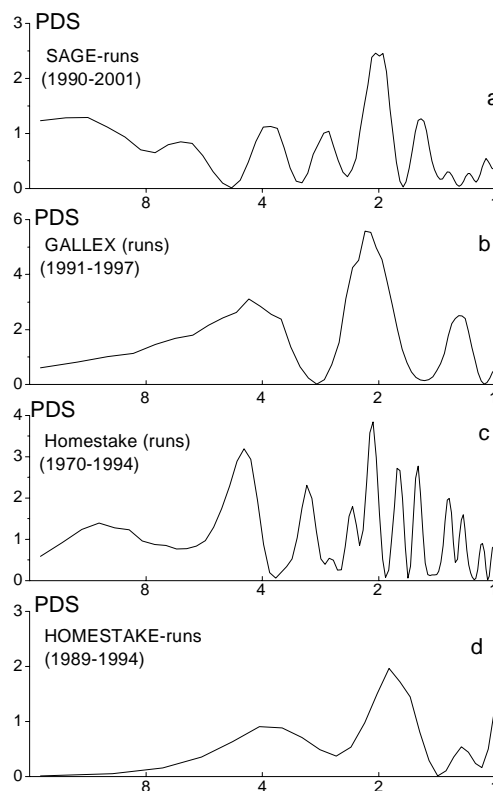
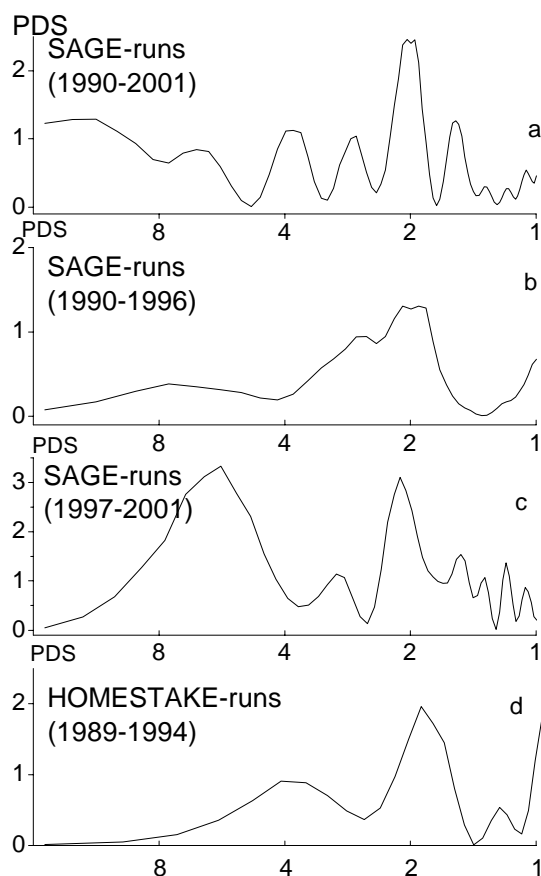


Рис.4.

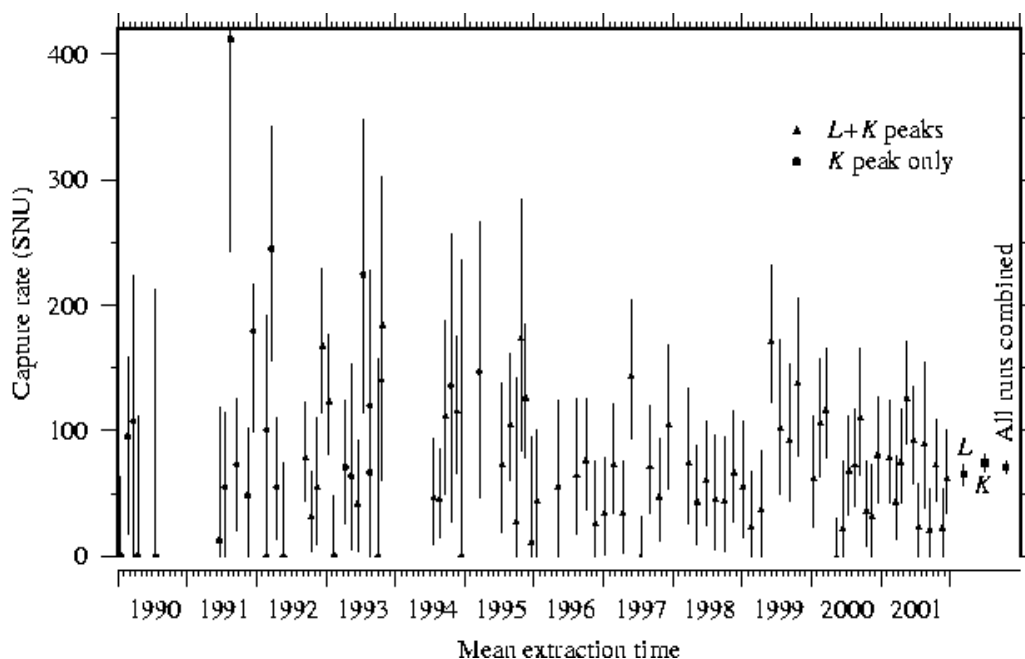
Рассмотрим далее два других эксперимента в которых в отличие от ряда Homestake, большая часть потока солнечных нейтрино определяется протон-протонной реакцией – основой выделения солнечной энергии. На рис. 4 представлены спектры мощности всех трех рядов радиохимических экспериментов. Из него следует, что во всех случаях хорошо проявляется двухгодичная периодичность. Особенно надежно (99.5%) наблюдается она в данных эксперимента GALLEX [6]. Как мы уже отмечали эта же периодичность обнаруженная в Homestake-ряде несколько раз за 24 года меняла как величину, так и положение пиков. Если рассматривать только тот промежуток времени, в течение которого проводились наблюдения в галлиевых экспериментах, то налицо согласие между спектрами рядов

Homestake и GALLEX (рис. 4а и рис. 4d). Это проявляется даже в том, что соотношение 4-х и 2-х годовичных пиков одинаково, хотя надежность 2-х годовичного пика для спектра Homestake-ряда относительно низка (~90%). В случае спектра SAGE-ряда дело обстоит заметно хуже, несмотря на то, что длина этого ряда составляет почти 12 лет. Так, самый высокий пик имеет надежность всего 90%. Однако если рассмотреть эти данные, разделив их на две части, (1990-1996 гг. и 1997-2001 гг.), то результат получается совсем иным.



**Рис. 5.**

На рис. 5 для первого интервала времени, соответствующего второй половине 22-го цикла, на спектре мощности выделяется только один пик очень низкий широкий двухгодовой пик. В спектре Homestake-ряда за примерно тот же интервал времени он заметно выше. Но в спектре второй части SAGE-ряда (1997-2001 гг.) надежность 2-летней периодичности оказывается выше 95%. В частности, это можно объяснить тем, что наблюдения эксперимента SAGE имеют в эти годы в среднем в два раза меньшие ошибки и более равномерное распределение по времени, чем на интервале 1990-1995 гг., что видно из рисунка 6, взятого из работы [7].



**Рис. 6.**

Таким образом, то обстоятельство, что пик соответствующий 2-х годичной периодичности, наблюдается в спектрах всех трех станций указывает на реальность его существования во второй половине 22-го цикла.

### Литература

1. Михеев С.П., Смирнов А.Ю. // УФН. 1987. Т.153. С.3.
2. Волошин М.Б., Высоцкий М.И., Окунь Л.Б. // ЖЭТФ, 1986, т.91, с. 754.
3. Akhmedov E. Kh. // hep-ph /9705451. 1997.
4. Chanhau B.C. // hep-ph /0204160. 2002.
5. Cleveland B.T., Daily T., Davis R., et. al. // Astrophys. J. 1998, V.496, P.505
6. Kirsten T. A., Reviews of Modern Physics. 1999. V.71. P. 1213-1232.
7. Abdurashitov J. N. et. al. // Astro-ph/0204245/ 2002.
8. Scargle J.D. Astrophys. J., 1982, v.263, p.835.
9. Ихсанов Р.Н., Милецкий Е.В. / Труды конфер. "Крупномасштабная структура солнечной активности", СПб. 1999. С.99.
10. Ихсанов Р.Н., Милецкий Е.В. // Изв. ГАО, 200, № 216, с.543.
11. Sturrock P.A., Walther G., Wheatland M.S. // Astrophys.J., 1998, v.491, p.409.
12. Cattaneo P.W. // Astro-ph/0211534/ 2002.

## COINCIDENCES IN THE TIME SCALE OF SOLAR PHENOMENA

**Callebaut<sup>1</sup> D.K., Karugila<sup>1</sup> G.K. and Makarov<sup>2</sup> V.I.**

<sup>1</sup>*Physics Dept., Campus Drie Eiken, University of Antwerp. B-2610 Antwerp, Belgium*

<sup>2</sup>*Pulkovo Astronomical Observatory, 196140 St. Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*We show that the characteristic time for a gravity wave is practically the same as the time for a sound wave to cross the Sun, in agreement with Callebaut's interpretation of Jeans's criterion.*

*Some hybrid time scales are calculated which might have a bearing (conjectures!) on some of the so-called periods appearing in the solar cycle (1.3 year latitude oscillations of filament bands, solar and Gleisberg cycles)*

### **1. Introduction**

In the study of solar phenomena several time scales appear. Obviously there is the 11 or 22 year solar cycle. Recent reports on the 1.3 year latitude oscillations of the magnetic zone boundaries of large-scale unipolar regions during 1915 – 2000 were reported (Tavastsherna, Makarov, Tlatov and Callebaut, 2002, Makarov, Tavastsherna, Tlatov and Callebaut, 2002b). Benevolenskaya finds some resonance around 2 years. Searching for proxies to the sunspot cycle during the last centuries and millennia, Ogurtsov, Nagovitsyn, Kocharov and Jungner 2002, reported new data concerning the Gleisberg cycle which seems to have a wide frequency band with a double structure consisting of a 50 – 80 year and a 90 – 140 year periodicity. The same authors confirmed too the conclusions of Shove (1983) that the structure of the Suess cycle is less complex showing a variation with a period of 170 – 260 years.

It is our experience from other domains of physics that coincidences may be purely accidental while in other cases they reflect a deep physical connection which may be far from obvious and require a very deep understanding. We shall give an example of this by showing that the characteristic time for a gravitational wave practically coincides with the time needed for a sound wave to cross the diameter of the Sun. It will turn out that in view of with Callebaut's interpretation of Jeans's criterion (Callebaut, 1967, 1972, 2003) this has evidently to be so. It is recalled too that the characteristic time for a gravitational wave corresponds to Kepler's third law, being a profound connection and not an accident.

On the other hand most of the time scales or resonances found in solar phenomena are not very well pronounced or show periodicities that fluctuate widely. Clearly they are then related to effects that are not dominant and may deviate from their "eigenfrequency" under the influence of the perturbations by other small effects. A typical class of not well pronounced resonances are the so-called hybrids. A hybrid frequency is the geometrical mean of two frequencies.

In plasma physics e.g. one has the plasma frequency and the cyclotron frequency, which are of course dominant. The hybrid frequency resulting from the geometrical mean of both is much less important but may manifest itself in some cases as a weak effect. In view of that we shall calculate a few hybrid characteristic times from some basic solar periods. However the conjectures which may follow from them are to be considered just as suggestions for deeper analysis, not at all as firmly established, as opposed to the practical identity of the gravitational characteristic time and the one for the sound wave as mentioned above.

## 2. Observational data

We refer to the papers by Tavastsherna et al. (2002) and Makarov et al. (2002b). For data on the Gleisberg cycle e.g. we refer to (Ogurtsov, Nagovitsyn, Kocharov and Jungner 2002).

### 3. Coincidence of characteristic gravitation period and the time for a sound wave to cross the Sun

For a gravity wave the characteristic angular frequency is  $\omega_g = \sqrt{4\pi G\rho}$  with  $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 / \text{kg s}^2$  the gravitational constant and  $\rho$  the mass density of the medium. It may be shown that Kepler's third law follows from it by replacing  $\rho$  by  $M/(4\pi R^3/3)$  with  $R$  the radius of the orbit, i.e. the orbit time of a planet corresponds to the oscillation time of a central body with the mass of the latter spread out to fill the sphere up to the orbit. In fact even Newton's expression  $\omega^2 R^3 = GM$  (with  $M$  the total mass of central body and planet) of the third law of Kepler follows from it neglecting a factor of order unity. This is rather surprising at first sight but it is due to the fact that the same gravitational force lies at the base of the orbital motion on one hand and of the oscillation on the other hand. From  $\omega_g$  follows a characteristic period  $t_g = \sqrt{2\pi / G\rho}$ . With the average density of the Sun being  $1400 \text{ kg/m}^3$  we obtain  $t_g = 8 \cdot 10^3 \text{ s}$ . (This is, of course, different from the 5 minutes oscillations, which are more local than global). On the other hand the time required by a sound wave to cross the diameter of the Sun is given by dividing the diameter  $2R_{\odot}$  by the (average) sound speed. We have  $v_s = \sqrt{\Gamma p / \rho} = \sqrt{\Gamma k_B T / m}$  with  $\Gamma$  the polytropic exponent (say  $\Gamma = \gamma = 5/3$ ),  $m$  the molecular mass (say  $0.6 \text{ a.m.u.}$ ),  $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$  the Boltzmann constant and  $T$  the (average) temperature (say  $4 \text{ MK}$ ). Hence  $t_s = 2R_{\odot} \sqrt{m / \Gamma k_B T}$  yielding  $t_s = 5 \cdot 10^3 \text{ s}$  which corresponds very well with  $t_g$  in spite of the rough averaging. This is not an accidental coincidence, but it has to be so in view of Callebaut's interpretation of Jeans's criterion. The coincidence must not hold, not only for the Sun, but for any star.



Jeans derived his dispersion relation  $\omega^2 = k^2 v_s^2 - 4\pi G\rho$  ( $k$  is the wave number) and related stability criterion from a perturbation analysis on an unbound equilibrium: a homogeneous medium infinite in all directions and obeying Newton's law of gravitation. In fact only zero density is then possible (Einstein met with the same difficulty when applying his gravitational theory to cosmology and he first introduced the cosmological constant and later he used the expansion of the universe to cope with the difficulty of a totally empty space). Jeans's criterion met with a lot of criticism. However, convincing evidence has been given that Jeans's criterion is sound and that the Jeans's mass

$M_J = \rho^{-2} (\pi\Gamma p / G)^{3/2}$  and Jeans's wavelength  $\lambda_J = 2\pi k_J^{-1} = \sqrt{\frac{\pi\Gamma p}{G\rho^2}} = \sqrt{\frac{\pi\Gamma k_B T}{Gm\rho}}$  are quite useful tools (Callebaut, 1967, 1972, 2003).

When a star is generated from an interstellar cloud its diameter is obviously the Jeans's wavelength. However, while contracting the properties (density, pressure, ...) of the star vary and the Jeans's length varies accordingly continuing to match the diameter of the contracting mass (Cf. Lane's law on uniform contraction). Hence the diameter of a star is approximately equal to the Jeans's length. This may be seen as well qualitatively as follows: if Jeans's length were smaller than the diameter of the star, it would break into pieces by instability. Moreover, the star cannot have a diameter much smaller than the Jeans's length as follows from a theorem on the equilibrium of a star (Chandrasekhar, 1939) as in fact the Jeans's length corresponds to the gravitational Debye length which determines the equilibrium of a star. Identifying  $\lambda_J$  with  $2R_{\square}$  in the equation above leads immediately to the quasi identity of  $t_g$  and  $t_s$ .

#### 4. Hybrid time scales

We first consider some characteristic time scales. We recall the Helmholtz-Kelvin time  $t_{HK}$  which is the time the Sun may radiate on the basis of its gravitational potential energy, released by contraction  $GM^2/R = 4 \cdot 10^{41}$  J up to a factor of the order of unity. This is twice the heat content of the Sun. On the basis of this heat content,  $2 \cdot 10^{41}$  J, the Sun can continue to radiate with its present luminosity  $4 \cdot 10^{26}$  J/s during a time  $t_{HK} = 5 \cdot 10^{14}$  s or roughly 20 My.

The time needed for a photon to cross the solar radius, i.e. the time  $t_h$  for a heat wave to move from the core to the surface, is  $t_h = n\lambda/c$  where  $n$  is the number of collisions (absorption and reemission, scattering, ...) of the photon,  $\lambda$  is its mean free path (say 1 cm) and  $c$  is the speed of light. Statistically we have  $\lambda\sqrt{n} = R_{\square}$  for a random walk, yielding

$$t_h = (R_{\square})^2 \lambda c$$

or  $1.6 \cdot 10^{11}$  s (5000 years). The time for a photon (heat wave) to escape from the nuclear core of the Sun is then about  $t_{hc} = 1.6 \cdot 10^9$  s (50 years), using  $0.1R_{\odot}$  for the radius of the core. This may be more relevant for the typical periods occurring in the cycle in view of our paper (Callebaut et al. 2003a) on the perturbations at the bottom of the convective zone as the generators of sunspots and polar faculae. It may be connected with the solar cycle although it seems rather too long for it. In fact  $t_{hc}$  may rather tentatively be associated with the shorter Gleisberg periods (55 – 80 years or 80 – 90 years). The time of a solar rotation is  $t_r = 2 - 3 \cdot 10^6$  s (varying from equator to the poles).

Let us consider now some hybrid times

$$t^I = \sqrt{t_g t_r} = \sqrt{8 \cdot 10^3 \times 2 \cdot 10^6} = 1.3 \cdot 10^5 \text{ s (1,5 days)}$$

$$t^{II} = \sqrt{t_g t_{hc}} = \sqrt{8 \cdot 10^3 \times 10^9} = 3 \cdot 10^6 \text{ s (0.1 year)}$$

$$t^{III} = \sqrt{t_g t_h} = \sqrt{8 \cdot 10^3 \times 10^{11}} = 3 \cdot 10^7 \text{ s (1 year)}$$

$$t^{IV} = \sqrt{t_g t_{HK}} = \sqrt{8 \cdot 10^3 \times 5 \cdot 10^{14}} = 2 \cdot 10^9 \text{ s (60 years)}$$

$$t^V = \sqrt{t_r t_{hc}} = \sqrt{2 \cdot 10^6 \times 1.6 \cdot 10^9} = 6 \cdot 10^7 \text{ s (2 years)}$$

$$t^{VI} = \sqrt{t_r t_h} = \sqrt{2 \cdot 10^6 \times 1.6 \cdot 10^{11}} = 6 \cdot 10^8 \text{ s (20 years)}$$

There is no doubt that hybrid times are realistic. However the phenomena associated with them may be extremely small so that an association of a hybrid time with any one of the periods occurring at the Sun can only be a tentative suggestion which should stimulate a profound analysis. It is tempting to associate  $t^{VI}$ , the hybrid time between the solar rotation and the time characterizing the heat transport through the Sun, with the solar cycle.

It may be conjectured that  $t^{III}$ , the hybrid time between the gravitational oscillation time and the heat wave transport time, may be related to the 1.3 year latitude oscillations of the magnetic zonal boundaries of large-scale unipolar regions or possibly the 2 years periodicities in the work of Benevolenskaya. The same conjectures may be stated however in relation with  $t^V$ .

Similarly one may conjecture that  $t^{IV}$ , the hybrid time between the characteristic oscillation time of the Sun (or the time for a sound wave to cross the Sun) with the Helmholtz-Kelvin time, with the shorter time scale of the Gleisberg cycle although this seems very hypothetical as  $t_g$  and  $t_{HK}$  are so wide apart that we expect only a vague effect to be swallowed in the midst of all casual fluctuations. We rather expect that  $t_{hc}$  might rather correspond with the shorter Gleisberg cycles. Of course there may be even two mechanisms involved in the Gleisberg cycle.

In fact one of the conclusions of the paper by Ogurtsov et al. (2002) reads as follows: “The century-type solar variation – the Gleisberg cycle, has not a

single 80 – 90 year periodicity (as it was considered till now) but has a wide frequency band (50 – 140 years) and a complex character. More likely it consists of two oscillation modes: 50 – 80 years periodicity and 90 – 140 years periodicity. The Suess cycle is 160 – 260 years and the cycle is more stable and less complex as Schöve (1983) suggested”. However, for the Suess cycle we have a clear explanation based on the evolution of the rest-latitudes of the large-scale unipolar magnetic field regions (Callebaut et al. 2003b).

## 5. Conclusion

1. We have shown that one coincidence between two characteristic times is not accidental but has a physical basis: the time of global oscillation of a star (which moreover corresponds to Kepler’s third law) has to be the same as the time needed for a sound wave to cross the diameter of the star.
2. We have drawn the attention to hybrid effects, i.e. two physical effects may have some interference, which may have a weak, even a very weak effect, but nevertheless may manifest themselves. We have calculated several hybrid time scales and made possible suggestions in relation with some periodicities which turn up in the solar cycle. These suggestions may stimulate detailed investigations.
3. Probably several hybrid effects as well as some minor effects are at work resulting in a variety of periodicities, which may moreover, be masked by accidental effects. This seems to correspond to the actual observational situation. Indeed, there are the periodicities around 1 and 2 years reported by Tavastsherna et al. (2002) and by Benevolenskaya. For larger periods Ogurtsov et al. (2002) indicate wide bands of periods: 50 – 80 years and 90 – 140 years for the Gleisberg cycle and 170 – 260 years for the Suess cycle.

## Acknowledgments

One of us (DKC) is grateful for the kind hospitality in Pulkovo Astronomical Observatory, St. Petersburg, Russia, in particular to Dr. K. S. Tavastsherna.

## References

- Callebaut, D. K.: 1967, In “*Instabilité gravitationnelle et formation d'étoiles, des galaxies et de leur structures caractéristiques*”, Colloque International d'Astrophysique, Université de Liège Press, Liège, 41.
- Callebaut, D.K., 1972, *Simon Stevin*, 45, p.1-315.
- Callebaut, D. K.: 1986, *Lecture notes*, (Revised 2003), Univ. of Antwerp (UIA) Press, Antwerp, Belgium.
- Callebaut, D. K., Makarov, V. I. and Tlatov, A. G.: 2003a, “*Qualitative Considerations on Solar Cycle*”, this conference.
- Callebaut, D. K., Makarov, V. I. and Tlatov, A. G.: 2003b, “*Relation between the Suess cycle and the rest-latitudes of the large-scale unipolar magnetic field regions*”, this conference.

- Callebaut, D. K. and Makarov, V. I.: 1992, *Solar Phys.*, 141, 381.
- Chandrasekhar, S.: 1939, “*An Introduction to the Study of Stellar Structure*”, Dover ed., 1957.
- Makarov, V. I., Tavastsherna, K. S., Tlatov, A. G. and Callebaut, D. K.: 2002b, in Proc. 10<sup>th</sup> European Solar Physics Meeting, “*Solar Variability: From Core to Outer Frontiers*”, (Prague, Czech Republic), ESA SP-506, p. 173.
- Makarov, V. I., Tlatov, A. G., Callebaut, D. K. and Obridko, V. N.: 2002a, *Solar Phys.*, 206, 383.
- Ogurtsov, M. G., Nagovitsyn, Yu. A., Kocharov, G. E. and Jungner, H.: 2002, *Solar Phys.*, 211, 371.
- Schove, D. J.: 1983, “*Sunspot Cycles*”, Hutchinson Ross Publ. Co., Stroudsburg, Pennsylvania.
- Tavastsherna, K. S., Makarov, V. I., Tlatov, A. G. and Callebaut, D. K. 2002, in Proc. Pulkovo Astronomical Observatory, St. Petersburg, p. 373.

## **QUALITATIVE CONSIDERATIONS ON SOLAR CYCLE**

**Callebaut D.K.<sup>1</sup> and Makarov V.I.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Physics Dept., Campus Drie Eiken, University of Antwerp, B-2610 Antwerp, Belgium*

<sup>2</sup>*Pulkovo Astronomical Observatory, 196140 St. Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*We suppose that the sphere below the convective zone exhibits an oscillation with respect to the shell constituting the convective zone. At the bottom of the latter magnetic layers are detached which give rise to sunspots and polar faculae. We explain qualitatively the evolutionary track of polar faculae and sunspots, the alternation of the polarity, why the solar faculae cycle precedes the next sunspot cycle and why bigger spots appear at the end of the cycle. Some other phenomena fit as well.*

### **1. Introduction**

In our paper (Callebaut and Makarov, 1992) we stressed the occurrence of three major solar phenomena: the sunspot cycle (with its butterfly diagram), the polar faculae cycle (with its own butterfly diagram shifted in space and time with respect to the sunspot butterfly diagram) and the large-scale weak magnetic field areas (with filament bands as boundaries). We may add torsional oscillations and coronal holes. From the observations it is clear that all these solar phenomena are linked together. This is particularly clear from the periodicity: each has a period which corresponds to a solar cycle or to a magnetic cycle (i.e. two solar cycles). The phases may be shifted, the location may be different, the strength of the phenomena may differ orders of magnitude, but there can be no doubt that they are all related, all manifestations having a common origin and part of a global mechanism.

We suggest here that the common generator is situated at the bottom of the convective zone: an oscillation allowing to detach seed magnetic fields (not necessarily small) from this bottom layer. These detached fields then find their way upwards but are enhanced and/or hampered and/or delayed in various ways according to their locations, resulting in a variety of phenomena when they finally reach the solar surface. Although the origin and maintenance of the oscillation needs to be further clarified the whole picture allows a qualitative explanation of a whole bunch of features of solar magnetism.

### **2. Observational data**

Contrary to common belief a polar faculae cycle precedes its next sunspot cycle. See Makarov and Makarova (1987, 1996, 1999). Thus the observation of polar faculae, or equally well the observation of K line bright points that are associated with the polar faculae, yields a most valuable tool in the prediction of

the subsequent sunspot cycle. However, here our concern is to explain how this connection is possible.

### **3. Considerations of the oscillations of the bottom layer of the convective zone**

The Sun is in a kind of equilibrium, which is the combined result of a balance between gravity and pressure on the one hand, and a thermal balance between energy productions at the core and energy transport through the whole volume.

Such an equilibrium, which is apparently stable, may exhibit small oscillations. These may manifest themselves as waves passing through the Sun, essentially starting at the core of nuclear energy production. One kind of waves is gravity-pressure (or density) waves which have a fast time scale (say hours). The other kind is heat waves which have a slow time scale (decades to a hundred centuries according to the case under consideration). The fast gravity-pressure waves contribute to quench the possibility of a thermal instability and thus to keep the over- or underproduction of heat in the nuclear oven under control so that the heat production and luminosity are quasi-uniform. It is clear that, relatively speaking, only very, very tiny fluctuations may be expected. However, the equilibrium or steady-state energies involved are that huge that a very small fraction of them is still tremendously much larger than e.g. the magnetic energy dissipated in a solar cycle. The gravitational potential energy of the Sun is near to  $G(M_{\odot})^2/R_{\odot} = 4 \cdot 10^{41}$  J with conventional notations. The corresponding kinetic energy (heat) is then  $2 \cdot 10^{41}$  J. On the other hand the magnetic energy dissipated per cycle is “only”  $10^{29}$  J and most of this will be taken from the rotational energy of the Sun ( $2 \cdot 10^{35}$  J) and not from the triggering mechanism.

A wave may travel rather smoothly through a medium of slowly varying properties, but when e.g. a gravity-pressure wave hits a kind of discontinuity some shock effect may occur. One may consider the following four quasi-discontinuities

- (a) The transition (at about  $0.1 R_{\odot}$ ) of the region of nuclear energy generation to the non-generating region. This is probably rather intimately related to the nuclear instability to be an independent trigger of the magnetic phenomenon.
- (b) The transition (at about  $0.5 R_{\odot}$ ) of the uniformly rotating central sphere to the differentially rotating outer part. This transition is probably still too smooth to be the trigger of the magnetic cycle. Nevertheless, as in case (a), it may have effects, although probably secondary.
- (c) The transition (at about  $0.7 R_{\odot}$ ) from radiative heat transfer to the convective zone. As this is often considered the basis of the magnetic cycle and as it is expected to possess thin layers of very strong magnetic fields, we shall concentrate on it.

(d) The transition region at the boundary of the Sun. This is influenced by the magnetic cycle (Callebaut, Makarov and Tlatov, 2000; Makarov et al. 2002a, 2002b) but rather as a consequence than as a cause. In (Callebaut, Makarov and Tlatov, 2002b) we calculated that the outer layer of the Sun (say from  $0.95 R_{\odot}$  to  $R_{\odot}$ ) expanded over a distance of the order of  $10^{-5} R_{\odot}$  (corresponding to a much bigger luminosity variation  $\Delta L_{\odot}/L_{\odot}$  of  $10^{-3}$ ). Let us calculate an upper limit of this effect on the pressure and hence on the nuclear energy production. Let the mass of the shell be  $M'$ , with  $M' < 10^{-3} M_{\odot}$ . The displacement of the center of this layer is roughly  $\delta/2$  where  $\delta$  is the displacement at the surface. The attraction between this shell and the rest of the Sun is  $GMM'/(R_{\odot})^2$  before the expansion and changes (decreases) by  $(2GMM'/R_{\odot})(\delta/(2R_{\odot}))$  by the expansion; here we have neglected the difference between  $M$  and  $M - M'$  and between  $R_{\odot}$  and say  $0.95R_{\odot}$ .  $GMM'/(R_{\odot})^2$  contributes less than  $10^{-3}$  to the weight, hence to the pressure;  $\delta/R_{\odot}$  is of the order  $10^{-5}$ . Hence the change in pressure in the central core of the Sun is of the order of  $10^{-8}$ , at most  $10^{-7}$ . However, the nuclear reactions are very sensitive to the pressure in particular to the temperature. Nevertheless, even taking a variation in energy production of  $10^{-6}$  we are far from the variation in luminosity accompanying the solar cycle. However, the expansion (and subsequent contraction) of the outer layer of the Sun may have the effect of a trigger and once the decrease (or increase) of the central temperature and energy production has started it may continue at a bigger rate before the sound wave (characteristic time: 100 s) and heat wave (characteristic time: 50 years) may have escaped the nuclear core. In that sense the expansion of the outer layer may still have an influence, although probably secondary as in the cases (a) and (b).

#### 4. On the evolutionary tracks

The evolutionary tracks of polar faculae and sunspots from the bottom layer of the convective zone to the surface are determined by the buoyancy force, the centrifugal force and gravity. The centrifugal force is opposite (i.e. delays the rise of the magnetic flux tubes that will cause sunspots) and hence reach the solar surface later than the polar faculae, which profit from the centrifugal force to reach faster the surface. The effect for the sunspot is more pronounced closer to the equator and hence those flux tubes arrive later at the surface and are bigger on the average as they had more time to grow. The full details will be published elsewhere.

#### 5. Conclusion

All solar magnetic phenomena seem to be related, caused by one global solar mechanism. The basis of this is probably at or very near to the bottom of the convective zone. A vibration of the latter may cause flux tubes to detach which will rise to the surface. However, the situation is different for e.g. polar

faculae, which profit from the radial gradient of rotation while the rise of the spots is counteracted by the radial gradient of rotation. Hence they travel longer and have more time to grow. And this is more pronounced near the equator where the radial gradient of rotation is stronger.

### Acknowledgments

One of us (DKC) is grateful for the kind hospitality in Pulkovo Astronomical Observatory, St. Petersburg, Russia, in particular to Dr. K.S. Tavastsherna.

### References

- Callebaut, D.K. and Makarov, V.I.: 1992, *Solar Phys.*, 141, 381.
- Callebaut, D.K., Makarov, V.I. and Tlatov, A.G.: 2000, in A. Wilson (ed.), *Proc. 1<sup>st</sup> Solar and Space Weather Euroconference, "The Solar Cycle and Terrestrial Climate"*, ESA SP-463, Tenerife, Spain, p. 297.
- Callebaut, D.K., Makarov, V.I. and Tlatov, A.G.: 2002, in H. Sawaya-Lacoste (ed.), *Proc. 2<sup>nd</sup> Solar and Space Weather Euroconference, SOLSPA 2001*, Vico Equense, Italy, p. 209.
- Chandrasekhar, S.: 1939, *"An Introduction to the Study of Stellar Structure"*, Dover ed., 1957.
- Makarov, V.I. and Makarova, V.V.: 1987, *Soln. Dann* No. 3, 62.
- Makarov, V.I. and Makarova, V.V.: 1996, *Solar Phys.*, 163, 267.
- Makarov, V.I. and Makarova, V.V.: 1999, in A. Wilson (ed.), *Proc. 9<sup>th</sup> European Meeting on Solar Physics*, ESA SP-448, p. 121.
- Makarov, V.I., Tavastsherna, K.S., Tlatov, A.G. and Callebaut, D.K.: 2002b, in *Proc. 10<sup>th</sup> European Solar Physics Meeting, "Solar Variability: From Core to Outer Frontiers"*, (Prague, Czech Republic), ESA SP-506, p. 173.
- Makarov, V.I., Tlatov, A.G., Callebaut, D.K. and Obridko, V.N.: 2002a, *Solar Phys.*, 206, 383.



## **RELATION BETWEEN THE SUESS CYCLE AND THE REST-LATITUDES OF THE LARGE-SCALE UNIPOLAR MAGNETIC FIELD REGIONS**

**Callebaut D.K.<sup>1</sup>, Makarov V.I.<sup>2</sup> and Tlatov A.G.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Physics Dept., Campus Drie Eiken, University of Antwerp, B-2610 Antwerp, Belgium*

<sup>2</sup>*Pulkovo Astronomical Observatory, 196140 St. Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*From the cyclic decrease ( $4/3^\circ$  per cycle on the average) of the rest-latitudes of both filament bands and the nearly constant latitude difference ( $21^\circ$ ) between both filament bands, we infer that about every 16 cycles or 170 years a particular situation occurs which may last a few cycles. This may be related to the Suess cycle (170 – 260 years) as well as the occurrence of major or minor grand minima.*

### **1. Introduction**

In an earlier paper (Callebaut and Makarov, 1992) we stressed the relevance of three mayor solar phenomena in order to investigate the global solar cycle: the sunspots (with their butterfly diagram), the polar faculae (with their own butterfly diagram, shifted in time (advanced!) and latitude with respect to the one of the sunspots) and the large-scale unipolar magnetic field regions, all three showing the same periodicity and thus being different aspects of the same global solar cycle. The large-scale unipolar field regions alternate in polarity and their boundaries show so-called rest-latitudes (see below) during the minimum of a solar cycle. We have shown (Makarov, Tlatov, Callebaut and Obridko, 2002a) that these large-scale unipolar field regions are largely responsible for the doubling during last century of the magnetic flux reaching the Earth as their rest-latitudes come closer to the equator every cycle and thus have increased the polar cap. Here we turn away from the pole to see the effects in the sunspot region. It is our purpose to show that when the rest-latitudes come close to the equator this involves a disturbance of the sunspot cycle with a period of about 16 cycles (say 170 years), which may be associated with the shorter periods of the Suess cycle (170 – 260 years). As the disturbance may last 3, 4 or 5 cycles it may be related to the grand minima too.

### **2. Observational data**

We refer to Makarov and Makarova (1987, 1996, 1999) for the polar faculae diagrams and the decreasing latitude of the rest-latitudes of the boundaries of the large-scale unipolar magnetic field regions. We refer to Ogurtsov, Nagovitsyn, Kocharov and Jungner (2002) for the periods of the Suess cycle.

### 3. Equator-ward evolution of rest-latitudes of filament bands and Suess cycle

The large-scale unipolar magnetic field regions originate in the vicinity of the solar equator, say around the minimum latitude (about  $8^\circ$ ) of sunspots. They appear first as a lot of unipolar regions of the same polarity which then unite to form a very irregular band encompassing some  $25^\circ$  in latitude and encircling the Sun. These large-scale unipolar regions move steadily to the poles, each in its own hemisphere. Their speed is variable according to the phase of the solar cycle. In particular during the minimum of the solar activity they remain more or less at the same latitude, exhibiting small oscillations around it, i.e. moving a few degrees pole-ward and then back equator-ward and so on. Their boundaries, where the polarity changes (from a field inward the Sun to one outwards and vice versa) coincide practically with filament bands encircling the whole Sun. The rest-latitudes of these boundaries, or filament bands, constitute neutral lines (in the line of sight). They are at present around  $39^\circ$  and  $18^\circ$ , with small differences between the north and south hemispheres. However, 12 cycles ago they were situated at say  $54^\circ$  and  $33^\circ$  respectively and they have evolved gradually towards the equator. See the figures in Makarov and Makarova (1999). This means a decrease in latitude of about  $15^\circ$  in 12 cycles or  $4/3^\circ$  per cycle on the average. The effect of the increase of the polar cap and thus the possible increase of the associated magnetic flux reaching the Earth has been reported (Makarov, Tlatov, Callebaut and Obridko, 2002a). However, the large-scale unipolar magnetic field regions may have a perturbing influence around the equator and thus the sunspot cycle too. Indeed, the lower boundary is now coming close to the equator and even closer to the latitude (about  $8^\circ$ ) where new boundaries are generated. From  $18^\circ$  to  $8^\circ$  is  $10^\circ$  which may be covered in 7 cycles at the rate of about  $4/3^\circ$  per cycle. However, the perturbing effect must occur much before that and may actually take place already now during the 23<sup>rd</sup> cycle (which, by the way, appears to be a queer one). Indeed, the upper and lower rest-latitude of the boundary of the large-scale unipolar region at mid-latitudes, approach both the equator, while keeping their mutual distance: they remain about  $21^\circ$  apart and the distance between the lower rest-latitude and the latitude where the new boundary is born can not be much less. This is confirmed by the fact that as soon as the newly born boundaries appear, the two other ones start to move to the poles. Hence we expect a perturbing effect starting now and lasting a few cycles, until the situation is normalized again.

In fact, from the quasi-constant distance (say  $21^\circ$ ) between both rest-latitudes, while they approach the equator, a remarkable period may be deduced:  $21^\circ$  divided by  $4/3^\circ$  per cycle yields 16 cycles or about 170 years. Hence every 16 cycles a similar situation occurs. This may be related to the shorter periods of the Suess cycle. Ogurtsov et al. (2002), using various proxies and investigating several centuries and even several millenaries indicate for the Suess cycle periods from 170 to 260 years. Taking into account that the perturbation caused

by the lower boundaries coming close to the equator, or rather close to the newly born boundaries, may last for a few cycles (say 3 to 5) we may find it plausible that the Suess cycle is not clear cut at 16 cycles, but spreads over a band of periods of which 170 years, however, is the shorter one.

When we look at the Wolf numbers we find some indication too of the period of about 16 cycles. Indeed the Maunder Minimum started around 1640. After 1640 we had 14 cycles till the fair Wolf number of 132 in 1787, followed by a very weak cycle with its maximum in 1804 (Wolf number 47.5): this was probably a combination of two cycles (17 years) according to Usoskin et al. (2002), followed by two other long and weak cycles of 12 and 14 years respectively and low Wolf numbers 45.8 and 71. Clearly a serious disturbance started with the 15<sup>th</sup> cycle following the beginning of the Maunder Minimum. The year 1837 (cycle 8) had again a strong Wolf number (138). Presently we are 16 cycles further and indeed cycle 23 shows some signs that perturbation sets in. Yet, counting from 1804 we are 2 centuries further. Clearly there are still wide variations as is evident from the Suess periods spanning 170 to 260 years. For the difference in rest-latitude ( $21^\circ$ ) of the filament bands we have only values since cycle 12 (and to some extent since cycle 11). Maybe the difference is slightly variable over a few cycles.

It may be added that the higher rest-latitude of the large-scale unipolar magnetic field regions practically coincides with the separation between the sunspot region and the polar faculae region. This is at least presently the situation, but we suppose this to be a feature at all times. This separation corresponds to the conical blades in the convection zone where  $\partial_r \omega = 0$ , i.e. where the angular velocity has no radial variation. This aspect is related as well to the 1.3-year latitude oscillations of the rest-latitudes See Makarov et al. (2002b). However, these aspects will be exposed in a forthcoming paper.

#### **4. Conclusion**

1. From the fairly constant difference ( $21^\circ$ ) in rest-latitudes of the filament bands and the fact that they approach the equator with about  $4/3^\circ$  per cycle we suggest a periodicity of about 16 cycles or 170 years. This may correspond to the Suess cycle (170 – 260 years).
2. Cycle 23 may be on the verge of a series of weak sunspot cycles or even a grand minimum (a minor or a mayor one).
3. The relevance of the large-scale unipolar magnetic field regions and their associated boundaries, the filament bands, may not be underestimated in the search for understanding the global solar cycle.

#### **Acknowledgments**

One of us (DKC) is grateful for the kind hospitality in Pulkovo Astronomical Observatory, St. Petersburg, Russia, in particular to Dr. K.S. Tavastsherna.

## References

- Callebaut, D. K. and Makarov, V. I., 1992, *Solar Phys.*, 141, 381.
- Makarov, V. I. and Makarova, V. V.: 1987, *Soln. Dann* No. 3, 62.
- Makarov, V. I. and Makarova, V. V.: 1996, *Solar Phys.*, 163, 267.
- Makarov, V. I. and Makarova, V. V.: 1999, in A. Wilson (ed.), *Proc. 9<sup>th</sup> European Meeting on Solar Physics*, ESA SP-448, p. 121.
- Makarov, V. I., Tavastsherna, K. S., Tlatov, A. G. and Callebaut, D. K.: 2002b, in *Proc. 10<sup>th</sup> European Solar Physics Meeting, "Solar Variability: From Core to Outer Frontiers"*, (Prague, Czech Republic), ESA SP-506, p. 173.
- Makarov, V. I., Tlatov, A. G., Callebaut, D. K. and Obridko, V. N., 2002a, *Solar Phys.*, 206, 383.
- Ogurtsov, M. G., Nagovitsyn, Yu. A., Kocharov, G. E. and Jungner, H.: 2002, *Solar Phys.*, 211, 371.
- Usoskin, I. G., Mursula, K. and Kovaltsov, G. A.: 2002, in H. Sawaya-Lacoste (ed.), *Proc. 2<sup>nd</sup> Solar and Space Weather Euroconference*, SOLSPA 2001, p. 257.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ НЕВОЗМУЩЕННЫХ ОБЛАСТЕЙ СОЛНЦА В ЛИНИИ He I 10830 Å ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В ПУЛКОВЕ**

**Кандрашов Э.В., Никифоров В.Г.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия  
edward@ista.ru.*

## **INVESTIGATION OF SOLAR UNDISTURBED REGIONS BY THE He I 10830 Å OBSERVATIONS MADE IN PULKOVO**

**Kandrashov E.V., Nikiforov V.G.**

*Pulkovo Observatory, St. Petersburg, RUSSIA. E-mail: edward@ista.ru*

### **Abstract**

*When observing in X-rays or in high-ionized lines of metals, there is a problem to find outlines of coronal holes which are screening by neighbor 3-dimensional optically-dense coronal formations. This problem is absent when we observe it by means of He I 10830 Å line. The helium maps give us an opportunity to elaborate an objective and well-algorithmized criterion for determination of coronal holes boundaries*

*It is possible to divide undisturbed regions of solar atmosphere into the following three class: quiet sun, coronal gaps and coronal holes. Quiet sun and coronal gaps represent an extensive territory between active regions and coronal holes. Coronal gap differ from quiet sun by its lower helium absorption similar as at coronal hole, and it differ from coronal hole by presence of a supergranular structure just as the quiet sun has.*

*All three types of undisturbed atmosphere are probably the certain stages of transition from one limit condition to other like a marshy lakeshore is a gradual transformation of open water into dry land.*

Длительное время невозмущенные области Солнца не представляли интереса для солнечной физики, так как считались пассивным фоном, на котором разыгрываются жизненно-важные процессы, так называемые «активные» явления — пятна, вспышки и т.п. Это отразилось, например, в том, что исторически первый индекс солнечной активности — число Вольфа [1] — учитывал только количество пятен и их групп.

Постепенное совершенствование техники и накопление наблюдательных фактов вело к пересмотру этой концепции. Была открыта хромосферная сетка и супергрануляция — особая структура, проявляющаяся в излучении хромосферных линий [2], поле упорядоченных скоростей [3,4] и структуре магнитного поля [5]. Были обнаружены так называемые «фоновые» — крупномасштабные поля [6], открыт факт оконтуривания униполярных их территорий спокойными протуберанцами-волоконками [7], обнаружен медленный дрейф крупномасштабных полей к полюсам, иногда к экватору [8]. Наконец,

открытие корональных дыр [9] — особого состояния невозмущенного солнца — полностью сломало старую концепцию, так как последние оказались первыми по своей геоэффективности. Еще раньше была обнаружена связь между коронально-дырочной активностью (М-областями) Солнца на спаде цикла и пятенно-вспышечной активностью в следующем цикле [10,11]. Понятие спокойного или невозмущенного солнца стало терять прежний смысл и употребляется теперь, как синоним отсутствия пятенно-вспышечной формы активности [6].

Такая последовательность концепций была обусловлена тем, что явления в области «спокойного солнца» труднее наблюдать, чем так называемые «активные». Пятна видны даже невооруженным глазом, если свет Солнца ослаблен дымкой или закопченным стеклом. Вспышки и протуберанцы потребовали для своего наблюдения протуберанц-спектроскопа [12], хромосферная сетка – спектрогелиографа [13] и интерференционно-поляризационного фильтра [14]. Чтобы увидеть корональные дыры, нужны космические аппараты со сложнейшей аппаратурой на борту – телескопами для рентгеновского или примыкающего к нему коротковолнового ультрафиолетового излучения [15].

О наблюдении корональных дыр в линии He I 10830 Å следует сказать особо. Во-первых, возможность таких наблюдений была открыта после получения их бортовых изображений [16]. Во-вторых, не следует думать, что если данная линия доступна для наземных приборов, то наблюдать ее легко, ну, например, как изображения в  $H_{\alpha}$  или H и K Ca. Спектрогелиограммы в линии 10830 получали еще в 1928 г. д'Азамбужа [17], однако, корональных дыр не видели. Причина трудности заключается в том, что линия гелия имеет глубину в области «спокойного солнца» всего 0.03-0.08, а в корональной дыре 0.00-0.03 [18]. Фотографический метод регистрации, которым пользовались, в частности, д'Азамбужа, обладает точностью не лучше 5% [19], поэтому фотоэмульсия просто неспособна «увидеть» такие малоконтрастные образования из-за своих природных шумов.

Но и фотоэлектрические приемники излучения, позволяя зарегистрировать факт наличия или отсутствия корональной дыры, все же не дают легкой возможности добыть сведения о структуре и динамике этого образования. Существенной помехой становится тот факт, что на «портрет» корональной дыры, как на двойном снимке фотографа-любителя, оказывается наложен «пейзаж» солнечной грануляции [18]. Причем, контраст «портрета» составляет всего 3%, тогда как контраст «пейзажа» доходит до 20% [20]. Сглаживание посредством увеличения апертуры сканирования или, что тождественно, путем расфокусировки, малоэффективно, так как снижается информация и о структуре корональной дыры. То же можно сказать и о временном усреднении, только тут «приносится в жертву» информация о динамике объекта.

Радикальным средством устранения влияния солнечной грануляции являются дифференциальный [21-23] и компенсационный [24,25] методы регистрации, причем, наивыгодным является второй метод, так как предоставляет возможность компенсации фона на всем динамическом диапазоне яркостей. Наилучшим же выполнением и дифференциального и компенсационного метода является вариант, когда используется для основного и референтного лучей один и тот же приемник излучения. Этим достигается компенсация большинства инструментальных и атмосферных погрешностей.

Именно по такому принципу – компенсационный метод с одним светоприемником – и был построен в Отделе Астрономической техники ГАО (Пулково) прибор «Инфракрасный компьютерный солнечный спектрофотометр» (ИКСС) [24-25], использованный нами для данной работы. Реальный шум прибора составил 0.3%, т.е. обеспечил получение 10 независимых градаций на динамическом диапазоне корональной дыры и 16 градаций на остальном диапазоне «спокойного солнца». Характеристики ИКСС и методика их исследования опубликованы ранее [25]. Как следует из названия прибора, результаты измерений оцифровывались в реальном масштабе времени и регистрировались компьютером на его жесткий диск. Это позволило производить глубокую компьютерную обработку материала и, в частности, привести значения центральной интенсивности линии гелия (уже избавленной от водяной бленды самим компенсационным методом) к единичной атмосферной массе на всем видимом диске Солнца.

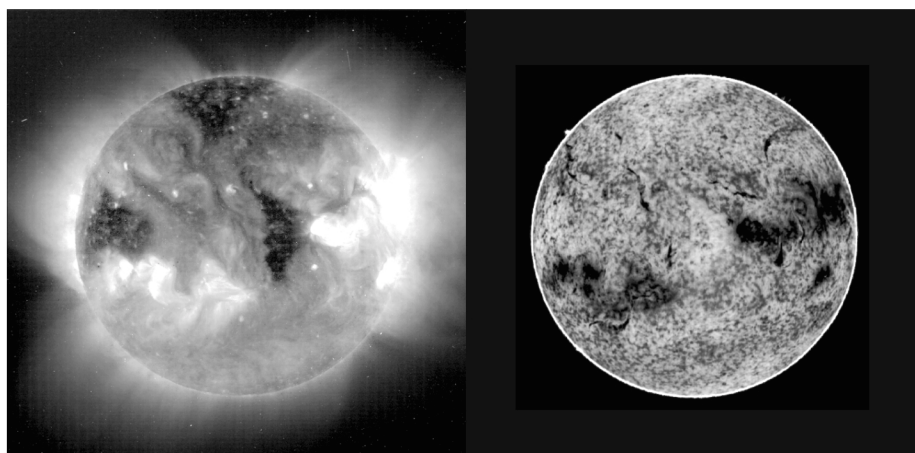
Возвращаясь к прошлому, нужно вспомнить, что сопоставление фотозлектрических спектрогелиограмм в линии He I 10830 Å обсерватории Китт-Пик с рентгеновскими снимками Солнца, полученными с помощью Скайлэба, показало возможность наблюдать с поверхности Земли корональные дыры. Но до сих пор в литературе не проведено обстоятельного анализа сходства и различия результатов, даваемых этими двумя методами. О том, что различия есть, свидетельствует, кроме прочего, тот факт, что наземные наблюдения не вытеснили наблюдений бортовых. На смену Скайлэбу пришли другие аппараты, в том числе Yohkoh и SOHO. Остановимся же на этих различиях подробнее.

Наблюдения в непрерывном рентгеновском излучении (Yohkoh) выявляют оптически плотные излучающие корональные образования над солнечными Активными областями, простирающиеся до 1.0-1.5 радиуса Солнца над уровнем фотосферы. В промежутках между ними можно видеть корональные дыры, как самые темные области поверхности темного солнечного шара, редко «посыпанного» так наз. Яркими рентгеновскими точками (ЯРТ). Участки «спокойного солнца», не принадлежащие АО и КД, выглядят не столь темными из-за покрывающего их оптически тонкого и незначительного по высоте

светящегося слоя нижней короны. Аналогичная картина видна и в спектральных линиях высокоионизованных металлов в крайнем ультрафиолете (EIT SOHO) с тем только отличием, что корональные светящиеся образования там менее плотны, простираются на меньшую высоту, а КД не столь темны. По сути дела мы видим трехмерную картину, и лежащие у основания короны корональные дыры могут быть частично или полностью заслонены соседними яркими образованиями.

В линии He I 10830 Å картина иная: в силу особенностей образования данной линии [26] мы наблюдаем ее в геометрически тонком слое верхней хромосферы, толщиной порядка  $10^{-3}$  радиуса Солнца, в котором образуется как бы «негативный фотографический отпечаток» расположенных вблизи над ним излучающих корональных образований. Но этот «отпечаток» по сути дела является двумерным, «натянутым» на шар. Эффекты экранирования отсутствуют.

Иными словами, в рентгене мы видим КД как лесное озеро из окна вертолета, контур которого частично заслоняется кронами деревьев, если мы смотрим на него не по нормали сверху, но и в этом случае берега озера могут быть заслонены от нашего взора, если деревья тесно обступают его. В линии же гелия мы как бы имеем дело с картой местности, где все предметы нанесены на одну плоскость, и контур озера ясно виден под любым углом зрения. Это иллюстрирует рис. 1 (север на снимках вверху, восток – слева). В линии 14-кратно ионизованного железа (на левом снимке) видна без искажений лишь корональная дыра в центре видимого диска Солнца, тогда как у северной полярной КД, возможно, немного экранирована низкоширотная граница, а южная КД заслонена полностью. Такая же участь ожидает и центральную КД через несколько дней, когда вращение Солнца перенесет ее к лимбу.



**Рис.1.** Слева – Солнце в крайнем ультрафиолете, линии 14-кратно ионизованного железа 284 Å, аппарат SOHO, Годдардовский космич. Центр NASA, 9 июля 2003 в 13 ч. 07 м. UT. Справа – спектрогелиограмма Солнца в линии HeI 10830 Å, полученная наземным вакуумным телескопом Национальной обсерватории Китт Пик, 8 июля 2003, 16 ч. 50 м. UT.



На снимке в линии гелия (справа) эти корональные дыры — здесь они выглядят светлыми участками с несколько «стертой» супергрануляционной структурой — видны без помех независимо от угла зрения. Применяя компьютерное преобразование координат (полвека тому назад это делали проектируя снимок на сферу) можно следить за эволюцией корональной дыры почти на протяжении двух недель.

Подытоживая сказанное, можно заключить, что снимки в рентгене дают возможность изучения трехмерного строения корональных излучающих образований, тогда как спектрогелиограммы в линии He I 10830 Å наилучшим образом пригодны для изучения морфологии и динамики корональных дыр. В особенности, а может быть исключительно, это относится к картам Солнца в этой линии, полученным в компенсационном режиме, как описано выше. Невнимание к этой особенности рассмотренных методов приводит иногда к парадоксальным утверждениям, встречающимся в литературе, что «границы корональных дыр (по снимкам в рентгене – *примеч. авт.*) определяются флоккулами активных областей». На ошибочность такого вывода указывает множество фактов, в том числе наблюдавшийся нами [23] в августе 1985 г., в дифференциальном режиме, случай прохождения геоэффективной экваториальной КД на фоне целого полушария, практически лишённого активных образований (рис.2). За время плюс-минус неделя ни одно пятно не пересекало центральный меридиан, и большую часть этого полуоборота пятна на видимом диске Солнца вообще отсутствовали. К вопросу о том, что находится между корональными дырами и активными областями, мы вернемся чуть позже.

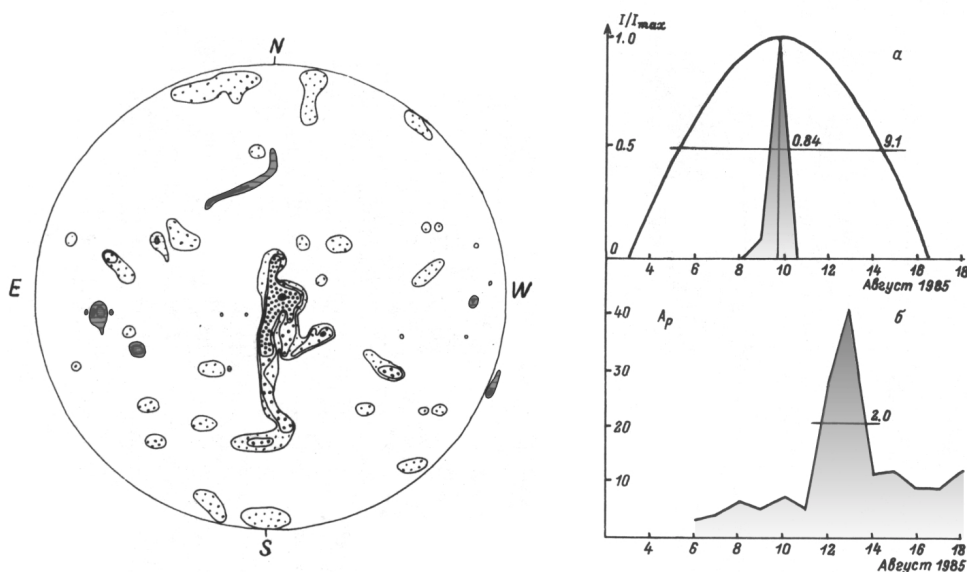


Рис.2. Прохождение КД через центральный меридиан 10 августа 1985 г.

В предыдущих публикациях мы отмечали, что получение компьютерных карт Солнца в линии He I 10830 Å в компенсационном режиме открывает возможность автоматического определения границ корональных дыр объективным методом, основанным на получении гистограмм значений интенсивности линии в активных областях, на спокойном солнце и в корональных дырах. Пример таких гистограмм приведен на рис.3, где по абсциссе расположены центральные интенсивности линии, а по ординате – количество элементов карты с данной интенсивностью линии. Здесь гистограммы активных областей (AR на рисунке) и спокойного солнца (QS) нормированы. Точка пересечения нормированных гистограмм дает статистически обоснованный уровень для проведения на карте границы между активной областью и спокойным солнцем, т. к. в точке пересечения вероятности принадлежать тому или другому типу образования равны. Из рисунка видно, что этот уровень составляет 0.92. На рис.4 аналогично показано определение уровня, соответствующего границе спокойного солнца (QS) и корональной дыры (CH). Он равен 0.97.

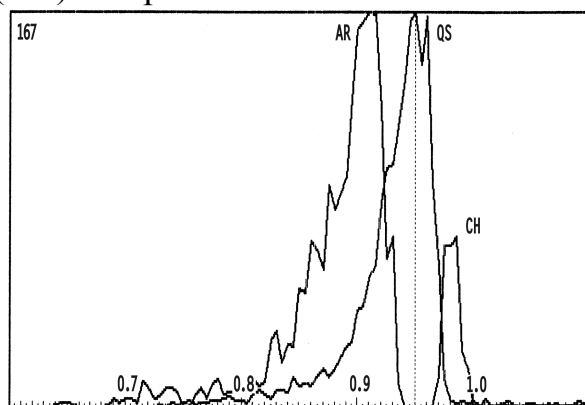


Рис.3.

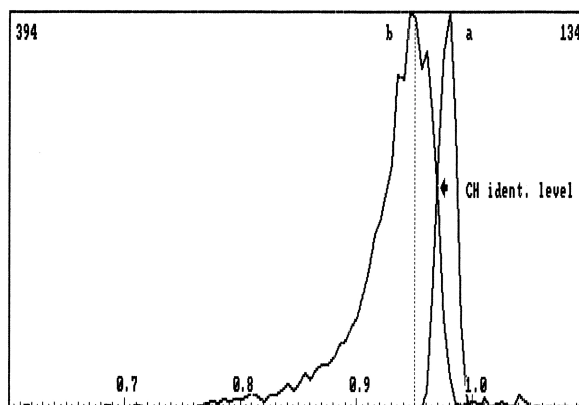


Рис.4.

На полученных нами картах — рис.5, слева — интенсивность линии гелия кодирована псевдоцветом. Черный и серый цвета соответствуют спокойному солнцу. Темно-красный цвет — граница активных областей, залитых красными и оранжевыми оттенками, а темно-синий — граница корональных дыр, отмеченных голубыми цветами. То же схематично изображено в правой части рис.5.

Как видим, между активными областями и корональными дырами, согласно этому рисунку, лежит обширная зона, занимающая за редким исключением больше половины всей площади солнечной поверхности. Ни о каком «определении границ КД активными областями» не может быть и речи. Эта обширная зона — невозмущенное солнце — заслуживает определенного обсуждения.

Обратите внимание на зеленую линию, проходящую по ее территории, между границей CH и AR. Эта линия соответствует значению центральной интенсивности линии гелия (0.95) на вершине гистограммы

спокойного солнца QS. Она отделяет два различные по свойствам класса невозмущенных областей. Чтобы выяснить их различие, обратимся к рис.6.

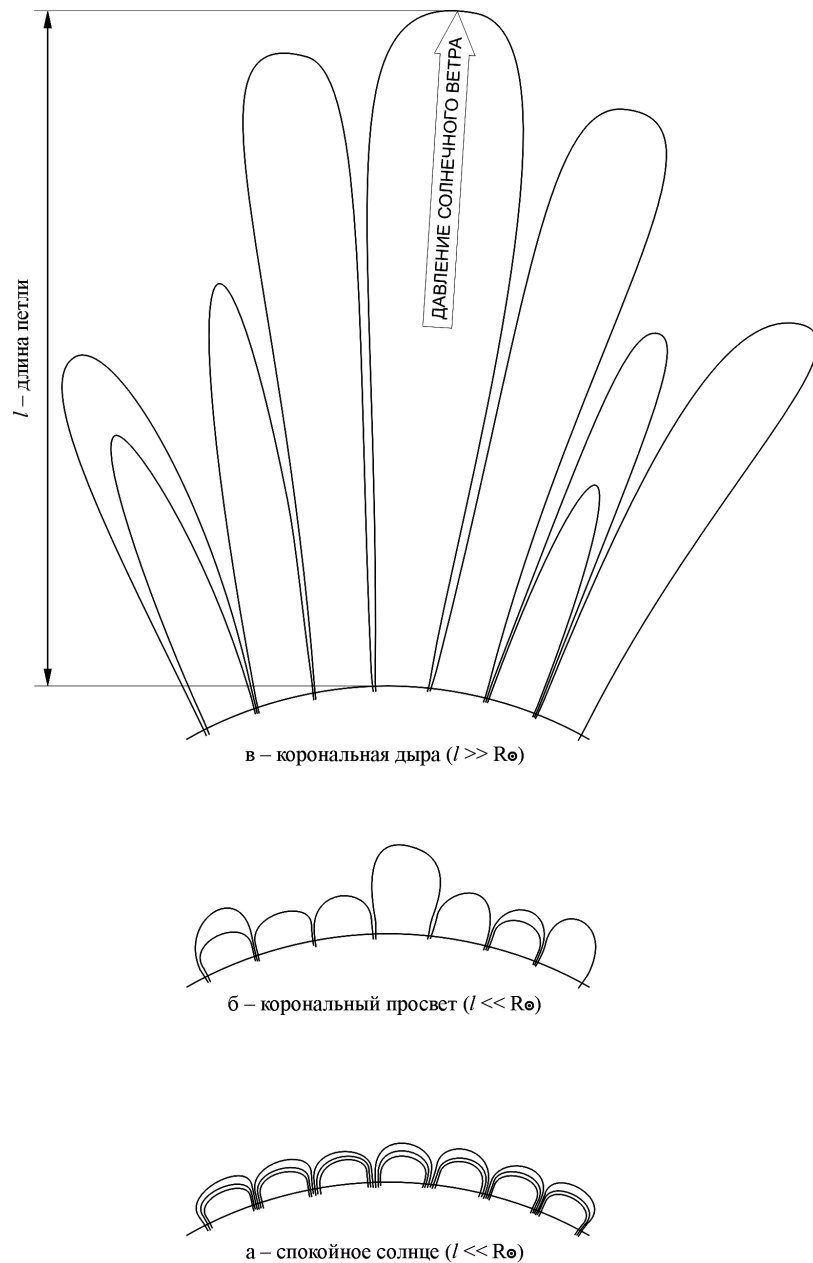
На рисунке приведены карты, полученные 3 и 4 августа 1989 г. (вверху), и 30 и 31 числа того же месяца (внизу). Между этими наблюдениями Солнце успело сделать один оборот.

Внимательное рассмотрение карт за соседние дни показывает, что корональным дырам, как и активным областям, свойственна своя динамика. Форма и распределение интенсивности, хоть и не на много, но изменяются даже за сутки. Особенно бросается в глаза рост за 27 дней КД у северного полюса (вверху), ярко-голубой цвет здесь залил огромную площадь. О достоверности явления можно судить по картам, полученным в соседние дни.

Интересно, что расширение северной КД произошло, в основном, на территорию, ранее ограниченную вышеупомянутой зеленой линией, см. также рис.5, справа. Складывается впечатление, что для своего расширения КД «предпочитает подготовленную почву», подобно тому, как река, имеющая где-нибудь заболоченный берег, при обильном поступлении воды вначале затопляет именно его. Такое развитие событий выглядит естественным («где тонко, там и рвется»), хотя, в общем случае, не является обязательным. Интересно отметить, что, несмотря на расширение границ КД, граница цепочки активных областей ближайшей, северной Королевской зоны осталась на месте, претерпев лишь некоторое изменение формы из-за диссипации одних пятен и рождения других. В правой части рисунка 4 это хорошо видно, как сужение области между КД и АО за счет перемещения границы КД.

Кроме названного свойства — возможности служить территорией расширения КД — эта область характеризуется низким поглощением в линии, приближающимся к поглощению в КД, но в отличие от нее обладает выраженной супергрануляционной структурой. Мы назвали такого типа области корональными просветами КП, имея в виду возможную морфологическую связь их с КД.

Эту связь можно объяснить предположением, что магнитное поле «закрытой» конфигурации, т.е. замыкающееся в пределах меньше радиуса Солнца  $r << R_{\odot}$ , будучи в КП по той или иной причине ослаблено (об этом говорит низкая абсорбция в линии He I 10830 Å) способно под воздействием солнечного ветра превращаться в поле «открытой» конфигурации, т.е. замыкаться на расстоянии  $r >> R_{\odot}$ .



**Рис.7.** Генетическая связь морфем невозмущенного Солнца: а – спокойное Солнце, б – корональный просвет, возникающий в результате диссипации и ослабления супергрануляционного магнитного поля, в – корональная дыра, в которой «закрытая конфигурация» магнитного поля (когда  $l \ll R_{\odot}$ ) превращается благодаря давлению солнечного ветра в «открытую» ( $l \gg R_{\odot}$ ).

Генетическую связь спокойного солнца, коронального просвета и корональной дыры иллюстрирует рис. 7.

## Выводы

I. Наблюдение корональных дыр в рентгене и линиях высокоионизированных металлов создает проблему определения очертаний корональной дыры из-за трехмерности окружающих ее оптически плотных корональных образований. При наблюдении в линии He I 10830 Å эта проблема отсутствует.

II. Карты в линии гелия открывают возможность выработать объективный и легко алгоритмизуемый критерий идентификации границ КД.

III. По наблюдениям в линии гелия невозмущенные области солнечной атмосферы можно разделить на три класса: спокойное солнце, корональный просвет и корональная дыра. Первые два, СС и КП представляют обширную территорию, лежащую между активными областями и КД.

IV. КП отличается от СС пониженной, как у КД, абсорбцией в линии гелия, а от КД тем, что имеет, подобно СС, супергрануляционную структуру.

V. Все три типа невозмущенной атмосферы скорее всего представляют определенные стадии постепенного территориального или временного перехода от одного предельного состояния к другому (подобно, например, постепенному переходу от чистой воды к чистой суше у заболоченного озера).

## Литература

1. Waldmeier M. The Sunspot Activity in the Years 1610-1960. Zurich, 1961.
2. d'Azambuja L. Ann. Obs. Meudon, 8, fasc. II, 1930.
3. Hart A.B. Motions in the Sun at the Photospheric Level – VI. Large Scale Motions in the Equatorial Region, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 116, p. 38-55, 1956.
4. Leighton R.B., Noyes R.W., Simon G.W. Velocity Fields in the Solar Atmosphere, Pt. 1, Preliminary Rep. Astrophys. J., 135, p. 454-499, 1962.
5. Babcock H.W. Astrophysical Journal, v. 118, p. 387, 1953.
6. Wilcox J.V., Howard R. Solar Physics, 13, p. 251, 1970.
7. Makarov V.I., Fatianov M.P., Sivaraman K.R. Solar Physics, 85, p. 215, 1983.
8. Макаров В.И., Тавастшерна К.С., Фатьянов М.П. Полярный дрейф магнитных нейтральных линий в 23 цикле активности Солнца. Труды конференции, посвященной 50-летию Горной Астрономической Станции ГАО РАН, Санкт-Петербург, 1998, с. 297-300.
9. Nolte J.T., Krieger A.S., Timothy A.F., Vaiana G.S., Zombeck M.V. An Atlas of Coronal Hole Boundary Positions May 28 to November 21, 1973. Solar Physics 46, no. 2, p. 291-301, 1973.
10. Оль А.И. Солнечные данные, № 12, с. 84-85, 1966.

11. Оль А.И. Солнечные данные, № 9, с. 73-76; № 12, стр. 87-89, 1976.
12. Юнг. Солнце, СПб., 1898.
13. Hale G.E. Sidereal Messenger, 10, p. 257, 1891; Ap. J., 17, p. 341, 1903; Ap. J., 21, p. 159, 1904; Pub. A. S. P., 24, p. 223, 1912; Ap. J., 70, p. 265, 1929.
14. Lyot B. C. R. Acad. Sci., Paris, 197, p.1593, 1933.
15. Tousey R., Bartoe J.-D.F., Bohlin J.D., Brueckner G.E., Purcell J.D., Sherrer V.E., Sheeley N.R., Schumacher R.J., Vanhoosier M.E. A Preliminary Study of the Extreme Ultraviolet Spectroheliograms from Skylab, Solar Physics, 33, p. 265-280, 1973.
16. Livingston W.C., Harvey J.W., et al. Applied Optics, 15, no. 1, p. 40-52, 1976.
17. d'Azambuja d'Azambuja Bulletin astronomique, 11, p. 349, 1938
18. Кандрашов Э.В., Никифоров В.Г. Карты населенности уровня  $2^3s$  He I  $\lambda=10830 \text{ \AA}$  в хромосфере Солнца. Труды международной конференции «Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца», Пулково, Санкт-Петербург 17-22 июня 2002 г. с. 229-236.
19. Брейдо И.И. Фотографические шумы, отношение сигнал/шум и число градаций, передаваемых фотографическими материалами, Известия ГАО, № 177, с. 171-179, 1964.
20. Правдюк Л.М., Карпинский В.Н., Андрейко А.В. Амплитудное распределение яркости солнечной грануляции. Солнечные данные, № 2, с. 70-88, 1974.
21. Kaliniak A.A., Vassilieva G.J. Solar Physics, 16, no. 1, p. 37-39, 1971.
22. Кандрашов Э.В. Солнечные данные, № 1, с. 74-82, 1986.
23. Кандрашов Э.В. Солнечные данные, № 12, с. 80-89, 1987.
24. Кандрашов Э.В., Корепанов В.С. и др. Солнечные данные, № 6, с. 85-91, 1990.
25. Зуев А.Г., Кандрашов Э.В. и др. Солнечные данные, № 7, с. 82-88, 1990.
26. Goldberg L., Astrophysical Journal, 89, p. 673.

## **ВЛИЯНИЕ КОЛЕБАНИЙ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЭЛЕКТРОЭНЦЕФАЛОГРАММУ ЧЕЛОВЕКА**

**Кануников И.Е.<sup>1</sup>, Волкова М.А.<sup>1</sup>, Киселев Б.В.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский государственный университет, НИИ физиологии,  
igorkan@mail.ru*

<sup>2</sup>*Санкт-Петербургский государственный университет, НИИ физики*

## **THE INFLUENCE OF THE GEOPHYSICAL FIELDS FLUCTUATION ON THE HUMAN FUNCTIONAL STATE**

**Kanounikov I.E.<sup>1</sup>, Volkova M.A.<sup>1</sup>, Kiselev B.V.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of physiology St.Petersburg State University  
igorkan@mail.ru*

<sup>2</sup>*Institute of Physics St.Petersburg State University*

### **Abstract**

*The present investigation was made to study the influence of geomagnetic field fluctuation estimated by Ap index on the brain functional station. The longitude experiments with 16-channel electroencephalogram (EEG) registration were performed on four health subjects. EEG was recorded under three baseline conditions. The spatial synchronization EEG indexes were calculated. The indexes were calculated by the estimation of correlation coefficients between all sites pairs. EEG indexes were compared with the geomagnetic indexes in the experiment day and before one and two days (Ap, Ap-1, Ap-2, correspondingly).*

*It was shown some types of reaction. All subjects showed two-phase reaction – reduction of spatial EEG synchronization indexes in one areas and increase in another sites.*

*It is concluded that the nonspecific stress reaction is due to the described dynamic. The reduction of spatial EEG synchronization reflects the drop of cortical tonus under geomagnetic perturbation and the increase reflects reaction of compensation in the form of increase of brain tonus.*

Результаты многих наблюдений показывают, что нервная система человека, чувствительна к изменениям солнечной активности. Впервые на это обратил внимание А.Л. Чижевский [1], представив убедительный литературный материал о связи между солнечной активностью и частотой эпилептических припадков, смертности от заболеваний нервной системы, числом самоубийств. В дальнейшем были получены многочисленные подтверждения этого вывода. Показано, в частности, что во время повышенной солнечной активности наблюдается снижение скорости реакции, интенсивности внимания и объема кратковременной памяти, увеличивается вероятность принятия неверных решений [2]. Возникает вполне очевидный вопрос, влияет ли геомагнитная активность на электроэнцефалограмму (ЭЭГ) человека, которая является основным

объективным показателем деятельности головного мозга человека. К сожалению, работ подобного рода в литературе почти нет. С чем это связано? Во-первых, с необходимостью проведения специальных лонгитюдных (т.е. многодневных) экспериментов на одних и тех же людях. Для поиска взаимосвязи между геомагнитной активностью и тем или иным заболеванием достаточно провести статистическую обработку имеющегося материала. В данном же случае необходимо специально проводить многодневные исследования, что требует немалые материальные затраты. В известных нам нескольких работах по ЭЭГ исследовалась проблема цикличности ЭЭГ (10 Гц) и геомагнитных полей. Настоящее исследование проводилось специально в целях поиска влияния колебаний геомагнитного поля на электроэнцефалограмму человека.

Использовалась стандартная в электроэнцефалографии методика регистрации ЭЭГ. Регистрация ЭЭГ осуществлялась от 16 стандартных отведений в соответствии с международной системой регистрации ЭЭГ, называемой «10-20». Эта система устанавливает распределение электродов по поверхности головы над соответствующими мозговыми зонами. Регистрация ЭЭГ осуществлялась монополярно относительно так называемого индифферентного электрода, в качестве которого использовался электрод, объединяющий мочки ушей. Запись ЭЭГ осуществлялась в трех фоновых ситуациях: две с открытыми глазами и одна с закрытыми глазами. Длительность каждой ситуации составляла около одной минуты. Вся электрофизиологическая информация с помощью аналого-цифрового преобразователя квантовалась с частотой 250 отсчетов в секунду и вводилась в компьютер. После эксперимента все записи просматривались и из дальнейшего анализа удалялись участки, загрязненные помехами, связанными с движением, морганием глаз и тому подобными артефактами.

По электроэнцефалограмме мы определяли так называемую пространственную синхронизацию ЭЭГ, которой соответствовали коэффициенты корреляции между всеми парами отведений ЭЭГ. Эпоха анализа составляла около 60 секунд. Получалось 120 коэффициентов корреляции. Почему мы остановились именно на показателе пространственной синхронизации ЭЭГ, а не использовали, скажем, спектральную составляющую. Согласно литературным и нашим данным, этот показатель является весьма чувствительным индикатором тонуса коры головного мозга, причем с его помощью можно оценивать как локальную составляющую тонуса, характеризующую тонус той или иной области, так и глобальную, характеризующую тонус всей коры. Чем выше значения показателя, тем выше тонус и наоборот. На следующем этапе анализа проводилось сопоставление показателей синхронизации ЭЭГ с показателями геомагнитной активности. Поскольку наиболее прямым и



традиционным критерием возмущенности геомагнитного поля считается так называемый индекс  $A_p$ , то использовался именно он.

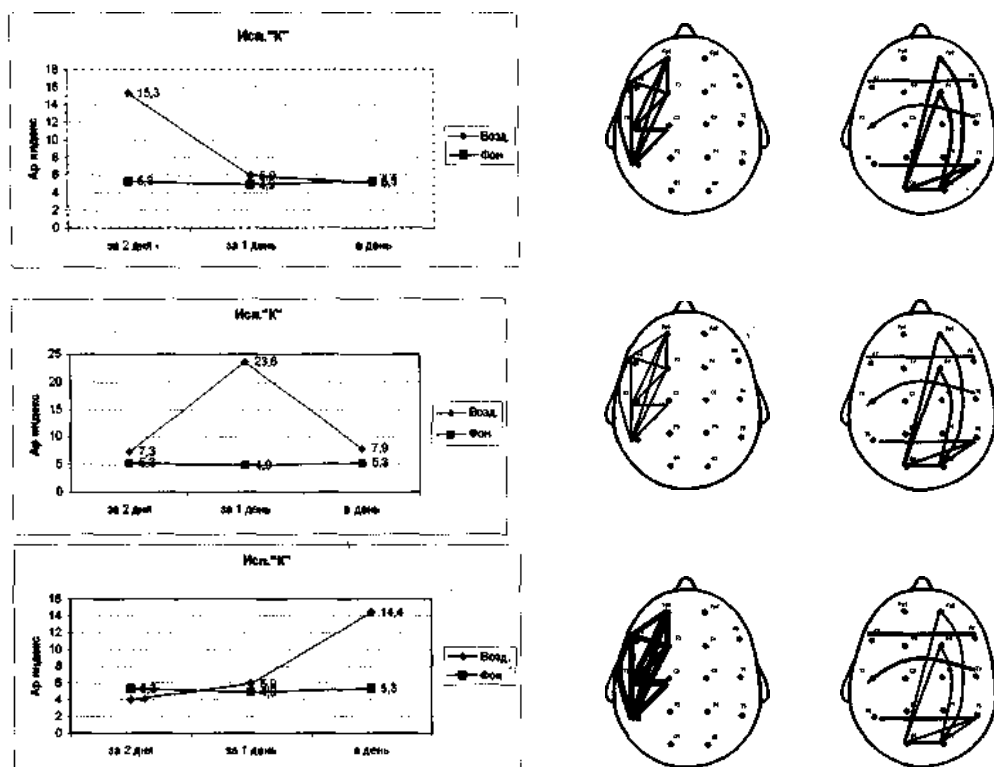
Двенадцать обсерваторий на Земле (в средних широтах) непрерывно измеряют вектор напряженности магнитного поля, а именно его горизонтальную ( $H$ ) и вертикальную ( $Z$ ) составляющие и склонение  $D$  – величину отклонения составляющей  $H$  от северного направления. Эти компоненты претерпевают постоянные изменения различной периодичности. Каждые 3 часа обсерватории отмечают максимальное отклонение этих составляющих от среднестатистической нормы для данного района. Затем это отклонение оценивают по десятибальной шкале (0 – норма, 9 – наибольшее из зарегистрированных когда-либо отклонений). В данной работе использовали суточные индексы  $A_p$ , выведенные из данных всех 12 обсерваторий. Суточные индексы получены путем усреднения 8-ми трехчасовых индексов за данные сутки.

С помощью специально созданной базы данных у нас была возможность обрабатывать корреляционные данные разными способами, усреднять разные комбинации, делить на группы, вычислять корреляции с  $A_p$ -индексами.

Представленный здесь материал основан на сопоставлении ЭЭГ-данных при различных значениях  $A_p$ -индекса.

Анализ значений  $A_p$ -индекса, полученные в дни, в которые проводились эксперименты, на испытуемом «К» показал, что возмущения геомагнитного поля – это значения выше 10 единиц. Большое число опытов, около 100, проведенных на данном испытуемом, позволили нам выделить следующие 4 группы экспериментов: 1) все три дня фоновые значения; 2) геомагнитное возмущение за 2 дня до регистрации ЭЭГ; 3) возмущение за 1 день; 4) возмущение в день опыта. На рис.1 справа представлены показатели, характеризующие разность между пространственной синхронизацией ЭЭГ в ответ на геомагнитное возмущение и в фоновом состоянии. Мы видим, что у испытуемого «К» во всех трех случаях тонус падает в лобно-височных областях левого полушария. В последнем случае, т.е. в день опыта такое падение достигает 1% уровня значимости. Справа показаны кортикальные области, в которых происходит увеличение тонуса, рассматриваемое нами как реакция компенсации в ответ на воздействие. Здесь два типа областей: симметричные левого и правого полушария и фронтально-затылочные правого полушария.

На рис.2 представлены данные трех других испытуемых, у которых число экспериментов было недостаточно, для аналогичного деления. В данном случае брались фоновые значения  $A_p$  и те дни, когда возмущения превышали фоновые значения. Как видно из рисунка, у всех троих



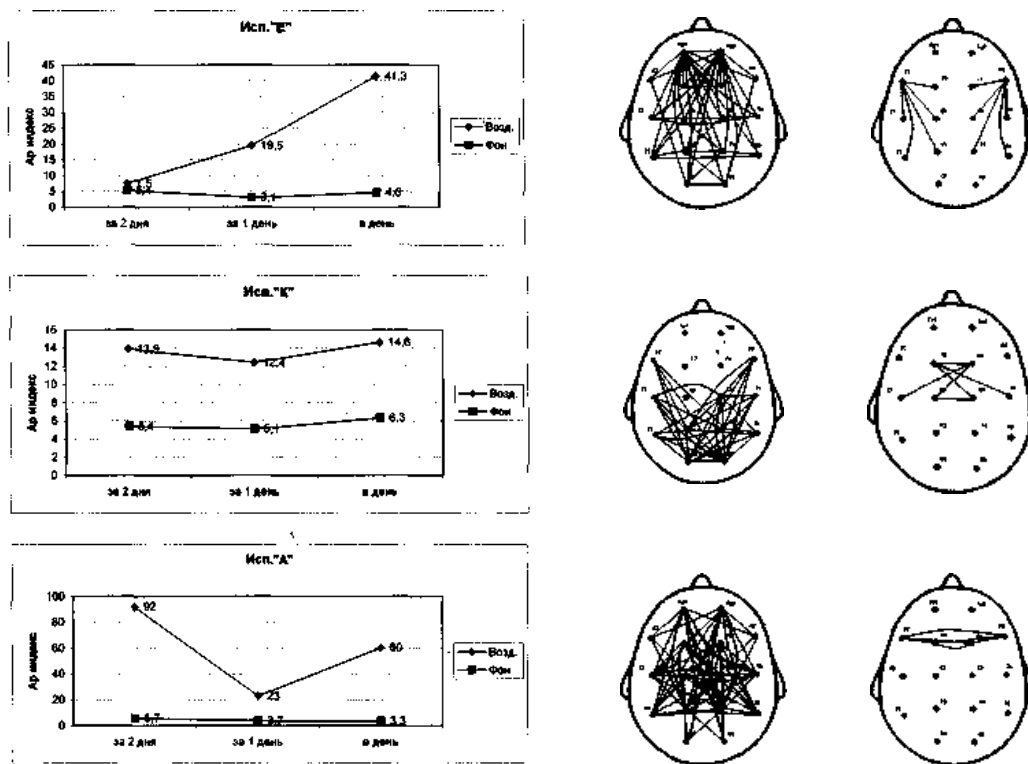
**Рис.1.** Влияние возмущений геомагнитного поля ( $A_p$ ) на показатель пространственной синхронизации электроэнцефалограммы у испытуемого «К».

В левой части рисунка представлены графики геомагнитной активности  $A_p$ , соответствующие трем группам дней, по которым осуществлялось сопоставление показателей синхронизации ЭЭГ со значениями, полученными в спокойные в геомагнитном отношении дни. Верхний график – геомагнитное возмущение ( $A_p$ ) за два дня до регистрации ЭЭГ, средний график - за день до регистрации, нижний график – в день регистрации.

В правой части рисунка, в левом столбце линиями объединены те пары отведений, в которых пространственная синхронизация ЭЭГ падает, правый столбец соответствует возрастанию синхронизации ЭЭГ.

испытуемых наблюдаются значимые снижения (левый столбец) и повышения тонуса (правый столбец). Однако эти реакции имеют строго индивидуальный характер, особенно в части возрастания тонуса. Надо иметь в виду, что изменения тонуса во всех случаях характеризуются очень малыми значениями. Если в терминах коэффициентов корреляции, то, например, фон – 0.47; воздействие – 0.39, т.е. от 5% до 10%.

Вывод: геофизические возмущения отражаются в характеристиках пространственной синхронизации ЭЭГ. Предполагается, что эти воздействия сопровождаются изменениями, характерными для адаптивной стресс-реакции, при этом повышение тонуса отражает реакцию компенсации.



**Рис.2.** Влияние возмущений геомагнитного поля ( $A_p$ ) на показатель пространственной синхронизации электроэнцефалограммы у трех испытуемых. В левой части рисунка представлены графики геомагнитной активности  $A_p$  у трех испытуемых, по которым осуществлялось сопоставление показателей синхронизации ЭЭГ со значениями, полученными в спокойные в геомагнитном отношении дни. В правой части рисунка, в левом столбце линиями объединены те пары отведений, в которых пространственная синхронизация ЭЭГ падает, правый столбец соответствует возрастанию синхронизации ЭЭГ.

Вопрос о природе детекторов этих полей остается самым сложным. Обнаружение американским ученым Дж. Киршвингом с соавторами [3] магнитных кристаллов в мозжечке, среднем мозге и всех мозговых тканях, кроме коры, у приматов и, что особенно интересно, во всех тканях надпочечников у человека может быть интересным для понимания механизмов воздействия магнитных бурь на организм. Однако остается открытым вопрос о том, почему искусственные электромагнитные поля, которыми окружил себя человек и которые на много порядков интенсивнее естественных, не оказывают столь мощного воздействия на организм человека. Здесь напрашивается некоторая аналогия с логикой гомеопатии.

Исследование выполнено благодаря поддержке за счет гранта Минобразования E0212.395

### **Литература**

1. Чижевский А.Л. Земное эхо солнечных бурь. М. 1976.
2. Холодов Ю.А., Лебедева Н.Н. Реакции нервной системы человека на электромагнитные поля. М. 1992.
3. Биогенный магнетит и магниторецепция. Новое о биомagnetизме. Под редакцией Дж. Киршвига, Д. Джонса, Б. Мак-Фаддена. Т.2. М. Мир. 1989.

## **ИЗМЕНЕНИЯ ЯРКОСТИ И НЕРАДИАЛЬНОСТИ КОРОНАЛЬНЫХ ЛУЧЕЙ ПО ДАННЫМ SOHO/LASCO-C2**

**Ким Гун-Дер, Макаров В.И., Тлатов А.Г.**

*Кисловодская Горная Станция ГАО РАН; solar@narzan.com*

## **VARIATIONS BRIGHTNESS AND NONRADIAL DIRECTIONAL PROPERTY OF CORONAL RAYS SOHO/LASCO-C2**

**Kim Gun-Der, Makarov V.I., Tlatov A.G.**

*Pulkovo astronomical observatory, Russia; solar@narzan.com*

### **Abstract**

*Based on analyzing corona images taken by the LASCO C2 instruments, a study is made of the behavior of the coronal rays in 1996-2003. It is executed measurement to brightness of corona within the range of heights  $2.3\div 5.5R$  with shift  $2^\circ$  along limb. They are made latitude-time distribution to intensities of corona on different heights. Using daily maps of corona is organized the measurement angle of coronal rays and streamers from radial direction. Noted that at period 1996-1999.5 coronal streamers tilted mainly to equator. After 1999.5 streamer are mainly declined to poles.*

### **Введение**

Появление в последние десятилетия новых телескопов-коронোগрафов для регулярных измерений плотности электронной короны как наземного (Mark 3,4) так и спутникового (SOHO/EIT/LASCO) базирования позволяет детально изучить процессы образования солнечной короны. Эти данные существенно дополняют длительные ряды наблюдений короны в спектральных линиях, проводимые на внеатменных коронোগрафах и эпизодические наблюдения “белой” короны во время полных затмений. Разные виды наблюдений отражают различные механизмы формирования короны. Наблюдение внутренней короны в жестком ультрафиолетовом и рентгеновском телескопе позволяют выделить арочные структуры в короне над биполярными активными областями, распространяющимися до высот  $1.1-1.2R$ , и области диффузионного свечения на высотах до  $1.1R$ . Диффузионная корона также проявляется в эпоху минимума активности и существует вне области корональных дыр над крупномасштабными магнитными полями с перемешанной полярностью. Наблюдения короны во время затмений и наблюдения белой короны на высотах до нескольких радиусов Солнца показывают наличие структур, имеющих повышенную плотность электронов в корональной плазме (К-корону). Их распределение значительно отличается от распределений спектральной короны. Так яркие корональные структуры присутствуют в эпоху минимума активности. В

эпоху максимума активности наблюдается корона в околополярных областях. Такое поведение распределения плотности связывается с наличием гелиосферного токового или нейтрального слоя [2]. Считается, что на высотах выше  $2.5R$  к гелиосферному токовому слою прижимаются яркие корональные лучи и стримеры, образуя пояс корональных стримеров [3]. В эпоху минимума активности гелиосферный токовый слой расположен в области солнечного экватора. С развитием цикла солнечной активности токовый слой имеет складчатый характер, заходя на высокие широты в северном и южном полушариях [4]. Помимо активных областей, источником корональных конденсаций могут быть нейтральные линии крупномасштабного магнитного поля, трассируемые в хромосфере волокнами и протуберанцами. Крупномасштабное поле Солнца в хромосфере и нижней короне имеет зональное распределение, разделяя области, занятые различной полярностью магнитного поля. С развитием цикла активности нейтральные линии магнитного поля смещаются к полюсам, причем их можно рассматривать как пояса, существующие, независимо в различных полушариях Солнца. В данной работе ставилась задача рассмотреть поведение солнечной короны на высотах  $2.5-5R$ , и определить условия формирования короны в и выявить основные источники формирования короны на этих высотах.

### **Обработка данных**

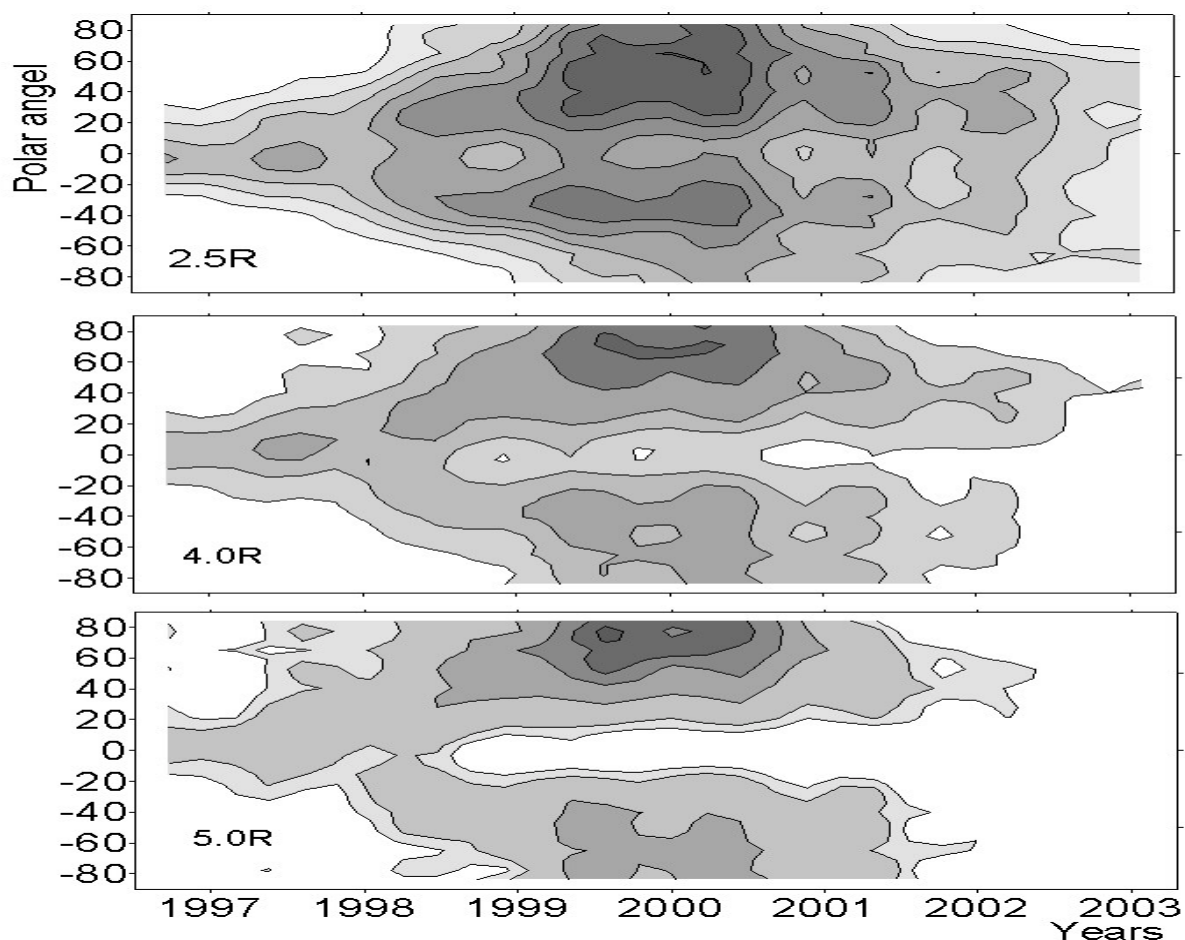
Исходными данными для обработки служили наблюдения на телескопе Lasco-C2, установленном на спутнике SOHO. Этот телескоп предназначен для регистрации электронной компоненты белой короны. Диапазон регистрируемых высот составил от  $2.3$  до  $5.5 R$ . Ежедневные данные в период с 05.1996 по 05.2003 были профотометрированы на различных высотах с шагом по  $2^\circ$  по лимбовому углу. Использовались данные, представленные как в fits так и в gif формате. Общий результат, близкий по обоим видам данным, но более нагляден по данным gif формата, поскольку в нем применена логарифмическая шкала для яркости изображений. Результаты распределения яркости короны в зависимости от положения по лимбовому углу и времени приведены на рис.1. В период минимума активности корона на различных высотах выше  $2.5R$  имеет наибольшую плотность вблизи экватора. С развитием активности ширина приэкваториального пояса короны растет, и в 1998 году образуется две ветви дрейфа яркой короны в направлении полюсов. Максимум яркости короны достигает в период 1999-2001 годов на средних и высоких широтах северного и южного полушарий.

Существует заметная асимметрия поведения короны в северном и южном полушариях. Корона северного полушария заметно ярче, что особенно наглядно проявляется на больших высотах. Период 1997-2001 годов соответствует периоду дрейфа поясов волокон к полюсам в процессе

переполюсовки магнитного поля. Обратная ветвь от высоких широт к экватору после завершения переполюсовки в 2001 году также проявляется, но на высотах менее  $4.0R$  и имеет значительно меньшую интенсивность короны.

Корона имеет долготную неоднородность. На рис. 2 представлены сводные синоптические карты за 1999 год на высотах  $2.5$  и  $4.0R$ . Активные долготы в северном и южном полушариях близки между собой, что не соответствует модели гелиосферного слоя [5].

Важной характеристикой структуры внешней короны является нерадиальность распространения корональных лучей и стримеров. Для измерения вариаций нерадиальности лучей с циклом солнечной активности в период 1996-2002 гг. на ежедневных изображениях короны по данным Lasco-C2 были нанесены направляющие центров стримеров корональных лучей. Среднее число выделяемых стримеров на одном изображении составляло около 20 в период минимума активности и 30-40 в периоды максимума солнечного цикла. По этим данным определялась нерадиальность направлений как угол между направляющей линией по центру коронального луча или стримера и радиальной линией, проведенной от центра Солнца, и касающейся направляющей на высотах  $\sim 2.3R$ . На рис.3а представлено широтно-временное распределение отклонения углов лучей от радиального направления для всех промеренных корональных структур. Число измерений в период 1996-2002 гг. близко к  $\sim 80$  тысячам, и основные числа представляют корональные стримеры. Можно выделить, два основных периода, связанных с развитием солнечного цикла. До периода  $\sim 1999.5$  года стримеры в обоих полушариях направлены к экватору. Это соответствует модели, предложенной Zhao, в которой стримеры имеют нерадиальное направление и отклоняются в период минимума активности к плоскому гелиосферному токовому слою под действием магнитного поля полярных корональных дыр. После 1995.5 года стримеры как в северном, так и южном полушариях разворачиваются в сторону полюсов. Максимум отклонений лучей к полюсам наблюдается в период 2000-2001 гг., т.е. в эпоху переполюсовки высокоширотных областей на Солнце. С другой стороны, в работе [7] в результате промера отдельных ярких корональных лучей показано, что нерадиальность корональных лучей не изменяется с фазой цикла, а носит только широтный характер. Причем лучи с широтой до  $60^\circ$  отклоняются в основном к экватору, а на больших широтах отклонены к полюсу. Для проверки этой гипотезы нами было построено распределение только для ярких корональных структур, приведенное на рис.3б. Оказалось, что также как и стримеры, направление ярких корональных структур меняется с фазой цикла и после периода 1999.5 лучи



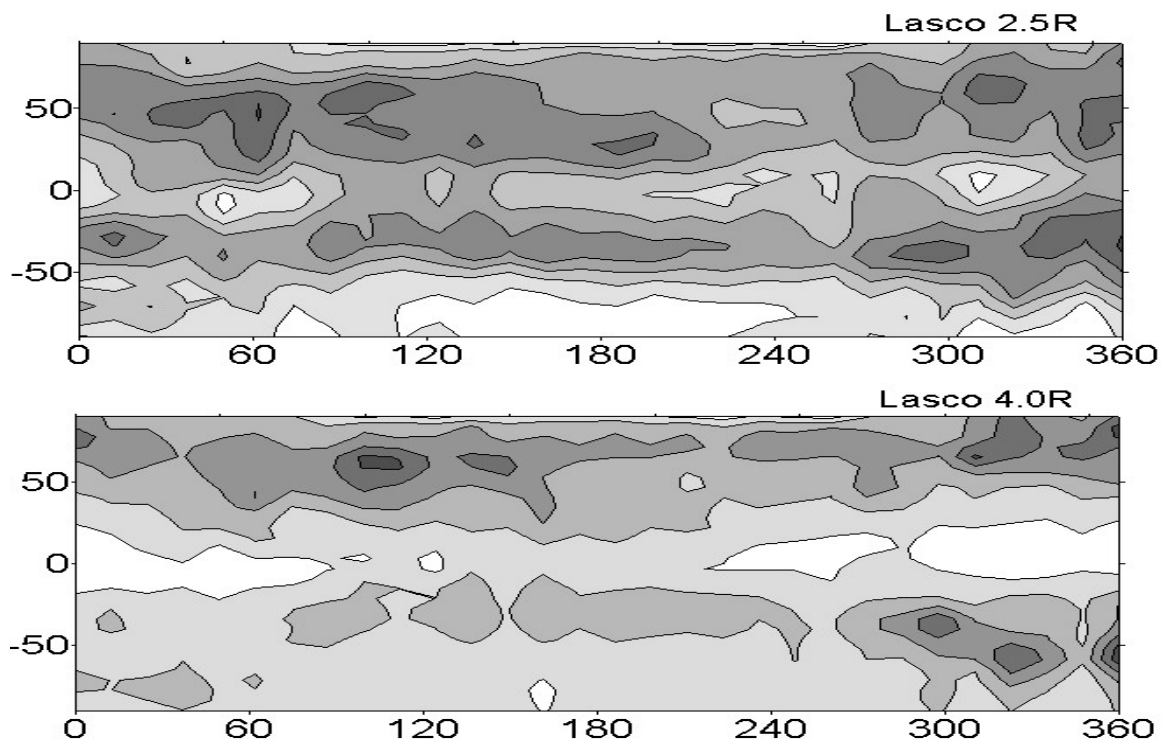
**Рис.1.** Распределения плотности короны по данным Lasco-C2 на высотах 2.5R, 4R, 5R в зависимости от лимбового угла и времени. Данные были сглажены на интервале 0.5 года.

на всех широтах отклонены к полюсам. Существует некоторое различие между углами наклона стримеров на восточном и западном лимбах.

### Обсуждение

Таким образом, проведенный анализ показал, что модель распределения внешней короны в представлении о гелиосферном токовом слое, притягивающим корональные стримеры, имеющие источники на фотосфере на средних широтах, не совсем адекватно описывает реальное распределение яркости короны. Так существует асимметрия распределения яркости короны до переполюсовки магнитного поля и после нее. Вероятно, это обусловлено наличием дрейфа волокон и нейтральных линий к полюсам, над которыми существует корональные конденсации, формирующие яркие корональные структуры на расстояниях 4R и выше. Роль корональных стримеров лучше проявляется на низких высотах 1.5-2.5R [1], где яркость короны имеет ветви дрейфа от высоких широт к экватору. Долготная неоднородность не имеет ярко выраженного

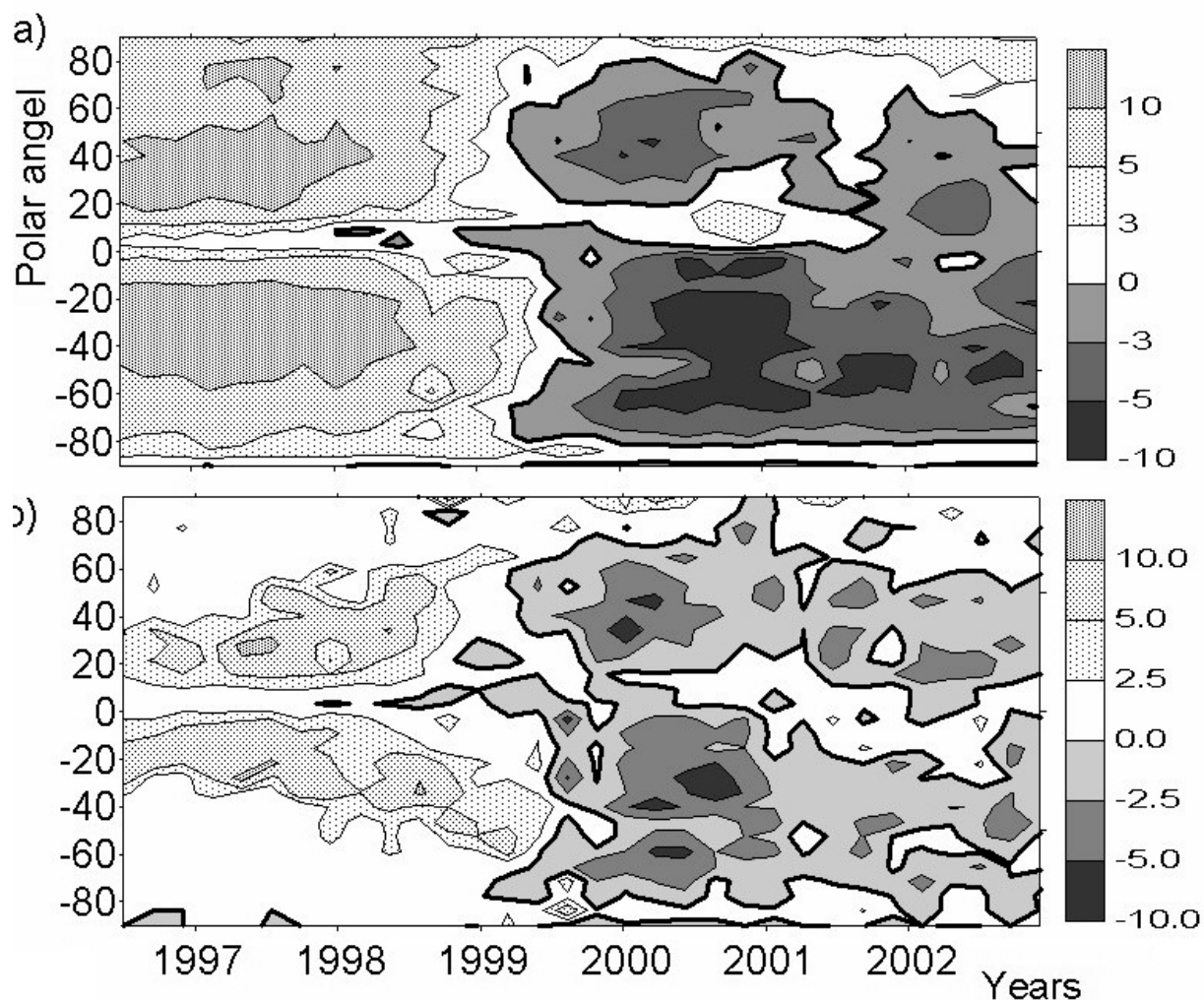




**Рис.2.** Сводная синоптическая карта для оборотов 1944-1957 (1999 г.) распределения яркости короны на высотах 2.5R и 4.0R.

характера, как это требует модельное представление о гелиосферном токовом слое [2,5]. С другой стороны в подтверждение применимости модели гелиосферного слоя служит наличие ветви дрейфа от высоких широт к экватору после завершения переполюсовки магнитного поля. Также при просмотре серии последовательных изображений Lasco-C2 можно заметить, что яркие лучи ото дня ко дню поворачиваются на некий угол по или против часовой стрелки, что и должно быть, если лучи расположены вдоль изогнутого гелиосферного слоя. Эти факты указывает на то, что модель гигантских петель над нейтральными линиями [6] также неадекватно описывает распределение корональных структур. Полярное магнитное поле значительно влияет на направление корональных лучей. Причем существенной разницы между отклонением ярких корональных лучей и стримеров не существует. Возможно, отклонение лучей, тесно связано с геоэффективностью солнечной гелиосферы на возмущения магнитного поля Земли.

Таким образом, в настоящее время становится актуальной задачей создания приемлемой модели формирования короны на высотах выше 1.5R. В этой модели должно быть представлено описание источников короны как от активных областей, так и над нейтральными линиями, и учтена нерадиальность лучей, меняющаяся с фазой солнечного цикла.



**Рис 3.** Отклонение лучей от радиального направления в зависимости от положения полярного угла и времени для: а) всех промежуточных корональных лучей и стримеров; б) только ярких лучей. Области значений отрицательных (направленных к полюсу углов) залиты сплошным серым цветом.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ N 03-02-16091 и 02-02-16035.

### Литература

1. Тлатов А.Г., Макаров В.И. 2002, в сб. Солнечная активн. и косм. лучи., ред. В.И. Макаров, В.Н. Обридко, С.-Петербург, с.531.
2. Hoeksema J.T. //Structure and evolution of the large scale solar and heliospheric magnetic fields. Ph. D. Diss. Stahford Univ., 1984.
3. Bohlin J. David,: 1970, Solar corona streamer, Solar Phys. 12, 240.
4. Wang, Y.-M.; Sheeley, N. R., Jr. 1992, ApJ, v.392. p.310.
5. Zhao, X., Hoeksema, J. T. 1995. Advances in Space Research, v. 16, p. 181.
6. Benevolenskaya E.A., Kosovichev A.G., Sherer P.H., 2001, Ap.J., 554, 107L.
7. Eselevich, V.G.; Eselevich, M.V. 2002, Solar Physics, v. 208, p. 5.

## СТАТИСТИЧЕСКИЙ R/S-АНАЛИЗ СОЛНЕЧНОЙ И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

**Киселев Б.В.<sup>1</sup>, Волобуев Д.М.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*НИИ физики СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>2</sup>*ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

## STATISTICAL R/S-ANALYSIS OF SOLAR AND GEOMAGNETIC ACTIVITY

**Kiselev B.V.<sup>1</sup>, Volobuev D.M.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of physics SpBSU, Saint-Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*GAO RAN, Saint-Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*The Hurst exponent for the Wolf numbers, aa-index of geomagnetic activity and meteo data calculated.*

*Comparison of graphs  $\log(R/S)$  versus  $\log(\tau)$  provides a more information on the processes under consideration. So, the graphs for monthly Wolf numbers and those for aa-index are identical at time scales more than 8 years, and differs at time intervals 2..8 years.*

В настоящее время наблюдается значительное повышение интереса как к чисто теоретическим и модельным исследованиям хаотических процессов, так и к приложениям разработанного математического формализма и терминологии к различного рода физическим процессам и явлениям. Все длинные временные ряды (часто индексы), накопленные в солнечной физике, геофизике, метеорологии, климатологии, весьма сложны с точки зрения физики, определяющей данные процессы и, соответственно, с точки зрения их предсказания, или определения степени взаимосвязанности тех или иных процессов. Детальное моделирование физических процессов, имеющих на выходе сравнительно простой временной ряд, требует как развития громоздкого математического аппарата, так и огромных вычислительных мощностей.

Одним из перспективных методов анализа динамики можно назвать статистический R/S-анализ, созданный Г. Харстом [1], как итог изучения данных годовых стоков Нила. Этот метод исследования недостаточно хорошо известен в статистической практике, хотя он, безусловно, заслуживает большего внимания. Объясняется это тем, что метод Харста, будучи робастным, позволяет выявить в статистических данных такие свойства, как кластерность, тенденцию следовать по направлению тренда, сильное последствие, сильную память, быструю перемежаемость последовательных значений, фрактальность, наличие периодических

и непериодических циклов, способность различать «стохастическую» и «хаотическую» природу шума и т.п.

Помимо основополагающей работы Г. Харста в развитии теории  $R/S$ -анализа, его методологии и применении, значительную роль сыграли работы Б. Мандельброта [2]. Содержательный разбор статистического  $R/S$ -анализа и его возможностей можно найти в монографии А. Ширяева [3,] где показана тесная связь  $R/S$ -анализа (т. н. показателя Харста) с такими вероятностно-статистическими понятиями, как устойчивые распределения, полет Леви и фрактальное броуновское движение. Следует отметить монографию Федера [4].

В 1951 году британский климатолог Г. Харст (Harold Edwin Hurst), проведший более шестидесяти лет в Египте, участвуя в гидрогеологических проектах, связанных с Нилом, опубликовал работу, в которой излагался (экспериментально им обнаруженный) неожиданный эффект в поведении флуктуаций годичной водности Нила и ряда других рек. Суть этого эффекта в следующем.

Пусть  $x_1, \dots, x_n$  — величины годичных уровней (скажем, Нила в некоторой его части) за  $n$  последних лет. «Хорошей» оценкой их среднего значения будет величина  $\frac{1}{n} X_n$ , где  $X_n = \sum_{k=1}^n x_k$ . Отклонение  $X_k$  за  $k$  последовательных лет от среднего (эмпирического) значения, подсчитанного по данным за  $n$  лет, есть величина

$$X_k - \frac{k}{n} X_n,$$

и, следовательно, минимальным и максимальным отклонениями являются величины

$$\min_{k \leq n} \left( X_k - \frac{k}{n} X_n \right) \quad \text{и} \quad \max_{k \leq n} \left( X_k - \frac{k}{n} X_n \right).$$

Обозначим

$$R_n = \max_{k \leq n} \left( X_k - \frac{k}{n} X_n \right) - \min_{k \leq n} \left( X_k - \frac{k}{n} X_n \right) —$$

величину «размаха», характеризующую степень отклонения кумулятивных величин  $X_k$  от их среднего значения  $\frac{k}{n} X_n$  за последовательные  $n$  лет.

В своей экспериментальной практике Г. Харст, на самом деле, оперировал не с величинами  $R_n$ , а с нормированными величинами  $Q_n = R_n/S_n$ , где  $S_n$  — эмпирическое стандартное отклонение —

$$S_n = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n x_k^2 - \left( \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n x_k \right)^2},$$

вводимое с целью получения статистики, инвариантной относительно замены  $x_k \rightarrow c(x_k + m)$ ,  $k \geq 1$ , что является желательным свойством,

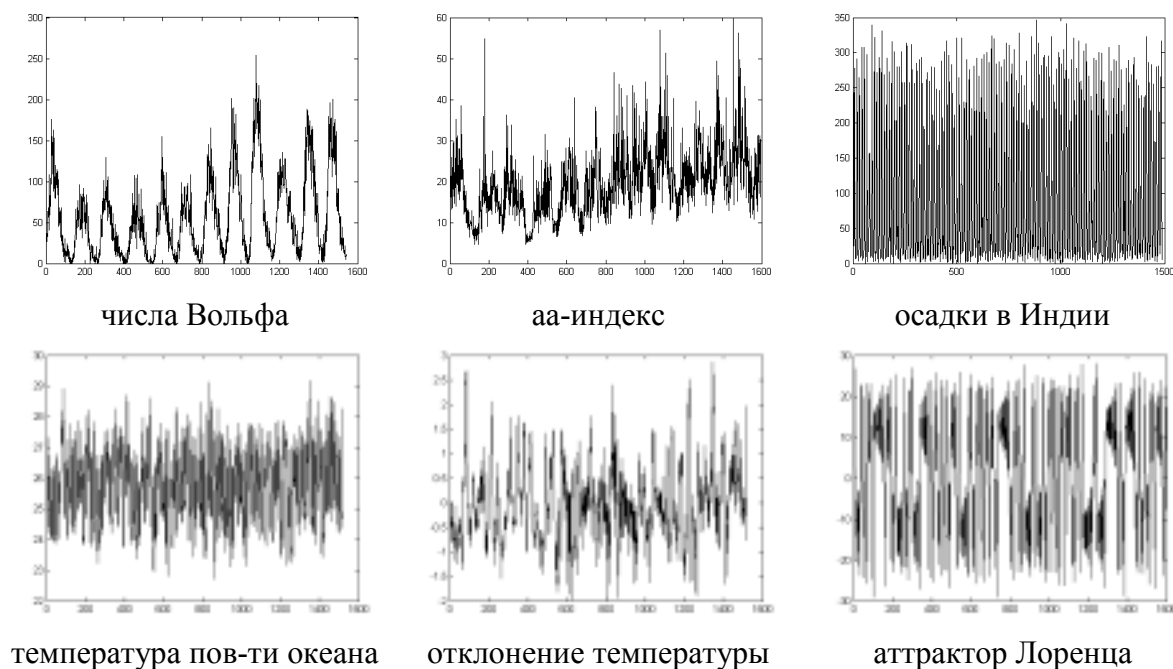
поскольку даже среднее значение и дисперсия величин  $x_k$ , как правило, остаются неизвестными.

Основываясь на большом фактическом материале наблюдений за стоками Нила в период 622—1469 гг. (т.е., за 847 лет), Г. Харст обнаружил, что для больших значений  $n$  статистика  $R_n/S_n \sim cn^H$ , где  $c$  — некоторая константа, эквивалентность « $\sim$ » понимается в некотором подходящем смысле, а параметр  $H$ , называемый теперь «показателем Харста», оказался примерно равен 0,7.

Для оценки величины показателя  $H$  обычно анализируется зависимость отношения  $R/S$  от длины «элементарного» участка ряда  $L$ . Исходным материалом для такого анализа служит таблица отношения  $R/S$  при разных  $L$ . Для оценки величины отношения при заданном  $L$  исходный ряд  $Y_t, t=1..N$  делится на участки по  $L$  точек каждый. Для каждого участка оценивается стандартное отклонение  $S$  и «размах»  $R$ . Когда  $L \ll N$ , количество «элементарных» участков может быть довольно большим, что позволяет не только оценить среднее по всем участкам значение  $R/S$  при заданном  $L$ , но и найти его погрешность.

Полезно представить результат в виде графика  $\lg(R/S)$  от  $\lg(L)$  или в логарифмической шкале. Методом наименьших квадратов выбирая необходимые участки определить значение показателя  $H$ . Рассмотрим общепринятую интерпретацию значений  $H$ :

<b><math>0 &lt; H &lt; 0,5</math></b>	Корреляция отрицательна, сильная перемежаемость последовательных значений, антинастойчивость (antipersistentce). Иначе говоря, в каждый момент времени $n$ система «помнит», что если значение $X_n$ оказалось больше $X_{n-1}$ , то в следующий момент времени значение $X_{n+1}$ должно быть с большей долей вероятности меньше $X_n$ . И при $H \rightarrow 0$ вероятность такого события увеличивается.
<b><math>H = 0,5</math></b>	Белый шум, гауссова последовательность независимых нормально распределенных величин. Корреляция отсутствует. Процесс с нулевой памятью.
<b><math>0,5 &lt; H &lt; 1</math></b>	Корреляция положительна. Сильная память. Сильное последствие. Тенденция следовать по направлению тренда (persistence). Иными словами, при $H \rightarrow 1$ вероятность того, что за значением $X_{n-1}$ последует значение $X_n \geq X_{n-1}$ и $X_{n+1} \geq X_n$ .
<b><math>H = 1</math></b>	Идеальная настойчивость. Гладкая функция, имеющая хотя бы одну производную.
<b><math>H &gt; 1</math></b>	Статистика Леви. Процессы с фрактальным временем. Временные точки разрыва производной. Сильные тренды.



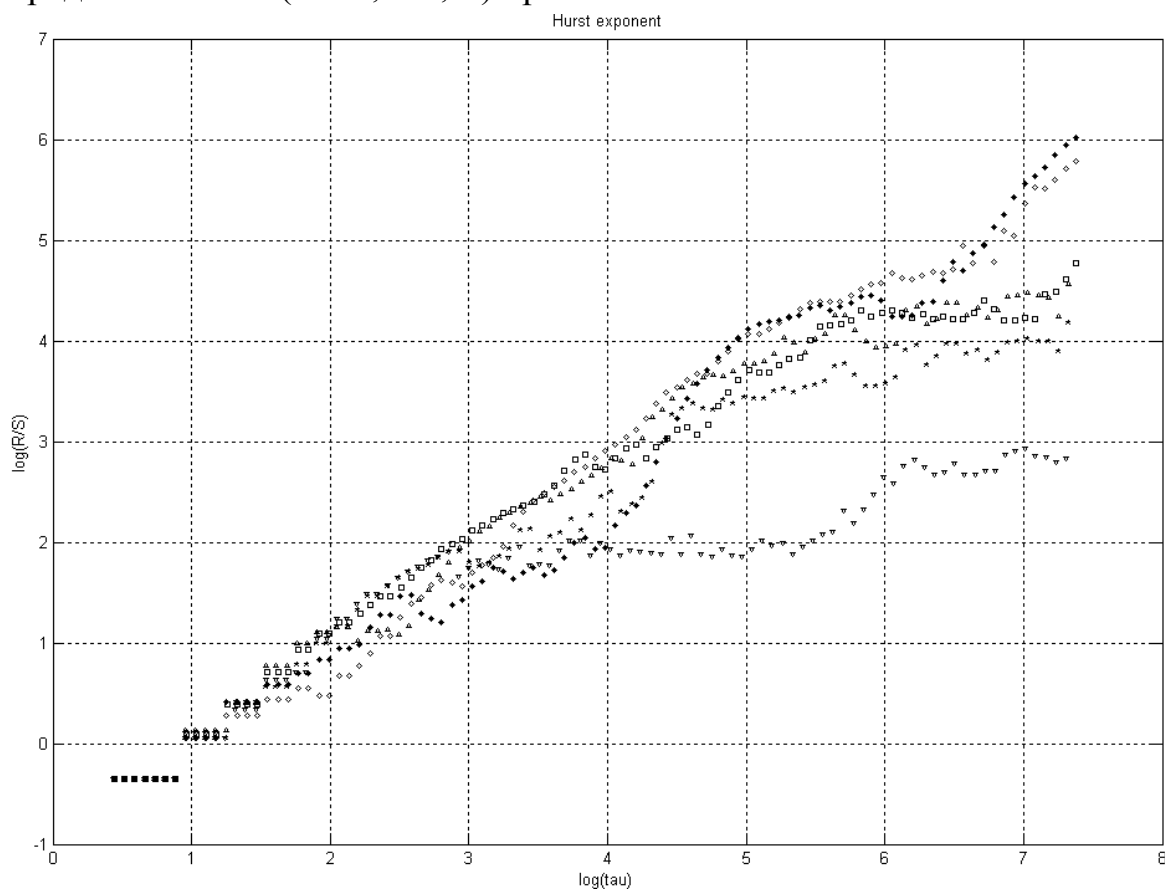
**Рис. 1.**

Проведен расчет показателя Харста для чисел Вольфа и aa-индекса, как наиболее длинных рядов характеризующих солнечную и геомагнитную активности, а также для ряда температуры поверхности океана и величины осадков в Индии с 1868 г. (<http://paos.colorado.edu>), рис. 1.

Сопоставление графиков  $R/S$  (aa-индекса и чисел Вольфа) позволило выявить особенности в динамике индексов. Оказалось, что на масштабах более 8 лет (собственно солнечный цикл) наблюдается синхронное изменение величины  $R/S$ , в тоже время на масштабах от 2 до 8 лет графики расходятся, хотя величина показателя одинакова в пределах точности (0,928 для чисел Вольфа, 0,918 для aa-индекса). Подобные оценки величины  $H$  соответствуют фрактальному броуновскому движению. Интересно, что  $R/S$  графики для температуры поверхности океана ( $H = 0,69$ ) и aa-индекс имеют идентичное поведение на масштабах от 2 до 8 лет. На масштабах более 8 лет  $H = 0,28$  для температуры, что может говорить о сильной перемежаемости и хаотическом поведении. Заметим, что классические хаотические отображения типа Хенона, Логистического имеют  $H$  порядка 0,3. Если мы обратимся к  $R/S$ -графику для отклонения температуры ( $H = 0,77$ ) и сравним его с графиком для чисел Вольфа, то увидим идентичность на масштабе меньше 8 лет, а с графиком для aa-индекса — расхождение. На масштаба более 8 лет оба метеоряда имеют статистику, отличную от статистики чисел Вольфа и aa-индекса. Формально показатель  $H$  со значениями 0,69—0,77 имеет аттрактор Лоренца. Поведение  $R/S$ -графика для ряда осадков в Индии резко отличается от поведения уже рассмотренных; значение  $H = 0,3$  по всем  $\tau$  говорит о наличии сильной перемежаемости, хотя в интервале от 2 до 16



лет  $H = 0,08$ , что говорит о наличии цикличности; примерно такого же порядка значение ( $H = 0,14..0,18$ ) принимает на масштабах более 40 лет.

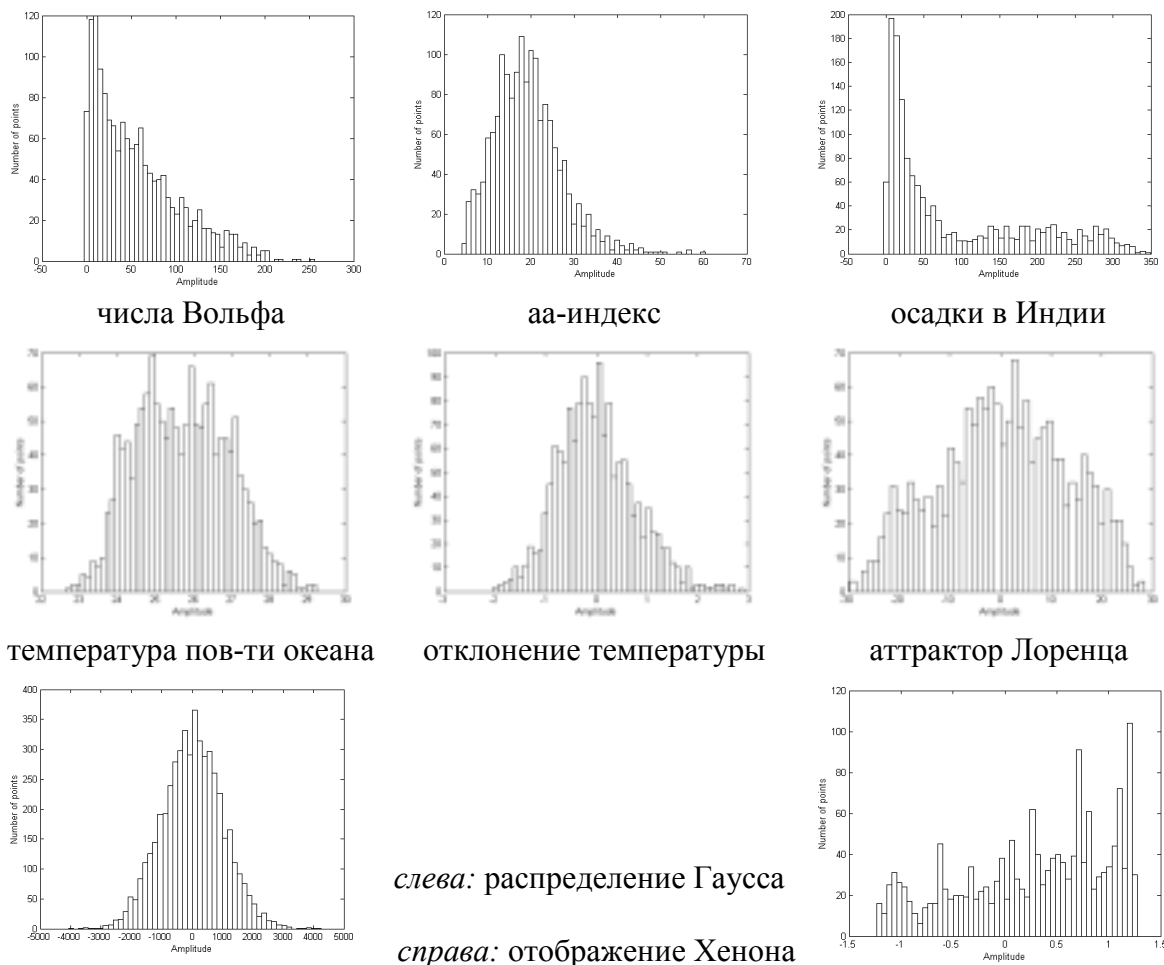


**Рис. 2.**

На рис. 2:  $\blacklozenge$  — aa-индекс;  $\diamond$  — числа Вольфа;  $\nabla$  — осадки в Индии;  $\star$  — температура поверхности океана;  $\triangle$  — отклонение температуры;  $\square$  — аттрактор Лоренца.

Как было показано Ширяевым [3], показатель Харста  $H$  связан с устойчивыми распределениями и поэтому целесообразно построить амплитудные распределения для исследуемых рядов. На рис. 3 приведены распределения для 50 градаций амплитуды; на рисунке также показаны распределения для отображения Хенона, аттрактора Лоренца и нормальное распределение. Можно говорить, что вид распределений подтверждает выводы, которые можно сделать при анализе  $R/S$ -графиков. Действительно, распределения для чисел Вольфа и aa-индекса ассиметричны и справа имеют так называемые «тяжелые» хвосты, т.е. более вытянутые по сравнению с нормальными распределениями, что характерно для фрактального броуновского движения и полета Леви. При этом показатель Харста порядка 0,9 и в случае полета Леви может превышать 1. Вид распределения для температуры поверхности океана подобен распределению для аттрактора Лоренца при значения  $H$  порядка 0,7—0,75. Распределение для осадков с точностью до зеркального

изображения подобно распределению для отображения Хенона при  $H$  порядка 0,3—0,4.



**Рис. 3.**

## Выводы

В результате применения статистического  $R/S$ -анализа (показатель Харста) для исследования связанных процессов солнечной и геомагнитной активностей, метеопараметров удалось найти сходство и различие в их динамике, определить морфологические признаки, указывающие на возможность хаотического поведения.

Особенно интересен результат в различии  $R/S$ -статистик чисел Вольфа и aa-индекса на масштабах 2—8 лет.

## Литература

1. Hurst H. Transactions of american society of civil engineers, 1951, v. 116, p. 770—808.
2. Мандельброт Б. Фрактальная геометрия природы, М., 2002.
3. Ширяев А. Н. Основы стохастической финансовой математики, 1998.
4. Федер Е. Фракталы. М., Мир, 1991.

Работа поддержана грантом РФФИ 02-05-64441.



## **ON THE MAIN PHASES OF THE SOLAR CYCLE ON THE SUN AND IN THE HELIOSPHERE**

**Krainev M.B.**

*Lebedev Physical Institute, RAS, Leninsky Prospect, 53, Moscow, Russia,  
krainev@fian.fian.dns.mipt.ru*

### **Abstract**

*The utility and problems of the division of the solar cycle in the modulation of the galactic cosmic ray intensity into the main phases – the minimum, ascending, maximum and descending - are considered. The role of the very local interstellar medium in the Earth environment is briefly discussed.*

### **Introduction**

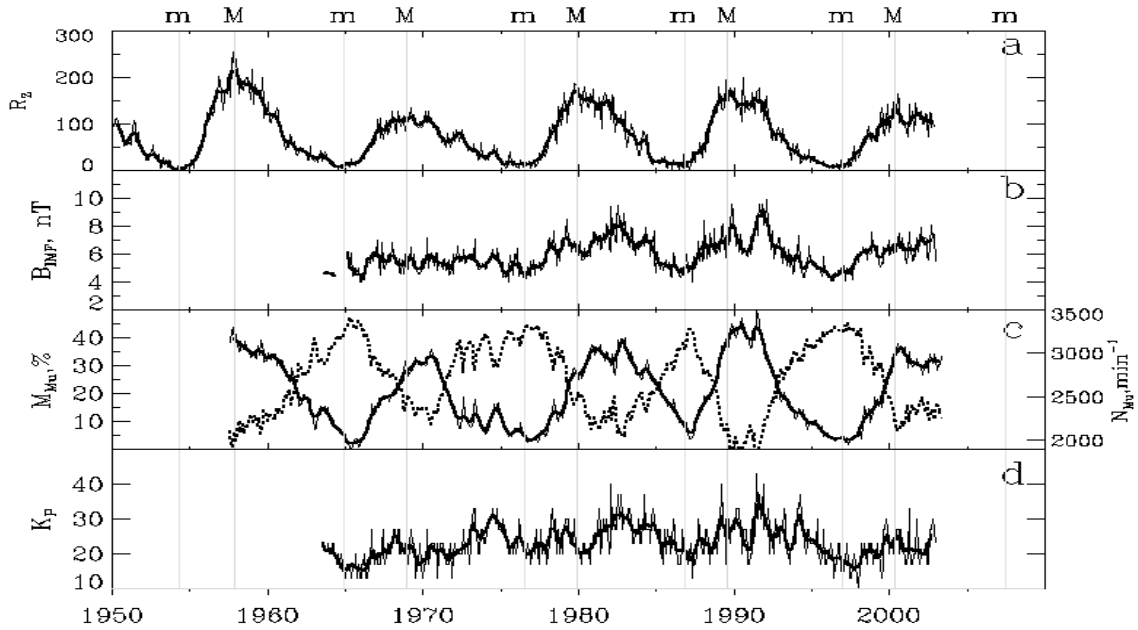
If we define 'heliosphere' as a space surrounding the Sun with the plasma and magnetic field originated on the Sun and controlled by it, this definition implies that in different heliospheric characteristics one can see variations inherent in the surface layers of the Sun. In particular, the main solar variation in the sunspot number, magnetic flux and so on, known as the 11-year cycle or, simply, solar cycle (SC), is reflected in many heliospheric characteristics. We are interested in isolating the extreme phases (minima and maxima) of the solar cycle in the galactic cosmic ray (GCR) intensity modulation in order to consider both the main long-term variations of the GCR and some specific for these phases GCR effects.

In this paper we, first, consider the solar cycle variations in the heliosphere and show that the GCR intensity modulation is one of the parameters which solar cycle reminds that of the sunspot number in the most degree. So in search of the workable SC phases classification for the GCR intensity modulation we should look at the known classifications for solar activity and we discuss some classification as an initial point. Then some questions concerning the above SC main phases for the GCR intensity modulation are outlined and briefly discussed. In the end in compliance with the climatic and ecological aspects of the conference we briefly remind the general views about the heliospheric surroundings and what would be if the Sun were slightly off its place in the Galaxy.

### **The solar cycle in the solar and heliospheric characteristics**

In Fig. 1 the time history of the relative Zurich sunspot number ( $R_Z$ , panel *a*) is compared for 1950 - 2003.5 with those of some heliospheric parameters. The strength of the interplanetary magnetic field  $B_{IMF}$  near the Earth is depicted in panel *b*. Panel *c* shows the GCR intensity (the monthly count rate  $N_{Mu}$  of the omnidirectional Geiger counter in the maximum of the transition curve in the

stratosphere at Murmansk – the dotted line, right y-axis) and its modulation with respect to 1965 solar minimum,  $M_{Mu} = (N_{Mu}^{1965} - N_{Mu}) / N_{Mu}^{1965} \cdot 100, \%$ , where  $N_{Mu}^{1965}$  is the count rate for 5.1965 (solid lines, left y-axis). The magnetospheric  $K_p$  index is shown in panel *d*. The initial, 27-day or monthly average, data are taken from [1] and shown by the thin lines, while the thick lines are for the 7 point smoothed data. The thin vertical dotted lines show the maxima (labeled with *M*) and minima (*m*) in the 13-month smoothed sunspot number.



**Figure 1.**

As one can see from Fig. 1 the solar cycle in the GCR intensity modulation is the most pronounced and smooth when compared with other heliospheric indices shown. Besides the solar cycle in the GCR intensity modulation reminds that in the sunspot number in the most degree. The probable cause of these facts is that the GCR intensity, even measured at one point in the heliosphere, is in fact the global heliospheric index, as the GCRs effectively “average” relevant heliospheric characteristics along their way to the point of measurement.

We also use Fig. 1, *c*, to illustrate what GCR effects we keep in mind when we are seeking to isolate the SC extreme phases in the GCR intensity modulation. One can see that at some time ( $t=t_m^{GCR}$ ) about a few months after the SC minimum the GCR intensity peaks at its local maximum, while at some time ( $t=t_M^{GCR}$ ) after the maximum in  $R_Z$  the GCR intensity reaches its local minimum. If one knows the GCR intensity  $J_m$ , corresponding to the minimum of solar activity (and better still, its dependence on the particle energy, position in the heliosphere etc.), it is possible to study the so-called *residual* GCR intensity modulation,  $J_{IS} \rightarrow J_m$ , of the interstellar intensity  $J_{IS}$  to that corresponding to the most quiet Sun,  $J_m$ . As the  $J_m$  changes when one moves to the past solar cycles

(it can be done with the GCR radioactive tracers, [2]), the long-term or *secular* variation of the heliospheric and solar activity can be studied. Similarly, knowing also the GCR intensity  $J_M$ , corresponding to the maximum of solar activity, *the 11-year GCR intensity modulation* can be studied,  $J_m \rightarrow J_M$ . Besides one can see that both the value of  $J_m$  and the form of the intensity time profile around it are different for the successive solar cycles, which is due to opposite polarity distribution of the large-scale interplanetary magnetic field, which in turn is the manifestation of the 22-year, or magnetic, solar cycle. Around solar activity minima this polarity is usually described by the quantity  $A=+1$  or  $A=-1$ , which sign coincides with that of the radial component of the high-latitude magnetic field in the northern photosphere. So *the 22-year variation* in the GCR intensity,  $J_{m,+} \leftrightarrow J_{m,-}$ , can be studied (the second subscript stands for the sign of  $A$ ).

However, it is clear that to determine in proper way the above extreme values -  $J_{m,+}$ ,  $J_{m,-}$ , and  $J_M$  - one should consider the GCR behavior in some time intervals  $t_m^1 < t < t_m^2$  and  $t_M^1 < t < t_M^2$  around  $t_m^{GCR}$  and  $t_M^{GCR}$ , respectively, when this behavior has some features common to the interval in question and distinguishing it from the preceding and following solar cycle phases. We call these intervals the minimum and maximum or *extreme phases* of the solar cycle. As one can see from Fig. 1,  $c$ , beside being useful in defining the extreme GCR intensity values, the minimum SC phase is characterized by the processes *forming the intensity time profiles different for the successive solar cycles* while the maximum SC phase is characterized by *the double-peak structure* (or *Gnevyshev Gap effect*, see [3]) in the GCR intensity modulation.

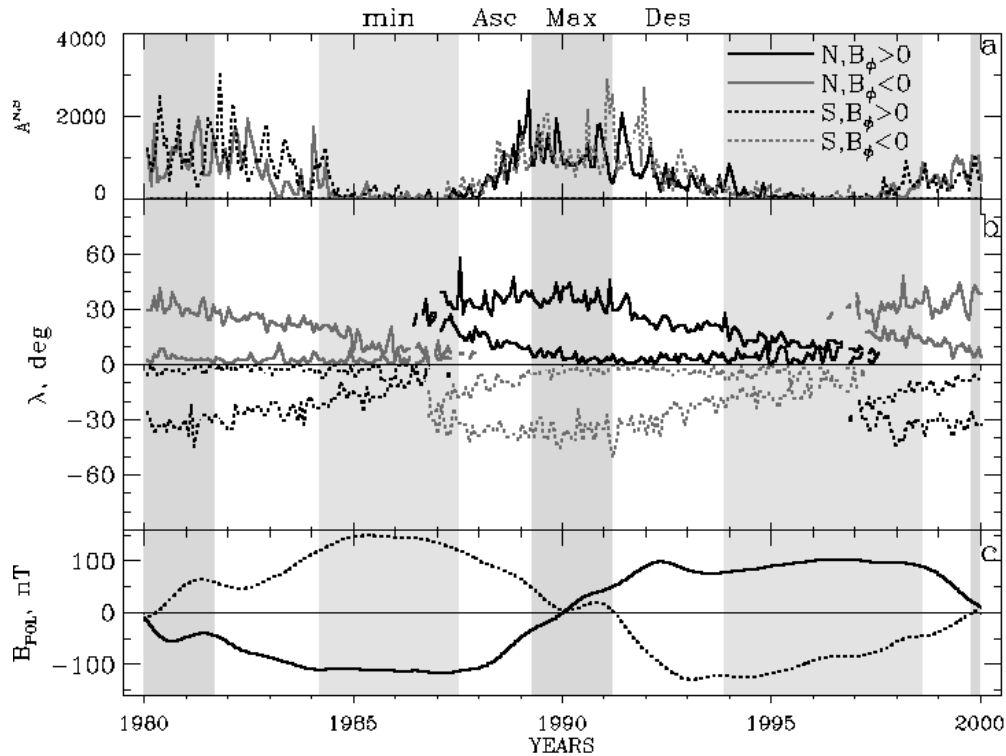
### **The Vitinsky-Kuklin-Obridko solar cycle phases classification**

As we are interested in isolating the SC extreme phases in solar cycle in GCR intensity modulation and as this solar cycle is very similar to that in  $R_Z$ , we looked at the known SC phases classifications for the photospheric (and nearby) activity and we found that of Vitinsky, Kuklin, and Obridko (VKO), [4-6], to be the best as an initial point.

First, let us describe some terms we widely use. The development of the solar cycle can be described as the interaction of the toroidal ( $T$ ) and poloidal ( $P$ ) subphotospheric magnetic fields and the alternating transition of the energy from  $T$ - to  $P$ -fields and back. Accordingly at the photosphere one can see the phenomena of the  $T$ -branch of solar activity (sunspots with the ordered toroidal magnetic fields and other objects (active regions) linked to them) and those of the  $P$ -branch (much weaker but large-scale poloidal magnetic fields at the polar latitudes and between the active regions, also polar faculae etc).

In Fig. 2 the Carrington rotation averaged sunspot area ([7], panel a) and latitude range occupied by the spots (b) are shown for each hemisphere for 1980-2000 together with the line-of-sight component of the polar photospheric magnetic field as seen from the Earth, [8], (panel c). Also shown by the shade

are the periods isolated in [6] as the extreme phases. Note that the polarity of the sunspots (the sign of  $B_\phi$ ) is also reflected in Fig.2, *a*, *b*.



**Figure 2.**

Without going into details, we can give the following brief description of the SC main phases (according to [4] but using our terms):

- **min**,  $t_{Dm} < t < t_{mA}$ , - the minimum phase, the period when the sunspots of the old and new azimuthal polarities coexist; the strength of the *T*-phenomena reaches its minimum, while that of the *P*-branch attains its maximum
- **Asc**,  $t_{mA} < t < t_{AM}$ , - the Ascending phase, the period when both *T*- and *P*-phenomena are pronounced, characterized by the spontaneity of the activity
- **Max**,  $t_{AM} < t < t_{MD}$ , - the Maximum phase, the period when the strength of the *P*-phenomena reaches its minima and their dipole-like polarity changes sign, while the *T*-branch is at its maximum with the pronounced double-peak-structure
- **Des**,  $t_{MD} < t < t_{Dm}$ , - the Descending phase, when again both *T*- and *P*-phenomena are pronounced, but characterized by the recurrence of the activity.

The boundaries of the main phases ( $t_{mA}$ ,  $t_{AM}$ ,  $t_{MD}$ ,  $t_{Dm}$ ) are determined for the last solar cycles in [5,6] from the careful study of the sunspots, polar faculae, filaments etc. and widely using the data [8] on the large-scale magnetic fields both on the photosphere and at the base of the heliosphere. It is this particular interest in the very important for the heliosphere solar *P*-phenomena, that

determines our choice of the above classification as the best initial point in our search for the SC phases in the GCR intensity modulation.

### **Discussion of the SC phases for the GCR intensity modulation**

In the heliosphere there are also phenomena which are traditionally closely related to *T*-branch of solar activity as characterized by their strength (not polarity) and not dependent on the phase of the magnetic cycle: the change of the strength of the regular and fluctuating components of the interplanetary magnetic field, the change of the distribution of the solar wind parameters etc. Similarly, there is a heliospheric phenomenon, which is traditionally related to the development of the *P*-activity on the Sun: the formation and change of the dipole-like polarity distribution of the interplanetary magnetic field with the global current sheet dividing two magnetic hemispheres. The GCR intensity is governed by the heliospheric factors of both *T*- and *P*-branches.

Some notions about the sought-for SC main phase classification for the GCR modulation are quite obvious. For example, the time boundaries of the phases should shift forward as one moves from the Sun to the solar wind termination shock and then gradually wash away by the periphery of the heliosphere due to the superposition of many previous cycles there.

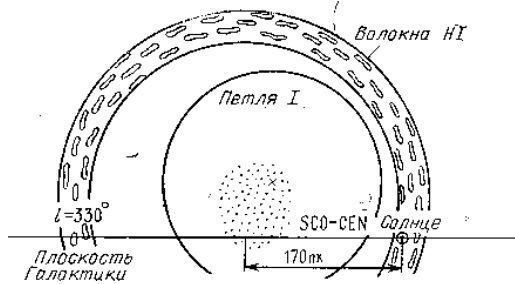
However, first we should decide what physical meaning we ascribe, e.g., to the extreme SC phases for the GCR intensity modulation. There is an important difference between the VKO classification for the solar activity itself and the sought-for SC phase classification for such test particles as the GCRs. On the Sun even in the extreme phases both *T*- and *P*-branches are important. Contrary, for the GCR modulation the extreme phases in principle could be characterized by the small influence on the GCR intensity of one of the modulating factors. So our initial assumption is that during the SC minimum phase the GCR behavior is mainly determined by the *P*-branch of the heliospheric activity (the drifts in the dipole-like magnetic field), while in the SC maximum phase the heliospheric *T*-phenomena (the diffusion in the fluctuating magnetic field) play the decisive role.

It should be noted that such hypothesis implies some definite scenario for the rather poorly studied processes in the heliosphere: the attenuation but not just rotation of the magnetic hemispheres with the global current sheet as the reversal of the high-latitude solar magnetic field proceeds; the formation of the regular and fluctuating heliospheric magnetic field by the sunspot-like activity on the Sun and not by the large-scale solar magnetic fields etc.

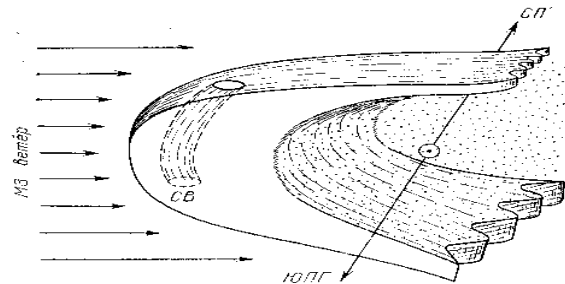
### **On the role of the very local interstellar medium in the Earth environment**

The general characteristics of the heliosphere – its dimensions, the form of the main surfaces etc – depend heavily on the properties of the very local interstellar medium, surrounding the heliosphere in the Galaxy. Consequently many properties of the near-the-Earth space would be quite different from the

present ones if the Sun were a trifle off its present position – the fact often forgotten in formulating the list of the cosmic factors important for the Earth. Fig. 3 (Fig. 1 from [9]) illustrates the position of the Sun with respect to the Scorpion-Centaurus (SCO-CEN) stellar association which center is about 170 Pc from the Sun, while Fig. 4 (Fig. 7 from [9]) shows much nearer solar surrounding – the Sun’s position with respect to the local HI cloud (about 10 Pc from the Sun) and the dense Sancini-van Woerden filament inside it.



**Figure 3.**



**Figure 4.**

We shall not go into details (see [9] for them), just mention that now the Sun is in the worm (temperature  $T \approx 10^4$  K) and rather rare (density  $n \approx 10^{-1}$  cm $^{-3}$ ) weakly ionized hydrogen, the heliospheric dimensions being about 200 AU. If the Sun shifted to the SCO-CEN association by about 10-20 Pc (compare with the 10 kPc distance from the center of the Galaxy!) it would be surrounded by 2 order of magnitude denser and colder hydrogen and there is even a possibility that the whole heliosphere could be inside the Earth’s orbit – and the Earth would be without any solar wind, the GCR variations etc.! If somebody shifted the Sun 10-20 Pc more it would be in the SCO-CEN cavity with highly rarefied ( $n \approx 10^{-3}$  cm $^{-3}$ ) and hot ( $T \approx 10^6$  K) gas and the dimensions of the heliosphere could be even greater than now. However if one is interested in rather quick atmospheric changes, even climatic ones, the Sun could be considered as the only active agent in the heliosphere.

**Acknowledgements.** The work is done with the partial support from the RFFI (grants № 02–02–16262, 02–02–31013, 01–02–16131) and INTAS (grant № 2000-752).

## References

1. <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/omniweb/ow.html>
2. McCracken K. G., and McDonald F. B. // In: Proc. 27th ICRC, Hamburg, 2001, p. 3753
3. Krainev M. B., Storini M., Bazilevskaya G.A., et al. // In: Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Utah, USA, 1999, v. 7, p. 155-158
4. Vitinsky Ju. I., Kuklin V. G., Obridko V. N. // Solnechnye Dannye (The Solar Data), n10, 1986 (in Russian)
5. Obridko V. N., Shelting B. D. // Solar Physics, v. 137, p. 167-177, 1992
6. Obridko, V.N., and Shelting B.D. // Proceedings of RAS, 2003, in press (in Russian)
7. <http://science.nasa.gov/ssl/PAD/SOLAR/greenwch.htm>
8. <http://quake.stanford.edu/~WSO/>
9. Bochkarev N. G. // The local interstellar medium, Moscow, 1990 (in Russian).

## **ON THE GALACTIC COSMIC RAY BEHAVIOR DURING THE MAXIMUM PHASE OF THE CURRENT (23-RD) SOLAR CYCLE**

**Krainev M.B.<sup>1</sup>, Webber W.R.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Lebedev Physical Institute, RAS, Leninsky Prospect, 53, Moscow, Russia,  
krainev@fian.fian.dns.mipt.ru*

<sup>2</sup>*New-Mexico State University, Las-Cruces, NM, USA, bwebber@nmsu.edu*

### **Abstract**

*The development of the current 23rd solar cycle on the Sun and in the galactic cosmic ray modulation near the Earth is considered. This development is compared with that during the previous four solar cycles. Then we try to estimate what the cosmic ray detectors aboard IMP-8 would measure after its failure in 09.2001 in order to compare the GCR behavior near the Earth with that in the outer heliosphere ( $r=60-90$  AU) according to Voyager-1 and Voyager-2 spacecraft. We discuss some features in the difference between the time profiles of the GCR and low energy cosmic ray intensity at IMP-8 and Voyager-1, 2, which can probably be considered as the manifestation of some change of the local heliospheric properties at  $r=85-90$  AU.*

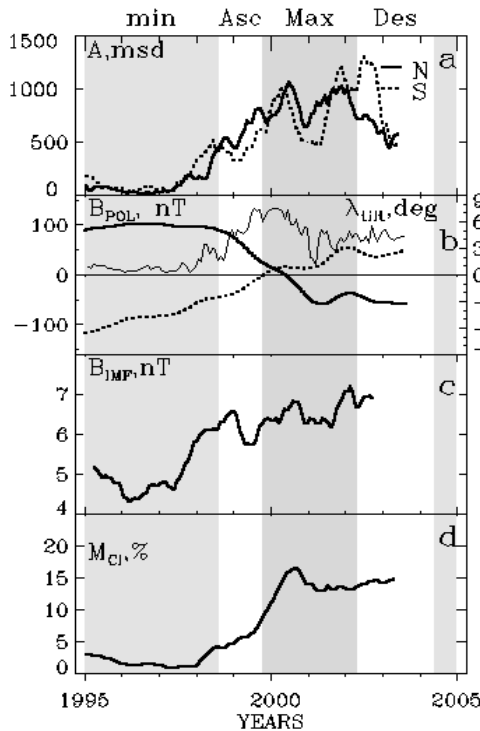
### **Introduction**

There are some indications that the current (23-rd) solar cycle (SC) could be unusual when compared with the previous four cycles in the second half of the 20-th century when the galactic cosmic ray (GCR) intensity has been monitored near the Earth surface. Besides, during the last five solar cycles the spacecraft were exploring the heliosphere - the plasma, electromagnetic field and energetic particles there - at progressively greater heliocentric distances. In this paper we study the development of the current SC in the GCR intensity modulation, especially its maximum phase, both near the Earth, where it can be compared to the previous cycles and in the outer heliosphere, where the influence of the nearby termination shock can be searched for.

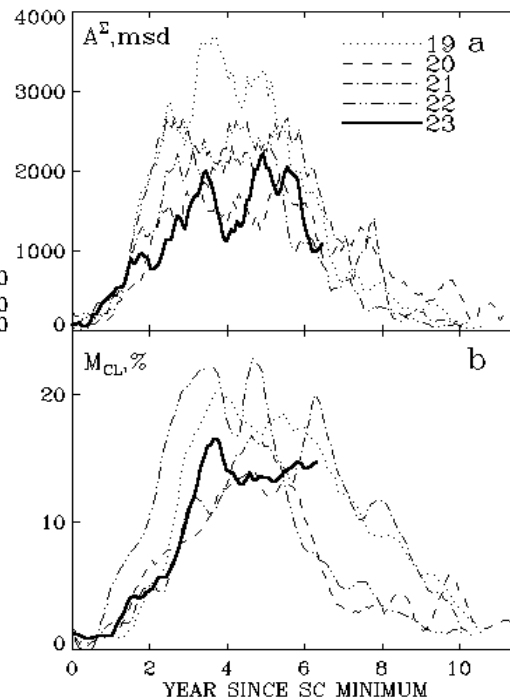
### **The Development of the Solar Cycle 23**

Fig. 1 shows the time history for 1995-2003 of the Carrington rotation averaged sunspot area  $A$  ([1], panel *a*), the line-of-sight component of the polar photospheric magnetic field as seen from the Earth  $B_{pol}$  ([2], *b*) for both solar hemispheres and the pseudo-tilt of the heliospheric current sheet  $\lambda_{ilt}$  (also [2], *b*). The strength of the interplanetary magnetic field near the Earth  $B_{IMF}$ , [3], is depicted in panel *c*, while panel *d* shows the monthly averaged GCR intensity (the Climax neutron monitor, [4]) modulation,  $M_{CL}$ , with respect to the average level in minima of solar cycle. The main SC phases according to [5] are shown by the shaded bands.

One can easily see that the sunspot area in the north solar hemispheres decreases since the beginning and in the south since the second half of 2002. So the maximum phase in SC 23 ended in 2002. The polar magnetic fields in both hemispheres changed sign approximately simultaneously in the end of 1999 - beginning of 2000, but soon stopped increasing in strength and were rather small ( $\leq 0.5$  of their maximum values) during next 3 years. This weak reversal of the polar magnetic fields is reflected in rather large tilt of the heliospheric current sheet. The strength of the heliospheric field near the Earth does not show any systematic decrease up to the end of 2002. The long and rather flat maximum in the GCR intensity modulation in 2000-2003.5 corresponds in general (but not in details) to the behavior of the sunspot area and the IMF strength, though the weak reversal of the high-latitude solar magnetic field also can be important. Note that up to now (09.2003) the GCR intensity near the Earth does not show any pronounced sign of its increase (see [6]), that is, even now we are still in the SC maximum phase of the GCR intensity modulation.



**Figure 1.**



**Figure 2.**

In Fig. 2 the Carrington rotation averaged total area of the sunspots (panel a) and the modulation of the GCR intensity (Climax neutron monitor data, b) are shown as functions of the time elapsed since the solar cycle minima for the SC 19-23. Here we attract attention only to two features: (1) the levels of both the sunspot area and the GCR modulation in the current 23<sup>rd</sup> solar cycle are similar to those of the SC 20 and (2) the maximum phase (defined here as the time interval between two main peaks) of the current SC in the GCR modulation is the longest among the last five cycles.



## The GCR Modulation near the Earth and in the Outer Heliosphere

In general, in the part of the heliosphere where the solar wind structure does not change with distance, the GCR intensity variations at different heliocentric distances also should be similar. In this connection it is interesting to compare the development of the SC variation in the GCR intensity of the same species and energy near the Earth and in the distant heliosphere. It would be possible for the present solar cycle using the *IMP-8*, *Voyager-1* and *Voyager-2* data for 1996-2003 but, unfortunately, the near-the-Earth *IMP-8* stopped working in September 2001.

However, we try to estimate what the detectors aboard *IMP-8* would measure after 09.2001. Of course it would be better if it could be inferred from the GCR data measured aboard some spacecraft still in operation. For the time being as an alternative we try to use the stratospheric GCR data for this purpose.

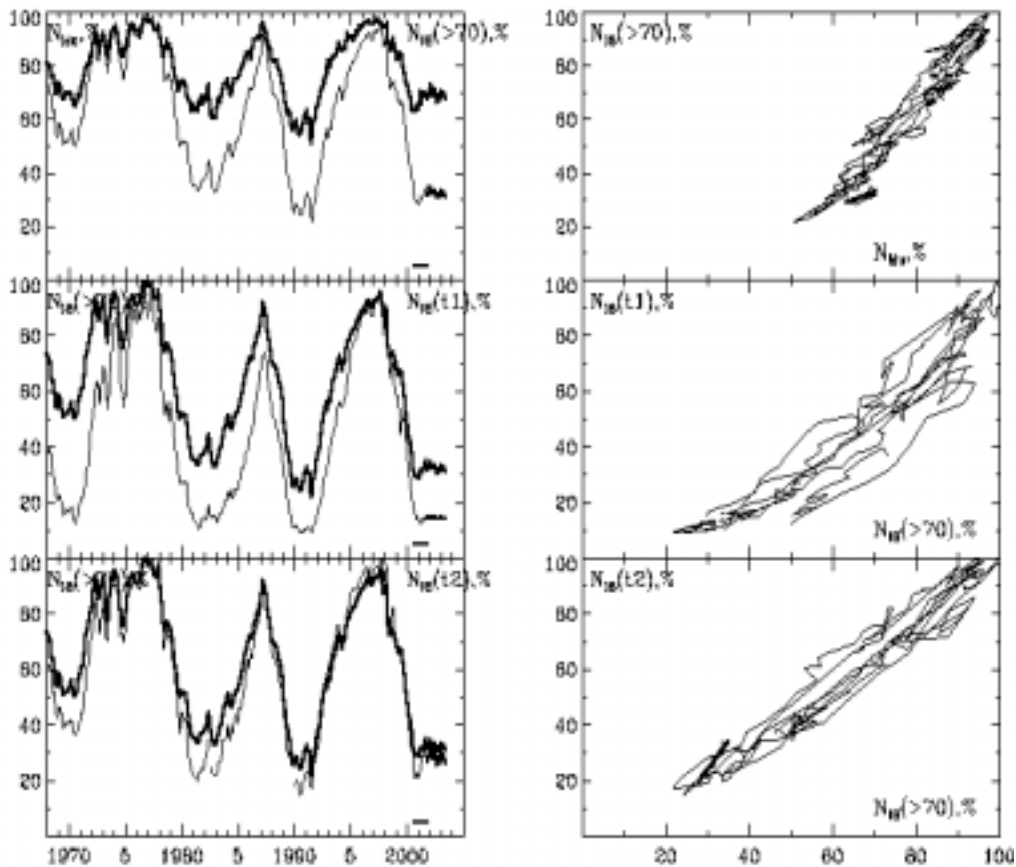
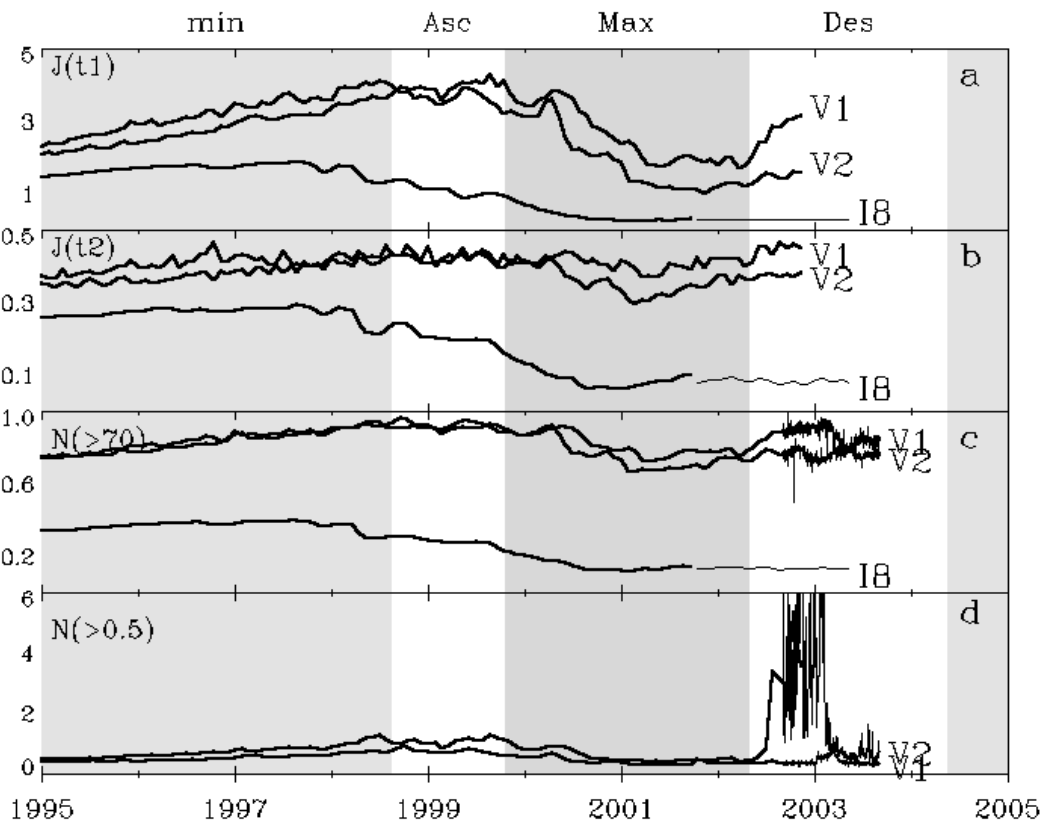


Figure 3.

In the left three panels of Fig. 3 the pairs of the normalized to 1976 monthly or 26d GCR intensity near the Earth are shown for 1968-2003.5, while three right panels show the regression curves between the corresponding pairs. In the upper left panel the count rate  $N_{Mu}$  of the omnidirectional Geiger counter in the maximum of the Pfoetzer curve in the Earth stratosphere at Murmansk (the cutoff rigidity  $R_c=0.6$  GV) is shown by the thick line and the measured aboard *IMP-8* integral count rate  $N_{I8}(>70)$  of the nuclei with the kinetic energy

$T > 70$  MeV is represented by the thin line. One can see that the 11-year variation in  $N_{I8}(>70)$  is only twice as great as that in  $N_{Mu}$  and probably the stratospheric data are not so bad for our purpose. The regression between  $N_{I8}(>70)$  and  $N_{Mu}$  shown by the thin line in the upper right panel is rather complicated and its part corresponding to 06.2000-09.2001 lies somewhat apart from the general curve. Nevertheless we used this very period to get the linear regression dependence between  $N_{I8}(>70)$  and  $N_{Mu}$  (the thick straight line in the upper right panel) to be used in estimation of the  $N_{I8}(>70)$  for 10.2001-07.2003 (the thick continuation of the thin line in the upper left panel). Then, using the combined (measured plus estimated)  $N_{I8}(>70)$  instead of  $N_{Mu}$ , the same procedure was used to estimate the intensity aboard *IMP-8* for the protons,  $T=120-240$  MeV (the middle panels; for brevity we call this energy range  $t1$ ) and for the helium nuclei,  $T=180-450$  MeV/n (the lower panels;  $t2$ ).

Now we can compare the behavior of the GCR intensity in the current solar cycle near the Earth and in the distant heliosphere.



**Figure 4.**

In Fig. 4 the 26-day averaged and 6-point smoothed intensities aboard the *IMP-8*, *Voyager-1* and *Voyager-2*, [7], are shown for 1995-2003 by the thick lines, while those estimated for *IMP-8* are shown as thin lines. The data shown in the panels a, b and c are for the GCR nuclei in the energy ranges  $t1$ ,  $t2$  and  $T > 70$  MeV, respectively. The 26-day average intensities and count rates for *Voyager-1* and *Voyager-2* are still not present in the database [7] for the last, 2003, year. To

make some inference of how the GCR intensity changed this year in the outer heliosphere, we supplemented the 26-day integral count rate  $N(>70)$  data in Fig. 4, *c*, with the most recent 6-hour data for 2002.7-2003.7 (also [7]; seen as a wide band in panel *c*).

The main phases for the SC 23 are also shown by the shaded bands in Fig. 4 just to illustrate the noted in [8] shift of the maximum phase in the GCR modulation when one goes to the outer heliosphere. So the maximum phase on the Sun ended in 2002, for the GCR intensity near the Earth this phase shifted with respect to the Sun by about 1 year, while at  $r=65-85$  AU only half of the maximum phase – the first of two peaks in modulation (or the first of two gaps in intensity) - has passed.

The second fact clearly seen in Fig. 4 is that the time profiles of the GCR intensity near the Earth and in the outer heliosphere are rather different. Of course, to make the justified conclusion about some effects in the GCR behavior in the distant heliosphere which are not present near the Earth and not due to the difference between spacecraft in the heliospheric position and to the solar wind speed, the GCR intensity time profiles observed at different spacecraft should be normalized to the same position taking into account the radial profiles of the intensity in the solar cycle extreme phases (see [9]), the solar wind velocity distribution etc. We are planning to make this normalization. Now we just note some interesting features, which are rather difficult to explain by the reasons listed above:

- 1) The GCR intensity much faster decreased from its maximum to its minimum in the distant heliosphere than near the Earth;
- 2) The SC maximum phase in the GCR intensity near the Earth is rather flat (that corresponds to very unpronounced Gnevyshev Gap in its modulation, see [10]), while at *Voyager-2* (heliocentric distance  $r=65$  AU) rather fast increase in the intensity started in 2001 and lasted till the end of 2002, and at *Voyager-1* ( $r=80$  AU) the intensity of the high-energy particle ( $t_2$  and  $T>70$  MeV) in the second half of 2002 even exceeded its maximum level in 1999. In the first half of 2003 the intensity again started decreasing, that probably corresponds to the end of the Gnevyshev Gap in the GCR intensity modulation at *Voyager-1* and formation of the second peak in the intensity modulation.

It is possible that these features are just the characteristics of the gradual change with the heliocentric distance of the double-peak-structure in the GCR intensity modulation. However, it is also possible that rather sharp growth of the high-energy GCR intensity at *Voyager-1* in the second half of 2002 is closely related to the very high fluxes of the low-energy heliospheric particles observed at the same time at *Voyager-1* and connected by some investigators [11-13] with the proposed crossing by *Voyager-1* of the solar wind termination shock.

## Acknowledgements

The work is done with the partial support from the RFFI (grants № 02–02–16262, 02–02–31013, 01–02–16131) and INTAS (grant № 2000-752).

## References

1. <http://science.nasa.gov/ssl/PAD/SOLAR/greenwch.htm>
2. <http://quake.stanford.edu/~WSO/>
3. <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/omniweb/ow.html>
4. <ftp://ulysses.sr.unh.edu/NeutronMonitor/DailyAverages.1951-.txt>
5. Obridko, V.N., and Shelting B.D.// Proceedings of RAS, 2003, in press (in Russian).
6. <http://cr0.izmiran.rssi.ru/mosc/main.htm>
7. <http://voycrs.gsfc.nasa.gov/heliopause/heliopause.html>
8. Krainev M. B. // These Proceedings.
9. Webber W. R., and Krainev M. B. // These Proceedings.
10. Krainev M. B., Storini M., Bazilevskaya G.A., Fluckiger E.O., Makhmutov V.S., Sladkova A.I., Starodubtsev S.A.// In: Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Utah, USA, 1999, v. 7, p. 155-158.
11. McDonald F. B., Cummings A. C., Stone E. C., Heikkila B., Lal N., and Webber W. R. //in Proceedings 28<sup>th</sup> ICRC, Tsukuba, Japan, 2003, p. 3765.
12. Krimigis S.M., Decker R. B., Roelof E. C., and Lario D. // in Proceedings 28<sup>th</sup> ICRC, Tsukuba, Japan, 2003, p. 3769.
13. Zeldovich M. A., Dmitriev A. V., Kescemety K., Logachev Ju. I., and Veselovsky I. S., in Proceedings 28<sup>th</sup> ICRC, Tsukuba, Japan, 2003, p. 3785.

## **СВЯЗЬ ВАРИАЦИЙ ПРИЗЕМНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА В ПРИМОРЬЕ С 11-ЛЕТНИМ ЦИКЛОМ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Крамынин А.П., Кузьменко И.В.**

*Уссурийская астрофизическая обсерватория, Уссурийск, Россия,  
kramynin@utl.ru*

## **THE RELATIONSHIP OF TEMPERATURE VARIATIONS OF LOWER TROPOSPHERE IN PRIMORSKY REGION WITH 11-YEARS CYCLE OF THE SOLAR ACTIVITY**

**Kramynin A.P., Kuzmenko I.V.**

*Ussuriisk astrophysical observatory, Ussuriisk, Russia,  
kramynin@utl.ru*

### **Abstract**

*The relationship of temperature variations of lower-troposphere in Primorskii region with 11-year cycle of solar activity was investigated. We used observations of two meteorological stations for the years 1881-2001 that cover few solar cycles. The most significant positive correlation were received for summer and autumn season of the year*

Проблеме гелиотропосферных связей посвящено огромное количество исследований, результаты которых позволяют сделать вывод о том, что если солнечно-тропосферные связи существуют, то они характеризуются региональностью и нестабильностью во времени [1-7]. Наибольшее количество исследований, выполненных по этой проблеме, связано с выявлением отклика в метеорологических индексах на 11-летний цикл солнечной активности и доказательством его достоверности. Сопоставления различных метеорологических явлений в годы высокой и низкой активности Солнца показали, что экстремумы хода метеорологических параметров часто не всегда совпадают с экстремумами числа пятен в 11-летнем цикле [8]. В большинстве случаев обнаруживаются заметные смещения кривых относительно друг друга. И эти смещения могут различаться не только у разных метеопараметров, но и у одного и того же параметра при переходе от цикла к циклу или от одного географического региона к другому.

Целью данной работы является выявление взаимосвязи (или ее отсутствия) вариаций приземных температур воздуха в Приморье с 11-летним циклом солнечной активности.

В качестве метеорологических параметров использовались среднегодовые и среднемесячные значения температуры воздуха на станциях Владивосток-порт (за 1881–2001 гг.) и Тимирязевский (за 1911–2001 гг.). Данные были взяты из таблиц метеорологических ежемесячников, хранящихся в архиве Приморского межрегионального территориального управления по гидрометеорологии и мониторингу окружающей среды Росгидромета.

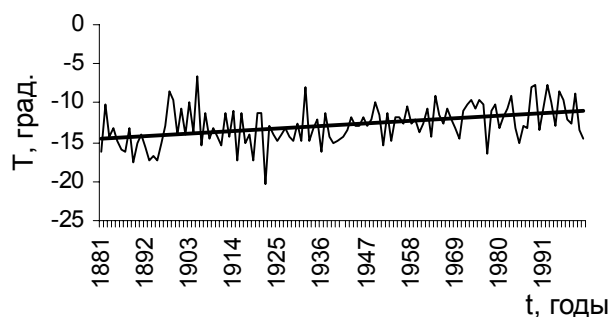


Рис.1. Вариации среднеянварских температур для станции Владивосток-порт и их линейная аппроксимация уравнением  $T=0,0293(t-1881)-14,565$

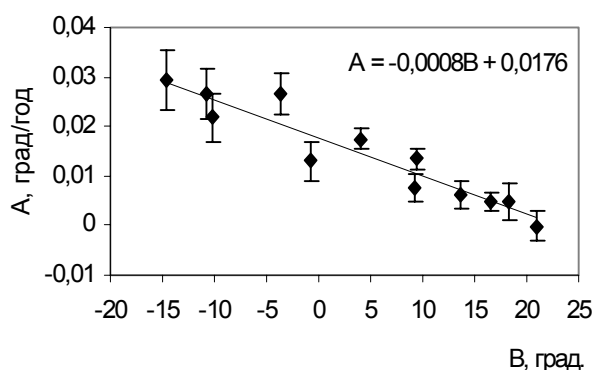


Рис.2. Зависимость  $A=f(B)$ , где А и В - коэффициенты регрессии из уравнений линейной аппроксимации изменений среднемесячных температур для станции Владивосток-порт

Из исходных кривых вариаций среднегодовых и среднесезонных температур были удалены тренды, связанные с потеплением климата (рис.1). Долговременный тренд на рис.1 был аппроксимирован линейной функцией, где первый коэффициент А характеризует временной градиент температуры, а второй В – значение среднемесячной температуры в начальный момент. Оказывается, что значение коэффициента А зависит от значения среднемесячной температуры В (рис.2). Т.е. чем ниже среднемесячная температура, тем сильнее проявляется эффект потепления. Это говорит о том, что зимой со временем становится теплее, тогда как летом среднемесячные температуры практически не изменяются.

Для уменьшения влияния коротковолновой части спектра на форму отклика из исходных температурных кривых были исключены вариации с более

короткими, чем солнечный цикл, периодами. Для этого кривые температурных отклонений сглаживались методом скользящего среднего (интервал осреднения 5 лет). Поскольку тропосфера в теплые и холодные месяцы может по-разному реагировать на вариации солнечной активности, были рассмотрены отдельно как среднегодовые температурные отклонения, так и среднесезонные.

В качестве индекса солнечной активности использовались среднегодовые и среднемесячные значения чисел Вольфа.

Временной ход температурных отклонений  $\Delta t$  для двух станций Владивосток-порт и Тимирязевский имеет сходный характер. Коэффициент корреляции между изменениями среднегодовых температур для этих станций равен 0,9 (значимость  $p = 99\%$ ), где Р – достоверность коэффициента корреляции, определяемая по критерию Стьюдента. Поэтому температурные отклики на этих станциях на 11-летний цикл должны иметь сходный вид.

При непосредственном сопоставлении чисел Вольфа W и среднегодовых отклонений температур  $\Delta t_{\text{год}}$  действительно трудно обнаружить наличие связи между этими величинами (рис.3,а). Коэффициенты корреляции малы ( $r_{\text{Вл}} = 0,34$ ,  $r_{\text{Тим}} = 0,31$ ,  $p = 95\%$ ), т.е. связь между  $\Delta t_{\text{год}}$  и W практически отсутствует. Согласно исследованиям группы Лабичке при разделении всех данных по

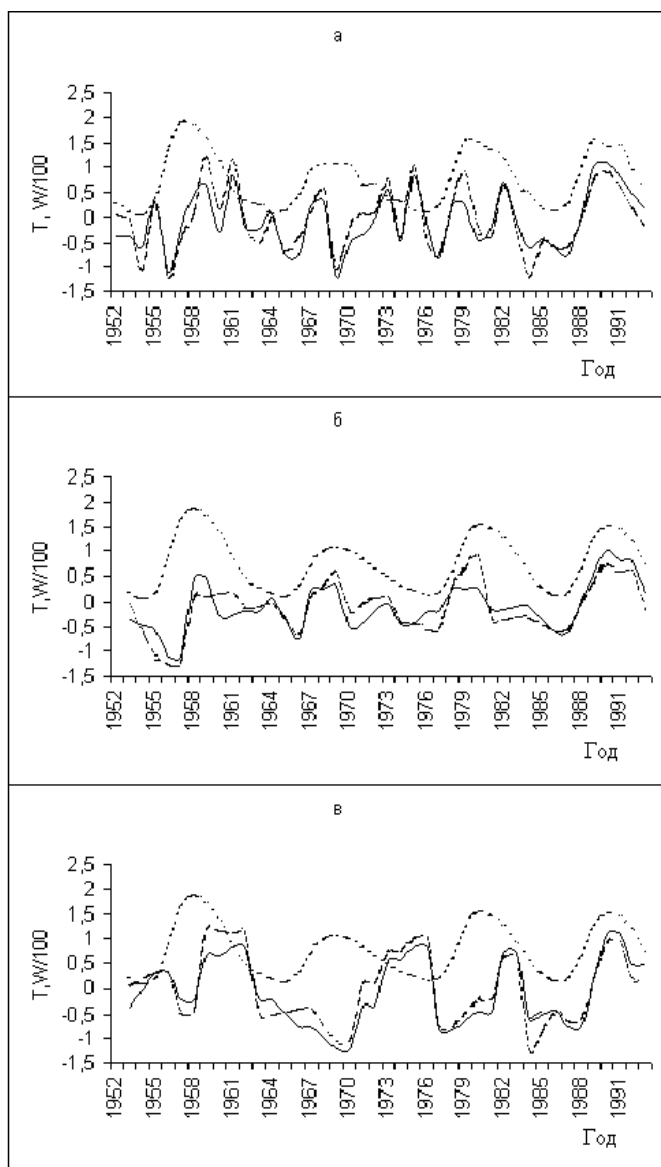


Рис.3. Временной ход отклонений среднегодовых температур для станции Владивосток-порт (сплошная линия) и Тимирязевский (пунктир), и уменьшенных в 100 раз чисел Вольфа (точки) за период 1952-1993 гг.: а - все годы; б - годы западной фазы КДВ; в - годы восточной фазы КДВ

отсутствует для любого сезона.

Для определения формы отклика в вариациях приземной температуры воздуха на 11-летний цикл солнечной активности применялся широко используемый в гелиофизике метод наложенных эпох [8].

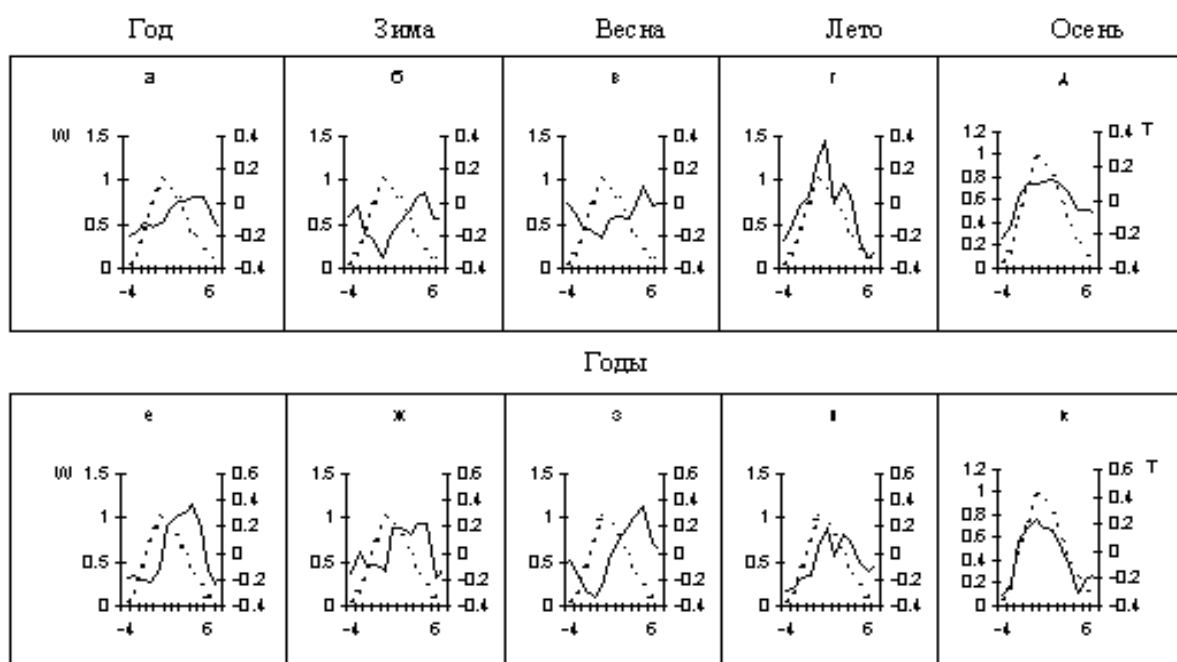
Неодинаковая длительность циклов солнечной активности, а также различная длина восходящей и нисходящей ветвей, меняющаяся при переходе от цикла к циклу, осложняют операцию по подгонке лет одного цикла к другому, поэтому приходится производить искусственное приведение 11-летних циклов к единому стандарту, взяв за реперные точки годы минимумов и максимумов. При совмещении циклов мы совместили все минимумы и все максимумы, а растяжению или сжатию подвергались восходящие и нисходящие ветви циклов. Для стандартной длины восходящей ветви была

фазам квазидвухлетних вариаций стратосферных ветров на экваторе должна получаться значимая корреляция для обоих массивов [1]. Мы располагали данными о фазах КДВ только за 1952–1993 гг., поэтому рассматривали именно этот период. Наши исследования показали, что для лет с западной фазой КДВ существует связь между  $\Delta t_{\text{год}}$  и  $W$  (рис.3,б), найденные коэффициенты корреляции составляют  $r_{\text{Вл}} = 0,5$  и  $r_{\text{Тим}} = 0,51$  ( $p=98\%$ ). Для лет с восточной фазой (рис.3,в) можно видеть, что кривые смещены относительно друг друга, т.е. максимумы кривых температурных отклонений приходятся на ветвь спада.

Разделение по фазам КДВ температурных рядов отдельно для каждого сезона года показывает, что при западной фазе КДВ летом и осенью наблюдается положительная корреляция ( $r_{\text{лето}} = 0,42$ ;  $r_{\text{осень}} = 0,43$  для станции Владивосток-порт и  $r_{\text{лето}} = 0,36$ ;  $r_{\text{осень}} = 0,52$  для станции Тимирязевский) со значимостью 95%. В период восточной фазы КДВ корреляция практически

принята длина в 4 фазовых интервала, для нисходящей – в 7. Все данные были нормированы таким образом, что в течение каждого 11-летнего солнечного цикла максимальное по модулю значение исследуемой величины было равно единице. Для станции Владивосток-порт осреднению подвергались данные за десять циклов (№ 13 – № 22), для станции Тимирязевский – за восемь циклов (№ 15 – № 22).

Результаты анализа приземных температур воздуха по сезонам года методом наложенных эпох графически представлены на рис.4. Можно видеть, что максимумы кривых среднегодовых температур для обеих станций смещены относительно максимума кривой чисел Вольфа на 2–3 года (рис.4,а,е). При сдвиге кривых относительно друг друга на величину 2–3 года можно получить значимые коэффициенты корреляции (см. таблицу).



**Рис.4.** Нормированные вариации годовых и сезонных температур  $T$  (сплошная линия) и чисел Вольфа  $W$  (пунктир): а–д – для станции Владивосток–порт, е–к – для станции Тимирязевский

По форме отклика используемого индекса температур можно предположить, что наиболее высокие температуры летом и осенью на обеих станциях наблюдаются в эпоху максимума солнечной активности (рис.4,г,д,и,к). Действительно наиболее высокие и значимые коэффициенты корреляции получены именно для этих сезонов.

В весенний период на станции Владивосток-порт можно отметить понижение температуры на фазе роста активности Солнца и ее повышение на фазе спада (рис.4в), т.е. наблюдается значительный отрицательный коэффициент корреляции. А для станции Тимирязевский наибольшее положительное значение коэффициента корреляции (см. табл.) наблюдается при сдвиге кривой температурного отклика влево приблизительно на 3 года относительно кривой солнечной активности, а максимальное отрицательное – при сдвиге 1 год вправо.



**Коэффициенты корреляции (R) между вариациями температуры и числами Вольфа и их достоверность (p)**

Сезон	Владивосток-порт		Тимирязевский	
	R	p	R	p
Год	0,23	-	0,34	-
Сдвиг на 2 года	-	-	0,93	99%
Сдвиг на 3 года	0,93	99%	0,82	99%
Зима	-0,71	98%	0,28	-
Сдвиг на 2 года	-	-	0,81	99%
Весна	-0,76	98%	-0,29	-
Сдвиг на 3 года	-	-	0,92	99%
Лето	0,89	99%	0,62	95%
Осень	0,87	99%	0,93	99%

Зимой же картина получается несколько противоречивой (рис.4,б,ж). Если для станции Владивосток-порт можно предположить, что наиболее холодные зимы соответствовали эпохе максимума солнечной активности, т.е. наблюдается значительная отрицательная корреляция, то для станции Тимирязевский - максимум кривой температурного отклика смещен на ветвь спада солнечного цикла. Т.е. здесь скорее всего можно говорить о положительной корреляции между солнечной активностью и среднезимними температурами при сдвиге кривых на 2 года (см. табл.). Вопрос о причине таких различий остается непонятным, т.к. станции находятся в одном регионе, и коэффициент корреляции

между сглаженными зимними температурами на этих станциях равен 0,78 (p=98%). Поэтому мы вправе были ожидать, что отклики температурных изменений на этих станциях должны быть схожими. Действительно, коэффициенты корреляции между формой отклика для года, лета и осени на станциях Владивосток-порт и Тимирязевский составляют 0,85; 0,73 и 0,97 соответственно. А для зимы и весны они значительно меньше – 0,35 и 0,27,

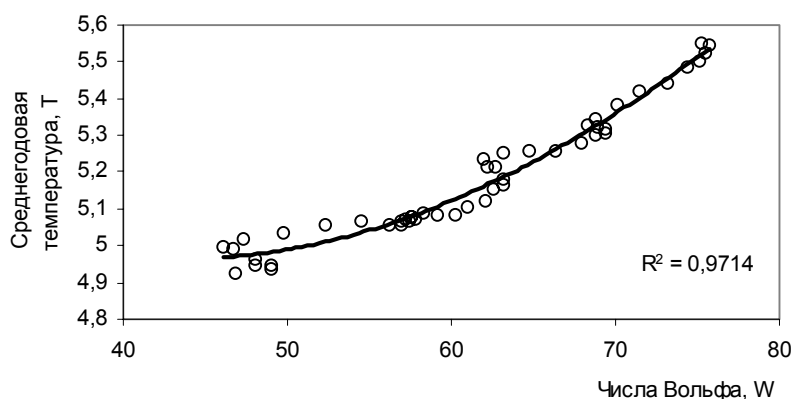


Рис.5. Зависимость среднегодовой сглаженной температуры от векового цикла чисел Вольфа

что, по-видимому, связано с некоторым сдвигом кривых отклика относительно друг друга.

В вариациях солнечной активности следующим по мощности после 11-летнего цикла является вековой цикл, который модулирует 11-летние циклы по амплитуде. С помощью низкочастотной фильтра-

ции скользящей средней (61 член) из температурного ряда и ряда чисел Вольфа были удалены периодичности короче 60 лет. После этого была построена

зависимость между сглаженными значениями среднегодовых температур и чисел Вольфа (рис.5). Достоверность аппроксимации  $R^2=0,9714$  получается при зависимости  $T(W)=0,0005W^2 - 0,0431W + 5,8644$ , т.е. в зависимости присутствует квадратичный член, вклад которого возрастает с ростом  $W$ .

Основные результаты, полученные в данной работе:

1. Показано, что существует положительная корреляция между отклонениями среднегодовых, летних и осенних температур и солнечной активностью при западной фазе КДВ. Для лет с восточной фазой корреляция практически отсутствует в любой сезон года.

2. Среднегодовые температуры в Приморье достигают своего максимума через 2–3 года после максимума солнечной активности.

3. Характер вариаций приземных температур воздуха изменяется в зависимости от сезонов года. Летом и осенью наблюдается положительная корреляция между вариациями температуры и изменениями чисел Вольфа, а зимой и весной – либо отрицательная корреляция между значениями температуры и числами Вольфа, либо максимумы температурных кривых несколько смещены на ветвь спада кривой солнечной активности.

### Литература

1. Авдюшин С.И., Данилов А.Д. Солнце, погода и климат: сегодняшний взгляд на проблему. // Геомагнетизм и аэрономия. 2000. Т.40, № 5. С.3-14.
2. Витинский Ю.И., Оль А.И., Сазонов Б.И. Солнце и атмосфера Земли. Л.: Гидрометеиздат, 1976. 351 с.
3. Пудовкин М.И., Люблич А.А. Проявление циклов солнечной и магнитной активности в вариациях температуры воздуха в Ленинграде // Геомагнетизм и аэрономия. 1989. Т.29, №.3. С.359-363.
4. Пудовкин М.И., Морозова А.Л. 11-летние вариации климата в Швейцарии с 1700 по 1989 г. и солнечная активность // Геомагнетизм и аэрономия. 2000. Т.40, №3. С.3-8.
5. Чистяков В.Ф. Солнечные циклы и колебания климата. Владивосток: Дальнаука, 1997. (Тр. УАФО; Т.1, вып.1). 154 с
6. Югов В.А., Николашкин С.В., Игнатъев В.М. Связь температуры субавроральной нижней термосферы с солнечной активностью и фазами квазидвухлетних колебаний // Геомагнетизм и аэрономия. 1997. Т.37, № 6. С.108-112.
7. Elling W., Schwentek H. No dependence of the temperature of the troposphere at Berlin on the solar activity cycle // Sol.Phys. 1992. V.137, N.2. P.401-402.
8. Вительс Л.А. Синоптическая метеорология и гелиогеофизика. Л.: Гидрометеиздат, 1977. 255 с.

## **МУЛЬТИФРАКТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ РЕДУКЦИИ ШУМА В ПАЛЕОДАНЫХ**

**Куандыков Е.Б., Каримова Л.М., Макаренко Н.Г**

*Институт математики, Алматы, Казахстан, e-mail: makarenko@math.kz*

## **MULTIFRACTAL METHODS OF NOISE REDUCTION IN PALEODATA**

**Kuandykov E.B., Karimova L.M., Makarenko N.G.,**

*Institute of Mathematics, Almaty, Kazakhstan, e-mail: chaos@math.kz*

### **Abstract**

*A method of noise reduction based on improving of time series regularity is considered. We propose a simple interpretation of enhancement algorithm [7] and give some results for real paleodata obtained with the help of computer software FracLab.*

В общем случае измеренный временной ряд  $Y = F(X, \eta)$  является неизвестной функцией  $F$  полезного сигнала  $X$  и шумовой компоненты  $\eta$ . Практически все известные способы редукции шума [1-6] основаны на различных предположениях относительно  $F$  и  $\eta$ . Так, если шум аддитивный и гауссовский,  $X$  - кусочно-гладкая функция<sup>1</sup> с финитным спектром, то используются Фурье-фильтры. Если  $X$  продуцируется детерминированной хаотической системой, и топологическая реконструкция сигнала аппроксимируется многообразием низкой размерности, применяют либо локальные [1-5], либо топологические [6] методы редукции шума. Однако, все эти предположения неприменимы к временным рядам палеоданных, которые обычно представляют собой композицию из многих фрагментов, неоднородно окрашенных шумом различной природы. Для косвенных данных шумовая компонента сама может являться результатом интерференции различных динамических процессов, вклад которых не поддается учету. В этой ситуации полезно иметь метод редукции шума, максимально свободный относительно ограничений, накладываемых на  $F$  и  $\eta$ , и минимально искажающий корреляционную структуру данных. Недавно был предложен такой метод [7], основанный на улучшении *гладкости* или *регулярности* сигнала. Он предполагает, что функция  $F$  произвольная, но непрерывная, а *гладкость истинного сигнала  $X$  всегда выше гладкости измеренного  $Y$* . Очищенный от шума сигнал конструируется как новая функция  $\hat{X}$ , которая локально

---

<sup>1</sup> Например класса  $C^k$ ,  $k \geq 1$ , т.е. она непрерывна, вместе с производными порядка  $k$

близка<sup>2</sup> к  $Y$ , но имеет *предписанную* и улучшенную гладкость. Упомянутый подход основан на нетривиальном формализме, трудном для понимания экспериментаторами. В этой статье мы приводим свою, геометрическую интерпретацию упомянутой идеи и демонстрируем результаты улучшения регулярности временных рядов на реальных данных.

### Гельдеровская регулярность функции

Предположим, что функция  $f(x)$  в окрестности точки  $x_0$  локально описывается выражением:

$$\begin{aligned} f(x)|_{x_0} &= c_0 + c_1(x - x_0) + \dots + c_n(x - x_0)^n + C|x - x_0|^{h(x_0)} = \\ &= P_n(x - x_0) + C|x - x_0|^{h(x_0)} \end{aligned} \quad (1)$$

где полиномом  $P_n$  может быть ряд Тейлора, усеченным до членов  $n$ -го порядка<sup>3</sup>. Гельдеровским показателем  $f(x)$  в точке  $x_0$  называют величину  $h(x_0)$ , которая оценивается из равенства:

$$|f(x) - P_n(x - x_0)| \square C|x - x_0|^{h(x_0)}$$

Показатель измеряет “гладкость” функции в точке; так, значение  $h(x_0) = 1$  эквивалентно существованию одной производной. Если  $h(x_0) < 1$ , показатель измеряет “остроту” пика на графике функции, который грубо можно оценить прямолинейным углом  $\alpha$  (см. Рис.1, справа) при вершине криволинейного конуса:  $|\Delta f| = |\Delta x|^h$ . Иногда говорят, что в точке  $x_0$  существует, например, 0.3 производной, если  $h(x_0) = 0.3$ . Для численных оценок  $h(x_0)$  следует “стереть” полином в (1) до желаемого порядка  $k \leq n$ . Это удобно сделать с помощью вейвлетов с  $k$  исчезающими моментами:  $\int_{-\infty}^{\infty} x^k \psi(x) dx = 0$ . В этом случае,

$$W^{(k)} f(s, x_0) = s^{-1} \int C|x - x_0|^{h(x_0)} \psi\left(\frac{x - x_0}{s}\right) dx = C|s|^{h(x_0)} \int |x'|^h \psi(x') dx'$$

и показатель можно извлечь из степенного закона<sup>4</sup>:  $W^{(k)} f(s, x_0) \square |s|^{h(x_0)}$ . Таким способом для любой функции  $f(x)$  можно получить ее Гельдеровскую функцию  $h(x)$ .

<sup>2</sup> Т.е. ее вейвлет коэффициенты близки в  $L_2$  метрике к коэффициентам наблюдаемого сигнала

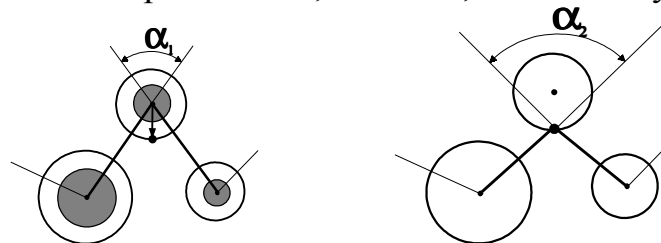
<sup>3</sup> Такой полином называют *струей*

<sup>4</sup> На практике обычно используют дискретные вейвлет разложения

## Алгоритм улучшения регулярности и его геометрическая интерпретация

Идея редукции шума, основанная на улучшении регулярности[7], чрезвычайно проста. Вычислим Гельдеровскую функцию<sup>5</sup>  $\alpha_Y$  измеренного сигнала  $Y$ . Предположим, что для любой формы непрерывной функции  $F$  средняя регулярность  $\bar{\alpha}_X > \bar{\alpha}_Y$ . Поднимем график  $\alpha_Y$  на некоторую величину  $\delta : \alpha_Y \rightarrow \alpha_Y + \delta$ , что формально соответствует увеличению ее средней “гладкости”. Построим функцию  $\hat{X}$ , локально близкую к  $Y$  и имеющую предписанную регулярность[8]  $\alpha_Y + \delta$ ; тогда  $\hat{X} \approx X$ . Процедура построения  $\hat{X}$  нетривиальна, прежде всего потому, что для заданной  $\alpha_X$  можно построить бесконечное множество кривых, отличающихся на произвольную гладкую функцию из класса  $C^k, k > \max|\alpha_X|$ . Поэтому, численная реализация алгоритма основана на минимизации сложного нелинейного функционала и требует применения генетического алгоритма. Упрощенный вариант<sup>6</sup> реализован в пакете FracLab[9]. Заметим, что распределение Гельдеровских показателей есть ни что иное, как мультифрактальный спектр сингулярностей.

Теперь мы опишем другой подход, сохраняющий основные принципы[7], но допускающий простую геометрическую интерпретацию. Вычислим поточечную Гельдеровскую функцию  $\alpha_Y$  временного ряда<sup>7</sup>. Декорируем каждую точку графика ряда диском с радиусом, равным ее Гельдеровскому показателю. Эти диски показаны на Рис.1, слева, серым цветом. Увеличим радиусы всех дисков на положительную величину  $\delta$ . Часть дисков при этом пересекается; отсчеты, соответствующие их



**Рис.1.** Слева: три точки временного ряда декорированные серыми дисками с радиусом, равным исходному показателю. Вертикальный угол  $\alpha_1 \square \alpha_Y$ . После увеличения радиуса на  $\delta$ , смещаем центральный отсчет вниз по вертикали.

центрам, оставим неизменными. Для изолированных дисков сместим каждый центр по оси ординат вверх в точках минимума и вниз в точках максимума на величину  $\alpha_x + \delta$  (Рис.1, справа). Угол при вершине, который измеряет  $\alpha_Y$ , становится более тупым ( $\alpha_2 > \alpha_1$ , на Рис.1), что соответствует улучшению регулярности в этой точке. Прделав эту

<sup>5</sup> Мы обозначаем численные оценки показателей  $h$  для функции  $X$  как  $\alpha_X$

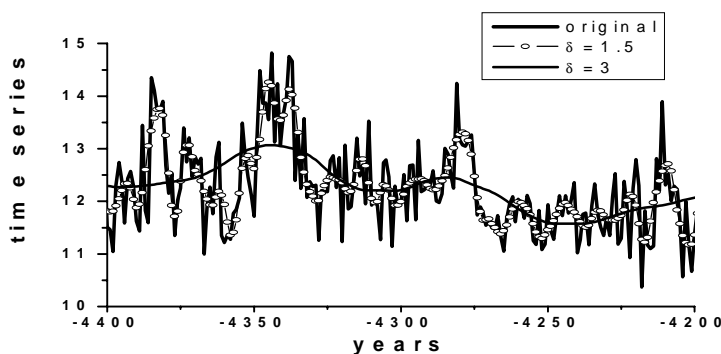
<sup>6</sup> Локальная близость  $\hat{X}$  и  $Y$  заменяется глобальным условием в  $L_2$  метрике:  $\|\hat{X} - Y\| \rightarrow \min$

<sup>7</sup> Это можно сделать в упомянутом пакете FracLab

процедуру для каждой изолированной поворотной точки, мы получим сигнал с улучшенной регулярностью. Заметим, что вновь построенный сигнал  $\hat{X}$  не удастся интерпретировать просто как фильтрованную версию исходного ряда  $Y$ : оба сигнала тождественны на участках, соответствующих пересекающимся дискам; при небольших значениях параметра  $\delta$   $\hat{X}$  сохраняет все градиенты  $Y$ ; уменьшаются лишь значения самых больших выбросов. В заключение, уместно указать на частичную некорректность предложенной интерпретации. Для гладкой кривой множество касательных в каждой точке образуют структуру, называемую касательным расслоением, представляющем собой все точки кривой, снабженные “приклеенной” стрелкой – касательным вектором. Для дискретного множества точек, которым является график  $Y$ , не существует такого аналога<sup>8</sup>. Иными словами, Гельдеровские диски “живут” в ином пространстве, чем сам график, и в этом смысле Рис.1 является метафорой.

## Результаты

Мы проводили численные эксперименты как с помощью упрощенной версии алгоритма[7] в пакете FracLab[9] (среда MatLab-6.1), так и с использованием генетического алгоритма из библиотеки Galib[11]. Данными служили ряды космогенных изотопов  $^{14}\text{C}$ ,  $^{10}\text{Be}$  и уникальный ряд (5510BC-1993AD) среднегодовых июльских температур в северной финской Лапландии, реконструированный по дендрорядам шотландской ели. Последний ряд был любезно предоставлен его авторами[12,13]. Здесь мы приводим лишь некоторые результаты для температурного ряда. На Рис.2 приведены фрагменты отсчетов оригинального ряда и двух вариантов его улучшения с  $\delta = 1.5$  и  $\delta = 3$ . Соответствующие Гельдеровские показатели тех же фрагментов показаны на Рис.3. Большое значение параметра,  $\delta = 3$ , приводит к неоднородному сглаживанию ряда.



**Рис.2.** Три фрагмента временного ряда температур: оригинальный и улучшенные с  $\delta = 1.5$  и  $\delta = 3$ , соответственно

<sup>8</sup> Наиболее близкой концепцией является т.н. касательный комплекс, введенный в [10].

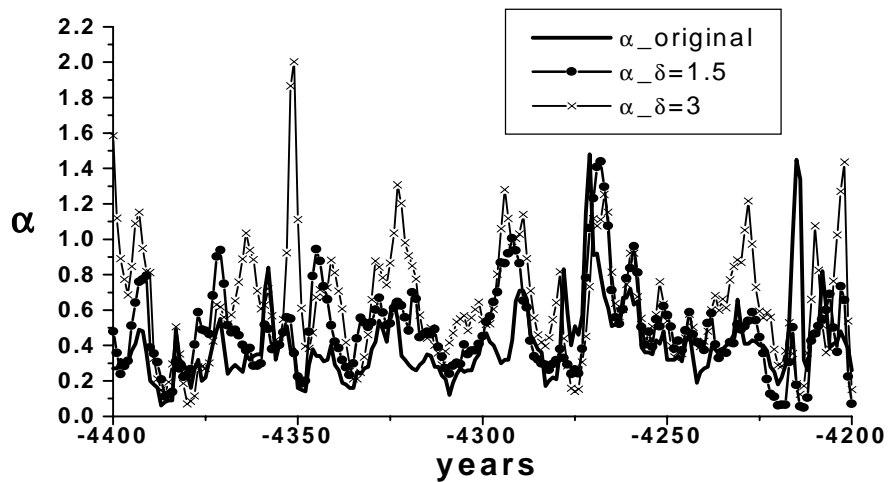


Рис.3. Гельдеровские показатели для фрагментов рисунка 1.

Гельдеровский показатель улучшенных рядов увеличивается лишь локально. Средние значения регулярности составляют:  $\alpha_Y = 0.38 \pm 0.20$ ,  $\alpha_{\hat{X}(\delta=1.5)} = 0.48 \pm 0.22$ ,  $\alpha_{\hat{X}(\delta=3)} = 0.66 \pm 0.35$ , соответственно.

На Рис.4 приведены спектры мощности. Высокие частоты на левом рисунке сохранены. На правом периоды меньше 30 лет подавлены.

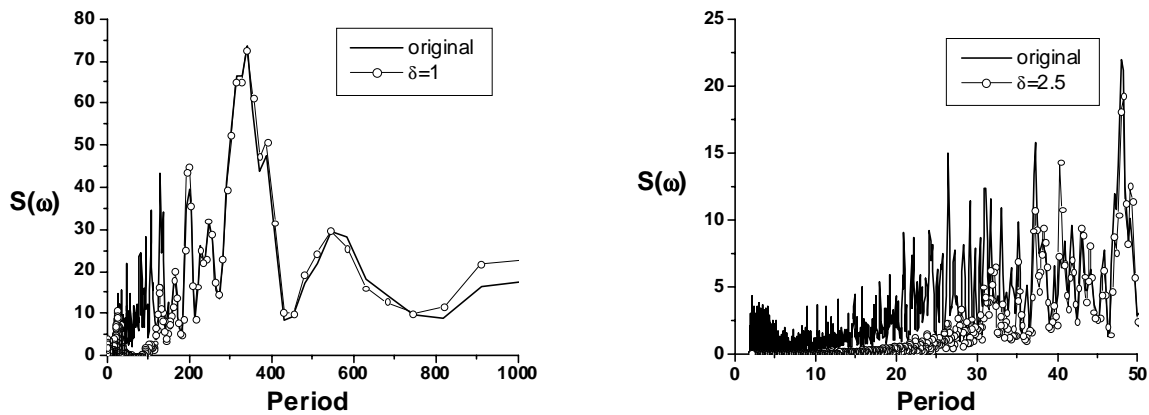
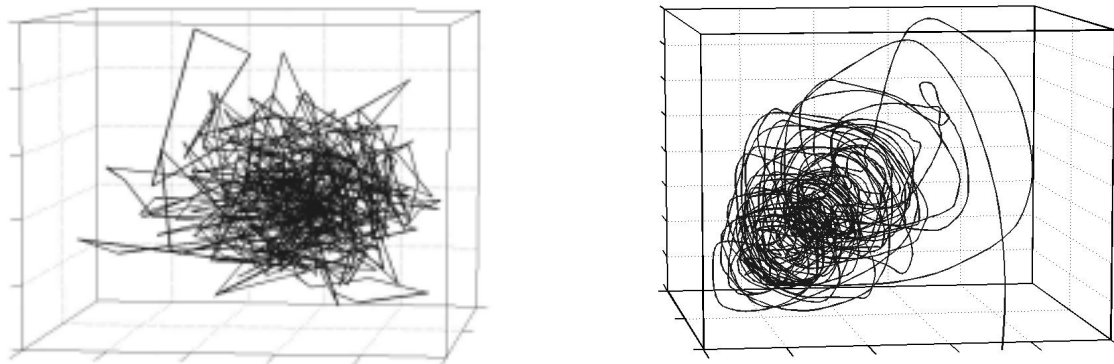


Рис.4. Спектры мощности: слева, для оригинального и улучшенного с  $\delta = 1$  рядов; справа, фрагменты спектра до периода  $\leq 50$  лет оригинального и улучшенного с  $\delta = 2.5$  рядов.

На Рис.5 приведены вложения временных рядов в  $R^3$  с помощью алгоритма Такенса. Улучшенный ряд позволяет различить даже отдельные траектории.



**Рис.5.** Реконструкция аттракторов из временных рядов: оригинального (слева) и улучшенного с  $\delta = 3$  (справа) с лагом 5.

Мы надеемся, что приведенных предварительных результатов достаточно для того, чтобы привлечь внимание экспериментаторов к “щадящим” методам обработки палеоданных, основанных на самых фундаментальных свойствах наблюдаемого ряда – его показателях регулярности.

Авторы благодарны доктору Matti Eronen (факультет Геологии ун-та Хельсинки) за оригинальные данные.

Работа выполнена благодаря поддержке Гранта ИНТАС №2002-0550.

### Литература

1. Kostelich E.J., Yorke J.A. //Phys.Rev A., 38, 1649, (1988)
2. Farmer J.D., Sidorovich J.J.//Physica D 47, 373, (1991)
3. Kostelich E.J., Schreiber T.,//Phes.Rev.E., 48, 1752,(1993)
4. Bröcker J., Parlitz U.//Chaos,11, 319,(2001)
5. Bröcker J., Parlitz U., Ogorzalek M.// Proc. IEEE 90(5), 898, (2002)
6. Robins V., Rooney N., Bradley E. //Tech.Rep.CU-CS 941-02(2003), <http://www.cs.colorado.edu/~lizb/papers/topo-filtering.html>
7. Lévy Véhel J. // IMA Vol. in Mathem. and its Applic. 132, 197, (2002).
8. Daoudi K., Lévy Véhel J., Meyer Y.//Construc.Approxim.,014(03),349, (1998)
9. FracLab//Available <http://www-rocq.inria.fr/fractales>
10. Carlsson E., Carlsson G, de Silva V. //Preprint,(2003), Available <http://math.stanford.edu/comptop/preprints/>
11. Wall M.Galib homepage: <http://lancet.mit.edu/ga.MIT>
12. Eronen, M., Zetterberg, P., Briffa, K. R., Lidholm, M., Meriläinen, J., & Timonen, M. // The Holocene, 12, 673, (2002)
13. Helama, S., Lidholm, M., Timonen, M., Meriläinen, J. & Eronen, M.// The Holocene 12, 681, (2002)



## **ON THE MECHANISM OF THE LONG-TERM MODULATION OF GALACTIC COSMIC RAYS IN A HELIOSPHERE**

**Koudriavtsev I.V.<sup>1</sup>, Kocharov G.E.<sup>1</sup>, Ogurtsov M.G.<sup>1</sup>, Jungner H.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*A.F.Ioffe Physico-Technical Institute, St.-Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*University of Helsinki, Helsinki, Finland*

## **О МЕХАНИЗМЕ ДОЛГОВРЕМЕННОЙ МОДУЛЯЦИИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ГЕЛИОСФЕРЕ**

**Кудрявцев И.В.<sup>1</sup>, Кочаров Г.Е.<sup>1</sup>, Огурцов М.Г.<sup>1</sup>, Юнгнер Х.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия,*

*Igor.Koudriavtsev@mail.ioffe.ru*

<sup>2</sup>*Университет г. Хельсинки, Хельсинки, Финляндия*

### **Абстракт**

*В работе рассматривается возможный механизм долговременной модуляции ГКЛ основанный на изменении кривизны межпланетного магнитного поля. Показано, что такое изменение магнитного поля приводит к долговременной модуляции ГКЛ, в том числе, к 11 летней модуляции.*

Many original papers and survey articles devoted to theoretical study of cosmic ray modulation in the heliosphere have been published [1,2]. Investigations of cosmic ray behavior in the heliosphere are based on the pioneer paper of Parker [3]. The basic equation for the distribution function of cosmic ray, propagating in the heliosphere has been obtained there. This equation takes into account diffusion, drifts, convection and adiabatic energy losses. Drifts and global merged interaction regions (GMIR) play a key role in the modern theory of the GCR long-term modulation. Jokipii et al. [4] showed that the drift speed of a charged particle can be several times greater than the solar wind speed and this is extremely important for the Parker's equation. The influence of drift effects on the modulation dominates at solar activity minima and allow to describe the different time profiles of the GCR intensity (neutron monitor counting rate) at minima of solar activity, i.e. describes the 22-year modulation of GCR. Jokipii and Thomas [5] showed that the observed change in the galactic cosmic ray intensity during a solar cycle might possibly be caused by variation in the tilt angle of the wavy neutral sheet. According to the present modulation theory the 11-year modulation may be caused by a few GMIRs [6,7]. GMIRs are interaction regions, which extend around the Sun and they are considered to be related to coronal mass ejections (CMEs). In [6] the GMIRs were simulated ideally as large-scale, outward propagation regions with diffusion and drift coefficients lower than the background values to reflect their turbulent nature.

To model the deviation of the diffusion tensor from its background values during the passage of GMIRs a simple sinusoidal function was used. GMIRs were assumed to propagate radially outward at the velocity of  $400 \text{ km s}^{-1}$ , which is the assumed average solar wind speed. Thus the combination of time-dependent drift and GMIRs into one time-dependent model can explain the 11-year and 22-year cosmic ray modulation cycles. For example, it was stated that the main features of the 1977-1987 proton modulation cycle might be reproduced with the drift model combined with four GMIRs. This conception is a development of the idea of propagating diffusion barriers, initially suggested by Perko and Fisk [8].

The concept of GMIRs is the most developed though it is not the single model explaining the 11-year modulation. Cane et al. [9] noted that the modulation steps were seen at 1 AU well before any global merging could have taken place. They suggest that the appearance of “medium-term modulation events” (steps) in the cosmic ray profile is related to the generation of new magnetic flux at the Sun and is not an effect of merging in the outer heliosphere. Wibberenz et al. [10] suggested that the cosmic ray intensity profile can be decomposed into a gradual component with superimposed medium-term modulation events and the gradual component is resulted from the gradual variation of the background cosmic ray transport parameters, scaled with the variation of the IMF magnitude. The model of propagating diffusion barrier was carried out in the works of Wibberenz and Cane [11], Wibberenz et al. [12]. This model takes into account the inclination of the heliospheric current sheet and the magnitude of the heliospheric magnetic field. However, these models don't take into account the changes of curvature of the interplanetary magnetic field (IMP) affecting the passage of GCR in the heliosphere. As will be shown below the changes of curvature modulates the GCR intensity inside the heliosphere, resulting in the 11-year modulation and in the observed positive correlation between the solar wind velocity and the GCR intensity. Let us consider the possible mechanism of the long-term modulation connected with changes of the magnetic field curvature due to variations of the solar wind speed. For the Parker model of the interplanetary magnetic field we have in spherical coordinates:

$$B_r = A/r^2; B_\theta = 0; B_\phi = -A\Omega \sin\theta / (rV_{sw}) , \quad (1)$$

where  $\theta$ ,  $\phi$  are polar and azimuthal angles;  $r$  is the distance from the Sun;  $V_{sw}$  is the solar wind velocity;  $\Omega$  is the rate of the solar rotation,  $A$  is a numerical coefficient. It is known that the solar wind speed changes with SA. For example, in the work of Belov et al. [13] it is shown that for the heliolatitudes  $> 20^\circ$   $V_{sw}$  decreases when SA rises. Hence, according to equation (1), the curvature of the interplanetary magnetic field (the ratio  $B_\phi/B_r$ ) will also change.

Therefore a decrease in the solar wind speed ( $V_{sw}$ ) during the rising phase of solar activity leads to a corresponding increase in the IMF's curvature that in turn results in changes of the GCR concentration in the heliosphere.

Let us consider the motion of GCR particles in the Parker spiral field. Similar to the case when the 22-yr modulation was considered, we will use the drift equation [14]:

$$\vec{v} \equiv \frac{d\vec{r}}{dt} = u \frac{\vec{B}}{B} + \frac{cM}{eB^3} (\omega^2 / 2 + u^2) (\vec{B} \times \nabla B) + \frac{cMu^2}{eB^2} (\text{rot}\vec{B} - \frac{\vec{B}}{B^2} (\vec{B} \text{rot}\vec{B})) \quad (2)$$

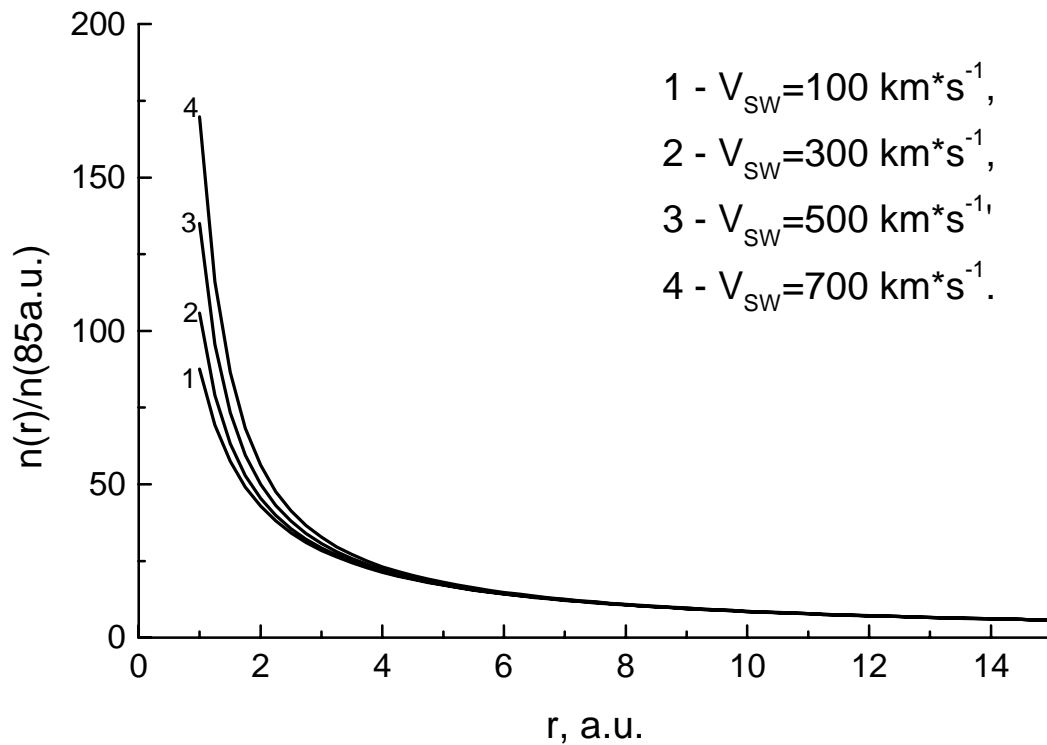
where  $\vec{r}$  - coordinate of the larmour center of particle trajectory,  $u$  и  $w$  – longitudinal and cross components of the particle velocity relative to magnetic field  $\vec{B}$ ;  $c$  – velocity of light;  $M, e$  – masse and charge of particle.

In framework of adiabatic approach:

$$v^2 = u^2 + w^2 = \text{const}; \frac{Mw^2}{2B} = \mu = \text{const}; u = (v^2 - 2\mu B / M)^{1/2} \quad (3)$$

First term in (2) describes motion of particle along magnetic field, second and third terms describe drift of particle across magnetic field caused by gradient and curvature of magnetic field respectively. As we have noted above, drift motion of GCR particles is modulated by 22-year magnetic cycle of the Sun. In present work we are interesting in longer-term modulation of CGR flux, which we consider as depending mainly of IMF curvature. The magnetic field at the boundary of heliosphere (85 a.u.) is much smaller than at IMF at the earth's orbit, hence only particles which velocity is directed almost along IMF lines of force will be able to reach the Earth's orbit. Other particles will turn back at some distance from the Sun at which their  $u$  component of velocity will be equal to zero (see equation (3)). In our analyses we take into account only particles penetrating into heliosphere along the force lines of IMF. Results of solution of the equation of continuity for particles, propagating along the force lines of IMF in the quasi stationary case, are plotted in Figure 1 [15]. From this figure it can be seen that increase of  $V_{sw}$  leads to increase of the GCR concentration at the Earth's orbit. The solar wind velocity is effectively driven by solar activity – when SA is higher  $V_{sw}$  is lower and vice versa. Therefore SA strongly modulates the intensity of GCR in the heliosphere. Fig.2 presents the Climax neutron monitor counting rate, the solar wind velocity at the heliospheric latitude  $60^\circ$  and near the Earth. The figure shows that maxima in the solar wind velocity at the heliospheric latitude  $60^\circ$  and the GCR intensity correspond to minima of solar activity during the period 1973-2000 in agreement with Fig. 1. As can be seen from maps of the solar wind velocity at the heliospheric latitudes higher than  $30^\circ$  (<http://stesun5.stelab.nagoya-u.ac.jp>) the maxima of the solar

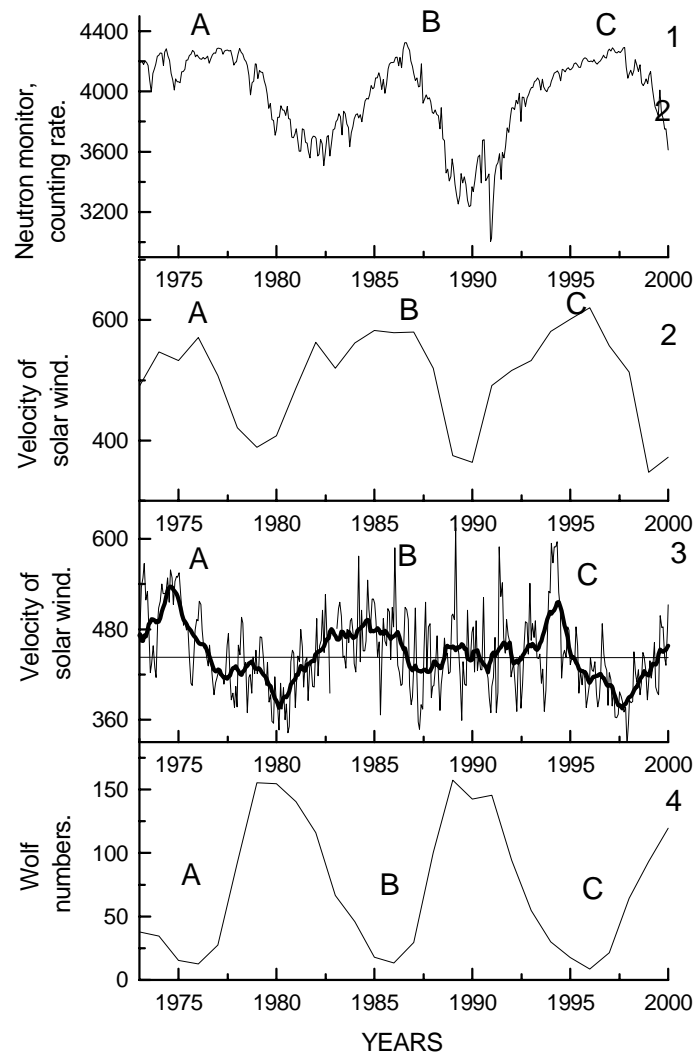
wind velocity occurred in 1974-1976, 1984- 1987, 1995-1996 years. These periods correspond to maxima of the GCR intensity and minima of solar activity. The agreement between neutron monitor data and velocity of the solar wind, measured near the Earth, also is observed for the time interval 1970-1987.



**Figure 1.** Ratio of concentration of GCR particles propagating along the magnetic field at distance  $r$  from the Sun to the concentration of GCR at the heliospheric boundary calculated for different solar wind velocities;  $\theta=\pi/2$

### Acknowledgement

This research was done in the frame of an exchange between the Russian and Finnish Academies (project № 16) and was supported by EU INTAS 2001-0550 grant. In addition, it was supported by the program “Astronomy: nonstationary processes in astronomy” of Russian Academy and by RFBR grants №№ 03-02-17505, 03-04-48769.



**Figure 2.** 1 – data of the Climax neutron monitor, 2 – annual data on the solar wind velocity averaged over the Carrington longitude at the heliographic altitude  $60^{\circ}$  (<http://stesun5.stelab.nagoya-u.ac.jp>), 3- the solar wind velocity near the Earth (OMNI WEB DATA, <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/omniweb>); 4 – Wolf numbers. A, B, C – minima of solar cycle.

### References

1. Fisk, L.A., Wenzel, K.P., Balogh, A. et al.: 1998, *Space Science Reviews*, **83**(1-2), 179.
2. Potgieter, M.S., Ferreira, S.E.S.: 2001, *Adv. Space Res.*, **27**(3), 481.
3. Parker, E.N.: 1965, *Planet. Space Sci.* **13**, 9.
4. Jokipii, J.R., Levy, E.H., Hubbard, W.B.: 1977, *The Astrophysical Journal*, **213**, 861
5. Jokipii, J.R., Tomas, B.: 1981, *The Astrophysical Journal*, **243**, 1115.
6. Le Roux, J.A., Potgieter, M.S.: 1995, *The Astrophysical Journal*, **442**(2), 847.
7. Potgieter, M.S., Burger, R.A., Ferreira, S.E.S.: 2001, *Space Science Reviews*, **97**(1-4), 295.

8. Perko, J.S., Fisk, L.A.: 1983, *J. Geophys. Res.*, **88**, 9033.
9. Cane, H.V., Wibberenz, G., Richardson, I.G. and von Roseninge, T.T.: 1999, *Geophys. Res. Lett.* **26**, 565.
10. Wibberenz, G., Cane, H.V., Richardson, I.G., and von Roseninge, T.T.: 1999, *Proc. 26<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf.* **7**, 111.
11. Wibberenz, G. and Cane, H.V.: 2000, *J. Geophys. Res.* **105**, 18315.
12. Wibberenz, G., Cane, H.V., Richardson, I.G. and von Rosevinge T.T.: 2001, *Space Sci. Rev.* **97**, 343.
13. Belov, A.V., Gushchina, R.T., Obridko, et al.: 2001. *Izv. RAN* **65(3)**, 360 (in Russian).
14. Dnestrovskiy, Yu.N., Kostomarov, D.P.: 1982, *Mathematical modeling of plasma*, Moscow, "Nauka", 320 pp. (in Russian).
15. Koudriavtsev I.V., Kocharov G.E., Ogurtsov M. G., Jungner H.: 2003, *Solar Physics*, **215**, 385.

**ОБЩЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛНЦА:  
ВРАЩЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ  
ПРОТИВОПОЛОЖНОЙ ПОЛЯРНОСТИ**

**Лейко У.М.**

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

**THE SOLAR MEAN MAGNETIC FIELD: THE ROTATION OF  
MAGNETIC FIELDS OF THE OPPOSITE POLARITY**

**Leiko U.M.**

*Astronomical observatory of Kiev national university,  
Kiev, Ukraine, leiko@observ.univ.kiev.ua*

**Abstract**

*The rotation of the largescale magnetic fields of the opposite polarity were investigated. It were used values of the solar mean magnetic field (SMMF) prepared at Crimean, Mount Wilson and Stanford observatories (1968-2002). For this purpose we calculated the LS-spectra of the time series of the positive and negative polarity measurements of the SMMF. The results of the represented investigations confirm earlier well-known fact of the faster rotation of the magnetic structures of the same polarity and slower rotation of the another polarity. It was also revealed that behavior of this distinctive features is opposite for high and low latitude and possibly varies in the course of time.*

Картина внешних проявлений вращения Солнца сложна, иногда противоречива. На фоне дифференциального профиля наблюдаются моды жесткого вращения [1,2] и крутильные колебания [3,4]. Скорость вращения магнитных структур зависит от многих факторов – времени жизни, места локализации, величины магнитного поля, а также уровня солнечной активности [5,6]. Различного рода исследования указывают также на неодинаковую скорость вращения магнитных полей противоположной полярности. Так, Северным в результате анализа измерений общего магнитного поля Солнца (ОМПС) [7]: разность периодов вращения магнитных структур отрицательной и положительной полярностей в 1968-1969 гг. становила 0.8 сут.

В представляемой работе приведены результаты исследования крупномасштабных магнитных полей противоположной полярности по трем независимым временным рядам измерений ОМПС, выполненных в Крымской (1968-1976 гг.), Маунт-Вилсоновской (1970-1982 гг.) и Станфордской обсерваториях (1975-2002 гг.). Результаты представленных исследований подтверждают факт неодинакового вращения магнитных структур противоположной полярности. Также обнаружено, что характер

этого различия противоположен для низких и высоких широт и, возможно, изменяется со временем.

### **Данные и методика их обработки**

ОМПС, характеризующее Солнце как звезду, представляет собой интегрированное по видимому диску значение продольного компонента поверхностного магнитного поля. По сути, это разбаланс магнитного потока (преобладание потока одной из полярностей) от видимого диска Солнца. ОМПС является глобальной характеристикой солнечной активности, коррелирует со структурой межпланетного и фотосферного магнитных полей и другими индексами солнечной активности.

Измерения ОМПС были начаты Северным [7] в 1967 г в КрАО, для чего был применен весьма эффективный метод – магнитографические наблюдения Солнца в параллельном пучке. Позже измерения ОМПС в разное время и с различной точностью выполнялись еще в трех обсерваториях. Наименьшую погрешность измерений имеет магнитограф Станфордской обсерватории, регулярные наблюдения на котором были начаты в мае 1975 года и продолжаются сейчас.

Для осуществления поставленной задачи были вычислены LS-спектры [8] для рядов положительной и отрицательной полярности ОМПС отдельно для измерений ОМПС, выполненных в Крымской, Маунт-Вилсоновской и Станфордской обсерваториях. Станфордский ряд, наиболее длинный и с наименьшим количеством пропущенных наблюдений, включает почти три цикла солнечной активности. Спектры вычислялись как для всего ряда, так и для отдельных циклов. Для точного определения положения максимума спектры вычислялись с шагом по гармонике  $\Delta m$  от 0.01 до 0.001, что давало точность определения периода 0.004 сут для станфордских данных, 0.0007 сут для крымских измерений и 0.002 сут для маунт-вилсоновских измерений. Выбор различных шагов по гармонике обусловлен различным количеством измерений обрабатываемых рядов. При обработке рядов положительных и отрицательных значений ОМПС, количество значений ОМПС в которых равно  $N^*$ , а общее число измерений  $N$ , шаг по гармонике становил  $\Delta m^* = \Delta m \cdot N^*/N$ . При этом шаг по периоду в районе доминирующего пика был одинаков для ряда всех значений ОМПС и рядов положительных и отрицательных значений ОМПС.

### **Вращение магнитных структур противоположной полярности**

В спектрах временных рядов ОМПС в частотном диапазоне, соответствующем периодам вращения Солнца, наблюдается группа пиков, которые отражают квазижесткое вращение фоновых магнитных полей в отдельных широтных зонах [9]. Доминирующим в этой группе является пик со значением периода около 27 сут. В полученных нами спектрах



станфордского ряда ОМПС (1975-2002 гг.) значение периода доминирующего пика равно  $\approx 26.89$  сут, что близко к значению периода вращения  $26.87$  сут, полученном по станфордским магнитографическим измерениям фотосферного поля за этот же интервал времени [10].

На рис. 1 приведена кривая зависимости разности угловых скоростей вращения магнитных структур противоположной полярности от значения доминирующих периодов вращения ОМПС. Разность угловой скорости вращения структур противоположной полярности, полученная по всему станфордскому ряду, т.е. для интервала 1975-2002 гг. (верхний график рис. 1), составляет в основном несколько тысячных градуса за сутки. Исключение составляют периоды  $27.35$ ,  $28.30$  и  $28.9$  сут, где разность угловых скоростей вращения составляет несколько сотых градуса за сутки (треугольники на графике). В более высоких широтах скорость вращения магнитных структур отрицательной полярности превышала скорость вращения магнитных структур положительной полярности. Исключение составляет полоса, которая вращалась с периодом  $\sim 28.32$  суток (что соответствует широте  $\sim 30^\circ$ ).

Как известно, режим вращения Солнца меняется как от цикла к циклу, так и внутри циклов. Разбиение интервала 1975-2002 гг. на отдельные циклы дает следующие результаты: в 1976-2002 гг. в приэкваториальной области скорость вращения структур положительной полярности превышала скорость вращения структур отрицательной полярности, на высоких широтах (соответствующих периодам  $\approx 28-29$  сут, что соответствует, согласно формуле Снодграса, широтам  $25^\circ-30^\circ$ ) быстрее вращались магнитные структуры отрицательной полярности (разность  $\Delta P$  отрицательна). Разность угловой скорости вращения в 21 цикле в приэкваториальных областях составляет около  $0^\circ.04$ , что хорошо согласуется с результатом, полученным Латушко [11].

В 1968–1976 гг. (крымские измерения ОМПС) картина противоположная – на низких широтах быстрее вращались структуры отрицательной полярности, на высоких – структуры положительной полярности. Такая же картина следует из маунт-вилсоновского ряда измерений ОМПС, однако более быстрое вращение структур положительной полярности наблюдается не только на высоких широтах, но также и на более низких широтах (соответствующих периоду  $\approx 27.4$  сут или приблизительно  $20^\circ$ ). Возможно, это следствие того, что маунт-вилсоновский ряд (1970-1982 гг.) частью совпадает с крымским рядом (1970-1976 гг.), частью – со станфордским рядом, анализ которых дает противоположные результаты.



магнитные структуры положительной полярности (на  $\cong 0.032 \div 0.068$  °/сут), на средних широтах – отрицательной полярности (на  $\cong 0.02 \div 0.043$  °/сут). В 1968 – 1975 гг на низких широтах скорость вращения отрицательных структур была на  $\cong 0.024$  °/сут больше угловой скорости вращения магнитных структур положительной полярности, на высоких широтах – на  $\cong 0.023$  °/сут медленнее.

### **Обсуждение результатов и выводы**

Неодинаковые свойства магнитных структур противоположной полярности отмечались в литературе неоднократно.

Результаты представленных в данной статье исследований подтверждают факт различного вращения крупномасштабных магнитных полей противоположной полярности. Также обнаружено, что характер этого различия неодинаков на различных широтах (противоположен для низких и высоких широт ) и изменяется со временем. Поскольку ОМПС является разбалансом магнитного потока от всей видимой полусферы, то его измерения не дают возможности определить пространственное распределение скорости вращения магнитных структур. Более быстрое вращение магнитных полей одной полярности на меньших периодах (более низкие широты) и противоположной полярности на средних широтах (с большими периодами) также указывает на сосуществование двух систем квазижесткого вращения. Однако являются ли эти системы низкоширотными и высокоширотными системами магнитных полей, или системами полей, локализованными в северной и южной полусферах, сказать, в силу специфики ОМПС, невозможно.

То, что в течении более чем двух циклов (1975-2002 гг.) характер различия вращения структур противоположной полярности был одинаков, говорит в пользу существования низкоширотной и высокоширотной систем магнитных полей. Однако, в 1968-1976 гг. характер различия вращения был противоположен. Если разность угловой скорости меняет знак от цикла к циклу, то это, по-видимому, говорит в пользу существования двух систем магнитных полей, локализованных в разных полусферах. Таким образом, результаты, полученные по станфордскому ряду ОМПС, говорят в пользу одной гипотезы, по крымскому – другой, по маунт-вилсоновскому – как и положено, занимают промежуточное положение, поскольку интервал наблюдений частью совпадает с крымским, частью – со станфордским. Проверить, является ли полученный результат свойством солнечного магнетизма или следствием различия наблюдений на разных инструментах, может быть можно по подобному анализу более длинных рядов измерений межпланетного магнитного поля и синоптических  $H_{\alpha}$ -карт.

Автор выражает благодарность сотрудникам Крымской, Маунт-Вилсоновской и Станфордской обсерваторий за возможность работать с данными по ОМПС.

### Литература

1. Мордвинов А.В., Плюснина Л.А. Когерентные структуры в динамике крупномасштабного магнитного поля Солнца //Астрон. журн. – 2001. – **78**, №8. – С.753-760.
2. Степанян Н.Н. Изменение дифференциального вращения фоновых магнитных полей на Солнце // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. – 1983. – **67**. – С. 59–65.
3. Snodgrass H.B. A torsional oscillation in the rotation of the solar magnetic field //Astrophys. J. – 1991. – **383**. – P. L85 –L87.
4. Макаров В.И., Тлатов А.Г. Крутильные колебания Солнца в период 1915 – 1990 гг. //Астрон. журн. – 1997. – **74**, №3. – С.474-480.
5. Обридко В.Н., Шелтинг Б.Д. Дифференциальное вращение Солнца // Исследования. по геомагнетизму, аэрономии и физ. Солнца. – Москва, 1988. – Вып. **83**. – С. 3–24.
6. Schroter E.H. The solar differential rotation: present status of observations // Solar Phys. – 1985. – **100**, N 1. – P.141–169 .
7. Severny A.B. The polar fields and time fluctuations of the general magnetic field of the Sun // Solar magneticfields: Proc.IAU Symp. N 43 – Dordrecht, 1971. –P. 675–695.
8. Теребиж В.Ю. Анализ временных рядов в астрофизике //1992. М. Наука 399 с.
9. Котов В.А., Левицкий Л.С. Дискретность периодов вращения солнечного и межпланетного магнитных полей //Изв. Крым. астрофиз. обсерв. – 1983. – **68**. – С. 56 – 68.
10. Васильева В.В., Макаров В.И., Тлатов А.Г. Циклы вращения секторной структуры магнитного поля Солнца и его активности // Письма в Астрон. журн. – 2002. – **28**, №3. – С. 228-234.
11. Latushko S. Rotation of the large-scale solar magnetic fields in the equatorial region // Solar Phys. – 1996. – **166**, N. 1. – P. 261 – 266.

## **ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ СВЕРХЗВУКОВОГО СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА**

**Лотова Н.А.<sup>1</sup>, Владимирский К.В.<sup>2</sup>, Обридко В.Н.<sup>1</sup>, Субаев И.А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН,  
г. Троицк, Россия*

<sup>2</sup>*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

### **Введение**

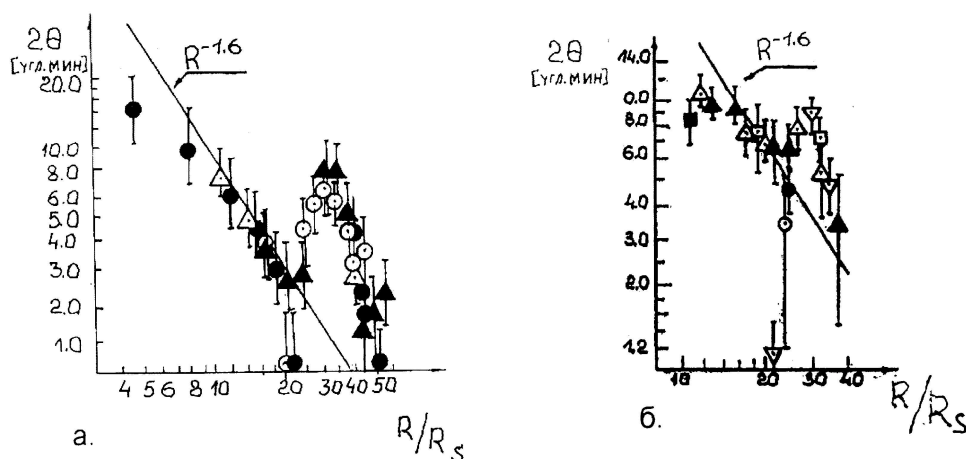
Одной из актуальных проблем современной солнечной физики является проблема источников и процессов формирования солнечного ветра. Данная работа посвящена исследованию закономерностей формирования установившегося сверхзвукового потока. Экспериментальное изучение механизмов ускорения солнечного ветра связано, преимущественно, с возможностями метода просвечивания, в нашем случае с проведением регулярных радиоастрономических исследований близких к Солнцу областей межпланетной плазмы. Именно эти области являются ключевыми для понимания процессов ускорения, но в то же время они оказываются труднодоступными для изучения. Главное внимание в работе направлено на исследование радиальных характеристик рассеяния вблизи Солнца, на изучение пространственных закономерностей ускорения солнечного ветра.

Важным результатом исследований предыдущих лет явилось обнаружение непредсказанной теорией переходной, трансзвуковой области, в которой происходит основное ускорение и поток солнечного ветра становится сверхзвуковым (Lotova et al, 1985; Lotova, 1988; Lotova, 1992). Переходная область расположена на радиальных расстояниях  $\sim 10-40 R_s$  от Солнца, где  $R_s$  – радиус Солнца. В переходной области реализуется режим смешанного течения, в пространстве сосуществуют и взаимодействуют потоки, находящиеся в дозвуковом и сверхзвуковом режимах течения. В этой связи представляет несомненный интерес распространение исследований на более удаленные от Солнца области межпланетной плазмы с тем, чтобы прояснить дальнейшую судьбу потока и его струйной структуры. В 1999 – 2002 г.г. регулярные исследования солнечного ветра были распространены на область радиальных расстояний до  $60-70 R_s$ . В этих экспериментах была накоплена значительная статистика данных, которые обсуждаются ниже.

### **Области ускорения солнечного ветра**

В радиоастрономических экспериментах изучаются характеристики рассеяния радиоволн:  $2\theta(R)$  - угол рассеяния и  $m(R)$  - индекс мерцаний

(Lotova et al, 1985; Lotova, 1988). Переходная область обнаруживается здесь как протяженная область усиления рассеяния, рис.1(а-б). На рис.1(а-б) приведены примеры локализации переходной области по данным радиальной зависимости угла рассеяния  $2\theta(R)$ . Рис.1а представляет результаты наблюдений источников: 3С215 -  $\Delta$ , 3С225 -  $\circ$  на длине волны  $\lambda=2.7\text{м}$  в августе 2001г.; рис.1б – наблюдения источников: 3С133 -  $\circ$ , 3С154 -  $\Delta$ , 3С162 -  $\square$ , 3С172 -  $\nabla$  на длине волны  $\lambda=2.9\text{м}$  в июне 1991г. Незаполненные символы на рис.1 соответствуют фазе сближения источника с Солнцем, восточному полушарию гелиосферы, заполненные – фазе удаления, западному полушарию. На рис.1(а-б) хорошо видна широкая область усиления рассеяния, которая обнаруживается по сравнению с асимптотической зависимостью,  $2\theta(R) \sim R^{-1.6}$ , характерной для дозвуковой области



**Рис.1(а-б).** Примеры локализации переходной трансзвуковой области солнечного ветра. Объяснения см. в тексте.

солнечного ветра (Лотова и др., 2000). Важной структурной особенностью является предвестник переходной области,  $R_{p1}$  – узкая область резко сниженного рассеяния, которая предшествует области усиления рассеяния. Эта область наблюдается в экспериментах двух различных типов: в изучении радиальной зависимости угла рассеяния и индекса мерцаний. В комплексном изучении переходной области проводилось сопоставление радиальной зависимости рассеяния  $2\theta(R)$  или индекса мерцаний,  $m(R)$  с изменениями скорости солнечного ветра  $V(R)$ . Сопоставление этих данных (Лотова и др., 1993; Tokumaru et al., 1993; Лотова и др., 1998) показывает, что наблюдаемые в переходной области глубокие изменения в радиальных зависимостях рассеяния и скорости являются взаимосвязанными. Область сниженного рассеяния совпадает с зоной наибольших положительных градиентов скорости потока в процессе ускорения. А область усиления рассеяния – с областью торможения, в которой, однако, поток остается сверхзвуковым.

Выше мы рассматривали характеристики потока солнечного ветра в интервале сравнительно небольших расстояний от Солнца,  $R \sim 10-30R_s$ . Изучение радиальной зависимости скорости потока в более широком диапазоне расстояний показало, что ускорение солнечного ветра не является непрерывным и монотонным. Этот вывод впервые был получен в работе (Muhleman Anderson, 1981) на основании экспериментальных данных о времени запаздывания радиосигналов и, соответственно, о распределении вещества на трассе, связывающей КА Viking с наземной станцией. Отклонение электронной концентрации от закона обратных квадратов радиального расстояния от Солнца позволило выявить две зоны ускорения потоков солнечного ветра – в районе 20 и 50  $R_s$ . Сложный, немонотонный характер процесса ускорения был в дальнейшем подтвержден более прямыми методами измерений скорости солнечного ветра (Яковлев и др., 1980, Ефимов и др., 1990, Efimov, 1994). Для более полной диагностики процессов ускорения солнечного ветра необходимы непрерывные ряды данных о радиальной зависимости скорости солнечного ветра в широкой области радиальных расстояний  $R \approx 3-80R_s$ , сопоставленные с данными о рассеянии радиоволн. На рис.2(а-г) приведены примеры радиальной зависимости угла рассеяния  $2\theta(R)$ , измеренного в широких пределах  $R \approx 5-70R_s$ . Для различных источников здесь использованы символы: на рис.2а - по наблюдениям источников 3C2 - O, 3C5 -  $\Delta$  в марте 2000г.; на рис.2б – по источникам 3C144 - O, 3C166 -  $\diamond$  в июне 2000 г.; на рис.2в – по источникам 3C2 - O, 3C5 - в марте 2001г.; на рис.2г – по источнику 3C138 0 - O в июне 2000 г. Незаполненные и заполненные символы имеют то же значение, что и на рис.1. Из рис.2 видно, что в радиальной зависимости угла рассеяния  $2\theta(R)$  помимо известной переходной области в более удаленных от Солнца областях повторяется усиление рассеяния на расстояниях  $R \sim 40-70R_s$ , причем здесь повторяются те же структурные детали, которые определяют процесс ускорения потока в переходной области: узкая область сниженного рассеяния, предшествующая широкой области усиления.

Результаты наблюдений периода 1999-2002 гг. суммированы в табл.1. Здесь слева на право указаны: номер эксперимента, просвечивающий источник, дата, когда наблюдался предвестник переходной области  $R_{p1}$  - его расстояние от Солнца и гелиоширота  $\varphi_1$ , затем дата регистрации второго предвестника  $R_{p2}$  и его координаты:  $R_{p2}$  и  $\varphi_2$ . Табл.1 показывает, что в околосолнечной плазме устойчиво существуют две дискретные области с одинаковыми структурными особенностями. В переходной области эти особенности были связаны с ускорением потока в зоне критической звуковой точки и с последующим его торможением (Лотова и др., 1992; Лотова и др., 1993). Исходя из повторения структурных особенностей переходной области в более

удаленных областях среды, естественно связать вторую область с повторным, дополнительным ускорением потока в зоне альвеновской критической точки. Таким образом, ускорение потока солнечного ветра не является непрерывным и монотонным, оно происходит в дискретных областях, обусловленных критическими точками.

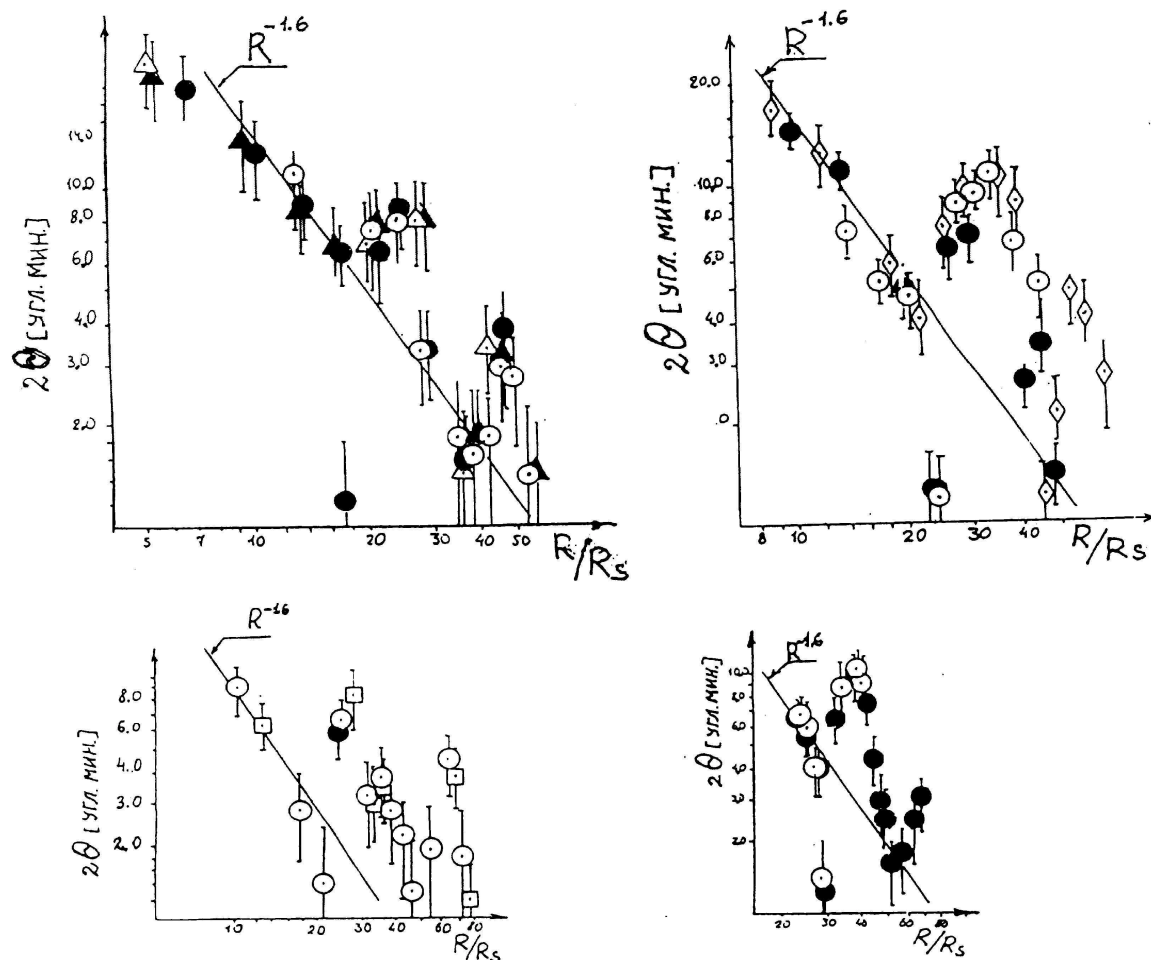


Рис.2 (а-г). Примеры радиальной зависимости угла рассеяния. Объяснения см. в тексте.



**ТАБЛИЦА 1**

Расположение минимумов рассеяния  $R_{p1}$ ,  $R_{p2}$  в трансзвуковой и – альвеновской областях в процессе ускорения солнечного ветра

N	источник	E/W	дата	$R_{p1}/R_S$	$\Phi_1$ , град.	дата	$R_{p2}/R_S$	$\Phi_2$ , град.
1.	3C2	E	18.03.99	15,5	-12	13.03.99	34,0	-6,5
2.	3C5	E	20.03.99	16,5	-6,7	15.03.99	35,0	-4,2
3.	3C2	E	17.03.00	17,5	-11,1	11.03.00	38,0	-5,9
4.	3C2	W	24.03.00	17,5	-7,0	01.04.00	38,0	-2,0
5.	3C5	E	19.03.00	18,0		13.03.00	36,0	-4,1
6.	3C5	W	28.03.00	19,0		03.04.00	38,0	0,3
7.	3C133	W	20.06.00	23,5	30,5	21.06.00	47,5	18,1
8.	3C138	W	15.06.00	28,0	-51,2	24.06.00	52,0	-0,6
9.	3C144	W	21.06.00	22,5	-5,0	29.06.00	50,5	1,9
10.	3C154	E	18.06.00	23,0	17,9	12.06.00	43,0	6,0
11.	3C166	E	26.06.00	21,5	-23	19.06.00	46,0	-14,1
12.	3C207	W	06.08.00	25,5	-40	15.08.00	54,0	-14,6
13.	3C208	W	10.08.00	26,0	-25,3	19.08.00	56,0	-8,8
14.	3C212	W	11.08.00	27,0	-18,2	18.08.00	48,0	-8,2
15.	3C228	W	23.08.00	21,0	8,2	30.08.00	44,0	7,7
16.	3C2	E	16.03.01	21,0	-9,3	09.03.01	45,0	-5,3
17.	3C5	E	18.03.01	22,0	-5,5	11.03.01	45,0	-3,8
18.	3C154	E	20.06.01	18,0	26,3	14.06.01	38,0	8,1
19.	3C172	E		~18,0		25.06.01	38,0	7,8
20.	3C207	W	04.08.01	21,0	-53,6	13.08.01	46,0	-18,0
21.	3C208	W	08.08.01	19,0	-37,6	15.08.01	42,0	-12,3
22.	3C275	W	10.10.01	21,5	-6,4	17.10.01	47,5	-4,6
23.	3C279	W	14.10.01	21,5	-3,1	21.10.01	46,0	-3,3
24.	W31(2)	E	21.12.01	17,0	56,3	30.12.01	26,0	22
25.	W31(2)	W	27.12.01	17,5	40,3	01.01.02	34,0	15
26.	3C2	E	17.03.02	18,5	-10,5	11.03.02	38,0	-6,0
27.	3C5	E	19.03.02	18,5	-6,2	15.03.02	38,0	-4,0
28.	3C307	W	01.08.02	18,0	-79,5	08.08.02	36,0	-24,0
29.	3C208	E	01.08.02	17,5	-52,0	13.08.02	36,0	-16,0
30.	3C215	W	13.08.02	23,0	5,4	19.08.02	45,0	4,6
31.	3C225	E	11.08.02	18,0	-2,0	24.08.02	33,0	3,2
32.	3C225	W	22.08.02	21,5	3,4	28.08.02	43,0	3,1
33.	3C228	W	22.08.02	16,0	17,3	27.08.02	34,0	9,4
34.	IRC-20431	W	29.12.02	18,0	7,0	02.01.03	34,0	0,0
35.	W28 A2(1)	W	27.12.02	18,0	-14,0	31.12.02	34,0	-11,0
36.	W31(2)	W	28.12.02	20,0	32,0	03.01.03	40,0	12,0

### Корреляционная взаимосвязь между двумя областями ускорения потоков

Данные табл.1 показывают, что положение предвестников  $Rp_1$ ,  $Rp_2$  изменяется в широких пределах:  $Rp_1 \approx 16 - 27Rs$ ,  $Rp_2 \approx 34 - 56Rs$ . Эти данные позволяют исследовать взаимосвязь между пространственным расположением областей ускорения потоков. На рис.3 представлена зависимость расположения предвестника  $Rp_2$  от положения предвестника  $Rp_1$ . Типы потоков солнечного ветра, обозначенные на рис.3 символами:  $\Delta$ ,  $\star$ ,  $\boxtimes$ ,  $\text{♪}$  определялись исходя из корреляционной диаграммы, связывающей положение  $R_{in}$  – внутренней границы переходной области с  $|B_R|$  - напряженностью магнитного поля на поверхности источника,  $R=2,5Rs$ . Корреляционный анализ обнаруживающий различные ветви в зависимости  $R_{in}(|B_R|)$ , дополнялся расчетами топологии магнитного поля в короне и данными о структуре белой короны по наблюдениям на КА SOHO (Lotova, Obridko et al., 2002). Рис.3 показывает, что у потоков различных типов наблюдается единая корреляционная зависимость,  $Rp_2(Rp_1)$ . В верхней части этой зависимости преобладают наиболее медленные потоки -  $\boxtimes$ , в нижней – быстрые потоки,  $\Delta$ .

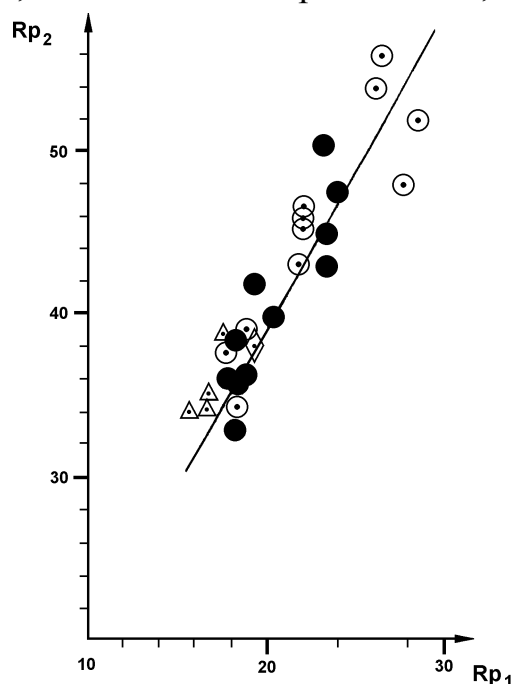


Рис.3. Зависимость пространственного расположения предвестника  $Rp_2$  от положения  $Rp_1$ .

### Обсуждение и результаты

Изучение радиальной зависимости рассеяния радиоволн в двух независимых методах наблюдений: по углу рассеяния  $2\theta(R)$ , и по мерцаниям  $m(R)$  в широкой области радиальных расстояний  $R \approx 5 - 70Rs$ , где формируется сверхзвуковой солнечный ветер, обнаруживает устойчивое существование дискретных областей, в которых происходит

основное и дополнительное ускорение потока. Положение этих областей на шкале радиальных расстояний по предвестникам  $R_{p1}$ ,  $R_{p2}$  связывается с критическими точками: медленной магнитозвуковой и альвеновской. Это позволяет предположить, что области ускорения потока возникают в результате резонансного взаимодействия волн и частиц потока. Существование независимой от типа потока, единой корреляционной взаимосвязи в пространственном расположении областей основного и дополнительного ускорения, позволяет заключить, что тип потока, обусловленный начальными условиями в солнечной короне, структурой и напряженностью магнитных полей в основании линии тока, сохраняется в сложном процессе ускорения до расстояний  $\sim 60-70 R_s$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 01-02-16308, программы «Ведущие научные школы», грант 00-15-96661.

### Литература

- Ефимов А.И., Чашей И.В. и др. 1990. Космич. исслед. **28**. 581-586.  
Лотова Н.А., Корелов О.А., Писаренко Я.В. 1992. Геомагн. и аэрон. **32**. 78-84.  
Лотова Н.А., Писаренко Я.В., Корелов О.А. 1993. Геомагн. и аэрон. **33**. 10-17.  
Лотова Н.А., Владимирский К.В., Писаренко Я.В. 1998. ДАН. **360**. 1-3.  
Яковлев О.И., Ефимов А.И. и др. 1980. Астрон. журн. **57**. 790-798.  
Яковлев О.И., Ефимов А.И., Рубцов С.Н. 1988. Астрон. журн. **65**. 1290-1299.  
Efimov A.I. 1994. Space Sci. Rev. **70**. 397-402.  
Lotova N.A., Blums D.F., Vladimirkii K.V. 1985. Astron. and Astrophys. **150**. 266-272.  
Lotova N.A. 1988. Solar Phys. **117**. 399-406.  
Lotova N.A. 1992. Proc. of Solar Wind 7. eds. Marsch E, Schwenn R. 217-220.  
Lotova N.A., Obridko V.N., Vladimirkii K.V. et al. 2002. Solar Phys. **205**. 149-163.  
Muhleman D.O., Anderson J..D. 1981. Astrophys. J. **247**. 1093-1101.  
Tokumaru M., Mori H. et al. 1995. Journ. Geomag.Geolectr. **47**. 1113-1120.



## **АЛГЕБРАИЧЕСКАЯ ТОПОЛОГИЯ $H-\alpha$ КАРТ**

**Макаренко Н.Г., Каримова Л.М.**

*Институт математики, Алматы, Казахстан, e-mail: makarenko@math.kz*

## **ALGEBRAIC TOPOLOGY OF $H-\alpha$ CHARTS**

**Makarenko N.G., Karimova L.M.**

*Institute of Mathematics, Almaty, Kazakhstan, e-mail: chaos@math.kz*

### **Abstract**

*The methods of algebraic topology are applied to extract information from synoptic charts. We have estimated Betti numbers of cycles formed around holes of unipolar area for 815-1624 rotations of the Sun. Obtained time series demonstrates two significant periods, namely, 11 year mode and quasi-biennial period.*

Данные о структуре магнитного поля Солнца визуализированы в форме синоптических карт. Они отображают динамику поля с усреднением одного оборота Солнца, либо с точностью до знака, либо в топографической форме изолиний. В любом случае, каждая карта может быть представлена в виде матрицы с бинарными (знак поля) либо вещественными значениями. Последовательность матриц во времени можно рассматривать как “матричный” временной ряд. Современная техника реконструкции фазовой динамики из наблюдений опирается на существование скалярной “наблюдаемой” и ее обобщение на матричный вариант приводит к вычислительным трудностям. Наиболее простой способ перевести распределенную информацию карт в скалярные ряды дает математическая морфология [1-3]. Конфигурация изолиний для каждого уровня сечения карты представляет собой набор компактных областей, т.е. множества выбросов (excursions), образованных значениями координат, для которых поле превышает заданный уровень. Простейшими робастными статистиками являются суммарная площадь, суммарный периметр и связность (Эйлерова характеристика) областей выбранной полярности для каждого сечения, пропорциональные так называемым функционалам Минковского [2]. Таким образом для упорядоченного набора карт достаточно просто получить три скалярных ряда, пригодных для дальнейшего анализа [3]. Морфологический оператор *дилатации* (параллельного раздувания) позволяет дополнительно оценить скорость увеличения площади области. Эта скорость измеряется фрактальной размерностью Булигана-Минковского [3]. С другой стороны, изменение числа связных компонент в зависимости от разрешения, которое оценивается *индексом несвязности* [4], позволяет исследовать скейлинговое

поведение сложных паттернов. Функционалы Минковского описывают главным образом геометрию поля. Однако, двум геометрически подобным структурам может соответствовать различная топология. Примером служат фракталы с одинаковой бокс-размерностью, но различным числом дыр. Полное описание таких паттернов может дать вычислительная топология [5,6], исследуя алгебраические инварианты элементарных множеств, топологических клеток, на которые можно разложить паттерн. В этой работе мы применяем методы алгебраической топологии [7,8] для анализа синоптических карт.

### Элементы теории гомологий

Известно, что отрезок соединяет две точки, на 3 неколлинеарные точки можно “натянуть” треугольник, а четыре некопланарные точки служат вершинами тетраэдра (см. Рис.1). Эти простейшие выпуклые множества называют симплексами [7]. Их различают по размерностям и обозначают перечислением вершин, задающих ориентацию: 0-симплекс – это точка, 1-симплекс – отрезок  $[a,b]$ , 2-симплекс - треугольник  $[a,b,c]$ , 3-симплекс – тетраэдр  $[a,b,c,d]$ .

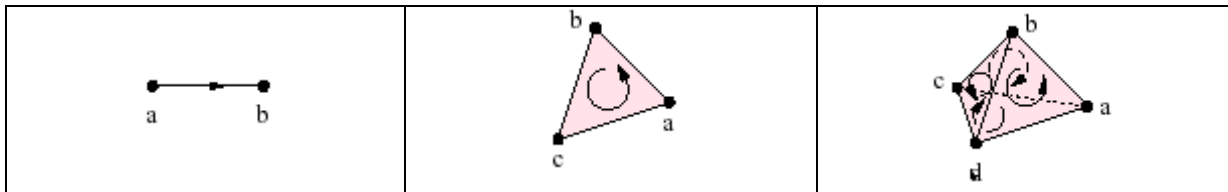


Рис. 1.

Алгебраически ориентация задается знаками при вершинах (границах) симплексов. Например,  $[a,b] = b - a$ , т.е. “входу” в симплекс соответствует знак (-), а выходу - (+). Линейная комбинация  $c^k = \sum a_i \Delta_i^k$  симплексов  $\Delta_i^k$  называется *цепью*, или *k-цепью*, где  $a_i \in \mathbb{Z}$  - целые числа и все симплексы в цепи имеют одинаковую размерность  $k$ . Так как множество целых чисел  $\mathbb{Z}$  образуют коммутативную (абелеву) группу относительно сложения, цепи также образуют абелеву группу; обозначим ее как  $C_k$ . Границей  $\partial \Delta^k$  симплекса  $\Delta^k = [a_0, a_1, \dots, a_k]$  являются, очевидно,  $\Delta^{k-1}$ -симплексы, точнее сумма всех его  $(k-1)$ -мерных граней, с индуцированной ориентацией:

$$\partial_k [a_0, a_1, \dots, a_k] = \sum_{i=0}^k (-1)^i [a_0, \dots, \hat{a}_i, \dots, a_k],$$

где  $\hat{a}_i$  - означает отсутствие  $i$ -ой вершины в сумме. Например, для Рис.1:

$$\partial_1 [a,b] = b + (-1)^1 a = b - a;$$

$$\partial_2 [a,b,c] = [b,c] - [a,c] + [a,b] = [b,c] + [c,a] + [a,b]$$

Оператор  $\partial$  является линейным. Его применение к цепям определяет гомоморфизм:  $\partial_k : C_k \rightarrow C_{k-1}$ , т.е. отображение, которое сохраняет

групповую операцию – сложение. Последовательное применение  $\partial$  понижает размерность цепи и приводит к *цепному комплексу* на группах цепей:

$$\dots \rightarrow C_{k+1} \xrightarrow{\partial_{k+1}} C_k \xrightarrow{\partial_k} C_{k-1} \rightarrow \dots C_0 \xrightarrow{\partial_0} 0$$

Важным свойством является  $\partial^2 c = \partial \partial c = 0$ , т.е. *граница границы есть нуль*[7,8]. Действительно:

$$\partial_1 \partial_2 [a, b, c] = [c] - [b] - [c] + [a] + [b] - [a] = 0.$$

Цепь  $z$  называют *циклом*, если ее граница равна нулю:  $\partial z = 0$ . Множество  $k$ -мерных циклов  $Z_k \subset C_k$  образуют подгруппу в группе цепей. Напомним, что элементы группы  $C_k$ , которые при гомоморфизме  $\partial$  отображаются в нуль, называют *ядром* ( $\ker \partial$ ) гомоморфизма, так что  $Z_k = \ker \partial$ . Цепь  $b$  называют *границей*, если ее можно представить в виде границы некоторой  $(k+1)$ -мерной цепи  $h$ , т.е.  $b = \partial_{k+1} h$ . Поскольку  $\partial_k b = \partial_k \partial_{k+1} h = 0$ , множество границ  $B_k$  образуют абелеву подгруппу группы циклов  $B_k \subset Z_k$ . Очевидно, что  $B_k$  являются *образами* ( $\text{im } \partial_{k+1}$ ) гомоморфизма  $\partial_{k+1}$ . Конечно, произвольный цикл может и не быть границей. На Рис.2 цикл  $z$  (слева) ничего не ограничивает; его можно стянуть к центру и поэтому говорят, что он *гомологичен нулю*:  $z \square 0$ .

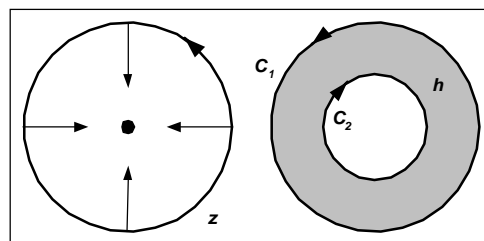


Рис. 2.

Напротив, цепь  $b = c_1 - c_2$  является границей 2-симплекса (пленки)  $h$  заполняющей область между циклами  $c_1$  и  $c_2$ , т.е.  $b = \partial_2 h$ . Говорят, два цикла гомологичны друг другу  $c_1 \square c_2$ , если они отличаются на некоторую границу  $\partial h$ , т.е.  $c_1 = c_2 + \partial h$  или  $c_1 - c_2 \square 0$ . Это обстоятельство позволяет разбить группу  $Z_k$  на отдельные классы, каждый из которых содержит циклы, совпадающие друг с другом с точностью до  $\partial h$ . Например, параллели тора образуют один класс циклов, не являющихся границами. Другой класс образуют меридианы, пара которых ограничивает цилиндрическую поверхность тора между ними. Формально, вложенная последовательность  $B_k \subseteq Z_k \subseteq C_k$  позволяет определить *фактор-группу  $k$ -мерных симплицальных гомологий*:

$$H_k = Z_k / B_k = \ker \partial_k / \text{im } \partial_{k+1}.$$

Число непересекающихся классов (ранг группы)  $H_k$  называют  *$k$ -мерным числом Бетти  $\beta_k$* . Эти числа тесно связаны с *клеточным разбиением*

топологических поверхностей. Например, тор можно рассматривать как объект “склеенный” из более простых элементов - отдельных *клеток* различной размерности. Клетки, синоним симплекса, это часть топологического пространства, гомеоморфная открытому шару. Удалим из тора  $T^2$  один из меридианов (см. Рис.3), т.е. 1-цикл. Для сохранения топологии, края полученного разреза будем считать “отождествленными”, т.е. склеенными. Удаление одной точки из вырезанного меридиана дает две клетки разной размерности: 0-клетку, т.е. точку и отрезок, т.е. 1-клетку с отождествленными концами. Развернем остаток тора в цилиндр и продолжим хирургию. Вырежем одну из образующих, т.е. 1-клетку. Это позволит развернуть цилиндр в прямоугольник, т.е. 2-клетку, у которого противоположные стороны попарно склеены. Мы получили все клетки из которых составлен тор. Перечислим их по размерностям:

Размерность клетки $k$	0	1	2
Число клеток размерности $k$	1	2	1

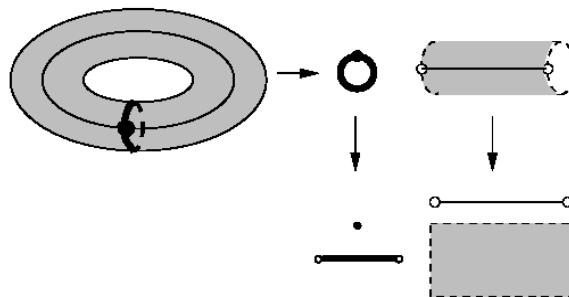


Рис. 3.

Рассмотрим теперь *гомологии* тора. Группа  $H_0$  содержит точки поверхности  $T^2$ , все циклы на торе которые стягиваются в точку и кратные им циклы. Поскольку все эти объекты гомологичны нулю,  $H_0(T^2) = Z$  и следовательно,  $\beta_0 = 1$ . Группа  $H_1(T^2) = Z \oplus Z$ , поскольку содержит два класса негомологичных 1-циклов, параллели и меридианы тора; следовательно,  $\beta_1 = 2$ . Наконец, группа  $H_2(T^2) = Z$ . Она содержит только один класс 2-циклов, поверхность тора; поэтому  $\beta_2 = 1$ . Сравнивая полученные значения  $\beta_k$  с таблицей, легко убедиться в их полной идентичности. Числа Бетти связаны с характеристикой Эйлера  $\chi$  поверхности:  $\chi = \sum_i (-1)^i \beta_i$ , так что для  $T^2$  мы получаем:  $\chi(T^2) = 1 - 2 + 1 = 0$ . Для сферы  $\beta_0 = 1$ , и поскольку все 1-цикла гомологичны нулю,  $\beta_1 = 0$ . Поверхность сферы дает  $\beta_2 = 1$ . Эти результаты полностью соответствуют разложению сферы на клетки. Их всего две: одна 0-мерная, выколота точка и одна 2-х мерная, представляющая собой диск с



отождествленной границей, который получается после растяжения проколотовой сферы на плоскость. Таким образом,  $\chi(S^2) = 1 - 0 + 1 = 2$ . Напомним, что согласно теореме Пуанкаре-Хопфа,  $\chi$  определяет число особенностей глобального векторного поля заданного на поверхности; поэтому на торе такое поле не имеет особенностей, а на сфере существуют две сингулярности (полюса), в которых невозможно определить направление касательных к  $S^2$  векторов.

### Результаты

В этой работе мы оценили числа Бетти  $\beta_1$  для группы  $H_1$ , определенной на синоптических  $H - \alpha$  картах. Для пояснения алгоритма, заметим, что если на карте в униполярных областях выбранного знака существует  $k$  дыр противоположной полярности (см. Рис.4), то группа 1-циклов имеет структуру  $H_1 = Z \oplus Z \oplus \dots \oplus Z$ . Число слагаемых прямой суммы равно  $k = \beta_1$ . Использовалось 809 синоптических  $H - \alpha$  карт для 815-1624 оборотов. Полученный временной ряд для  $\beta_1$ , после мультифрактальной фильтрации приведен на Рис.5, а его спектральная плотность на Рис.6.

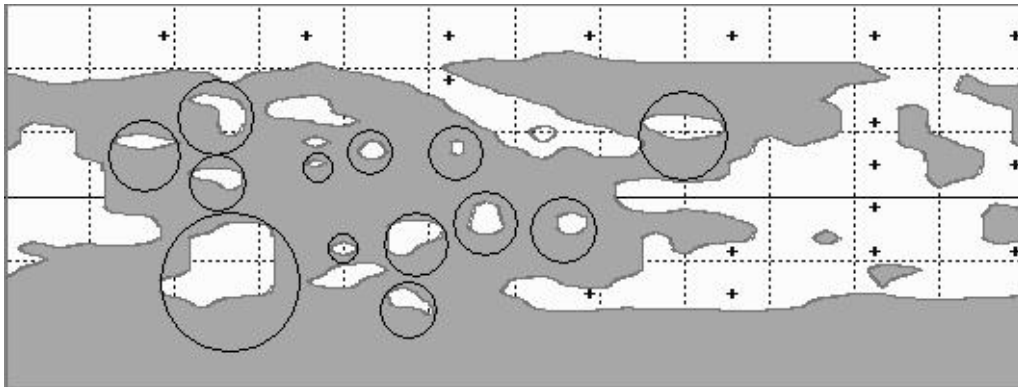


Рис. 4.

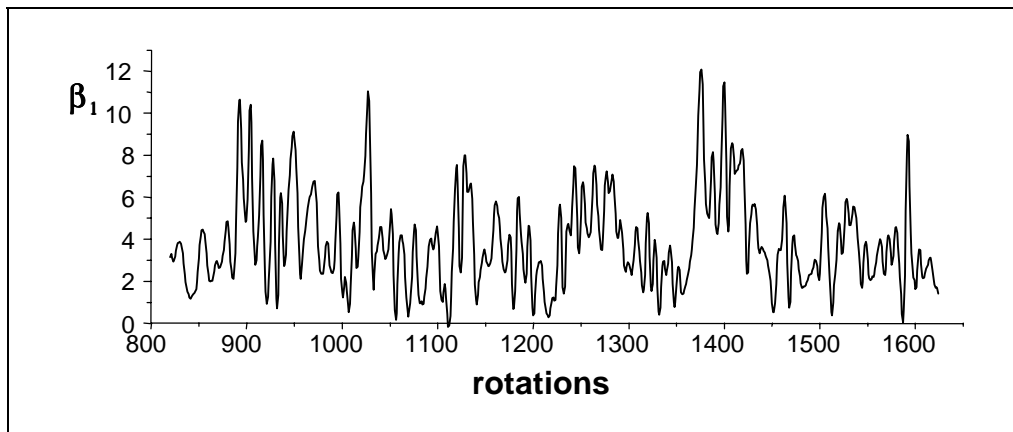


Рис. 5.

Использованный фильтр основан на улучшении Гельдеровской регулярности ряда, полученной вейвлет разложением [9]. Спектр демонстрирует всего два значимых пика, первый соответствует периоду 2,6 года, второй, широкий, 11-летней моде. Мы оставляем интерпретацию полученного результата специалистам в области Солнечного динамо.

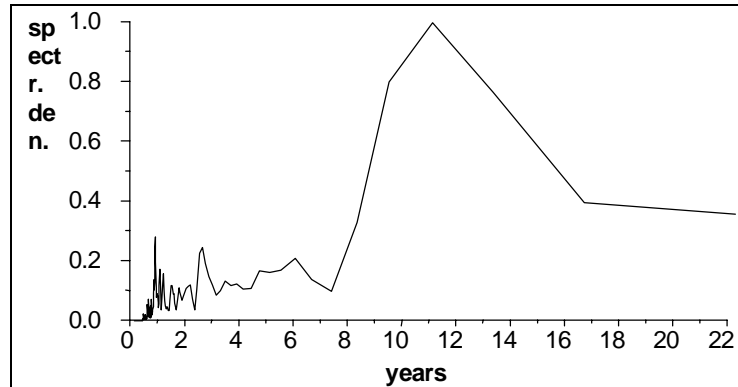


Рис. 6.

Наша ближайшая цель, уточнить полученные результаты по количественным синоптическим картам, используя так называемые *персистентные* числа Бетти [6], и получить оценки числа Бетти  $\beta_2 = \chi + \beta_1 - 1$ , которое характеризуют топологию “ручек”, образованных магнитными структурами глобального поля.

Работа выполнена благодаря поддержке Гранта ИНТАС №2002-0550.

### Литература

1. Makarenko N., Karimova L. // Nuclear Instr.& Methods in Physics Res. A502, 802, (2003)
2. Макаренко Н.Г. //Исслед. по геомагн., аэронамии и физике Солнца №113, 202, (2001)
3. Makarenko N., Karimova L., Novak M.M. // Emergent Nature. Patterns, Growth and Scaling in the Sciences, World Scientific, by Ed. M.M. Novak, 197, (2001)
4. Макаренко Н.Г., Терехов А.Г., Макаров В.И. //Труды конф. “Крупномасштабная структура Солнечной активности”, Санкт-Петербург, 145, (2000)
5. Klette R. Digital Topology for Image Analysis (2001)// CITR-TR-101, <http://www.citr.auckland.ac.nz/techreports>
6. Robins V. // Lecture Notes in Physics 600, Springer, 261, (2002).
7. Kaczynski T., Mischaikow K., Mrozek M. Computing Homology. Textbook, <http://www.math.gatech.edu/~mischaik/>
8. Шапиро И.С., Ольшанский М.А. Лекции по топологии для физиков, РХД, (2001)
9. Lévy Véhel J.//IMA Vol. in Math. and its Applicat. 132, 197, (2002).

## **ОБ ОБРАТИМОСТИ ВРЕМЕННОГО РЯДА ЧИСЕЛ ВОЛЬФА**

**Макаренко Н.Г., Куандыков Е.Б., Данилкина Е.Б.,**

*Институт математики, Алматы, Казахстан, e-mail: chaos@math.kz*

## **ABOUT REVERSIBILITY OF WOLF NUMBERS TIME SERIES**

**Makarenko N.G., Kuandykov Y.B., Danilkina Y.B.**

*Institute of Mathematics, Almaty, Kazakhstan, e-mail: chaos@math.kz*

### **Abstract**

*In this article two problems are considered. The first one is a testing of the reversibility of the Wolf numbers time series with the help of the symbolic dynamics method. It was found out that the time series is reversible on a three months scale. Further increasing of scales leads to some technical difficulties. The second task consists in testing of possibility to make predictions back in to the past for this time series, i.e. realize palegnos, which is important for a number of applications. We showed that palegnos is possible for some cycles with quality not worse than for usual forecast.*

Известно, что консервативные динамические системы инвариантны относительно инверсии времени; статистически обратимыми являются реализации гауссовских процессов и их линейные трансформации [1], но ряды, продуцированные диссипативными динамическими системами, не обладают такими свойствами [2]. Модели Солнечного динамо [3] должны породить существенно необратимую *наблюдаемую*<sup>1</sup>. Поэтому, ряды чисел Вольфа должны иметь в этом случае “стрелу времени”. Однако, моделью циклов может быть и уравнение нелинейного стохастического осциллятора [4], не имеющего низкоразмерного аттрактора. В этом случае, ряд чисел Вольфа должен быть обратимым и иметь значимые корреляции между мгновенными амплитудами и частотами. Однозначный выбор одной из альтернатив ограничен прежде всего длиной временного ряда. Действительно, аргументы в пользу существования детерминированного хаоса в Солнечных циклах основаны на оценках корреляционной размерности и Ляпуновских экспонент (см. например, [5]), полученных по относительно короткому ряду методами топологического вложения [6,7]. Однако, сама процедура вложения корректна, строго говоря, в предположении, что низкоразмерный аттрактор существует *de facto* [6]. Кроме того, для имеющегося объема данных невозможно получить статистически состоятельные оценок размерности, позволяющих

---

<sup>1</sup> Существительное *наблюдаемая* согласно Ф. Такенсу [6] синоним того, что регистрируется в эксперименте.

различить детерминированный хаос от цветного шума. С другой стороны, проверка существования комплексной огибающей [4] также не является убедительной из-за бедной реальной статистики.

Первая задача, которая рассматривается в этой работе - тестирование обратимости Солнечных циклов топологически грубыми методами символической динамики [8]. Следует заметить, что в феноменологии циклов известны несколько видов памяти, для каждой из которых существует собственный масштаб *стрелы времени*. Так, асимметрия формы цикла согласуется с необратимостью на масштабах  $\approx 11$  лет. Правило Гневышева-Оля, магнитный цикл и возможная связь длины предыдущего цикла, с амплитудой последующего [9] говорят о 22-летней стреле времени. Существуют указания о причинной связи 3-х циклов [10]. Наконец, корреляции, сравнимые с длиной ряда, идентифицируются с вековым циклом [11]. Мы проверяем здесь обратимость только на самых коротких масштабах.

Второй задачей, является исследование возможности прогноза инвертированного ряда чисел Вольфа, т.н. палеогноза. Его необходимость возникает в ряде задач палеоклимата, восстановления потерянных и ремонта сомнительных, исторических и палеоданных. В общем случае не существует явной связи между *обратимостью* временного ряда и *степенью его предсказуемости*. Ясно, что обратимые ряды консервативных систем должны одинаково хорошо прогнозироваться в прямом и обратном направлении. Гауссовский,  $\delta$  – коррелированный процесс не прогнозируется, независимо от направления времени. Диссипативная система, в бассейне аттрактора, может хуже прогнозироваться в обратном направлении, поскольку произвольная точка выбранная в фазовой ячейке фиксированного размера может иметь несколько прообразов.

### Тест на обратимость

Формально, пусть  $\{x_n\}_{n=1}^N$  - стационарный временной ряд длины  $N$  и  $y_n = (x_n, x_{n+\tau}, \dots, x_{n+(m-1)\tau})$  векторы запаздывающих координат [6,7] ряда в  $R^m$ , с лагом  $\tau$ . Временной ряд называют *обратимым* [2], если распределение вероятностей  $p(y_n)$  инвариантно относительно инверсии времени для всех  $m$  и  $\tau$ , т.е.  $p(Ty_n) = p(y_n)$ , где  $T$ -оператор инверсии:

$$Ty_n : (x_n, x_{n+\tau}, \dots, x_{n+(m-1)\tau}) \mapsto (x_{n+(m-1)\tau}, \dots, x_{n+\tau}, x_n) \quad (1)$$

Прямое использование определения требует вычисления статистик высокого порядка [2], поэтому для построения теста обычно используют простые подходы символической динамики [1,8]. Разделим вертикальную ось графика временного ряда на  $N$  равных интервалов. Маркируем каждый из интервал символом (буквой). Тогда, каждому отсчету, в

соответствии с его амплитудой, будет соответствовать буква алфавита. Предположим, что мы записали временной ряд чисел Вольфа в виде упомянутой последовательности символов, конечного алфавита и получили некоторый “текст”. Выберем шаблон фиксированной длины  $l$ . Будем считать осмысленным любое слово “прочтенное” с помощью такого шаблона, включая слова, полученные сдвигом шаблона на один символ вправо. Подсчитаем частоту встречаемости полученных слов и сравним ее с аналогичной гистограммой, соответствующей аналогичному прочтению инвертированного текста. Для полностью обратимых рядов гистограммы должны совпадать. Выбор емкости алфавита  $N$  и длины шаблона  $l$  – осуществляется опытным путем. Известно, что большие значения  $N$  и  $l$  улучшают разрешение, но увеличивают число возможных слов ( $\propto N^l$ ) и долю полиндромов<sup>2</sup>, которая растет  $\propto N^{(L+1)/2-l}$  и не влияет на оценку обратимости. Малые значения  $N$  и  $l$  уменьшают статистические флуктуации в словах, но уменьшают разрешение.

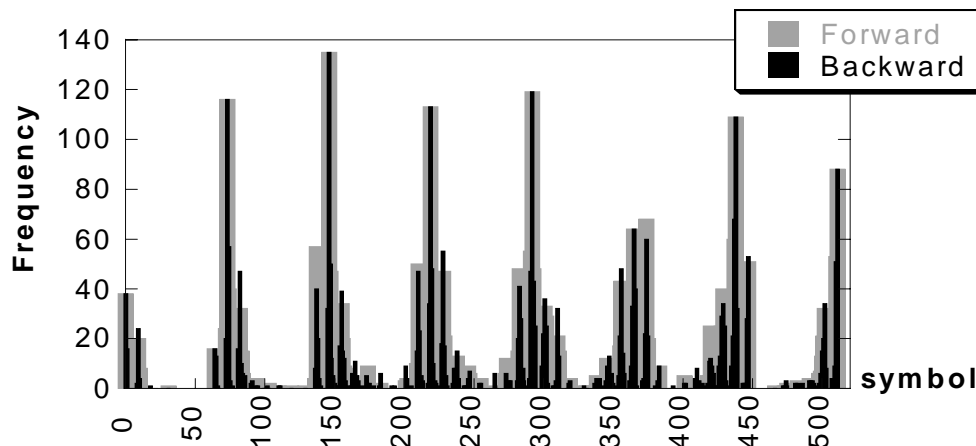


Рис.1. Частотная гистограмма встречаемости 3-х буквенных слов в числах Вольфа.

Мы использовали временной ряд первых разностей среднемесячных значений чисел Вольфа с января 1749 года. Для его кодирования использовался алфавит из 8 символов  $a_i \in \{0,1,..7\}$ , и шаблон длиной  $l = 3$ . Такой набор лингвистических параметров приводит к словарю оптимального объема. Увеличение шаблона до наиболее интересных масштабов  $l > 30$  уже требует введения метрики в пространстве слов<sup>3</sup>. Для удобства представления, слово записанное в восьмеричном коде переводилось в десятичную систему счисления. Частотные гистограммы всех “прочитанных” слов прямого и инвертированного текстов приведена на Рис.1. Визуально, гистограммы практически совпадают. Количественной мерой обратимости служила статистика [1]

<sup>2</sup> Палиндром – симметричное слово, например, 110011

<sup>3</sup> Это позволит объединить метрически близкие слова в кластеры [12] и уменьшить объем словаря.

$$T = \sqrt{\sum_{\{W\}} (P_{f,W} - P_{b,W})^2},$$

где  $P_{f,W}, P_{b,W}$  - относительные частоты встречаемости слова  $W$  при прочтении текста в прямом и обратном направлении соответственно. Значение  $T = 0$  соответствует полной обратимости текста. Для Рис.1 мы получили  $T = 0,01^4$ . Таким образом, временной ряд чисел Вольфа на временных масштабах 3 месяца оказался *полностью обратимым*.

Используя формулу (1) мы вычислили совместные функции распределения вероятностей для первых приращений нескольких отдельных циклов. Как и следовало ожидать, они оказались необратимыми на масштабах  $\sim 11$  лет, что полностью согласуется с видимой асимметрией формы циклов, которая не отслеживается на 3-х месячной шкале.

### Палегноз Солнечных циклов

Для построения глобального нелинейного предиктора использовалось топологическое вложение [7] прямого и инвертированного ряда чисел Вольфа в  $R^8$  с лагом  $\tau = 132$ , который гарантировал получение векторного прогноза на всю длину цикла за один шаг. Глобальный нелинейный предиктор[13]:

$$x_{t+\tau} = F(x_t) \equiv F(x_t, x_{t-\tau}, \dots, x_{t-\tau(m+1)})$$

аппроксимировался искусственной нейронной сетью(ИНС). Для тестирования качества палегноза были выбраны “центральные” циклы ряда №10-13, позволяющие получить состоятельную обучающую выборку для прогноза и палегноза; размерность вложения, запаздывание, архитектура ИНС и метод ее обучения (*back propagation*) были фиксированными. Каждый из 4-х циклов предсказывался отдельно, в прямом и обратном направлении. Средняя квадратичная ошибка прогноза и коэффициент корреляции между прогнозными и реальными данными приведены в Таблице 1. Эксперимент показал, что палегноз циклов вполне возможен. Наилучший результат был получен для цикла №11 (см. Рис. 2); результаты для циклов №12-13 сравнимы; разброс ошибок частично вызван неоднородностью прямой и обратной обучающей выборки<sup>5</sup>.

Таблица 1

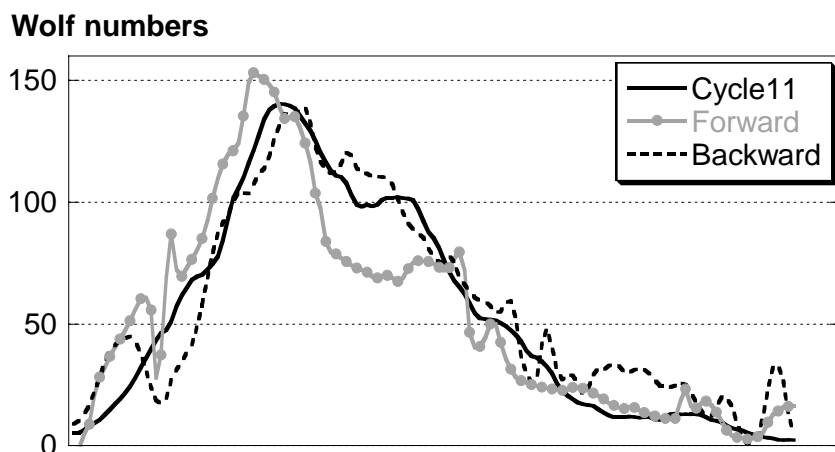
Цикл	прямой ряд		инвертированный ряд	
	Ошибка	корреляция	Ошибка	корреляция
№10	35.28	0.62	23.42	0.72
№11	14.93	0.96	13.38	0.96
№12	16.22	0.91	22.64	0.8
№13	12.42	0.92	13.86	0.89

<sup>4</sup> Эксперименты с  $N = 6 \div 8$  и  $l = 3 \div 9$  дали  $T = 0.03$

<sup>5</sup> Например, выборка для палегноза включала аномальный цикл №19

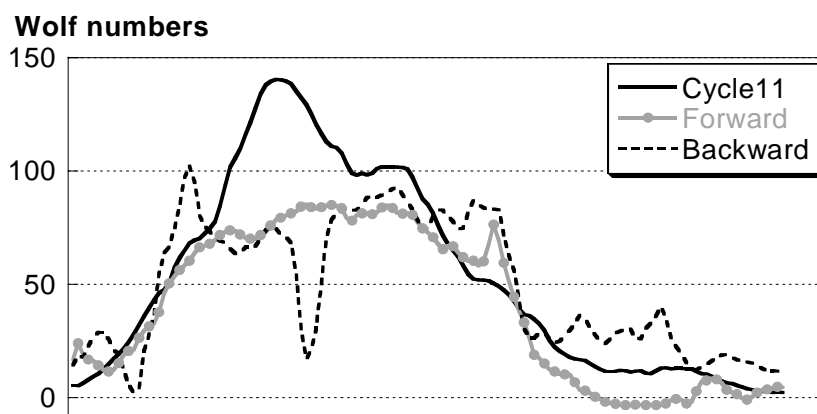
При заданной ошибке обучения нам не удалось получить прогноз и палегноз цикла №10. Достаточно высокие значения корреляций для этого варианта (0.62 и 0.72) объясняются тем, что линейные оценки плохо отслеживают геометрию двух графиков.

В следующем эксперименте мы разрушили вековой цикл, сохранив корреляции только на парах циклов, которые были переставлены в произвольном порядке. Далее, для перемешанного ряда и его инверсии были сделаны предсказания и палегнозы циклов №10-13 и 18 циклов. Результаты приведены в Таблице 2, и для цикла № 11 цикла, на Рис. 3.



**Рис.2.** Прогноз и палегноз 11 цикла.

Сплошная линия - реальные данные, серая линия – прогноз, пунктир – палегноз.



**Рис.3.** Прогноз 11 цикла, полученный при перемешивании исходного ряда

**Таблица 2**

Цикл	прямой ряд		инвертированный ряд	
	ошибка	корреляция	ошибка	корреляция
№10	22.45	0.79	20.86	0.79
№11	22	0.93	30.77	0.72
№12	27.57	0.51	16.91	0.71
№13	25.12	0.58	18.39	0.78
№18	53.29	0.16	26.43	0.86

В целом, результаты прогноза и палегноза ухудшились, за исключением цикла №10. Мы считаем, что уменьшение ошибки палегноза является эффектом селекции обучающей выборки. Бедная статистика не дает права утверждать, что наши результаты доказывают существование вековой стрелы времени.

### Выводы и заключение

1. Временной ряд ежемесячных чисел Вольфа обратим на масштабах 3 месяца.
2. Фрагменты временного ряда образующие отдельные циклы необратимы.
3. Инвертирование ряда Вольфа не приводит к значительному снижению качества палегноза отдельных циклов по сравнению с их прогнозом.
4. Разрушение векового цикла перемешиванием пар, по видимому увеличивает ошибки прогноза и палегноза. Исключением является цикл №10.
5. Вопрос о существовании масштабов памяти превышающих продолжительность одного цикла остается открытым.

Работа выполнена при поддержке гранта ИНТАС 2001-0550

### Литература

1. Daw C.S., Finney C.E.A., Kennel M.B. // Phys. Rev. E. **62**, 1912, (2000).
2. Diks C., Houwelingen J.C. van, Takens F., DeGoede J.// Phys.Lett. A. **201**, 221-228, (1995)
3. Parker E.N. //Chin. J. Astron. Astrophys. **1**, 99-124, (2001)
4. Paluš M., Novotná D. // Phys. Rev. Lett. **83**, 3406-3409, (1999)
5. Serre T., Nesme-Ribes E.// Astron.&Astrophys. **360**, 319-330, (2000)
6. Takens F. //in Nonlinear dynamics and turbulence, N.Y.Pitman, 314-333, (1983)
7. Sauer T., Yorke J.A., Casdagli M.// J.Statist.Phys. **65**, 579, (1991)
8. Daw C.S., Finney C.E.A., Tracy E.R. // Rev. Scient. Instruments, **74**, 915-930, (2003).
9. Solanki S.K., Krivova N.A., Schlüssler M., Fligge M.//Astron.&Astrophys. **396**, 1029-1035, (2002)
10. Михайлуца В.П.// Астрон. Ж. **70**, 543-555, (1993)
11. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука, 1986
12. Каримова Л.М., Макаренко Н.Г.// в сб. Пространственно-временные аспекты Солнечной активности, Санкт-Петербург, 141-151, (1992)
13. Макаренко Н.Г. //Лекции по нейроинформатике, М.: МИФИ, ч.1, 86, (2003)



**НАБЛЮДЕНИЕ ВЫСЫПАНИЙ РЕЛЯТИВИСТСКИХ  
ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛЯРНУЮ АТМОСФЕРУ: ХАРАКТЕРИСТИКИ  
СОБЫТИЙ И УСЛОВИЯ ИХ НАБЛЮДЕНИЯ**

**Махмутов В.С., Базилевская Г.А., Стожков Ю.И., Свиржевский Н.С.**

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия,  
makhmutv@sci.lebedev.ru*

**OBSERVATIONS OF RELATIVISTIC ELECTRON PRECIPITATION  
EVENTS IN THE POLAR ATMOSPHERE: EVENTS  
CHARACTERISTICS AND THEIR OCCURRENCE CONDITIONS**

**Makhmutov V.S., Bazilevskaya G.A., Stozhkov Yu.I., and Svirzhevsky N.S.**

*Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia,  
makhmutv@sci.lebedev.ru*

**Abstract**

*We present the result of analysis of numerous relativistic electron precipitation events observed in the polar atmosphere at Olenya, Tixie Bay, Norilsk in 1958-2002. The obtained data allow to show that the energetic electron precipitation is widely extended over a longitude and the events mainly occur 1-2 days after the geomagnetic Sudden Storm Commencement. Correlation of EPE occurrence with electron fluxes (>2 MeV) enhancements at geostationary orbit as well as with Dst and AE indices variations are discussed. The EPE occurrence rates in the various time scales are examined.*

**Experimental data**

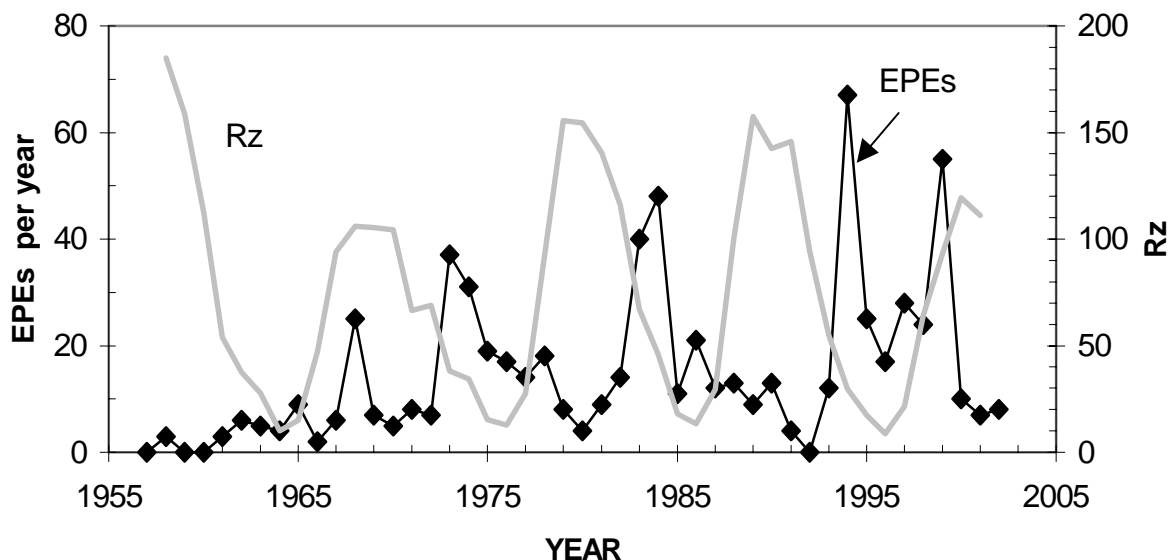
Cosmic Ray Group of Lebedev Physical Institute RAS carries out long-term cosmic ray measurements in the atmosphere by radiosounding since 1957 up to present. During quiet periods, the radiation in the atmosphere is due to Galactic Cosmic Rays. The enhanced radiation level is observed at altitudes above 20 km during Solar Proton Events and Electron Precipitation Events (EPEs). Protons penetrate rather deep in the atmosphere while electrons are absorbed at altitudes of ~70–100 km. However, the bremsstrahlung X-rays generated by precipitating electrons may be detected by the radiosounds at altitudes of ~20–35 km. The subject of this paper is related to the EPEs recorded in the atmosphere. The long-term cosmic ray balloon experiment, as well as the method of electron precipitation events evaluation is described in details in [1-9]. It is necessary to note, that comparative analysis of experimental data obtained at northern polar latitudes (Olenya, Norilsk and Tixie) lead to conclusion that the energetic electron precipitation is widely extended over a longitude (~80°), i.e. in ~50 % of cases precipitation recorded at Tixie (geomagnetic latitude and longitude are 65°48', 215°22') was also observed at Olenya (65°07', 132°21'). In ~20 % of cases the EPEs observed at Olenya were

“seen” at Tixie. Furthermore, the EPEs recorded at Norilsk (64°05', 179°55') also were observed at Olenya in ~30 % of cases, and contrary, the events observed at Olenya also were observed at Norilsk in ~23 % cases. Observations at these stations during the events were not absolutely simultaneous, but the significant fluxes of very energetic photons were recorded at both sites.

Numerous EPEs were observed at Olenya (Murmansk region; geomagnetic cutoff rigidity  $R_c=0.6$  GV, invariant latitude  $\phi=65^\circ$ , McIlwain parameter  $L=5.6$ ) in 1958-2002. Below, we present some of the results of analysis of the experimental data obtained at Olenya.

### Solar cycle phase dependence of the electron precipitation events rates

Figure 1 shows the yearly number of electron precipitation events (EPEs) and evolution of solar activity cycle in terms of yearly sunspot number ( $R_z$ ). Apparently, the electron precipitation occurs more frequently during the decay



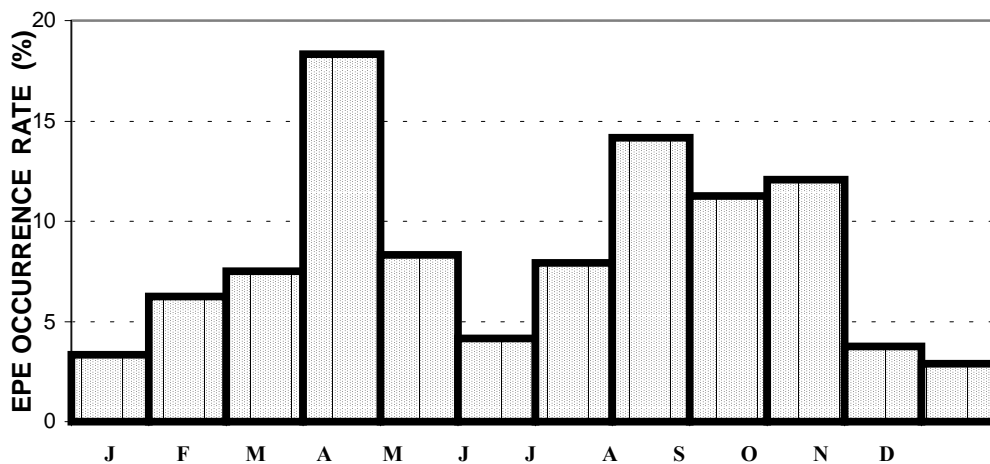
**Figure 1.** Yearly means of electron precipitation event (EPEs) number, recorded in stratosphere at Murmansk region with patrol correction and sunspot number  $R_z$ . Data on EPEs before 1965 are not complete. There is an 11-year cycle with maximum around solar minimum.

of a solar activity cycle. This result is in agreement with findings by Gonzales, et al. on the dual-peak solar cycle distribution of intense geomagnetic storms and low-latitude geo-effective coronal holes appearance [10]. These coronal holes are the main sources of corotating high-speed solar wind streams during the solar cycle descending phases. The yearly occurrence rate of EPEs correlates with yearly number of geomagnetic storms produced by corotating high-speed solar wind streams [11]. They are numerous during 1973-1974, 1983-1984, and 1993-1994. Also, we note that a maximum number of satellite anomalies, was recorded onboard Meteostat, Tele-X satellites during 1994 [12]. These satellite

anomalies were produced by relativistic electron flux at geostationary orbit. During this year a numerous EPEs were recorded in the atmosphere.

### Seasonal effect in the EPE occurrence rate

We choose the observations at Olenya during the period from 1970 up to 1987. During this time the ballooning was rather often (practically everyday and often two or more flights per day) and 240 electron precipitation events were recorded. We evaluated a distribution of EPEs over a year as the monthly occurrence rates of EPEs relative to the total number of EPEs recorded in the atmosphere (240). This distribution is shown in Figure 2. There are two peaks in the EPEs occurrence rate: the first is very distinct in April and the second one is rather extended covering August-October period.



**Figure 2.** The monthly occurrence rate (in % per month) of the Electron Precipitation Events observed in the atmosphere at Olenya during 1970-1987. (Total number of EPEs is 240).

The existence of semiannual variation in the various manifestations of geomagnetic activity and geomagnetic indices is well-known during more than 150 years. To explain this variation, the various physical effects, including the Russel-McPherron, equinoctial, axial effects were proposed in the past [e.g., 13-15]. The changes of solar wind parameters, interplanetary magnetic field (IMF), inclination of the Earth's magnetic dipole relative to IMF are the main factors of the seasonal variation origin. In Table the dates of maximum of geomagnetic activity related to the above effects are listed.

**Table.** Dates corresponding to maximum of geomagnetic activity in relation to the known effects and the maximum EPE occurrence during a year.

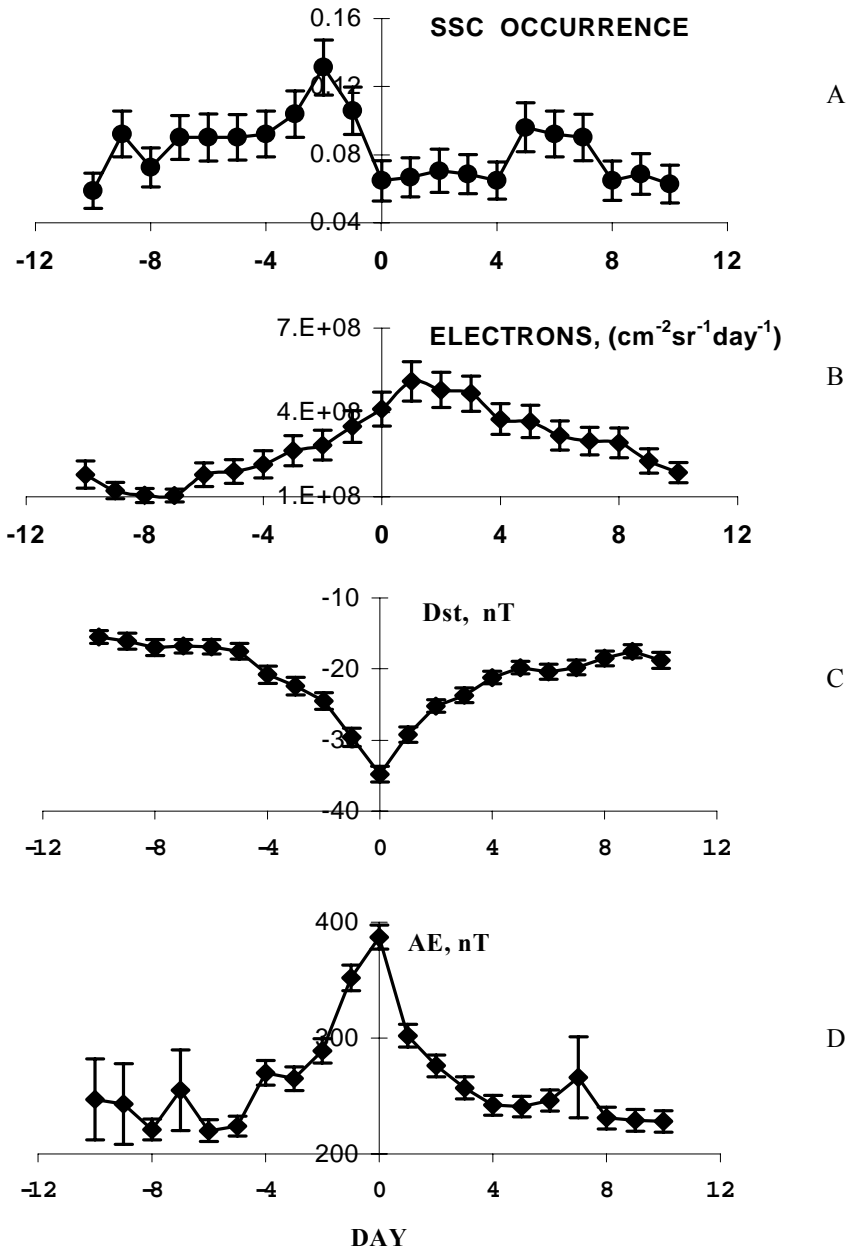
<i>Effect</i>	<i>Spring</i>	<i>Fall</i>
Russel-McPherron	April, 5	October, 5
Equinoctial	March, 21	September, 23
Axial	March, 5	September, 6
EPEs in the atmosphere	April, 1-10	August, 20-31 September, 20-30 October, 20-31

Also, the periods of maximum occurrence rate of EPEs in the atmosphere are presented. We note, that the first maximum of EPE occurrence (see Figure 2) is in accordance with the period of maximum geomagnetic activity expected from the Russel-McPherron effect. The second peak of EPEs occurrence is extended and, probably, due to superposition of the listed above effects.

### **Geomagnetic disturbances and EPEs observations in the atmosphere**

We analyzed the available geomagnetic databases on Sudden Storm Commencements (SSC), daily fluences of relativistic electrons observed by GOES satellite at geostationary orbit, equatorial Dst- index and auroral electrojet AE- index [16]. We found that only ~ 13 % of EPEs occurred on a day when the SSC was recorded. Then we applied superposed epoch analysis to the SSC and EPEs databases. A day of EPEs registration at Olenya was chosen as a zero - day and the daily SSC occurrence rate for 10 days before and 10 days after the zero- day were examined. The result obtained is presented in Figure 3. It is clearly seen that the EPEs occurrences are most probable ~2 days after the geomagnetic Sudden Storm Commencements (panel A). Figure 3 (panel B) shows that EPEs mainly happen at a level of electron fluxes at geostationary orbit of  $> 2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ day}^{-1}$ .

The results related to Dst and AE indices show that electron precipitation events often occurred during the main phase of geomagnetic disturbances when the -Dst and AE indices were increased (panel C and D). It is in accordance with the model suggesting the strong electron acceleration in the magnetosphere one-two days after the SSC [17, 18]. At this time there is a main process of electron acceleration of low energy electron population (previously injected during the substorm) up to high energy (several MeV).



**Figure 3.** From top to bottom: the results of superimposed epochs analysis of the Sudden Storm Commencements (SSC) daily occurrence rate, daily electron fluences ( $E > 2$  MeV) recorded at geostationary orbit onboard GOES, daily Dst- and AE -indices. The 0-day corresponds to the day of electron precipitation event as observed at Olenya. The rms of the data are shown by vertical bars.

### Results

- The energetic electron precipitation events in the atmosphere at northern polar latitude (Olenya station) occurred 1-2 days after the SSC. During this time increased relativistic electron flux was observed onboard GOES at geostationary orbit.
- There is a quasi-11-year cycle in precipitation event occurrence rate shifted with respect to solar activity cycle. The electron precipitation events occur more

frequently at descending phase of a solar cycle. Our result is in agreement with findings by Gonzales, et al. (1996) on the dual-peak solar cycle distribution of intense geomagnetic storms.

- The EPE occurrence demonstrates a semiannual variation with two maxima. The first is in April and the second one is rather extended covering August-October period. We believe, that the first peak is in accordance with the expectation of Russel-McPherron effect. A second peak is complex and, probably, due to the superposition of axial, equinoctial and Russel-McPherron effects.

### Acknowledgments

This work is partly supported by Russian Foundation for Basic Research grants no. 02-02-16262, 01-02-16131, 03-02-31002, and grant INTAS 2000-752.

### References

1. Charakhchyan A. N. 1967, *Uspekhi Fizicheskix Nauk*, 287, 651
2. Stozhkov, Y. I., 1985, Doctor Tezis, Lebedev Physical Institute, 244 p.
3. Bazilevskaya G. A., Krainev M. B., Stozhkov Yu. I., et al., 1991, *J. Geomag. and Geoelectr.* 43. Suppl., 893
4. Makhmutov V. S., Bazilevskaya G. A., Podgorny A. I., et al., 1995, *Proc. 24th ICRC. Italy, Rome 4*, 1114.
5. Bazilevskaya G. A., Makhmutov V. S., 1999, *Izvestiya RAN, ser. fiz.*, 63, 1670 (in russian)
6. Makhmutov V. S., Bazilevskaya G. A., Krainev M. B., et al., 2001, *Izvestiya RAN, ser. fiz.*, 65, 403 (in russian)
7. Makhmutov V. S., Bazilevskaya G. A., Krainev M. B., et al., 2001, *Proc. 27th ICRC, Hamburg*, 4196
8. Makhmutov V. S., Bazilevskaya G. A., Krainev M. B., 2003, *Adv. Space Res.*, 2003, v.31, no.4, 1087
9. Bazilevskaya G. A., Makhmutov V. S., Svirzhevskaya A. K., et al., 2002, *Proc. XXV Annual Seminar. Apatity*, 125
10. Gonzales, W.D., Tsurutani, B.T., McIntosh, P.S., et al., *Geophys. Res. Lett.*, 1996, 23, no.19, 2577
11. Richardson et al., *Geophys. Res. Lett.*, 2001, v.28, no.13, 2569
12. Wu et al., *Adv. Space Res.*, 2000, v.26, no.1, 31
13. Kamide Y., Baumjohann W., Daglis I. A., et al., 1998, *J. Geophys. Res.* 103, 17, 705
14. Cliver E.W., Kamide Y., Ling A.G., 2000, *J. Geophys. Res.* 105, 2413
15. Orlando M., Moreno G., Parisi M., Storini M., 1993, *Geophys. Res. Lett.* 20, 2271
16. <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/omniweb/ow.html>
17. Hruska A. and Hruska J., 1989, *J. Geophys. Res.* 94, 5479
18. Blake D.N., Pulkinen T.I., Li X. et al., 1998, *J. Geophys. Res.* 103, 17, 279

## **ИНДУКТИВНЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ДОЛГОВРЕМЕННЫХ ВАРИАЦИЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Милецкий Е.В.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия,  
milet@gao.spb.ru*

## **INDUCTIVE DYNAMIC MODELS OF LONG-TERM SOLAR ACTIVITY VARIATIONS**

**Miletsky E.V.**

*Central astronomical observatory of RAS, Saint-Petersburg, Russia, solar1@gao.spb.ru*

### **Abstract**

*The inductive self-organizing methods have been used for building dynamic autoregressive models of long-term solar activity variations. Two sets of Wolf numbers (cycles (-5 - 22) and (-59 - 22)) have been processed. Linear and nonlinear models connecting maximal amplitudes and time durations of successive 11-year cycles were synthesized. Models which use parameters of odd and even cycles separately are more adequate for first set. As to second set the nonlinearity of models turns out more valuable. The most accuracy of models has been achieved when the solar cycle duration as parameter is included.*

*On the base of these models some forecast values have been calculated. All of them show tendency of solar activity decreasing in some next cycles. The lowest cycles in 21 century probably will be in 30-40-th, with Wolf numbers being approximately equal those of Dalton minimum in 19-th century. But in second part of 21 century the solar activity apparently will be increase.*

*This work was supported by INTAS (grant 01-0550) and RFBR (grant 01-07-90289)*

Долговременные вариации солнечной активности с характерным масштабом изменений, заметно превышающим длину 11-летнего цикла, принято называть «вековым циклом». Несмотря на то, что спектральная амплитуда векового цикла меньше чем у 11-летнего выявление присущих ему закономерностей позволяет определять характер временных изменений амплитуд 11-летних циклов.

Исследованиям векового цикла было посвящено значительное число работ (см., например, их большой список в монографии [1]). В ряде из них были высказаны гипотезы о том, что в качестве его математического описания можно выбрать уравнение псевдогармонического колебания [1]. В наиболее общем виде такого рода колебания представимы в виде дифференциальных уравнений (или систем уравнений). Более того, с их помощью можно адекватно представить и гораздо более сложные виды колебаний, которые, возможно, лучше отражают многообразие свойств долговременных изменений солнечной активности.

Когда физические механизмы исследуемого процесса четко не определены (как в случае с вековым циклом) наиболее эффективным является подход, согласно которому уравнение (модель) находится на основе имеющихся наблюдений. В силу дискретности наблюдательных данных оно представляет собой конечно-разностный аналог дифференциального уравнения. В развернутом виде такой аналог представим в виде уравнения авторегрессии соответствующего порядка [2].

Уравнения такого типа, описывающие взаимосвязи между максимумами последовательных 11-летних циклов (отдельно для четных и нечетных), впервые были получены Боновым [3]. Затем Хенкель [4], для описания ряда сглаженных по 3 максимумов последовательных циклов, предложил использовать модель авторегрессии вида  $X(n) - a \cdot X(n-1) + X(n-2) = Y(n) + C$  ( $a=1.41$ ;  $C=61.4$ ), представляющее собой разностный аналог дифференциального уравнения незатухающего гармонического осциллятора.

В данной работе построение уравнений авторегрессии (моделей) для описания долговременных вариаций солнечной активности было выполнено на основе подхода получившего название «индуктивной самоорганизации моделей» [6-8]. Этот подход позволяет, используя эмпирические данные, получать модели оптимальной сложности наилучшим образом соответствующие некоторым задаваемым «внешним» критериям. Применялся один из методов этого подхода – Метод Группового Учета Аргументов (МГУА), который состоит из определенным образом организованного перебора моделей претендентов и выбора наиболее оптимальной модели по критерию:

$$KRI = CKO + CC * S^2 * k/N, \quad (1)$$

где  $CC$  - параметр "жесткости" отбора (значение задается в диапазоне 1-10),  $S$  - дисперсия выхода модели,  $k$  - число входных переменных,  $N$  - общее число точек ряда.

Отличительное свойство этого и других критериев такого типа заключается в их способности достигать минимума при постепенном усложнении модели. Это позволяет выбрать наиболее оптимальную модель. Глубина минимума служит мерой достоверности найденной лучшей модели.

По данным, взятым из работ [1, 10], было составлено несколько рядов. Два ряда значений чисел Вольфа в максимумах 11-летних циклов. Первый (ряд I) охватывает циклы с -4 (1700 г.) по 22 (1995 г.) (28 циклов), а второй (ряд II) - циклы с -59 (1100 г.) по -22 (1995 г.) (82 цикла). Аналогичные ряды были составлены из значений длин циклов, установленных по эпохам минимумов.

В таблицах 1 и 2 приведены полученные по МГУА лучшие линейные и нелинейные модели для четных, нечетных и всех циклов соответственно



для рядов I и II. Уравнения модели приведены в виде нормированных уравнений авторегрессии, в которых значение числа Вольфа в максимуме

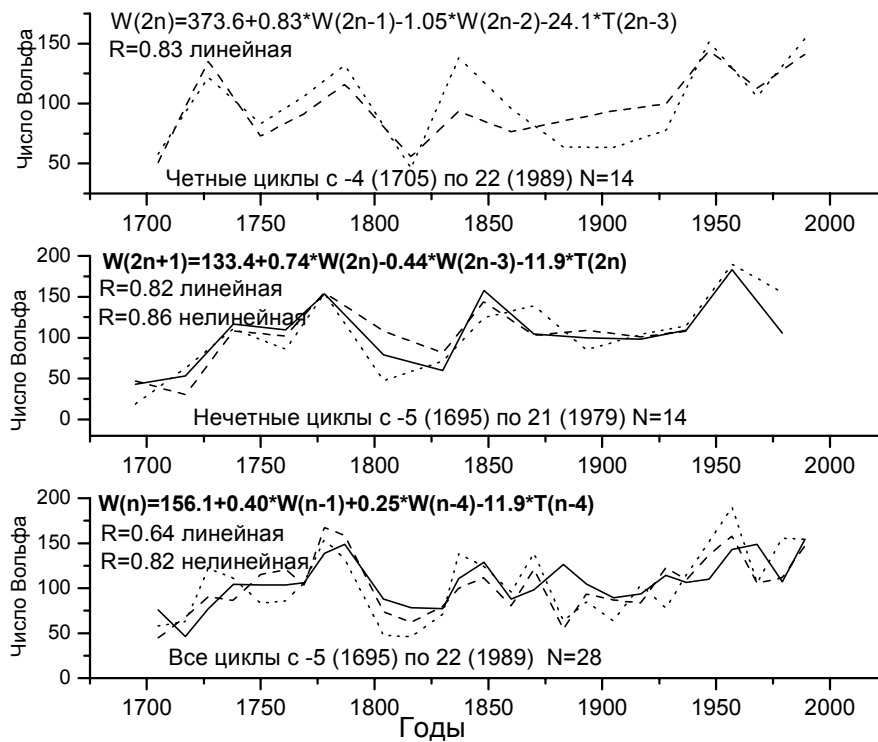


Рис.1.

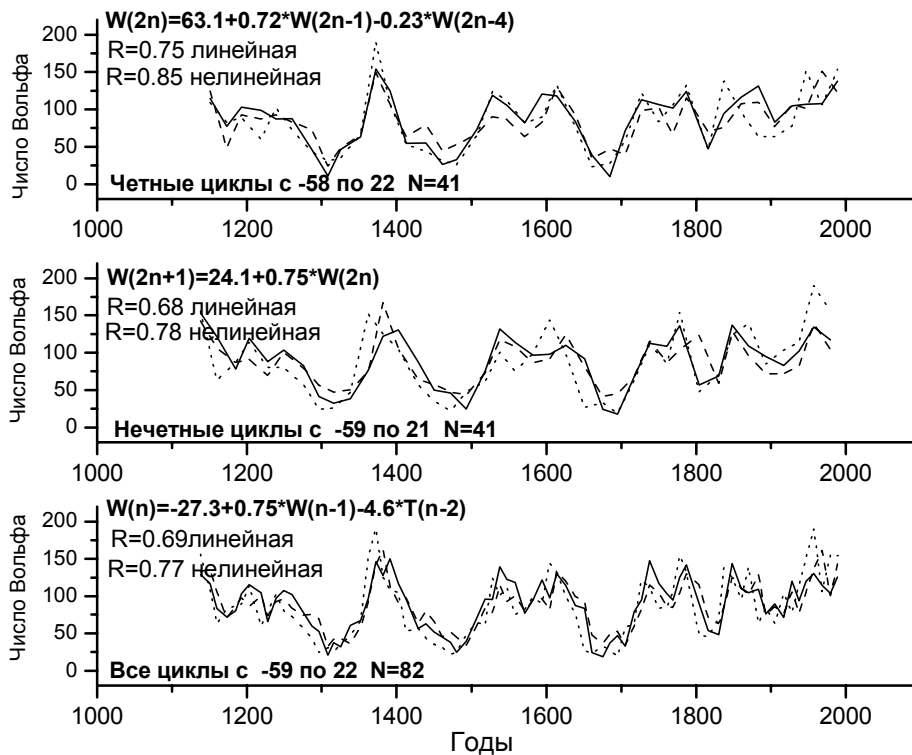


Рис.2.

N-го цикла выражается через максимумы и длины предшествующих циклов. Здесь и далее использованы следующие обозначения.  $W$ ,  $W_1$ ,

$W_2...$  соответственно максимумы циклов  $W(N)$ ,  $W(N-1)$ ,  $W(N-2)$ , ... в скобках номера циклов). Аналогично  $T$ ,  $T_1$ ,  $T_2$ , ..., это длины циклов  $T(N)$ ,  $T(N-1)$ ,  $T(N-2)$ , ... Качество моделей характеризуют коэффициенты корреляции ( $R$ ) исходного и модельного рядов. Графики этих рядов показаны на рис. 1 и 2, где реальный, а также полученные по линейной и нелинейной моделям ряды обозначены соответственно пунктирной, штриховой и сплошной линиями. Там же приведены лучшие линейные уравнения, но уже (в отличие от табличных) в абсолютных величинах переменных.

**Таблица 1**

ИНТЕРВАЛ	ВХОДНЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ И ТИП МОДЕЛИ	СТРУКТУРА МОДЕЛИ	ТОЧНОСТЬ R
ЧЕТНЫЕ ЦИКЛЫ (с -4 по 22)	W1-W4 (ЛИНЕЙНАЯ)	$W = 0.89*W_1 - 0.55*W_2$	0.56
	W1-W4 (НЕЛИНЕЙНАЯ)	$W = 2.5*W_1*W_3 - 3.3*W_1^3*W_3$	0.64
	W1-W4, T1-T4 (ЛИНЕЙНАЯ)	$W = 1.3*W_1 - 1.2*W_2 - 0.8*T_3$	0.83
НЕЧЕТНЫЕ ЦИКЛЫ (с -5 по 21)	W1-W4 (ЛИНЕЙНАЯ)	$W = 0.59*W_1$	0.65
	W1-W4, T1-T4 (ЛИНЕЙНАЯ)	$W = 0.54*W_1 + 0.35*W_4 - 0.32*T_1$	0.82
	W1-W4, T1-T4 (НЕЛИНЕЙНАЯ)	$W = 0.82*W_1^3 - 0.56*W_5^3$	0.86
ВСЕ ЦИКЛЫ (с -5 по 22)	W1-W4 (ЛИНЕЙНАЯ)	$W = 0.48*W_1$	0.50
	W1-W4 (НЕЛИНЕЙНАЯ)	$W = 0.56*W_1 - 0.44*W_1^2 + 0.95*W_3^2 - 0.72*W_3*W_4$	0.67
	W1-W4, T1-T4 (ЛИНЕЙНАЯ)	$W = 0.4*W_1 - 0.32*T_1 + 0.2*W_4$	0.64
	W1-W4, T1-T4 (НЕЛИНЕЙНАЯ)	$W = -0.57*T_1 - 0.31*T_3 - 0.8*W_1^2 - 0.73*W_1*T_1 - 0.66*W_1*T_3$	0.82

Из табл. 1 видно, что на интервале циклов с -5 по 22, качество как линейных, так и нелинейных уравнений полученных без учета длин циклов оказывается невысоким ( $R < 0.68$ ). Добавление к числу переменных, участвующих в переборе величин длин циклов резко повышает точность синтезируемых уравнений ( $R \geq 0.82$ ). В этом случае при раздельном рассмотрении циклов (четные – нечетные) даже линейные модели

оказываются достаточно точными, и нелинейность лишь незначительно повышает коэффициент корреляции. В случае отсутствия такого разделения признак нелинейности становится весьма значимым. Следует также отметить, что оптимальные модели часто содержат переменные, присутствие которых априорно не очевидно. Так, например, для четных циклов, полученное линейное уравнение содержит переменную  $T(N-3)$  (продолжительность цикла за 3 цикла до текущего). Кстати, значимость учета такого запаздывания отмечается и в работе [11].

**Таблица 2**

<b>ИНТЕР-ВАЛ</b>	<b>ВХОДНЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ И ТИП МОДЕЛИ</b>	<b>СТРУКТУРА МОДЕЛИ</b>	<b>ТОЧНОСТЬ R</b>
ЧЕТНЫЕ ЦИКЛЫ (с –54 по 22)	W1-W4 (ЛИНЕЙНАЯ)	$W = -0.17 + 0.80 * W1 - 0.26 * W2$ ( $W = -0.16 + 0.63 * W1$ )	0.71(0.69)
	W1-W4 (НЕЛИНЕЙНАЯ)	$W = 0.69 * W1 + 0.48 * W4 - 0.46 * W1^2 - 1.1 * W4^3$	0.82
	W1-W4, T1-T4 (ЛИНЕЙНАЯ)	$W = -0.15 + 0.74 * W1 + 0.24 * T2 - 0.23 * W4$	0.75
НЕЧЕТНЫЕ ЦИКЛЫ (с –55 по 21)	W1-W4, T1-T4 (НЕЛИНЕЙНАЯ)	$W = 0.64 * W1 + 0.55 * W4 - 0.23 * T1 - 0.57 * W1^2 - 1.2 * T1^3$	0.85
	W1-W4 (ЛИНЕЙНАЯ)	$W = 0.74 * W1$	0.68
	W1-W4, T1-T4 (НЕЛИНЕЙНАЯ)	$W = -0.45 * T1 + 0.24 * W2 - 0.67 * W1^2 - 0.86 * W1 * T1$	0.78
ВСЕ ЦИКЛЫ (с –55 по 22)	W1-W4 (ЛИНЕЙНАЯ)	$W = -0.1 + 0.73 * W1 - 0.13 * W3$ ( $W = 0.73 * W1$ )	0.69(0.68)
	W1-W4 (НЕЛИНЕЙНАЯ)	$W = 0.63 * W1 - 0.45 * W1^2 - 0.35 * W4^3$	0.74
	W1-W4, T1-T4 (ЛИНЕЙНАЯ)	$W = 0.75 * W1 + 0.19 * T2$	0.69
	W1-W4, T1-T4 (НЕЛИНЕЙНАЯ)	$W = 0.46 * W1 - 0.32 * T1 - 0.61 * T1^2 - 0.32 * W4^3 - 0.4 * W1 * T1$	0.77

Для ряда II (циклы с –55 по 22) разделение циклу по принципу (четный – нечетный) слабо влияет на точность получаемых уравнений (см. табл.2). Здесь, основным фактором, определяющим качество моделирования, оказывается нелинейность. Так линейные модели оказываются менее точными, чем нелинейные. Главным образом, это

объясняется гораздо менее точной информацией об уровне солнечной активности до 1700 года.

На основе полученных линейных уравнений были вычислены прогнозы чисел Вольфа в максимумах на несколько циклов вперед. В таблице 3 представлены уравнения (с переменными в абсолютном виде) и соответствующие им прогнозы. В частности для цикла 23 по всем уравнениям (кроме уравнения для нечетных циклов по ряду I) получены прогнозы не сильно отличающиеся от реального значения 119.6. Неудачу же прогноза по уравнению для нечетных циклов можно объяснить тем, что эта модель сильно учитывает правило Гневышева-Оля, которое как раз в 23-м цикле было нарушено. Еще один общий вывод, следующий из рассмотрения представленных прогнозов это то, что все модели в той или иной степени свидетельствуют о тенденции на снижение амплитуд ближайших последующих циклов по сравнению с несколькими предыдущими.

**Таблица 3**

ИНТЕРВАЛ	ЛИНЕЙНЫЕ МОДЕЛИ	СТРУКТУРА МОДЕЛИ	ЦИКЛЫ				
			23	24	25	26	27
ЦИКЛЫ (с -5 по 22)	ЧЕТНЫЕ	$W(2n) = 373.6 + 0.83*W(2n-1) + 1.05*W(2n-2) - 24.1* T(2n-2)$		65		122	
	НЕЧЕТНЫЕ	$W(2n+1) = 133.4 + 0.74*W(2n) + 0.44*W(2n-3) - 11.9*T(2n)$	202		114		140
	ПОДРЯД	$W(n) = 156.1 + 0.40*W(n-1) + 0.25*W(n-4) - 11.9*T(n-4)$	143	92	110	118	102
ЦИКЛЫ (с -55 по 22)	ЧЕТНЫЕ	$W(2n) = 63.1 + 0.72*W(2n-1) + 0.23*W(2n-4)$		125		112	
	НЕЧЕТНЫЕ	$W(2n+1) = 24.0 + 0.75*W(2n)$	140		118		140
	ПОДРЯД	$W(n) = -27.3 + 0.75*W(n-1) + 4.6*T(n-2)$	135	107	102	101	104
	СГЛАЖИВАНИЕ по 3	$Ws(n) = 22.3 + 1.40*Ws(n-1) - 0.64*Ws(n-2)$	118	100	87	80	79

Для повышения надежности (устойчивости) моделирования был вычислен ряд, состоящий из скользящих усредненных по 3 точки значений ряда II, а затем для него искалась оптимальная линейная модель.

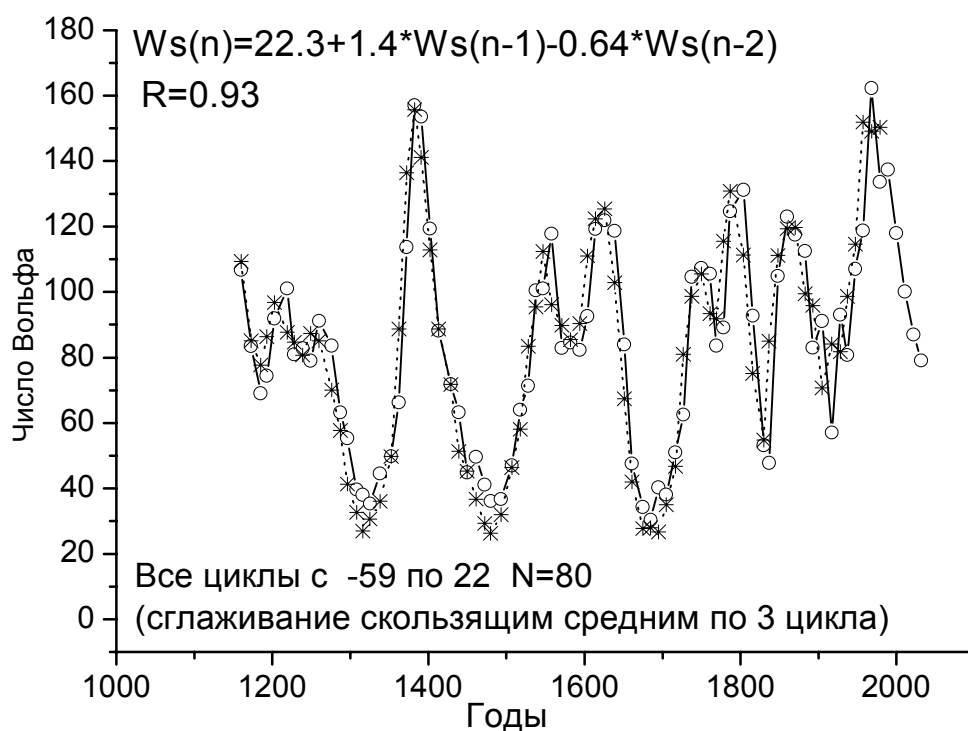


Рис.3.

Результаты моделирования представлены на рис. 3 (реальность: пунктир со звездочками; модель: сплошная и кружки). Как видно, точность модели получилась весьма высокой ( $R=0.93$ ), несмотря на относительно простой вид. Прогноз на несколько точек вперед (см. Табл. 3 и Рис.3) указывает на тенденцию к снижению уровня солнечной активности в ближайших нескольких циклах до значений порядка минимумов 19-го (минимум Дальтона) и начала 20-го веков.

Далее был взят ряд годовых значений чисел Вольфа за интервал 1090-1995 гг. и проведено усреднение по 10 лет. Тем самым было получено 86 независимых значений «десятилеток». Отметим, что в этом случае мы убираем 11-летний цикл и все точки получаются равноотстоящими. Результаты моделирования представлены на рис. 4. Видно, что у полученной таким образом линейной модели каждое последующее значение определяется двумя нечетными предыдущими, что отличает ее от модели с Рис.3. Прогноз по модели представленной на рис 4, также дает уменьшение последующих значений, однако затем во второй половине 21 века как будто начинает просматриваться постепенный подъем. Нелинейная модель (не приводится) имеет несколько большую точность, но линейная модель более устойчива и получаемые по ней

прогнозные значения (см. на рис.5) должны быть более точными при прогнозе на несколько точек вперед.

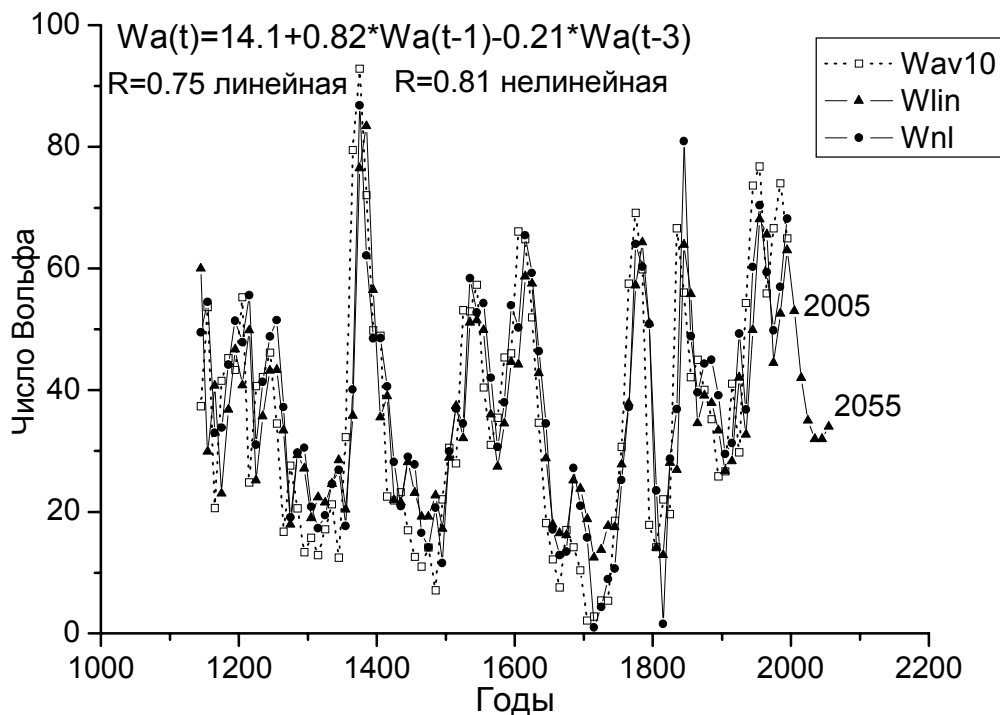


Рис.4.

Данная работа частично поддержана грантами INTAS 01-550 и РФФИ 01-07-90289.

#### Литература

1. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В. / Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука. 1986. 296 с.
2. Бокс Дж., Дженкинс Г. / Анализ временных рядов: Прогноз и управление. Мир. 1974. вып. 1,2.
3. Бонов А.Д / Солн. данные. 1969. № 2. С. 93-95.
4. Henkel R. / Solar Phys. 1971. V.20. P.345-347.
5. Henkel R. / Solar Phys. 1972. V.25. P.498-499.
6. Farlow, S. J. (ed.) / Self-organizing Method in Modeling: GMDH Type Algorithms. Statistics: Textbooks and Monographs, 54, 1984.
7. Madala, H.R., Ivakhnenko, A.G. Inductive Learning Algorithms for Complex Systems Modeling. CRC Press Inc., Boca Raton, 1994.
8. Ивахненко А.Г., Юрачковский Ю.П. Моделирование сложных систем по экспериментальным данным. М. Радио и связь. 1987. 115 С.
9. Ивахненко А.Г., Мюллер И.А. Самоорганизация прогнозирующих моделей. К. Техника. 1984. 220 с.
10. Наговицын Ю.А. / Письма в АЖ, 1997, 23(11), стр. 851-858.
11. Solanki S.K., et al. / Astr. Asphys. 2002. V.396. P.1029-1035.

**СПОСОБЫ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ  
ИНФОРМАЦИИ ИЗ ОБЪЕДИНЕННОЙ БАЗЫ ДАННЫХ  
МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН**

**Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А., Иванов В.Г.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия  
solar1@gao.spb.ru*

**PRESENTATION AND TREATMENT OF INFORMATION FROM  
COMBINED DATABASE OF SUNSPOT MAGNETIC FIELDS**

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

*Central astronomical observatory of RAS, Saint-Petersburg, Russia, solar1@gao.spb.ru*

**Abstract**

*We present “Combined database of sunspot magnetic fields” (<http://www.gao.spb.ru/database/mfbase/gindex.html>), which includes large number of material of daily sunspot magnetic field observations. This data were collected by various observatories of former USSR during many years of observations. Now the longest period of time (1957-1997) are presented by data of Pulkovo observatory.*

*The data are located separately for every observatory and arranged in structured sections, with their structure depending on type of the presented information. Methods of operation with this information are briefly discussed.*

*Statistical values (frequency distributions (histograms), means, standard deviations, medians and percentiles) of the sunspot magnetic field strengths for every observatory are calculated. No significant differences are found from comparison of means and standard deviations for different observatories. A test for “distribution hypothesis” showed small but significant difference from normal distribution.*

*This work was supported by RFBR (grant No. 01-07-90289)*

Как известно, процессы возникновения и эволюции многих солнечных явлений протекают при участии магнитных полей солнечных пятен. Использование данных длительных наблюдений этих полей имеет существенное значение при решении многих важных проблем физики Солнца. В ряде обсерваторий накоплен многолетний материал ежедневных наблюдений магнитных полей солнечных пятен.

За три неполных года при поддержке, оказанной со стороны РФФИ (грант 01-07-90289), удалось создать «Объединенную базу магнитных полей солнечных пятен». В её основе лежат данные наблюдений магнитных полей, полученные за большое число лет в ряде обсерваторий, работавших по программе «Служба Солнца СССР». Это Главная астрономическая обсерватория (ГАО), Крымская астрофизическая обсерватория (КраО), Сибирский институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн (г. Иркутск) (ИМИС), Институт

земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн (г. Троицк) (ИЗМИРАН), Шемахинская астрофизическая обсерватория (ШАО), АО Уральского государственного университета (УрАО) и Уссурийская астрономическая обсерватория (УсАО). В настоящее время наибольший период времени (1957-1997 гг.) охватывается данными, полученными по наблюдениям в Пулковской обсерватории.

Основу базы составляют значения максимальных напряженностей и полярностей магнитных полей солнечных пятен, определенные по зеemannовскому расщеплению некоторых линий солнечного спектра.

В зависимости от вида содержащейся информации данные в базе расположены в структурных разделах. При этом информация в каждом разделе представлена отдельно по каждой обсерватории. В разделе "статистика по группам" содержатся данные измерений магнитного поля по отдельным пятнам. Здесь находятся файлы стандартного текстового формата (ASCII). Каждый такой файл содержит данные за один год. В разделе "статистика по дням" входят файлы, содержащие суммарные за каждый день наблюдений значения магнитного поля соответствующего знака и числа пятен, по которому эти значения вычислены. В третьем разделе содержатся в виде графических файлов GIF-формата отсканированные изображения Солнца за определенный день. Эти изображения представляют собой зарисовки или фотографии солнечных пятен вместе с измеренными для них значениями напряженностей магнитного поля.

Предусмотрена возможность доступа к данным базы двумя способами. Один обеспечивает непосредственный просмотр данных с помощью стандартного HTML-интерфейса. Другой, реализованный в виде CGI-скрипта, предоставляет доступ к интерактивному поисковому механизму, позволяющему по различным критериям, задаваемым пользователями, осуществлять выборку данных о магнитных полях пятен. В частности, можно выбрать и/или задать требуемые опции: название обсерватории, дату начала и конца выборки, а также интересующий пользователя диапазон значений магнитного поля с указанием его полярности. Более того, информацию можно получать или в виде данных измерений по отдельным пятнам или в виде суммарных ежедневных, среднемесячных или среднегодовых значений. Тем самым реализуются некоторые возможности, присущие обычно лишь реляционным базам данных. Это значительно повышает эффективность извлечения и дальнейшего использования содержащейся в базе информации.

Был проведен сравнительный анализ данных различных обсерваторий. Для этого по значениям напряженности магнитного поля, отдельно для каждой обсерватории, были вычислены соответствующие статистические характеристики (средние, стандартные отклонения, медианы и перцентили). Полученные результаты представлены в таблице.



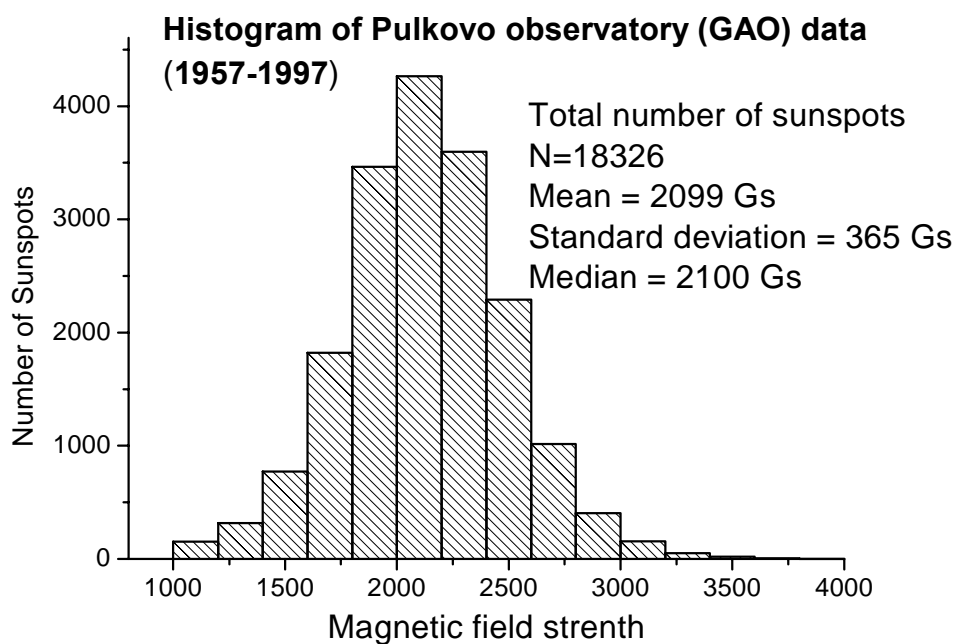
**Таблица**

<b>Обсерв.</b>	<b>ГАО</b>	<b>КраО</b>	<b>ИМИС</b>	<b>ИЗМИР</b>	<b>ШАО</b>	<b>УрАО</b>	<b>УсАО</b>	
<b>Интервал наблюд. (годы)</b>	1957-1997	1957-1995	1964-1971	1957-1966	1966-1976	1967-1995	1966-1989	
<b>Число пятен</b>	18326	80098	5252	2742	2602	13560	12059	134639
<b>25% перцентиль (Гс)</b>	1900	1600	1300	1800	1600	1600	1900	1671
<b>75% перцентиль (Гс)</b>	2320	2200	2100	2400	2400	2200	2500	2302
<b>Среднее (Гс)</b>	2099	1922	1773	2066	2012	1940	2200	2002
<b>Стандарт (Гс)</b>	365	455	534	485	532	487	390	464
<b>Медиана (Гс)</b>	2100	1900	1700	2100	2000	1900	2200	1986

В правом крайнем столбце в строке «число пятен» указано общее число пятен с измеренными значениями напряженности, а в остальных ячейках этого столбца указаны средние значения соответствующих статистических характеристик.

Сравнение вычисленных по каждой обсерватории характеристик с общими средними указывает на незначимые их различия. Эти значения хорошо согласуются с ранее полученными нами в работе [2] результатами, вычисленными по данным ГАО, а также с приближенной оценкой, сделанной в монографии [3].

Были также построены частотные распределения по данным каждой обсерватории. На рис.1 в качестве примера представлена гистограмма такого распределений для обсерватории ГАО. Численная проверка полученных распределений на соответствие гипотезе нормальности указывает на небольшое, но значимое (надежность 95%) их отличие от нормального. Частично это можно объяснить наличием для значения напряженности пятна нижнего порога в 1000 Гс, который, видимо, близок к минимальному значению, при котором еще могут образовываться пятна.



**Рис.1.**

В заключение можно сделать вывод, что информация, содержащаяся в «Объединенной базе магнитных полей солнечных пятен», несет в себе большой потенциал для дальнейших исследований в области физики Солнца и солнечно-земных связей.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 01-07-90289, и, частично, грантов ИНТАС 01-0550, Минпромнауки РФ и программы Президиума РАН «Нестационарные явления в астрономии».

### **Литература**

1. Вяльшин Г.Ф., Абрамов-Максимов В.Е., Иванов В.Г., Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А. / Известия ГАО. 2000. № 213.
2. Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А. / Известия ГАО. Т. 215. 2000.
3. Обридко В.Н. / Солнечные пятна и комплексы активности. 1985. М. Наука. 286 с.

## **ВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ И СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ**

**Миронова И.А., Пудовкин М.И.**

*Санкт-Петербургский Государственный Университет,  
Научно-исследовательский Институт Физики им. В.А. Фока,  
Санкт-Петербург, Россия,  
mironova@geo.phys.spbu.ru, pudovkin@geo.phys.spbu.ru*

## **TEMPORAL VARIATIONS OF ATMOSPHERIC AEROSOL AND SOLAR ACTIVITY**

**Mironova I.A., Pudovkin M.I.**

*Saint-Petersburg State University, Institute of Physics, St.Petersburg, Russia,  
mironova@geo.phys.spbu.ru, pudovkin@geo.phys.spbu.ru*

### **Abstract**

*Until now there are not the stable opinion about the mechanism connecting solar activity (SA) and processes of low atmosphere. By this paper we continue the investigation of Sun-Earth coupling. The connection between the short-time variations of aerosol backscatter profiles, the long-time variations of optical depth, volcanoes and the solar activity changes are examined. In conclusion we summarize our results and adduce one of the possible mechanism influence of solar activity on the aerosol layer.*

### **Introduction**

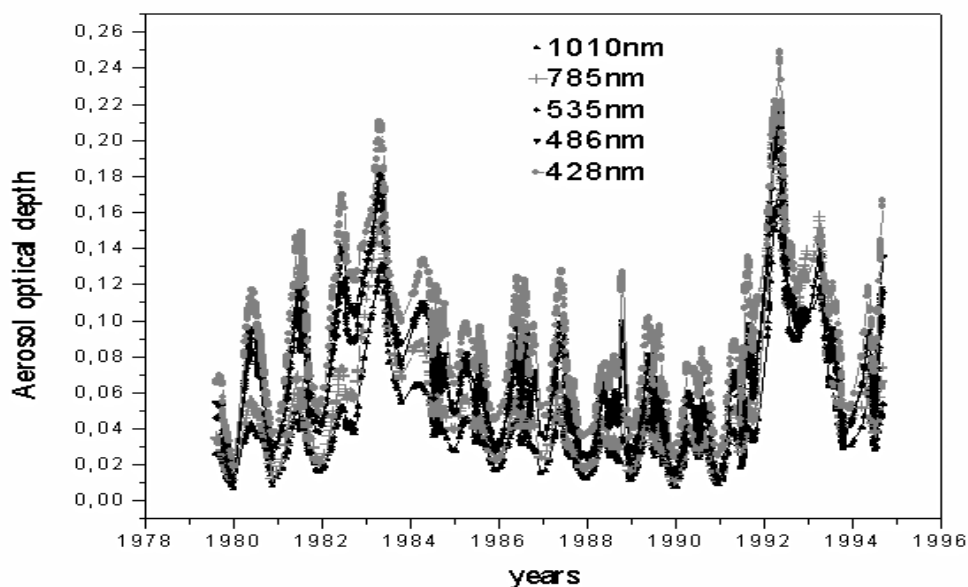
According to present-day ideas, the solar activity affects the state of the low atmosphere by means of modulation of the cosmic ray flux intensity, which can change cloudiness, traces gases and aerosol layer. Thereby the aerosol can be one of the important parameters of the atmosphere in a mechanism of solar-terrestrial relationship. The changes of cloudiness and solar radiation input into the low atmosphere are analyzed by the different scientific groups, headed by E.Friis-Christensen [1, 2], M.I.Pudovkin [3, 4] and others. However until now the mechanism explaining the reaction of the low atmosphere on the solar activity changes is not developed. Thus the investigation of SA and galactic cosmic rays influence on state of the low atmosphere at the middle altitudes are continued. In this paper we analyze such parameters of the atmosphere as the aerosol backscatter and aerosol optical depth.

This paper is organized as follows. Firstly, the connection between the long-time variations of aerosol optical depth, volcanoes and the Wolf sunspot numbers, a proxy for the solar activity for a long period of time are investigated. And then, the relationship between the aerosol backscatter profiles, a proxy for the change of atmospheric properties of aerosol along an altitude and the solar proton events, a proxy for the solar activity processes for a short period of time

are examined. Finally, there is a conclusion about the reaction of aerosol layer on solar activity changes.

### Analysis and results of experimental data

For more comprehensive analysis, the short- and the long- time intervals of the data are selected separately. The multispectral aerosol optical depth is considered for the long time period. The measurements of optical depth are obtained by a multipurpose photometer installed at the Rattlesnake Mountain Observatory (46.4 degrees N, 119.6 degrees W) at elevation of 1088m above mean sea level. The daily variations of aerosol optical depth from 1979 till 1994 year are presented in Figure 1.



**Figure 1.** The long- time variations of aerosol optical depth for the different wavelengths

The analysis of these data show us that there are not only the yearly fluctuations of aerosol optical depth, but also there is the periodicity equal 11 years at this time period. From the one side it is well known that flux of galactic cosmic rays and the variation of solar activity have stability 11-year cycle. The galactic cosmic rays have enough energy to penetrate up to low atmosphere and to influence on physical and chemical processes of atmosphere. From the other side there are two big volcanoes, with the volcanic explosively index more then 5, at this time interval. One of them are volcano El.Chichon in Mexico. It is tracked 32 days in March and April of 1982 year. The second one is Mt.Penatubo in Philippines. The Pinatubo eruption is largest seen by TOMS data, which is traced 60 days in summer of 1991 year. As we can see at Figure 1 the eruptions of these volcanoes are one year before the big maximums in the optical depth for this period of time. According to the dynamic of the atmosphere in stratosphere numbers of aerosol particles increase after the

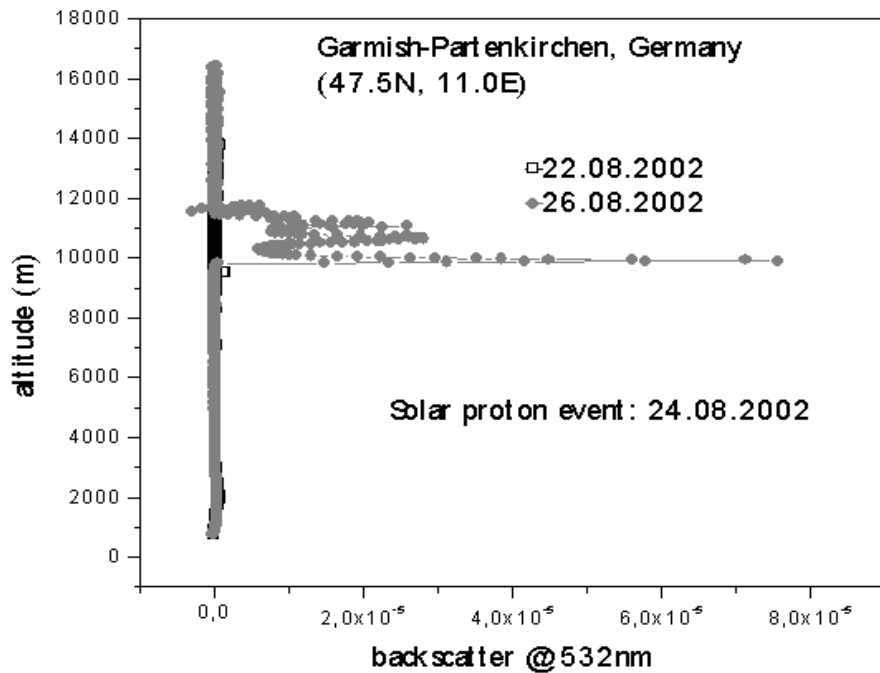
volcanic eruptions, that led to change of optical characteristics of atmosphere. In stratosphere these changes are stable during one or two years after eruptions. In our case it can be means that these two big maximums of variations of aerosol optical depth, which could be correspond 11-year cycle, are reason by the two volcanoes. However in the paper [5], the author analyse the variations of the aerosol concentration, which not have the volcanic particles. The investigated period of time corresponds two 11-year cycles and one of the cycles is the time interval from 1979 till 1994. As a conclusion the author notice that there are the reaction of the concentration aerosol on changes of SA. In order to explain what really happens with aerosol when a proton flux from the sun changes, we consider the aerosol backscatter profiles for the short-time period. The integral of aerosol extinction (or aerosol backscatter - from lidar ratio) along the altitude characterize the optical depth. So if we could find some variations of the aerosol backscatter coefficient after solar proton flux changes, we would be able to do a conclusion about the ability influence of solar activity on aerosol optical properties.

The daily lidar data of aerosol backscatter profiles are from the stations, which have been included in the EARLINET project from 2000 till beginning 2003 year. These data are analysed according to the daily changes of solar activity. For our analysis we have selected the data for the days where there are not influence of the Sahara dust, volcanic eruptions, fires, and cirrus clouds. One of the altitude profiles of the aerosol backscatter before and after the special solar proton events are presented in Figure 2. From this figure it is seen that the aerosol backscatter profile has the aerosol peak after solar proton event at altitude layer between 10 and 12 kilometres. It can be explained by an increase of the proton flux ionising of the lower atmosphere and then increased concentration of small cloud condensation nuclei. At the next step there is the decrease in precipitation, then low soil moisture and at the end formation high dust layer.

### **Conclusions**

Sahara dust, flares, volcanic eruptions or anthropogenic factors are some of the main sources of atmospheric aerosol. The data presented above show that one of sources of the variations of the atmospheric aerosol can be also solar activity. It is possible that aerosol optical properties react to the solar activity changes. After the investigations which have been done it is allowed to say that flux of galactic cosmic rays decrease or sunspot numbers increase and solar proton events lead to increase of aerosol backscatter profile and accordingly to increase of aerosol optical depth.

However, it has to be noted that the conclusions above are obtained from the analysis of rather scarce data and are quite preliminary. The problem needs an additional and detailed investigation.



**Figure 2.** The aerosol backscatter profiles at wavelength 532nm before and after the solar proton event

### Acknowledgements

This work was supported by the European Commission under grant EVR1-CT1999-40003.

### References

1. Svensmark H and Friis-Christensen E (1997) Variation of cosmic ray flux and global coverage - A missing link in solar climate relationship, *J.Atmos. Sol. Terr. Phys.*, **59**, pp.1225.
2. Svensmark H (1998) Influence of cosmic rays on Earth's climate, *Phys. Rew. Letter*, 91, N22, pp.5027-5030.
3. Veretenenko S.V and Pudovkin M.I. (1994) Effects of Forbush – decrease of galactic cosmic rays on variation of cloudiness, *J. Geomagn. Aeron.*, **34**, N4, pp. 38.
4. Mironova I.A. and Pudovkin M.I. (2002) Solar activity as a controlling factor of the sunshine intensity at low latitudes, *I.J.G geomagnetism and Aeronomy*, **3**, N.1, pp.87-90.
5. Belan B.D. (2003) Long-standing changes of the concentration of ozone and aerosol in Tomsk and their possible reasons, *Proc.IV Conf. "Natural and Antropogenic Aerosol"*.

**ГРАНДИОЗНЫЕ МИНИМУМЫ И МАКСИМУМЫ  
СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И КЛИМАТА ЗЕМЛИ:  
ПОСЛЕДНЕЕ ТЫСЯЧЕЛЕНИЕ  
И КАРТИНА БУДУЩЕГО «В ОБЩИХ ЧЕРТАХ»**

**Наговицын Ю.А.<sup>1</sup>, Огурцов М.Г.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
Санкт-Петербург, Россия, nag@gao.spb.ru*

<sup>2</sup>*Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия, maxim.ogurtsov@pop.ioffe.rssi.ru*

**GRAND MINIMA AND MAXIMA OF SOLAR ACTIVITY  
AND TERRESTRIAL CLIMATE: LAST MILLENIUM  
AND OVERVIEW OF FUTURE IN GENERAL OUTLINE**

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

<sup>1</sup>*Central astronomical observatory at Pulkovo, Saint-Petersburg, Russia, nag@gao.spb.ru*

<sup>2</sup>*Physical and Technical institute, Saint-Petersburg, Russia, maxim.ogurtsov@pop.ioffe.rssi.ru*

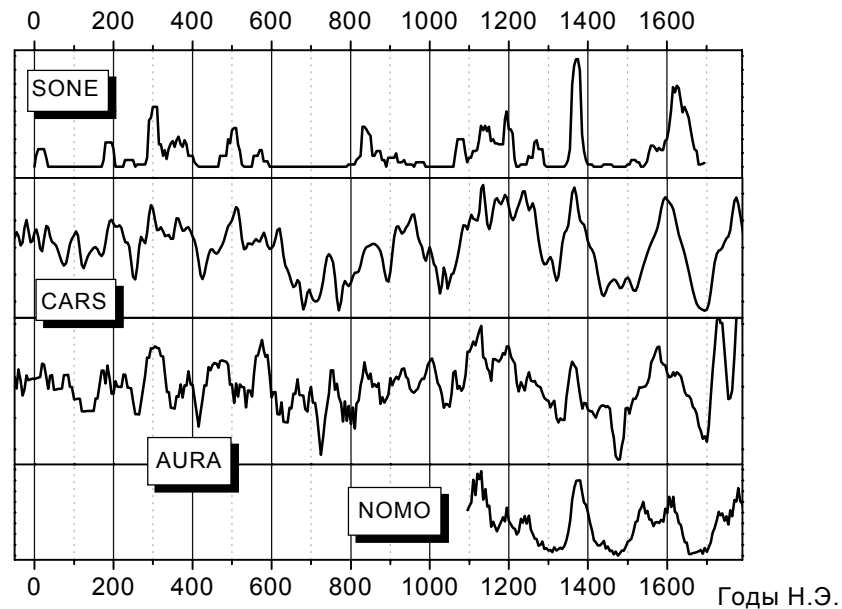
**Abstract**

*It is demonstrated by means of the phase wavelet analysis on the base of the combined data that in the last millennium the moments of all Grand minima and maxima, such as the Maunder and the Sporer minima, the Late Medieval and the Modern maxima, etc., agree with high precision in the solar activity and in the global temperature. To make an outline of prognosis of variations of these parameters in the future a method is proposed, which is based upon wavelet transform and conditionally called "method of multiple-scale cloning". The main idea of the method is construction of typical time profiles of the wavelet components by precedents and subsequent inverse wavelet transform. It is shown that one can expect the next Grand minimum in 2070-2090 and the next maximum in the end of the 22nd century.*

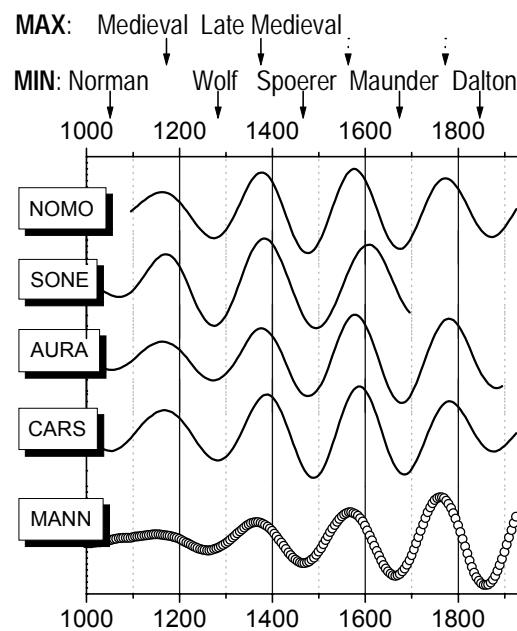
Особую роль среди различных состояний процесса солнечной активности (СА) играют фазы грандиозных минимумов, таких как минимумы Маундера, Шперера, Вольфа и т.п. – с одной стороны, и грандиозных максимумов: Позднесредневековый, Современный и т.п. – с другой. Имеются данные, что и в климате Земли такие периоды отмечены экстремальным поведением основных параметров ([1] и др.).

Вначале – несколько слов о надежности имеющихся данных. Изучение связей «солнечная активность – земной климат» осложнено тем обстоятельством, что эти связи главным образом реализуются на больших временах, а достоверными знаниями о поведении СА мы располагаем лишь на интервале последних 300-400 лет. Поэтому специальной задачей является получение удовлетворительных сведений о СА в прошлом – скажем, за последние 1-2 тысячи лет. Поскольку прямых данных на этом

промежутке у нас нет, а имеющиеся в нашем распоряжении косвенные данные могут содержать несолнечные артефакты, необходимо располагать набором независимых источников данных – свидетельств. Рис.1 иллюстрирует степень надежности наших знаний о долгопериодических (более 50 лет) вариациях СА на основе сравнения данных различного происхождения.



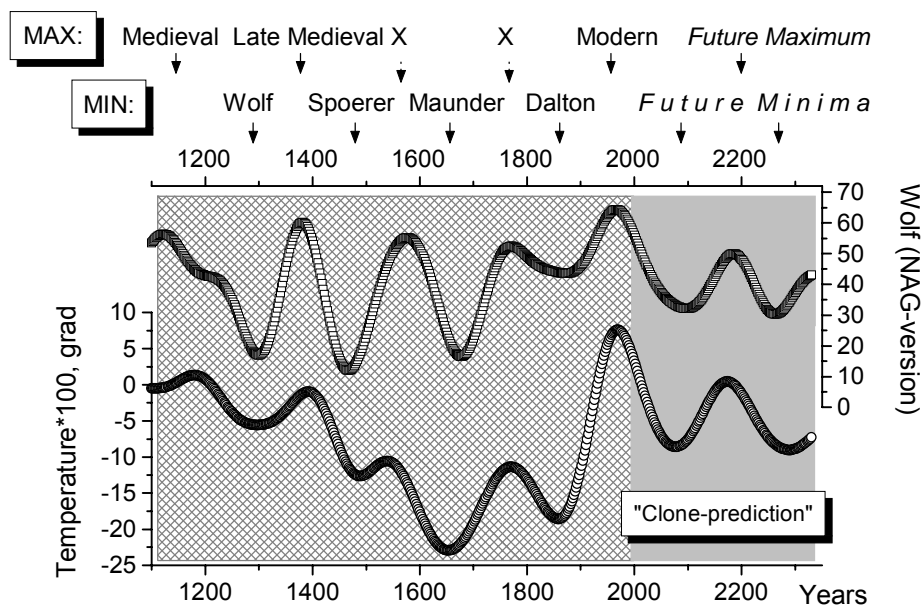
**Рис.1.** Сопоставление данных о солнечной активности за последние два тысячелетия, полученных из различных источников: SONE – солнечные пятна, замеченные невооруженным глазом [2]; CARS – Вариации концентрации радиоуглерода по Стюйверу [3]; AURA – Полярные сияния по Сильверману и Крживскому [4-5]; NOMO – Нелинейная модель [6].



**Рис.2.** 200-летние циклы солнечной активности (по четырем источникам данных) и глобальной земной температуры по Манну



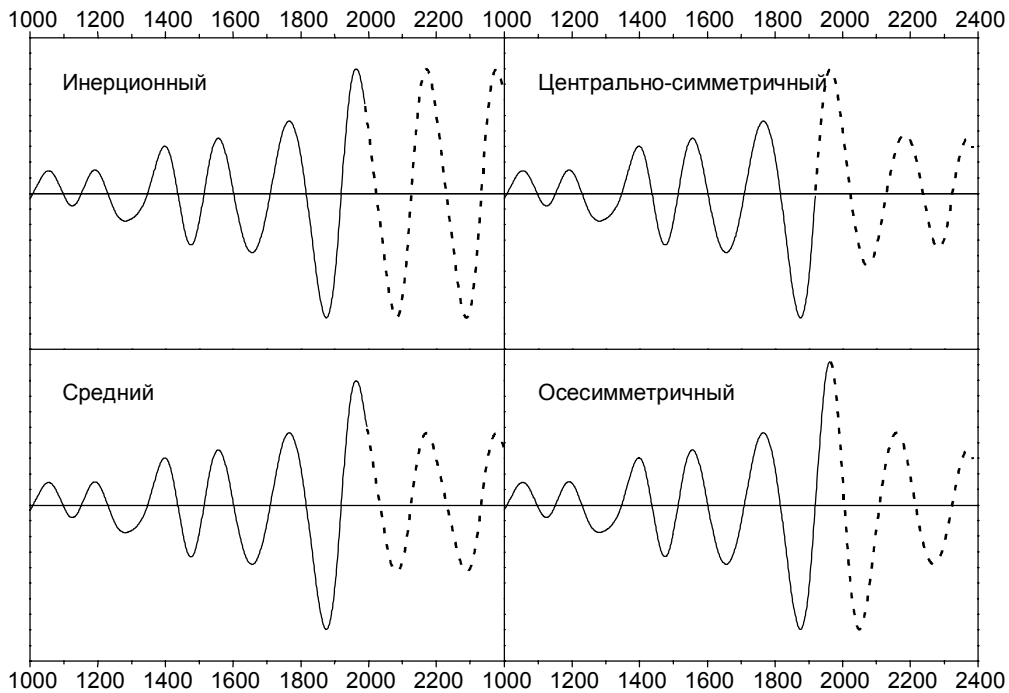
В [7] показано, что изменения нестационарной частотной структуры в диапазоне периодов  $T = 50-400$  лет у солнечной активности и глобальной температуры Земли происходят синхронно. Этот результат может быть дополнен фазовой картиной для одного из основных циклов этого диапазона – квазидвухсотлетнего, которая получена с помощью полосовой вейвлет-фильтрации – см. рис.2. Выводы, которые можно сделать из такого рассмотрения, следующие: во-первых, все четыре источника данных о СА согласованно описывают фазовую картину 200-летнего цикла; во-вторых, фазовая картина у СА и земной температуры совпадают; в-третьих, фазовый профиль именно 200-летнего цикла определяет моменты упоминаемых выше грандиозных максимумов и минимумов солнечной активности и климата Земли.



**Рис.3.** Грандиозные максимумы и минимумы солнечной активности и глобальной земной температуры: последнее тысячелетие и прогноз на ближайшие три столетия.

Два последние вывода могут быть также подтверждены рисунком 3 (заштрихованная область), на котором с помощью вейвлет-фильтрации из рядов NOMO и MANN убраны только высокочастотные (с периодами меньше  $\sim 100$  лет) компоненты. Экстремумы у СА и климата совпадают с точностью не хуже 20 лет.

Область рис.3, отмеченная серым цветом, представляет результаты нашего прогноза поведения солнечной активности и средней земной температуры, полученные с помощью метода, который мы условно назвали «методом кратномасштабного клонирования». Его суть в следующем. Временной ряд раскладывается на вейвлет-компоненты. Для каждой из них рассматриваются различные варианты поведения в будущем, исходя из предыдущего поведения (см. рис.4). Так, для инерционного клона полагается, что будет повторяться последнее

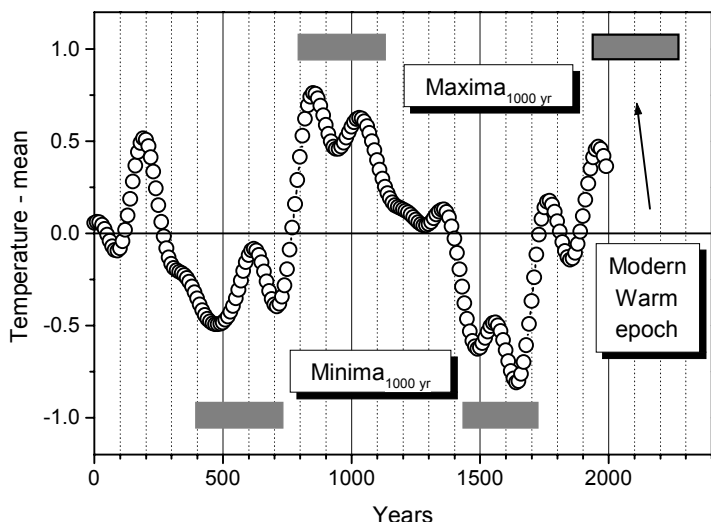


**Рис.4.** Типы используемых «клонов» (пунктир) для вейвлет-компонент

колебание, для среднего – что предстоящие колебания будут иметь характеристики, средние по всему прошлому и т.д. Проведя процедуру для всех частотных компонент и всех выбранных способов клонирования, мы выполняем обратное вейвлет-преобразование и получаем прогноз поведения функции в будущем. (Различие между прогнозными вариантами дает коридор ошибок.)

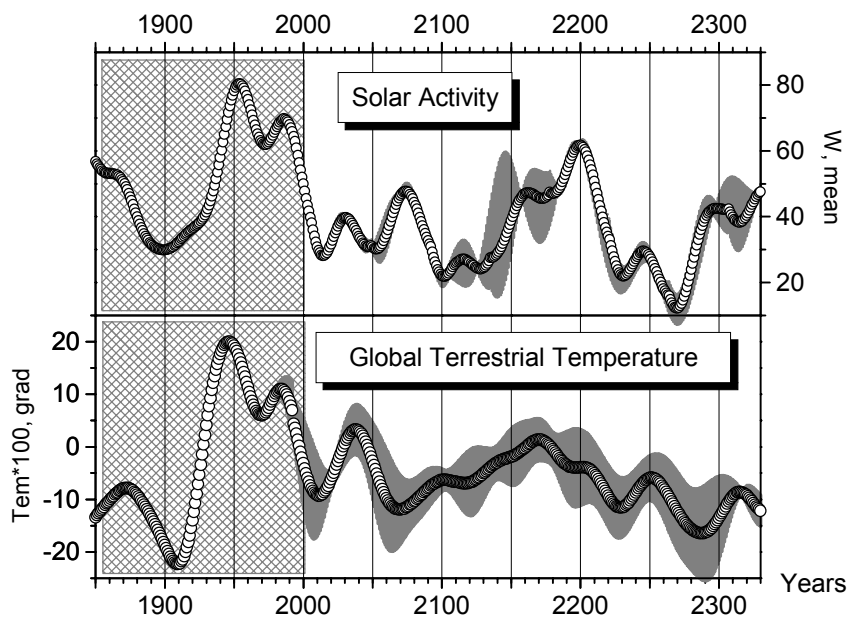
Из рис.3. можно сделать вывод, что современный грандиозный максимум СА и земной температуры завершился, и мы движемся к минимуму 200-летнего цикла в 2070-2100 гг., который, однако, для солнечной активности будет уступать по глубине минимумам Вольфа, Шперера и Маундера, а для климата Земли – Маундера и Дальтона. Далее, в конце XXII века нас ожидают новый грандиозный максимум СА и новое «глобальное потепление». С точки зрения земной температуры этот максимум будет лишь немного уступать современному, так что «теплая эпоха» в целом будет продолжаться. Это обстоятельство можно понять, имея ввиду существование более длинных климатических циклов, чем 200-летних. На рис.5 приведен временной профиль долгопериодических (более 120 лет) вариаций температуры Земли (использован китайский ряд [8]). Видно, что основной вклад в дисперсию вносят вариации порядка 1000-1100 лет, и именно с максимумом соответствующего цикла связана современная теплая эпоха.

Как мы уже упоминали выше, в [7] показано, что климатический отклик имеет место не только для 200-летних (и более длинных) циклов, но и для более коротких периодов, начиная с 50 лет. Поэтому мы применили «метод кратномасштабного клонирования» для всей частотной



**Рис.5.** Временной профиль долгопериодических (более 120 лет) вариаций температуры в Китае и экстремумы ~1000-летнего цикла.

области, соответствующей масштабам 50-1000 лет. Результаты приведены на рис.6.



**Рис.6.** Прогноз хода солнечной активности и глобальной земной температуры с учетом временных масштабов более 50 лет. Серые области показывают коридор ошибок.

Видно, что дополнительное рассмотрение более коротких периодов, чем на рис.3, несколько изменяет картину, поскольку (квази-) столетние циклы конкурируют с 200-летними и несколько демпфируют выраженность профиля будущих грандиозных экстремумов.

### Выводы

200-летний цикл на Солнце и в земном климате надежно определяется из различных независимых источников данных и носит фундаментальный характер:

– Фазовые профили 200-летнего цикла для солнечной активности и земной температуры совпадают.

– Грандиозные максимумы и минимумы солнечной активности и климата Земли связаны с фазовым профилем 200-летнего цикла.

Метод «кратномасштабного клонирования», основанный на вейвлет-преобразовании, позволяет получить картину будущих длительных (типичные времена – более 50 лет) изменений солнечной активности и климата Земли в общих чертах:

– В ближайшее столетие можно ожидать длительного минимума СА и земной температуры вблизи 2010 года, минимума СА в  $2050 \pm 10$  году и температуры в  $2070 \pm 15$  году.

– Очередной локальный климатический максимум должен наступить в  $2040 \pm 10$  году. Его типичные температуры будут ниже, чем современные. Близкий по значению средней температуры климатический максимум можно ожидать в  $2170 \pm 20$  году.

– Следующий максимум 11-летнего цикла солнечной активности должен быть низким: ~ 60 единиц чисел Вольфа. По-видимому, в XXI веке максимумы 11-летних циклов будут ниже 100 единиц.

– Теплая эпоха, связанная с фазой максимума 1000-1100-летнего цикла, продлится до середины XXIII века.

Работа выполнена при поддержке грантов ИНТАС 00-752, 01-550, РФФИ 03-02-17505, программы Президиума РАН «Нестационарные явления в астрономии» и частично – ФНТЦП «Астрономия» Минпромнауки № 1105 и ОФН РАН «Солнечный ветер».

### Литература

1. Борисенков Е.П., Пасецкий В.М. Тысячелетняя летопись необычайных явлений природы. М., «Мысль», 522 с., 1988.
2. Наговицын Ю.А. Солнечная активность двух последних тысячелетий: «Служба Солнца» в Древнем и средневековом Китае. // Геомагн. и аэрономия, т.41, № 5, с.711, 2001.
3. *Stuiver M., Kromer B., Becker B., Ferguson C.W.* Radiocarbon Age Calibration back to 13,300 Years BP and the 14C Age Matching of the German Oak and US Bristlecone Pine Chronologies // Radiocarbon. V.28. P.969. 1986.
4. Krivsky L. [ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR\\_DATA/AURORAE/](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/AURORAE/)
5. Silverman S. <ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/miscellaneous/aurora/>
6. Наговицын Ю.А. Нелинейная математическая модель процесса солнечной цикличности и возможности для реконструкции активности в прошлом // Письма в Астрон. журн. Т.23. № 11. С.851. 1997.
7. Наговицын Ю.А. Об «истории» солнечной активности на большой временной шкале. // Труды международной конференции «Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца». СПб, 2002, с. 389.
8. Yang, B., Braeuning, A., Johnson, K.R., and Yafeng, S. General characteristics of temperature variation in China during the last two millennia. // Geophysical Research Letters, 10.1029/2001GL014485, 11 May 2002. 2002.

## **О ВАРИАЦИЯХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ВО ВРЕМЯ МАУНДЕРОВСКОГО МИНИМУМА**

**Наговицын Ю.А.<sup>1</sup>, Огурцов М.Г.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург,  
Россия, nag@gao.spb.ru*

<sup>2</sup>*Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия,  
maxim.ogurtsov@pop.ioffe.rssi.ru*

## **ON THE SOLAR ACTIVITY VARIATIONS DURING MAUNDER MINIMUM**

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

<sup>1</sup>*Central astronomical observatory at Pulkovo, Saint-Petersburg, Russia, nag@gao.spb.ru*

<sup>2</sup>*Physical and Technical institute, Saint-Petersburg, Russia,  
maxim.ogurtsov@pop.ioffe.rssi.ru*

### **Abstract**

*By means of various observational data synthesis the solar activity in Maunder minimum are analysed. In particular, the patterns of deviations of 11-yr periodicity in this Grand minimum and Dalton minimum are compared. It is shown, that the time-variations of an entropy of wavelet-transform for independent series of solar activity and global temperature of the Earth are in antiphase with each other.*

В этой работе мы коснемся некоторых аспектов поведения солнечной активности (СА) во время Маундеровского минимума – периода глубокого понижения ее среднего уровня в середине–конце XVII века.

Изучение солнечной активности до начала XVIII века осложнено отсутствием надежных наблюдательных данных. Хотя солнечные пятна были открыты уже в 1610 году, систематических их наблюдений вплоть до 1826 года (!) не велось: такие авторитеты, как известные астрономы Кассини, Лемонье, Лаланд, Делямбр и др., полагали, что закономерностей в появлении пятен на Солнце не существует [1]. Р.Вольф в конце XIX века систематизировал, в частности, отдельные наблюдения астрономов XVII века и вывел моменты экстремумов 11-летних циклов СА за этот период [2]. Несколько лет назад Хойт и Шаттен провели ревизию имеющихся к настоящему моменту архивных данных наблюдений и получили ряд индекса чисел групп пятен (в шкале чисел Вольфа) [3]. Данные Вольфа, с одной стороны, и Хойта-Шаттена – с другой, не вполне соответствуют друг другу; авторы [3] настаивают на весьма низком (по сравнению, например, с [4] и [5]) уровне активности в 1650-1700 гг.

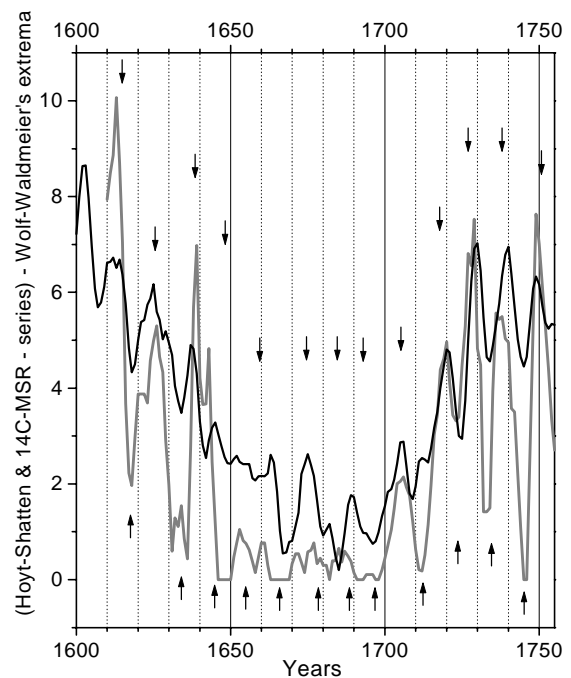
## Наблюдательные данные

Заметим, что от исследований Вольфа до работы Хойта и Шаттена прошло около 100 лет, в которые, кроме прочего, цивилизация была вовлечена в две разрушительные мировые войны. Можно допустить, что некоторая часть архивных данных о СА была утрачена. Так, например, известно, что архив Горребова (первооткрывателя периодичности солнечных явлений) погиб во время бомбардировки Копенгагена [1]. Кроме того, надо отметить, что из-за ложной официальной парадигмы об отсутствии закономерностей пятнообразования большая часть имеющихся наблюдений была не опубликована, а находилась в рабочих списках, вероятность потери которых, естественно, выше, чем опубликованных данных.

В [6] с помощью предложенного в [7] метода кратномасштабных регрессий (MSR) сделана, в частности, попытка скорректировать в погодичном ряде радиоуглерода Стюйвера мультрезервуарный эффект и вывести из этого ряда числа Вольфа, начиная с 1510 года. Следуя процедуре MSR с использованием МНАТ-вейвлета, для работы с радиоуглеродом в этой работе мы в качестве опорного индекса выбрали не числа Вольфа  $W(t)$ , а  $W^{1/2}(t)$  (индекс Козика-Омшанского [8]). Рис.1 иллюстрирует возможность нахождения экстремумов 11-летних циклов из трех типов данных: ряда Хойта-Шаттена, Вольфа и MSR-версии ряда Стюйвера.

Мы видим, что для  $W^{1/2} < 2$  (в 1645-1700 гг., т.е. как раз для Маундеровского минимума) согласие неудовлетворительное. Можно только с той или иной степенью уверенности говорить о максимуме цикла 1675 года и минимуме 1665-1666 гг. В то же время, все три типа данных для лет до 1645 и после 1700 достаточно

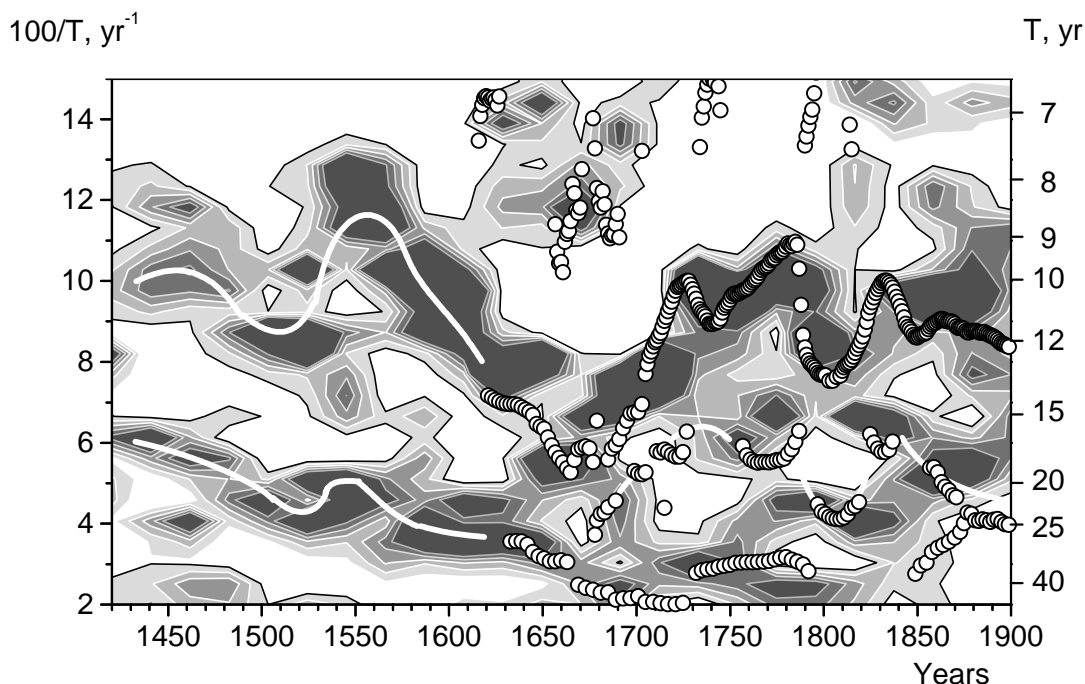
хорошо согласуются между собой. Таким образом, наиболее неопределенными с точки зрения параметров 11-летней цикличности остаются 1645-1665 гг. и 1680-1700 гг.



**Рис. 1.** Сравнение данных о солнечной активности в Маундеровском минимуме: MSR-версия ряда Стюйвера (черный цвет), ряд Хойта-Шаттена (серый цвет), данные Вольфа (стрелки).

## Продолжительность «одиннадцатилетнего» цикла в Маундеровском минимуме

В ряде работ поднимался вопрос о продолжительности 11-летнего цикла во время Маундеровского минимума и (в частности, в работах И.Усоскина с соавторами) делался вывод, что в тот период он уступал место 22-летнему. Рассмотрим этот вопрос на большем комплексе данных и с помощью более рафинированной методики.



**Рис.2.** Медленное изменение периода 11-летнего цикла во время минимума Маундера.

Кроме уже рассмотренных, для интересующего нас временного промежутка имеются еще данные о количестве полярных сияний [9]. К сожалению, эти данные содержат очень сильный информационный временной тренд, и мы не могли их использовать в предыдущем пункте для поисков отдельных экстремумов циклов. В тоже время, если нас интересует только частотная информация, амплитудные тренды не столь существенны.

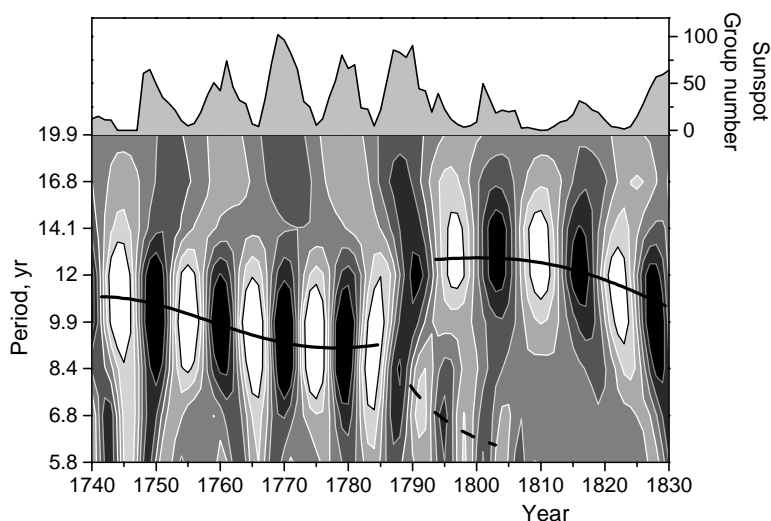
Для радиоуглеродного ряда и ряда полярных сияний мы выполнили комплексное вейвлет-преобразование (вейвлет Морле), рассчитали скелетоны (т.е. нашли локальные амплитудные пики) для обоих рядов и свели их в одну матрицу «частота × время» (см. рис.2 – тоновые области). На этот же рисунок мы наложили скелетон ряда Хойта-Шаттена.

Из рассмотрения рис.2 мы видим прежде всего, что продолжительность 11-летнего цикла  $T_{11}(t)$  согласованно определяется из трех типов данных. Что же касается самих значений продолжительности, то с 1430 по 1520 гг. она незначительно увеличивается с 10 до 12 лет, затем уменьшается до  $\sim 8.5$  лет к 1560 г., потом увеличивается к аномальным

значениям  $T_{11} \sim 18$  лет в Маундеровском минимуме и после этого снова выходит на нормальный режим  $T_{11} = 10-12$  лет к  $\sim 1730$  году.

### Маундеровский минимум и минимум Дальтона

Таким образом (рис.2), процесс перехода с нормального режима цикличности, когда  $T_{11} \sim 10-12$  лет, к аномальному ( $T_{11} > 12$  лет) и обратно для Маундеровского минимума занимает около 100 лет. Сравним это обстоятельство с тем, что происходит в минимуме Дальтона. На рис.3 приведена фазовая картина (действительная часть вейвлета Морле) вблизи частот 11-летнего цикла для этой эпохи. Мы видим, что в минимуме Дальтона картина отличается от аналогичной для Маундеровского



минимума резким изменением  $T_{11}$ , когда эта величина за промежуток времени 10-15 лет изменяется с 8.5-9 лет до  $\sim 13$  лет, – происходит быстрое изменение периодического режима. Процесс увеличения периода сопровождается возникновением гармоник (пунктир в нижней части рис.3).

**Рис.3.** Быстрое изменение периода 11-летнего цикла во время минимума Дальтона

Именно из-за гармоник основной моды с  $T_{11} \sim 13$  лет и происходят, вероятно, аномальные изменения формы циклов № 4 и 5.

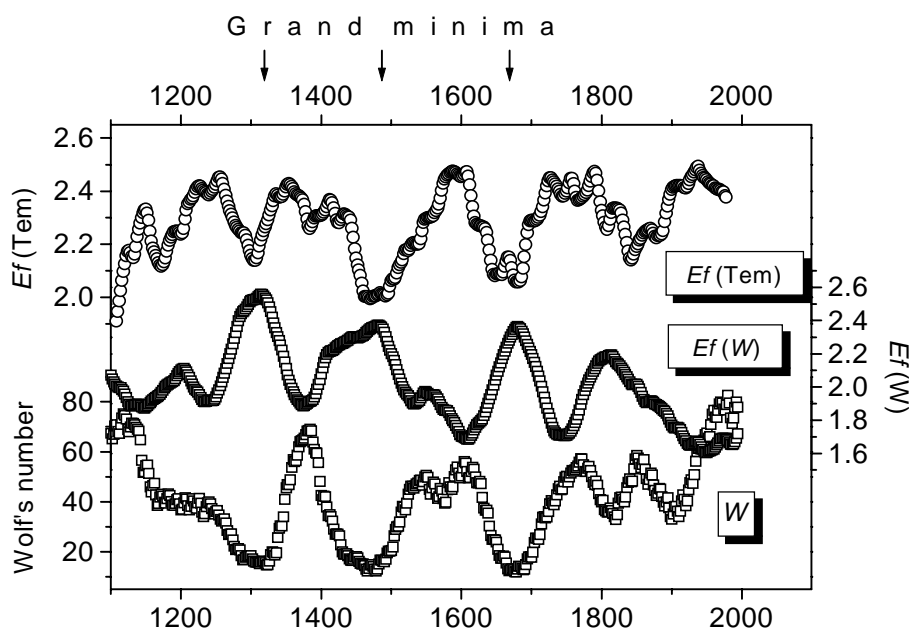
### Маундеровский минимум и другие грандиозные минимумы последнего тысячелетия: солнечная активность и климат

Как было уже показано в предыдущих пунктах, во время Маундеровского минимума происходили аномальные изменения продолжительности основной 11-летней моды цикличности. Рассмотрим теперь, как во время этого и других грандиозных минимумов изменялась частотная структура процесса активности в целом. Для этого рассмотрим параметр энтропии вейвлет-преобразования [10], определяемый как (локализованная по времени) мера однородности распределения амплитуд различных частотных компонент процесса:

$$Ef(t) = -\sum_{\omega} q(t, \omega) \ln q(t, \omega), \quad q(t, \omega) = \frac{A^2(t, \omega)}{\sum_{\omega} A^2(t, \omega)}.$$

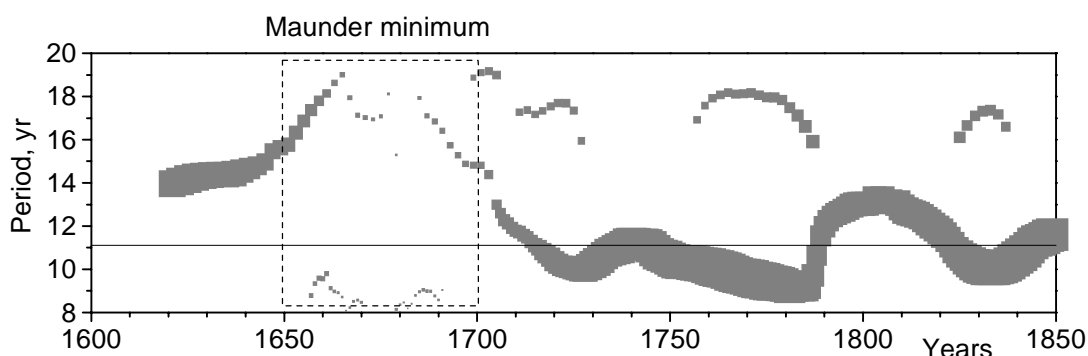


Здесь  $A(t, \omega)$  – амплитуды вейвлет-преобразования, получаемые из его коэффициентов коррекцией к синусоиде.



**Рис.4.** Поведение энтропии вейвлет-преобразования для ряда глобальной температуры Земли Манна (верхний график) и нелинейной модели СА [5]. Внизу – ряд [5], сглаженный за 50 лет.

На рис.4 (два нижних графика) приведены сглаженные за 50 лет числа Вольфа (по [5]) и энтропия этого ряда. Мы видим, что  $Ef(W)$  и  $W$  с высокой степенью корреляции ( $\rho=0.76$ ) находятся в противофазе, так что



**Рис.5.** Депрессия амплитуды основной моды СА в Маундеровском минимуме: диаметры кружков в скелетоне вейвлет-преобразования ряда Хойта-Шаттена пропорциональны локальным амплитудам.

во время всех грандиозных минимумов энтропия возрастает. Это означает, что в такие периоды частотное распределение становится более равномерным по амплитудам, – по-видимому, за счет депрессии основной 11-летней моды (см. рис. 5).

На рис.4, кроме того, приведен ход величины энтропии вейвлет-преобразования, рассчитанной для ряда глобальной температуры Земли

Манна (верхний график). Авторам работы представляется удивительным столь согласованное поведение  $E_f(t)$  этого климатического ряда с независимым рядом солнечной активности из [5] (и энтропии, полученной по  $W(t)$ ). Может быть, именно этот факт способен пролить свет на механизм воздействия солнечной активности на климат Земли.

Работа выполнена при поддержке грантов ИНТАС 00-752, 01-550, РФФИ 03-02-17505, программы Президиума РАН «Нестационарные явления в астрономии», ФНТЦП «Астрономия» Минпромнауки № 1105 и ОФН РАН «Солнечный ветер».

### Литература

1. Рубашев Б.М. Проблемы солнечной активности. М., Л., «Наука», 362 с. 1964.
2. Waldmeier M. The Sunspot-Activity in the Years 1610-1960. Zürich Schulthess & CO AG. 171 pp. 1961.
3. Hoyt D.V., Schatten K.H., Solar Physics. V.179. p. 189, 1998.
4. Schove D.J., J. Geophys. Res. v. 60, p.127, 1955.
5. Наговицын Ю.А., Письма в Астрон. журн. т.23. № 11. с.851. 1997.
6. Наговицын Ю.А., Иванова К.Г., Труды международной конференции «Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца». СПб, с.403, 2002.
7. Наговицын Ю.А., Труды международной конференции «Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца». СПб, с.397, 2002.
8. Витинский Ю.И. Цикличность и прогнозы солнечной активности. Л. «Наука», 258 с., 1973.
9. Krivsky L. [ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR\\_DATA/AURORAE/](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/AURORAE/);  
Silverman S. <ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/miscellaneous/aurora/>.
10. Sello S. Astron. and Astrophys. v.363, p.311, 2000.

## **О ПРИРОДЕ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР НА СОЛНЦЕ: ДВА КЛАССА КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР**

**Никольская К.И.**

*ИЗМИРАН, Троицк Московской обл., Российская Федерация,  
e-mail: knikol@izmiran.troitsk.ru*

## **ON THE NATURE OF THE CORONAL HOLE ON THE SUN: TWO CORONAL HOLE CLASSES**

**Nikolskaya K.I.**

*IZMIRAN, Troitsk of Moscow Region, Russia, e-mail: knikol@izmiran.troitsk.ru*

### **Abstract**

*In the purpose of study of the coronal hole (CH) nature two CH classes are compared to each other : coronal holes of the quiet Sun and coronal holes of the active Sun. It is shown that though these CH classes differ from each other with CH location on the Sun, temperature, boundaries with surrounding corona and relation to the fast solar wind, in regard to some properties both groups of CHs remain to be identical with the background (minimum) corona. A question on the CHs-high velocity solar wind association is discussed..*

### **Введение**

Настоящая работа представляет собой продолжение и расширение исследования [1], цель которого путем анализа временных и пространственных изменений структуры и температуры короны, связей корональных и гелиосферных процессов с развитием цикла активности приблизиться к адекватному пониманию природы корональных дыр (КД). Использовались наблюдения XUV–изображений внутренней короны, полученные на космических аппаратах Yohkoh (SXR-телескоп) и SOHO (EIT- телескоп), гелиограммы HeI  $\lambda 1083$  нм и карты корональных дыр обсерватории Китт Пик, а также измерения Ulysses (программа SWOOPS) параметров СВ на различных гелиоширотах. Все данные взяты из интернета или литературы.

В [1] было показано, что корональные дыры в любой фазе цикла активности по физическим параметрам плазмы и ассоциации с высокоскоростными потоками солнечного ветра идентичны с фоновой короной (короной эпохи минимума), соответствующей холодному компоненту корональной плазмы  $0.7\text{MK} \leq T_e \leq 1.5\text{MK}$  по классификации [2]. В отличие от принятой классификации КД по их локализации - полярные/неполярные, в данной работе КД рассматриваются с точки зрения их эволюции в цикле активности и разделены соответственно на два класса: корональные дыры спокойного Солнца (КДСС) и корональные

дыры активного Солнца (КДАС) (Рис.1). В настоящем исследовании сопоставляются некоторые свойства этих двух разновидностей КД.

### **Два класса корональных дыр: сравнительный анализ**

Корональные дыры спокойного Солнца (Рис.1, левая колонка) это преимущественно полярные КД, занимающие обе полярные зоны Солнца между  $\pm 90^\circ$  и  $\pm 60^\circ$  гелиошироты. Иногда полярные КД имеют продолжение в сторону экватора в виде узких темных каналов. Низкоширотные КДСС обычно малы по площади и мало контрастны.

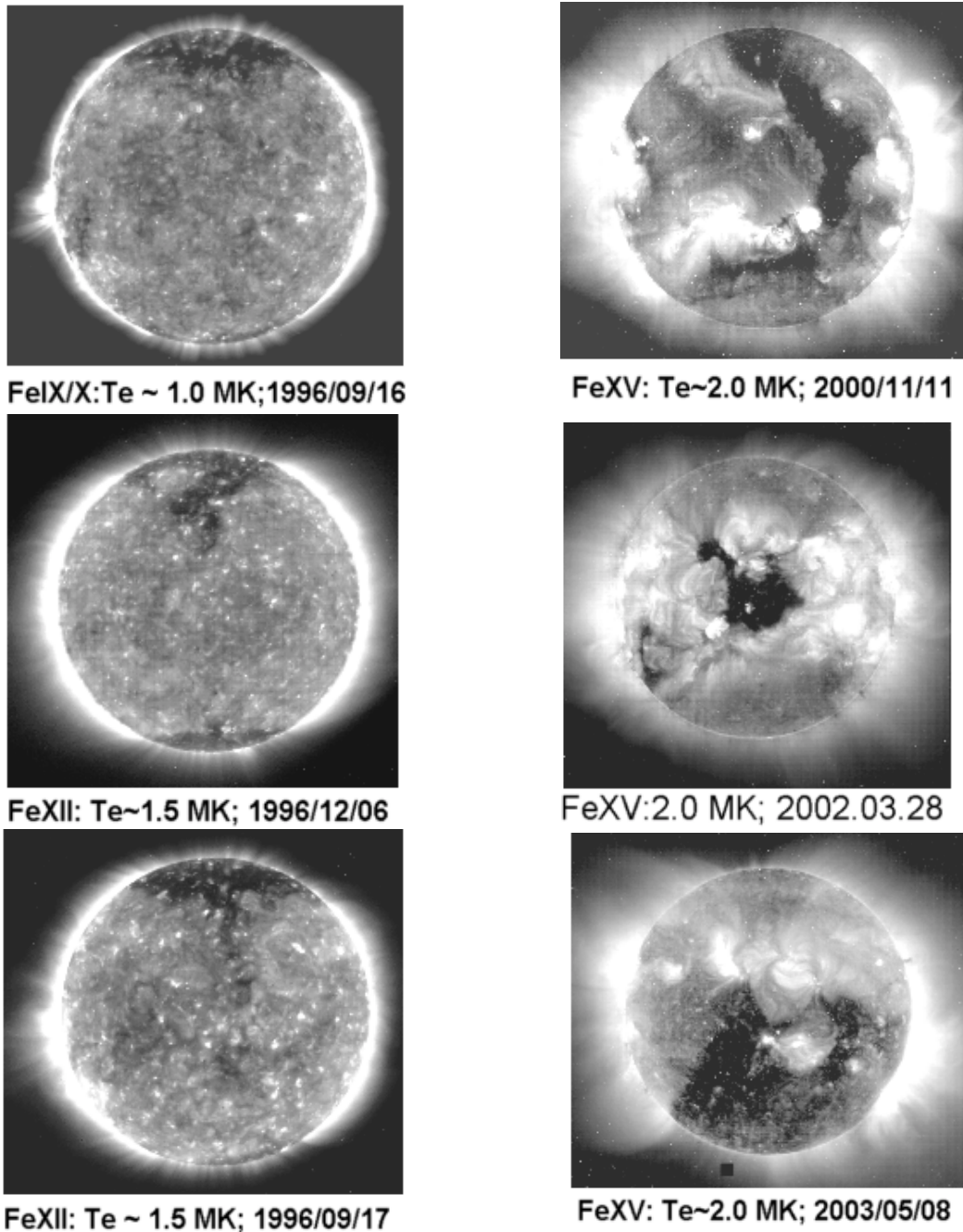
В отличие от КДСС корональные дыры активного Солнца (возникают на любых гелиоширотах, в т.ч. на гелиографических полюсах. Размеры и форма КДАС меняются в больших пределах (Рис.1 - правая колонка). Появление КДАС в короне связано с активными областями (АО). Согласно [3], в ходе развития цикла активные области увеличиваются в размерах и образуют скопления, объединяющие магнитные поля групп пятен и флоккулов. Именно горячие корональные структуры изолированных АО и их комплексов (горячий компонент короны  $T > 1.6$  МК, по классификации [2]) ответственны за характерный активной короны (Рис.1). Как было показано в [1], КДАС представляют собой участки фоновой короны между отдельными АО и их комплексами. Помимо идентичности физических параметров плазмы КДАС и фоновой короны существуют другие аргументы в пользу такого утверждения. Например, внутри КДАС можно видеть такие характерные для фоновой короны образования, как яркие XUV-точки, активные области (оба вида образований содержат нейтральные линии),  $N\alpha$  - волокна и даже исчезновение [4] последних. Хотя, согласно [5], число КДАС растет с усилением активности Солнца, их относительная суммарная площадь уменьшается. В максимуме нередки случаи полного отсутствия КД. При этом АО короны покрывают всю поверхность Солнца.

Оценки температуры плазмы в КД, выполненные автором по контрасту яркости КД/фон на изображениях EIT/SOHO – 171A, 195A и 284A, показывают, что КДСС – самые холодные области короны: значения электронной температуры в них варьируют в пределах **0.7МК ÷ 1.0МК** [1].

Диапазон температур КДАС несколько шире **~0.7МК ÷ 1.6 МК** [1] за счет повышения верхнего предела, но по существу совпадает с таковым для фоновой короны. В среднем КДАС являются более высокотемпературными образованиями, чем КДСС. Приведенные здесь авторские оценки температуры КД хорошо согласуются с результатами [8] определения температуры КД в разных фазах цикла.

КДСС окружены фоновой короной с  $T < 1.6$  МК. Арочные структуры фоновой короны невысоки поэтому внутренние области полярных КД открыты для наблюдений. ПКДСС используются для измерений вариаций параметров плазмы КД с высотой. До недавнего времени считалось, что

полярные КД с удалением от Солнца расширяются сверхрадиально и на расстоянии 1 АЕ занимают всю гелиосферу от полюсов до пояса стримеров. Такая точка зрения опровергается в работах [5,6], в которых установлено, что границы полярных КДСС имеют радиальную ориентацию и сохраняют ее с удалением от Солнца.



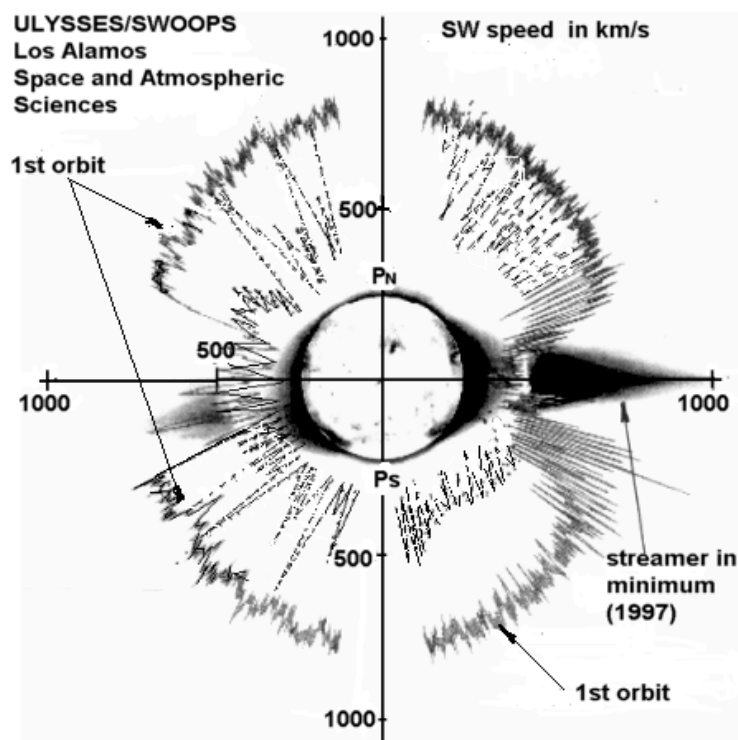
**Рис.1.** Примеры корональных дыр по наблюдениям SOHO/EIT (интернет): КДСС – левая колонка и КДАС – правая колонка. Надписи под изображениями: ион, ответственный за эмиссионную линию, электронная температура и дата наблюдений.

В отличие от КДСС, КДАС наблюдаются на фоне ярких структур АО и имеют наибольший контраст на изображениях в горячих эмиссионных

линиях короны с  $Te \geq 2.0MK$  (SOHO/EIT/FeXV или SXR/Yohkoh). Высокие и яркие петли АО образуют высокие и четкие границы КДАС. В формировании границ полярных КД активного Солнца принимает участие пояс стимеров, проходящий в максимуме активности через полярные зоны.

### Корональные дыры и высокоскоростной солнечный ветер

На Рис.2. представлены скорости СВ на разных гелиоширотах по измерениям Ulysses/SWOOPS на двух оборотах по квази-полярной орбите.



**Рис.2.** Скорость солнечного ветра на различных гелиоширотах по измерениям Ulysses/SWOOPS на двух оборотах по квазиполярной гелиоцентрической орбите. Движение КА – по часовой стрелке. Внешний трек (сплошная линия) – 1-ый оборот-1992-1997гг. (спад и минимум активности) [9]; внутренний трек (пунктир) – 2-ой оборот-1997-2003гг. (максимум 23-го цикла); скорости СВ взяты их интернета.

Большая часть первого оборота Ulysses, в том числе прохождение над полюсами Солнца и пересечение эклиптики в перигелии, пришлось на конец ветви спада и минимум активности (1994-1997гг.). Измерения Ulysses/SWOOPS на первом витке [9,10] и IPS - эксперимент SOHO/Galileo [11] показали, что в эпоху низкой активности все Солнце за исключением пояса стримеров ( $S20^{\circ}-N20^{\circ}$ ) является источником высокоскоростного солнечного ветра со стабильным значением скорости  $750\text{км/с} \pm 50\text{км/с}$ . При этом Ulysses не обнаружил изменений в скорости СВ при пересечении границ между ПКД на обоих полюсах Солнца и фоновой короной.

Второй виток (1997-2003 гг.) Ulysses совершал при высокой активности Солнца [12,13]. В отличие от первого витка на большей части

второго- на всех широтах южной гелиосферы, в том числе и над S-полюсом Солнца, и в значительной части северной доминировал медленный ( $V < 500 \text{ км/с}$ ) СВ – пунктир на Рис.2. Так, согласно [13], из 9 высокоскоростных пиков над южным полюсом Солнца только в 2-х из них скорость СВ приближалась к значению  $\sim 750 \text{ км/с}$ , в остальных 7-ми не превышала  $500 \text{ км/с}$ . Связь медленных потоков СВ с доминирующими на активном Солнце сильными магнитными полями активных областей, не вызывает сомнений. Редкие и кратковременные высокоскоростные всплески потоков СВ в северной средне- и высокоширотной гелиосфере со скоростями  $\sim 750 \text{ км/с}$  ассоциируются с различными фрагментами среднеширотных и полярных КДАС, существовавших в то время на Солнце. Высокоскоростной с резкими границами пик СВ ( $\sim 750 \text{ км/с}$ ) над северным полюсом Солнца (август-ноябрь 2001г.) связан с находившейся там типичной полярной корональной дырой.

Мониторинг параметров СВ на SOHO показывает, что далеко не каждое прохождение низкоширотной КДАС через центральный меридиан Солнца сопровождается приходом к Земле высокоскоростных потоков и тем более потоков со скоростями  $\sim 750 \text{ км/с}$ .

### Заключение

Основные результаты сопоставления корональных дыр этих двух классов следующие.

КДСС являются «холодными» участками фоновой короны ( $0.7 \text{ МК} \leq T_e \leq 1.0 \text{ МК}$ ) [1], вместе с которой и поясом стримеров они составляют корону спокойного Солнца. КДАС представляют собой фрагменты фоновой короны, окруженные активными областями или их комплексами. КДАС формируются в процессе развития цикла от минимума к максимуму в результате суперпозиции фоновой короны и корональных структур активных областей, по-видимому, независимых друг от друга. Температура КДАС ( $1.0 \div 1.5$ )МК - в среднем несколько выше, чем в КДСС [1,8], однако, остается в пределах температурного режима фоновой короны  $0.7 \text{ МК} \leq T_e \leq 1.6 \text{ МК}$  [1].

КДСС, так же как и фоновая корона, всегда ассоциируются с высокоскоростными потоками СВ с  $V \geq 700 \text{ км/с}$ , в то время как для КДАС связь с быстрым СВ не является однозначной, по-видимому, из-за влияния окружающих горячих структур активных областей. Более того, скорости потоков СВ, ассоциирующихся со средне- и низкоширотными КДАС, варьируют в значительных пределах в зависимости от контраста КД с фоном активной короны – чем выше контраст (ниже температура КД), тем выше скорость СВ. Особо контрастные области КДАС ассоциируются со скоростями СВ с  $V \geq 700 \text{ км/с}$ , в то время как КД с умеренным или низким контрастом на изображениях EIT/FeIX/X ассоциируются со скоростями СВ

$V \sim 500-600$  км/с , вплоть до значений  $V < 500$  км/с, характерных для медленных потоков.

До недавнего времени стационарный высокоскоростной СВ и корональные дыры на Солнце трактовались как феномены активного Солнца. Наблюдения SWOOPS на Ulysses [10,12,13] приводят нас к иному пониманию природы СВ:

- стационарный высокоскоростной СВ с  $V \geq 750$  км/с генерируется спокойным (фоновым) Солнцем с минимальной “холодной” (фоновой) короной, связанной с фоновыми магнитными полями, причем источником быстрого СВ является вся поверхность Солнца, кроме узкой полосы гелиоширот ( $\pm 20^\circ$ ) около гелиомагнитного экватора – пояса стримеров; высокоскоростные потоки СВ в эпоху высокой активности ассоциируются с областями активного Солнца в пределах особенно “холодных” образований короны - корональных дыр AC с высоким контрастом;

- медленные потоки СВ связаны с мощными петельными структурами активных областей короны и пояса стримеров;

- магнитные поля Солнца, ответственные за корональные структуры, либо включены в механизмы ускорения СВ, либо являются фактором регулирующим выход из короны быстрого СВ, образующегося ниже.

Высокоскоростные корональные выбросы, сопровождающие взрывные процессы на активном Солнце, здесь не рассматриваются.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант No.020216199a.

### Литература

1. Nikolskaya, K.I., in *Proceedings of the 4<sup>th</sup> International Conference “Problems of Geocosmos”*, St. Petersburg State University, 2002, p.16.
2. Zhang, J., S. M. White, M.R. Kundu, *Astrophys. J.*, 1999, **527**, 977.
3. Pojoga, S. and B. Cudnik, *Solar Phys.*, 2002, **208**, 17-32.
4. Chertok, I.M., E.I. Mogilevsky, V.N. Obridko, N.S. Shilova, *Astrophys. J.*, 2002, **567**, 1225.
5. Belenko, I., *Solar Phys.*, 2001, **199**, pp.23-35.
6. Woo, R. and S.R. Habbal, *Astrophys. J.*, 1999, **513**, 961-968.
7. Habbal, S.R. and R. Woo, *Astrophys. J.*, 2001, **549**, L253.
8. Badalyan, O.G., *Astronomical and Astrophysical Transactions*, 1995, v.9, pp.205-223.
9. McComas, D.J., S.J. Bame, B.L. Barraclough, et al., *Geophysical Research Letters*, 1998, v.25, No.1, pp.1- 4.
10. McComas, D.J., B.L. Barraclough, H.O. Funsten, J.T. Gosling, et al., *Journal Geophysical research*, 2000, **105**, No.A5, 10.419.
11. Southwell, K., *Nature*, 1997, **390**, 235.
12. McComas, D.J., R. Goldstein, J.T. Gosling and R.M. Skoug, *Space Science Reviews*, 2001, **97**, 99-103.
13. McComas, D.J. and H.A. Elliott, R. von Steiger, *Geophysical Research Letters*, 2002, v.29, No.10, pp. 28.



**GLOBAL SOLAR MAGNETOLOGY  
AND SOLAR CYCLE REFERENCE POINTS**

**Obridko V.N., Shelting B.D.**

*IZMIRAN, Troitsk, Russia, solter@izmiran.troitsk.ru; shelting@izmiran.troitsk.ru*

**ГЛОБАЛЬНАЯ МАГНИТОЛОГИЯ СОЛНЦА  
И ОПОРНЫЕ ТОЧКИ СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА**

**Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д.**

*ИЗМИРАН, Троицк, Россия, solter@izmiran.troitsk.ru; shelting@izmiran.troitsk.ru*

**Абстракт**

*Показано, что солнечный цикл можно описать как сложное взаимодействие двух систем полей: глобально (крупномасштабного) и локального. Подтверждена ранее высказанная концепция глобальной магнитометрии и естественной шкалы циклов. С использованием полученных данных можно оценить сценарий дальнейшего течения 23 цикла и указать ожидаемую дату конца 23 (середина 2007 г.) и 24 (декабрь 2018 г.) циклов. Отмечены некоторые особенности 23 цикла и несовпадение систем Китт Пик и WSO*

**1. Scenario of the Cycle and Forecast of Reference Point**

In our previous work, we have shown that a solar cycle can be represented as a complex interaction of two field systems: global (large-scale) and local fields. The first step on that way was to introduce the reference points of the solar cycle and to demonstrate that the main phases of the cycle were easily described with their aid [1, 2]. Then, we introduced the full integral indices of solar activity, such as the squared radial component of the magnetic field averaged over a sphere of fixed radius, and the so-called partial integral indices, such as the zonal-even (ZE), zonal-odd (ZO), sectorial-even (SE), and sectorial-odd (SO) indices. The physical meaning of the partial indices is as follows.

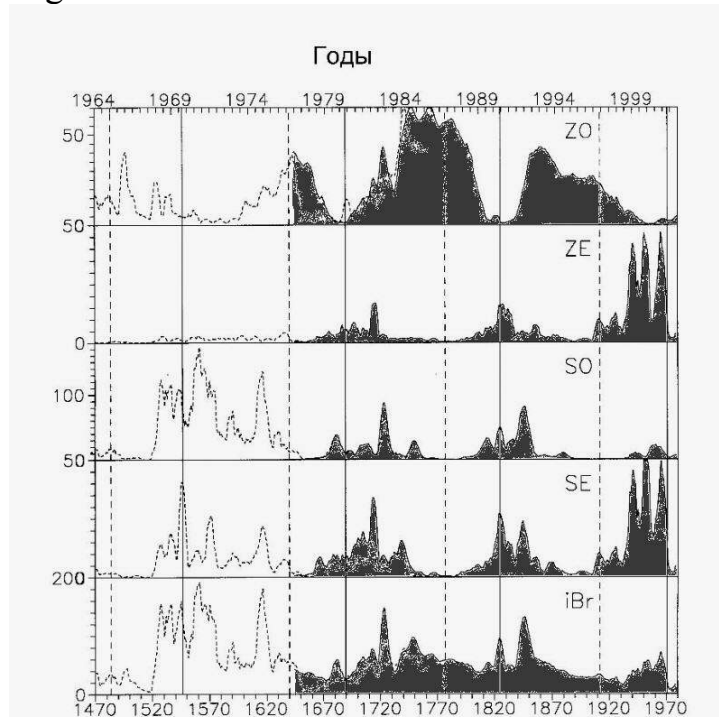
The index ZO accounts for part of the magnetic field with the odd zonal symmetry (analog of the vertical dipole). The index ZE is small as a result of the Hale law. The sectorial-odd index SO characterizes, in particular, the tilted dipole and manifests itself in the 2- and 4-sector structure. The sectorial-even index (SE) is usually manifested in the 4-sector structure.

The totality of the integral indices comprises the “passport” of the reference points, which allows their precise identification and description of the entire scenario of a cycle [3-6].

Later, the conception; of the global magnetology of the Sun was suggested [7,8]. It describes the solar cycle on the basis of the integral energy

indices of the normal and abnormal magnetic fluxes. A natural duration of the cycle could be established.

It turned out that the maximum of the Wolf numbers did not coincide with the cycle maximum in the integral energy indices of the global magnetic field. On the contrary, the curve of the integral index in the vicinity of the cycle maximum has a typical two-humped shape with the local trough ("gap") just near the calendar date of the Wolf number maximum. The comparison of the photospheric and source-surface indices showed that the first peak (preceding the Wolf number maximum) was mainly determined by the fields of small and medium space scales, while the second one, e.g., observed in late 1982, was entirely due to the global fields.



**Fig.1** illustrates cyclic variations of the index  $i(B_r)$  and partial indices at the source surface in units  $(\mu T)^2$ . The dashed curves are based on the Kitt Peak and Mt. Wilson data, and the solid curves, on the WSO data. The vertical solid and dashed lines are drawn through the maxima and minima of the local fields, respectively.

In [7], the authors introduced the notions of the normal ( $\Phi_N$ ) and abnormal ( $\Phi_A$ ) flux. The former is determined by the dipole component, and the latter comprises all other harmonics.

As shown in [7,8], these fluxes are complementary. And yet there is an equilibrium point  $\alpha$  in each cycle, where these fluxes get equal. A limited statistical database was used in [7] to demonstrate that the total magnetic flux was equal at the points  $\alpha$  corresponding to the even cycles 20 and 22, and the time integral of the flux taken over the interval from  $\alpha_{20}$  to  $\alpha_{22}$  was zero. In 1995, we suggested that the even equilibrium points were just where one "22-year" magnetic cycle ended and another one began to form the natural scale of the successive cycles.

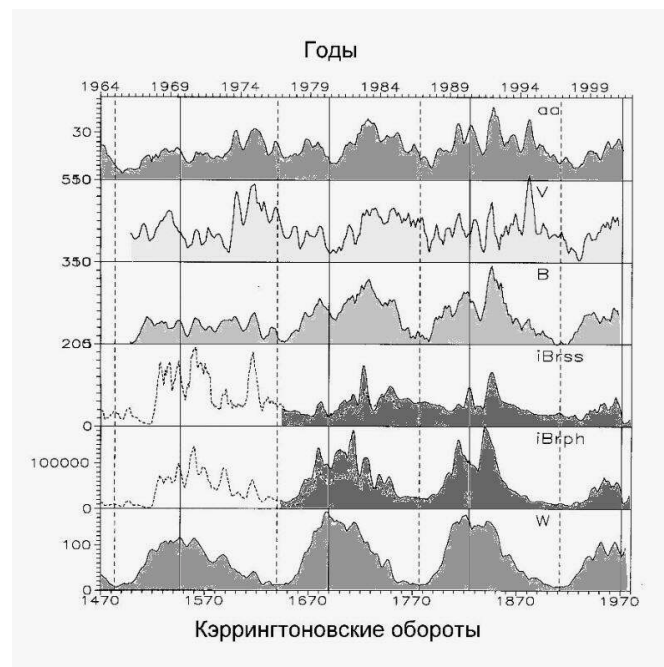
The new diagrams plotted for cycles 20-23 show that the points  $\alpha_{20}$  (CR1528, Nov. 1967) and  $\alpha_{22}$  (CR1805, July 1988) on the phase diagram coincide, and the respective fluxes are equal to  $-3.45 \times 10^{21}$  Mx. The points  $\alpha_{21}$  (CR1669, June 1978) and  $\alpha_{23}$  (CR 1939, July 1998) are also close to each other. The flux value at  $\alpha_{23}$  is  $1.41 \times 10^{21}$   $\mu$ s and, within the limits of error, is close to the flux at  $\alpha_{21}$  ( $1.84 \times 10^{21}$  Mx)

The mean total flux over a "22-year" cycle is  $0.5 \times 10^{20}$  Mx for  $\alpha_{20}$ - $\alpha_{22}$  and  $-4.4 \times 10^{20}$  Mx for  $\alpha_{21}$ - $\alpha_{23}$ . Both values are close to zero within the limits of error. The duration of the cycle is 271 CR for  $\alpha_{21}$ - $\alpha_{23}$  and somewhat longer (278 CR) for  $\alpha_{20}$ - $\alpha_{22}$ . This corroborates the suggestions of [6].

Proceeding from these values and assuming the mean "22-year" cycle to be equal to 274 CR, we can estimate the expected dates of the points  $\alpha_{24}$  (CR 2079, Jan. 2009) and  $\alpha_{25}$  (CR 2212, Dec. 2018).

Note that the reference point  $t_{mA}$  in cycles 21 (CR1665), 22 (CR1804), and 23 (CR1940) virtually coincided with the natural cycle boundaries  $\alpha_{21}$ ,  $\alpha_{22}$ , and  $\alpha_{23}$ , while in cycle 20 it was observed half a year earlier. In fact, the forecast of points  $\alpha_{24}$  and  $\alpha_{25}$  means the forecast of the starting points of cycles 24 and 25.

The data described above and the obtained position of point  $\alpha_{24}$  can be used to estimate the duration of cycle 23 (CR140-145) and to locate the points  $t_{MD}$  (CR 1988-1990, March-June 2002),  $t_{Dm}$  (CR2014-2020, April-June 2004), and  $min$  (CR2056-2060, mid 2007), thus determining the further scenario of cycle 23.



**Fig.2** illustrates the cyclic variation of a some helio-geophysical indices, such as the Wolf numbers (W), full indices of the global field in the photosphere ( $i(B_r)_{ph}$ ) and at the source surface ( $i(B_r)_{ss}$ ), chromospheric magnetic field (B), solar wind velocity (V), and geomagnetic aa-index.

The similarity of variations in the heliospheric and geomagnetic parameters to the behaviour of the  $i(B_r)_{ss}$  index revealed in cycle 21 [5] is corroborated on a more extensive database for cycles 20-23. It is also found that both  $i(B_r)_{ph}$  and  $i(B_r)_{ss}$  contribute to variations of the heliospheric magnetic field, but their role is different. The former determines the general increase of the heliospheric field, while the latter is responsible for its narrow extrema.

It is interesting to note that the amplitudes of the cycles, the Wolf numbers, and the integral global indices at the reference points differ much more than the positions of the points within a cycle. It seems as if the rhythmic and energetics of heliogeophysical cycles were formed to some extent independently.

## 2. Some specific features of cycle 23

It should be noted that cycle 23 is, in general, very unusual. To begin with, it had to be higher than cycle 22 in accordance with the rule of Gnevyshev-Ohl. It is not the case in the Wolf numbers (see Fig. 3a,b,c). However as far as the 10.7-cm flux is concerned, cycle 23 is only a little lower than cycle 22; and in MgII, it is even somewhat higher.

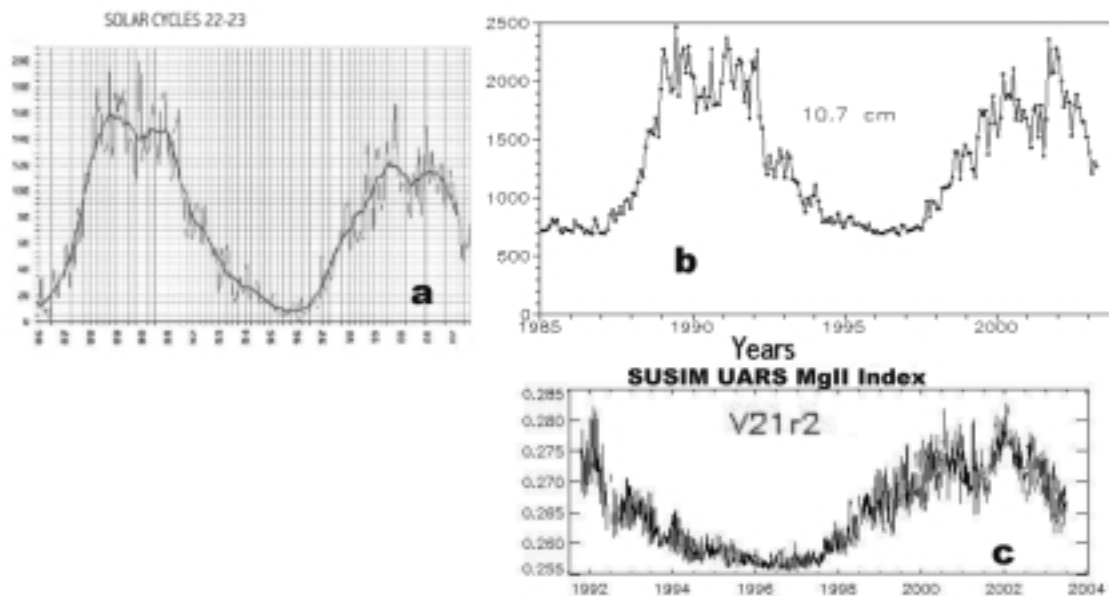
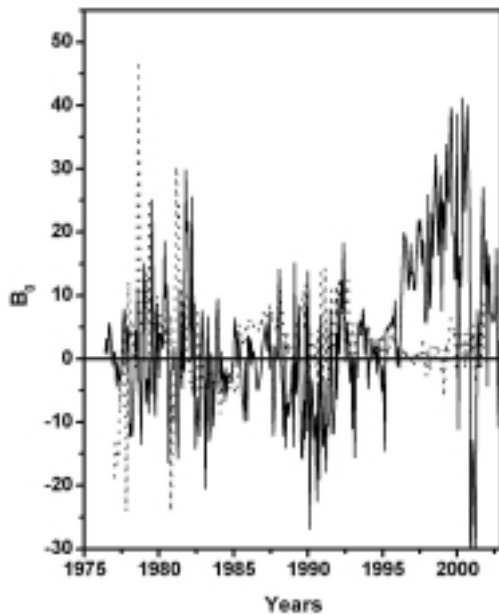


Fig. 3.

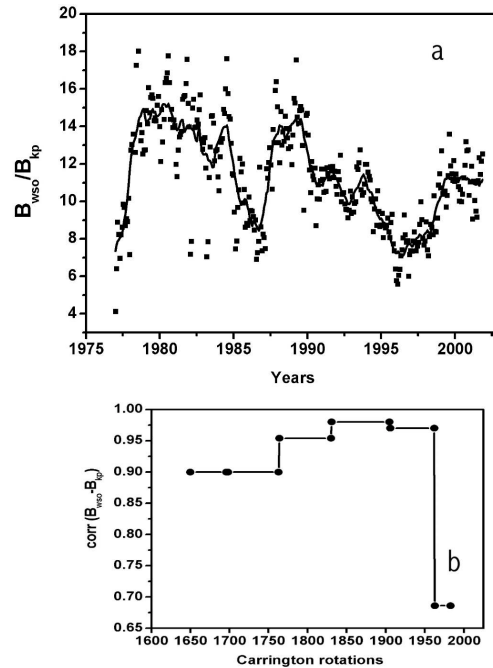
The behaviour of the parameters ZE and SE in cycle 23 is also queer. They are too large suggesting either a strongly developed sector structure or an error in drawing zero at the WSO Observatory.

Figure 4 illustrates the mean over a Carrington rotation value of the observed magnetic field as derived from the Stanford (solid) and Kitt Peak (dashed) synoptic maps. This value should, obviously, be zero within the limits of error. The Kitt Peak data (dotted) behave in just this way. As for the WSO

data (solid line), they display such behaviour until 1995, after which an uncompensated increasing shift towards the positive values begins.



**Fig.4.**



**Fig.5.**

Figure 5 shows the ratio of the mean absolute values of the magnetic field measured at WSO and Kitt Peak (Fig. 5a) and their annual mean correlation coefficient (Fig. 5b). One can see that the two systems are not uniform. The ratio of the WSO and Kitt Peak mean values decreases gradually by more than 50% undergoing quasi-cyclic oscillations: the ratio somewhat increases at the maximum of the cycle. The correlation coefficient changes insignificantly, except cycle 23, when it drops sharply.

We have compared the Fourier spectra of the rotation-mean absolute values of the measured magnetic field in the Kitt Peak and WSO systems. Over long time intervals, these spectra turned out to be identical, correlating with the coefficient 0.975. Over the intervals less than 1.5 years, however, the spectra differ significantly, and the correlation coefficient is as small as 0.574. The WSO spectrum displays isolated peaks with the periods of 0.6 and 0.9 year that are absent in the Kitt Peak spectrum.

On the whole, despite the discrepancy between the two systems of data, we arrive at the conclusion that the singularity of cycle 23 is largely due to the changing ratio of the local, background, and global fields.

This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (grant 02-02-16199) and INTAS (grant 2000-840).

### References

1. Yu.I. Vitinsky, G.V. Kuklin, and V.N. Obridko, *Sonlechnye Dannye*, N3, 53 (1986).
2. G.V. Kuklin, V.N. Obridko, and Yu.I. Vitinsky, *Modern Scenario of 11-Year Cycle*, Proc. of the Solar-Terrestrial Predictions Workshop, Leura, Australia, 1989. 474 (1990).
3. V.N. Obridko and F.A. Ermakov, *Astr. Tsirk.*, N 1539 (1989).
4. V.N. Obridko, B. Shelting, and F. Yermakov, *Astr. Tsirk.*, No 1540, 23-24 (1989).
5. V.N. Obridko and B.D. Shelting, *Solar Phys*, **137**, 167 (1992).
6. V.N. Obridko and B.D. Shelting, *Astron. Zh.*, 80, N 11 (2003).
7. F.A. Ermakov, V.N. Obridko, and B.D. Shelting, *Astron. Zh.*, **72**, N 1, 99 (ARep, **39**, 86) (1995).
8. F.A. Ermakov, V.N. Obridko, and B.D. Shelting, *Astron. Zh.*, **72**, N 5, 753 (ARep, **39**, 672) (1995).

## **QUASI 2.5 KYR CLIMATIC CYCLE AND NODAL PRECESSION OF TAURID METEOROID STREAM**

**Ogurtsov M.G.<sup>1</sup>, Jungner H.<sup>2</sup>, Lindholm M.<sup>3</sup>, Eronen M.<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>*A.F.Ioffe Physico-Technical Institute of Russian Academy of Sciences,  
194021, Polytechnicheskaya 26, St.Petersburg, Russia; Laboratory of Nuclear Space Physics,  
maxim.ogurtsov@mail.ioffe.ru;*

<sup>2</sup>*University of Helsinki, Dating Laboratory, POB 11, FIN-00014, Helsinki, Finland;*

<sup>3</sup>*Saima Centre for Environmental Sciences, Linnankatu 11, FIN-57130, Savonlinna, Finland;*

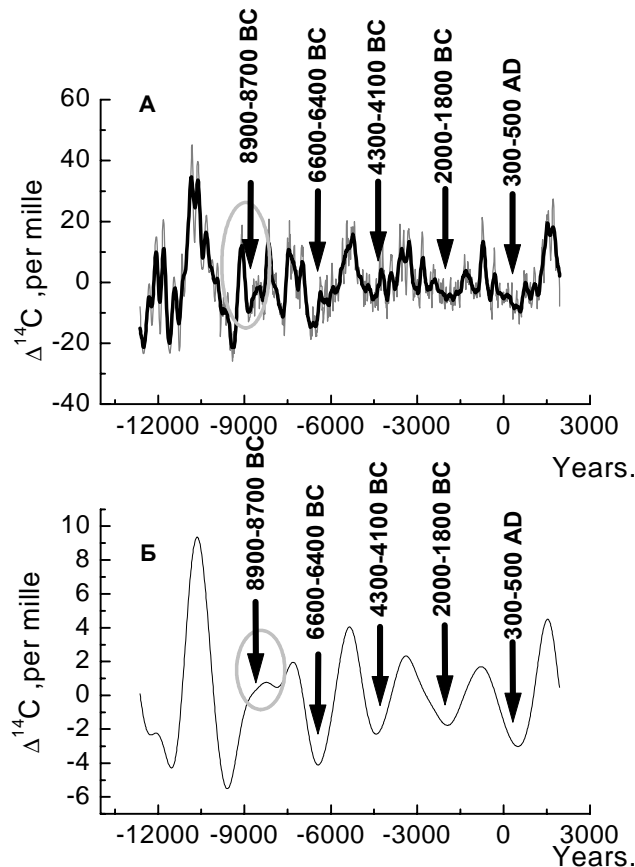
<sup>4</sup>*University of Helsinki, Department of Geology, POB 11, FIN-00014, Helsinki, Finland;*

### **Abstract**

*Possible connection between terrestrial climatic variation with a period 2.0-2.5 kyr (the Hallstattzeit cycle) and nodal precession of the core of Taurid meteoroid stream was analyzed. It was shown that extremes of the Hallstattzeit cycle coincide well with the data of intersection of the Earth's orbit by the core of Taurid complex. Because in these epochs intensity of the Earth's bombardment by cometary debris increases sharply, the possible results of collision of the Earth with asteroid, which has size of 250 m and velocity of 20 km\*s-1. It was shown that climatic consequences of such impact might be substantial and therefore a chain of such events may contribute to 2.4 kyr climatic variation appreciably.*

### **1. Introduction**

The 2.0-2.5 kyr variation (Hallstattzeit cycle) in  $\Delta^{14}\text{C}$  concentration is reliably established (Houtermans, 1971; Damon and Sonett, 1991; Damon and Jiricowic, 1992; Vasiliev et al, 1999). Similar variation also is present in many climatic records (see Vasiliev et al (1999) and references therein). This variation in Damon and Jiricowic (1992) was named as Hallstattzeit cycle (HC), because of its apparent correlation with climate epochs documented by Schmidt and Gruhle (1988). Periods of cooling are accompanied by high  $^{14}\text{C}$  concentrations and vice versa. Residual part of long decadal radiocarbon record of Stuiver et al, (1998) is shown in Figure 1. This reconstruction of atmospheric radiocarbon is based on a mix of mid-latitude Northern Hemisphere trees (Germany, Ireland, Washington, Oregon, California) for a period 0-11854 BP and on marine (coral and varve) information for remaining part. HC is seen in the smoothed raw data and, particularly, in 1800 year wavelet component (see Figure 1). Origin of this 2.0-2.5 kyr periodicity still is unknown, despite some ideas have been suggested (Hood and Jiricowic, 1990; Vasiliev et al, 1999). That is why it is interesting to note that minima of ~2.4 kyr radiocarbon variation coincide well with periods of intersection of the Earth's orbit by the core of Taurid meteoroid stream (see Figure 1).



**Figure 1.** A – residual part of atmospheric  $^{14}\text{C}$  profile (thin grey line - raw data, thick black line – data smoothed by 25 points), B – 1800 year wavelet component (MHAT basis) of the residual part.

Dates of intersection of the Earth's orbit by core of Taurid meteoroid stream are marked with arrows.

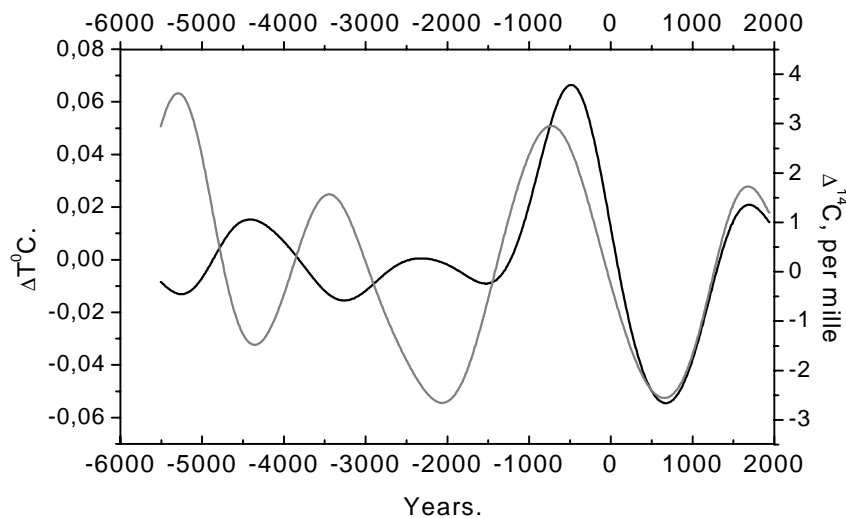
Taurids is the broad stream of cometary debris, which the Earth passes through each year during June-July and September-December. This meteoroid complex more likely was formed during last 10-20 thousands of years as a result of defragmentation of a giant comet (Steel, Asher, Clube, 1991; Steel and Asher, 1996). At the heart of this stream lies a narrower core whose orbital nodes are intersected by the terrestrial orbit every 2.25-2.5 Kyr during a timespan of about two centuries (Asher and Clube, 1993; Clube, 1998). Obviously, the bombardment of the Earth by cometary debris is much more intensive during the epochs of the intersections. Periods of nodal precession of Taurid Complex and of Hallstedtzeit climatic cycle are very close. Moreover, extremes of 2.5 kyr climatic variation coincide well with epochs of nodal intersections. The last two pairs of such intersections (about 1500 and 4000 years ago) were determined reliably by Asher and Clube (1993) and Clube (1998). In Figure 1 we continued intersections dates up to 10 kyr far back. The good agreement between these dates and minima of long-term changes of radiocarbon is apparent. That is why Clube (1998) assumed that HC is a cycle of global coolings of the Earth



(‘impact winter’) connected with input of tremendous volume of dust and soot into the atmosphere due to asteroid fall. It should be noted, however, that that minima of  $^{14}\text{C}$  concentration, connected with periods of nodal intersections, correspond to maxima of temperature, not to minima. Moreover, in order to cause a global effect energy of impact must be more than  $2 \cdot 10^5$  Mt TNT (Medvedev et al., 1996). Such energy release can arise from incidence of a stony asteroid with a diameter of 1.5 km and velocity 20 km/s. Probability of random collision between Earth and such asteroid is very small – less than ones per  $10^5$  years (Medvedev et al., 1996). Of course, this probability should increase sharply when the Earth intersects the core of Taurid complex. But it is difficult to answer whether this probability can rise for 40-50 times. However, psaleoclimatic data, obtained recently, give new support for the hypothesis about a link between HC and Taurid precession.

## 2. Geographic distribution of the 2400-year variation

Approximately 2.1 kyr variation was revealed in a long annual reconstruction of July temperature in northern Fennoscandia ( $\sim 67^\circ\text{N}$ ) made by Lindholm and Eronen (2001). Radiocarbon and northern Fennoscandian (NF) temperature records, wavelet filtered in 1580-2700 yr scale band, are plotted in Figure 2.



**Figure 2.** Wavelet filtered (1580-2700 scale band, MHAT basis) series of atmospheric radiocarbon concentration (black line) and northern Fennoscandian July temperature (grey line).

It is seen from the Figure that the phase relationship between two series is not constant – they correlate after 1500 BC and anticorrelate before. It means that after 1500 BC maxima of 2.4 kyr variation of atmospheric  $^{14}\text{C}$  occur together with maxima of corresponding cycle of NF regional temperature. Little Ice Age (AD  $\sim 1450-1800$ ), often considered as a period of global cooling and clearly marked in radiocarbon record by substantial increase of  $\Delta^{14}\text{C}$ , in NF was a

period of higher summer temperature. Not only NF proxy does not manifest Little Ice Age. Networks of annually-dated time series from trees, sediments, ice cores, corals, and historical documents are emerging, and these reveal that globally synchronous cold periods longer than a decade or two did not occur within the last 500 years (see Overpeck (1995) and references therein). So, instead of the former being a centuries-long global cool period, ending in the 19th century it is becoming apparent that significant regional spatial variability characterized climate temporal change of the past millennium (Overpeck, 1995). Taking it into account one can assume that HC is not a cycle of global terrestrial cooling and warming but has spatial, and probably, seasonal distribution. If it is so, the HC is likely not an oscillation of the amount of total energy contained in the lower troposphere but a variation in distribution of energy between different regions of our planet. Such variations in regional distribution of heat may arise as a result of change in atmospheric circulation. Atmospheric dynamics is very sensitive to changes in a chemical composition of atmosphere, particularly to variations in ozone and nitrogen oxides concentration (Pudovkin and Raspopov, 1992; Pudovkin, 1996; Shindell, 1999; Haigh, 1996). Hence, according to our estimations, so strong forcing as  $10^5$  MT impact of asteroid is not absolutely necessary to violate the global atmospheric circulation.

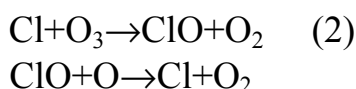
### **3. Possible climatic consequences of impact of stony asteroid with a diameter of 250 m**

Let us estimate consequences of the Earth collision with one of cometary debris. Firstly it should be noted that asteroid likely drop into ocean, because water covers more than 70% of terrestrial surface. We will consider an asteroid with diameter of 250 meters for further evaluation. Asteroid of such size can impact Earth ones per 5-6 kyr if collisions are randomly distributed. However, as we have stated above, when Earth's orbit is intersected by the core of Taurid Stream probability of impact strongly rises. Thus, it is not too unrealistic to imagine collision with 250 meter asteroid every time when the Earth's orbit is within core of Taurid Complex (once per 2.5 kyr). Velocities, which have asteroids intersecting the Earth's orbit belong to 11-72  $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$  range (Korobeinikov et al., 1997). The energy of impact with such asteroid, moving with usual velocity of  $20 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ , can be calculated by formula:

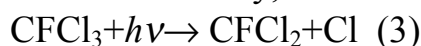
$$E = 600 \cdot (r / 200m)^3 \cdot (v / 20km \cdot c^{-1})^2 \cong 1200 \text{ Mt of TNT} \quad (1)$$

Such energy release can disturb oceanic circulation, increase mixing between deep and surface layers and enrich the surface layer by deep water. Because  $\text{CO}_2$  in the deep ocean is depleted by  $^{14}\text{C}$  this process can lead to the corresponding decrease in atmospheric radiocarbon concentration. However, the volume of increased deep-surface mixture will be small (1 Gt energy is enough to heat by  $1^\circ\text{C}$  only of  $10^3$  cubic kilometres of water) and, hence, the effect likely will be weak. Climatic consequences can be more significant. The 250 m asteroid,

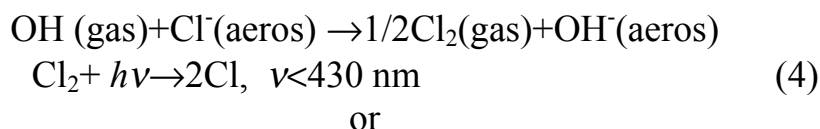
dropped into ocean with  $20 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  velocity would produce in water a cavity of  $\sim 5 \text{ km}$  diameter and of  $\sim 3 \text{ km}$  depth (Crawford and Mader, 1998). Volume of the cavity is approximately  $50 \text{ km}^3$ . The large part of water from the cavity would be vaporized or sprinkled into troposphere and, that is important, into stratosphere. Vaporized water will be fresh while sprinkled water will be saline. Total natural input of water into the stratosphere, mainly by methane oxidation, is no more than  $50 \text{ Mt}\cdot\text{yr}^{-1}$  (Karol and Kiselev, 2001). It means, that if only few cubic kilometres of fresh water ( $\geq 10^3 \text{ Mt}$ ) would be injected into stratosphere it would be equal to natural input during many decades. Water vapour breaks down in the stratosphere, releasing reactive hydrogen oxide molecules that destroy ozone. As to salty water it should be noted that it brings into the stratosphere a lot of chlorine. Really, if only  $5 \text{ km}^3$  (10 % of cavity) of oceanic water with typical 3.5 % salinity get into stratosphere the income of Cl attains about  $10^2 \text{ Mt}$ . All the modern industry provides about 1 Mt per year chlorine input into stratosphere (Prather et al, 1990). Estimations of volcanic input of Cl differ from  $0.03 \text{ Mt}\cdot\text{yr}^{-1}$  (Cadle, 1975) up to  $0.1\text{-}1.0 \text{ Mt}\cdot\text{yr}^{-1}$  (Symonds et al, 1988). Hence, impact of the asteroid with ocean will inject into stratosphere amount of reactive chlorine equal to that produced by all the modern industry during 100 years and by both industry and volcanoes during more than 50 years. Role of chlorine in ozone destruction is well known. It destroys ozone by reactions:



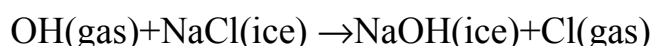
By this way one atom of chlorine can destroy 100000 molecules of ozone. But it is not easy to release chlorine from freons. Really, reaction:



needs high-energy photons with  $\nu \approx 230 \text{ nm}$ . This radiation is strongly absorbed by ozone layer. Thus, in order to get to the destructive radiation freons must rise above the ozone layer – to a height of 30 km or so. As freon molecule is a lot heavier than a molecule of oxygen or nitrogen, only very small part of freons can reach such altitudes. In case of asteroid fall, a lot of NaCl would be sprinkled in stratosphere and mesosphere and Cl may be produced e.g. by heterogeneous reactions:



or



which can take place at every altitude. Thus generation of free chlorine in that case should be more effective. Total amount of ozone in atmosphere is  $3 \cdot 10^{15} \text{ g}$ , which is equal to  $3.7 \cdot 10^{37}$  molecules  $\text{O}_3$ . Collision with asteroid may inject  $3.5 \cdot 10^{36}$  atoms of chlorine, contained in NaCl. If only  $10^{-4}$  of them will be converted into atomic Cl the ozone layer would be fully destroyed. Some other

changes in a chemical composition of the stratosphere also can't be excluded, but they are difficult to estimate. For example, because stratosphere is extremely dry (particularly higher than 20 km) the effect of input of few Gt of water is difficult to reliably predict. In any case, downfall of 1 Gt asteroid in ocean will cause significant changes in the stratospheric chemistry and, hence, in energetic balance of atmosphere. That, in turn, can lead to respective changes in atmospheric circulation and redistribution of energy in lower troposphere without any global cooling or warming. Such events (one or few) occur every ~2.5 kyr may contribute to a HC, especially if they happen in phase with HC. Event of 8.9-8.7 kyr BC looks especially intriguing. It is seen from Figure 1<sup>b</sup> that time interval 8.9-8.7 kyr BC was a period of rise of HC in radiocarbon. However, a strong drop of  $\Delta^{14}\text{C}$  takes place at 8.9-8.7 kyr BC – just at the time of probable intersection of Earth's orbit by Taurids (see Figure 1<sup>a</sup>). The decrease lasts 2-3 hundreds of years.

#### 4. Conclusion

Analysis, performed in the work, showed that downfall of stony asteroid with diameter of 250 m and velocity of  $20 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  occur every 2.5 kyr may contribute to the quasi 2.4 kyr earthly climatic cycle. Of course, this hypothesis needs further check and more profound investigation. We have to:

1) evaluate more correctly a probability of collision between Earth and asteroids of different sizes, taking into account higher density of debris in Taurid Stream core. This problem is not very easy to solve, because only 7% of small (size less than 1 km) asteroids have been revealed already (Medvedev et al., 1996).

2) Estimate more correctly and reliably probable influence of asteroid impact on the Earth's atmosphere, including the possible duration of effect.

New long and reliable climatic proxies, which would allow to trace spatial and seasonal distribution of Hallstattzeit variation, also are very desirable.

#### Acknowledgement

This research was carried out under the auspices of a scientific exchange between the Russian and Finnish Academies (project № 16) and was supported by EU INTAS 2001-0550 grant. In addition, it was supported by the program "Astronomy: nonstationary processes in astronomy" of Russian Academy and by RFBR grants №№ 03.02.17505, 03-04-48769

#### References

Asher D.J., Clube S.V.M.: 1993, An extraterrestrial influence during the current glacial-interglacial, *Quat. Journ. Roy. Astr. Soc.* **34**, pp. 481-511.

Clube S.V.M.: 1998, The problem of historical catastrophism, in: ed. by B.J. Peiser, T. Palmer and M.E. Bailey, *Natural catastrophes during Bronze Age civilizations: archaeological, geological, astronomical and cultural perspectives*. Publ. Archaeopress, Oxford, p. 242.

- Crawford D.A., Mader C.L.: 1998, Modelling asteroid impact and tsunamis, *Sci. of tsunami hazards* **10(1)**, pp.21-31.
- Damon P.E., Sonett C.P.: 1992, Solar and terrestrial components of the atmospheric  $^{14}\text{C}$  variation spectrum, in: ed. by C.P. Sonett, M.S. Giampapa, M.S. Mathews, *The Sun in time*. Tuscon, Univ. of Arizona press, p. 360.
- Damon P.E., Jirikowic J.L.: 1992. Solar forcing of global climatic change? In: ed. by R.E. Taylor, A. Long, R.S. Kra. *Radiocarbon after four decades: an interdisciplinary perspective*. Springer-Verlag, New York, pp. 117-129.
- Haigh, J.D.: 1996. The role of stratospheric ozone in modulating the solar radiative forcing of climate. *Nature* **370**, pp. 544-546.
- Hood L.L., Jirikowic J.L.: 1990, Recurring variations of probable solar origin in the atmospheric  $\Delta^{14}\text{C}$  time record, *Geophys. Res. Letters* **17**, p. 85.
- Houtermans J.C. 1971: 1971, Geophysical interpretation of Bristlecone pine radiocarbon measurements using a method of Fourier analysis of unequally spaced data. *Ph.D. Thesis*, Univ. of Bern.
- Karol I.I., Kiselev A.A.: 2001, *Priroda* **5**, pp. 60-66 (in Russian).
- Overpeck J.T.: 1995, Paleoclimatology and climate system dynamics, *Reviews of Geophysics* **33(S1)**, pp.863-871
- Pather M.J., Garcia M.M., Douglass A.R., Jackman C.H., Ko M.K.W., Sze N.D.: 1990, The space Shuttle's impact on the stratosphere, *Journ. Geophys. Res.* **95**, p. 18583.
- M.I. Pudovkin, O.M. Raspopov: 1992, Mechanism of the influence of solar activity on the state of lower atmosphere and meteoroparameters, *Geomagn. and aeron.* **32(5)**, pp. 1-22 (in Russian)
- Pudovkin M.I.: 1996, Effect of solar activity on the lower atmosphere and weather, *Soros education journal* **10**, pp.106-114 (in Russian)
- Schmidt B., Gruhle W.: 1988, Radiokohlenstoffgehalt und dendrochronologie, *Naturwissenschaftliche Rundschau* **5**, pp. 177-182.
- Steel D.I., Asher D.J., Clube S.W.M.: 1991, The structure and evolution of the Taurid complex. *Month. Not of Roy. astr. Soc.* **251**, pp. 806-822.
- Steel D.I., Asher D.J.: 1996, The orbital dispersion of the macroscopic Taurid objects. *Month. Not of Roy. astr. Soc.* **280(3)**, pp. 806-822.
- Stuiver M., Reimer P.J., Bard E., Beck J.W., Burr G.S., Hughen K.A., Kromer B., McCormac F.G., v. d. Plicht J., Spurk M. 1998, INTCAL98 Radiocarbon Age Calibration, 24,000-0 cal BP, *Radiocarbon* **40**, pp. 1041-1083.
- Symonds R.B., Rose W.F., Reed M.H.: 1988, Contribution of Cl and F-bearing gases to the atmosphere by volcanoes. *Nature* **334**, p. 415.
- Vasiliev S.S., Dergachev V.A., Raspopov O.M.: 1999. Sources of Long-Term Variations in the Radiocarbon Concentration in the Earth's Atmosphere, *Geomagn. And Aeron* **39(6)**, p. 749.



## **СЕВЕРО-ЮЖНАЯ АСИММЕТРИЯ И ЦИКЛИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПРОДУКТИВНОСТИ АКТИВНЫХ ДОЛГОТ**

**Плюснина Л.А.**

*ИСЗФ СО РАН, Иркутск, Россия, lplus@iszf.irk.ru*

## **NORTH-SOUTH ASYMMETRY AND CYCLIC VARIATIONS OF THE EFFICIENCY OF ACTIVE LONGITUDES**

**Plyusnina L.A.**

*ISTP SB RAS, Irkutsk, Russia, lplus@iszf.irk.ru*

### **Abstract**

*The north-south asymmetry and cyclic variations of the efficiency of active longitudes have been studied on a basis of analysis of the daily values of Wolf numbers using Zurich and Ussurijsk (1955–2002) data. These phenomena are shown to be interrelated: during the rise phase of solar activity cycle active longitudes of certain hemisphere contributes to solar activity, whereas on the decay phase – of another one.*

Проблеме долготной неоднородности в распределении солнечной активности (СА) по поверхности Солнца с конца 19 столетия, после обнаружения этого явления Вольфером [1], посвящено большое количество работ. Систематические исследования явления длительного превышения активности в отдельных долготных интервалах, названного активными долготами, с 60-х годов 20 столетия проводил Ю.И.Витинский [2]. Согласно его определению, долготный интервал на Солнце, в котором в течение продолжительного времени (несколько лет) СА проявляется существенно больше, чем в других долготных интервалах, называется активной долготой. Скорость вращения АД близка к Кэррингтоновской. В качестве интервала времени, необходимого для выделения АД целесообразно выбирать продолжительность цикла СА, в крайнем случае, не менее 5 – 6 лет.

В настоящее время по факту существования АД разногласий нет, однако периодически возникает вопрос о скорости их вращения. Так В.В.Васильева [3], опираясь на результаты работ [4,5] и собственные, приводит значения периода вращения АД, существенно отличающиеся от Кэррингтоновского. Попробуем разобраться в причинах отмеченных разногласий. Возьмем Цюрихский ряд ежедневных значений чисел Вольфа  $Rz$  за интервал времени с середины 6 до середины 23 цикла СА (1818–2002 гг.). После процедуры вейвлет-фильтрации, в результате которой исключаются составляющие с периодами меньше 8 и больше 32 суток, отфильтрованную компоненту  $\delta Rz$  представим в виде двумерной долготно-

временной диаграммы с разверткой по долготе равной Кэррингтоновскому обороту и по времени – оборот за оборотом. Подробное описание методики можно найти в работах [6,7]. На *рис.1, а* в полутонах представлена долготно-временная диаграмма  $\delta Rz$  за 21 цикл СА. Светлые холмы на диаграмме соответствуют областям повышенной пятенной активности. Теперь пронормируем значения  $\delta Rz$  в каждом обороте на максимальное значение в обороте, тем самым, выделив долготы повышенной активности в каждом Кэррингтоновском обороте. Результат нормирования для 21 цикла СА представлен на *рис.1, б*. Холмы активности последовательности отдельных оборотов, как бы не мала была активность Солнца, образуют не случайный узор на диаграмме, а хорошо видимые наклонные структуры. Преобладают два типа структур, наклон которых соответствует вращению с периодами близкими 27 и 28 сут (помечены тонкими линиями на *рис.1, б*). На *рис.1, в* представлена диаграмма ненормированных  $\delta Rz$  за весь рассматриваемый интервал времени. Здесь мы видим, что яркие холмы повышенной активности образуют последовательности, период вращения которых колеблется вблизи Кэррингтоновского. Это и есть АД в традиционном представлении. Яркие холмы, составляющие АД, как можно заключить, сравнивая *рис.1, а* и *1, б*, лежат на наклонных структурах, образованных последовательностью долгот повышенной активности в каждом обороте. Можно сказать, что на Солнце существует два типа долготной неоднородности в распределении активности: 1) традиционные АД, формируемые наиболее мощными всплесками СА, которых в течение цикла СА бывает от 2 до 4 (горячие пятна, согласно Баи [8]); 2) две моды активности, вращающиеся с периодами близкими 27 и 28 сут, формируемые последовательностью внутриоборотных максимумов активности и с меньшим, чем у АД, временем жизни. В настоящей работе рассматриваются АД в традиционном представлении.

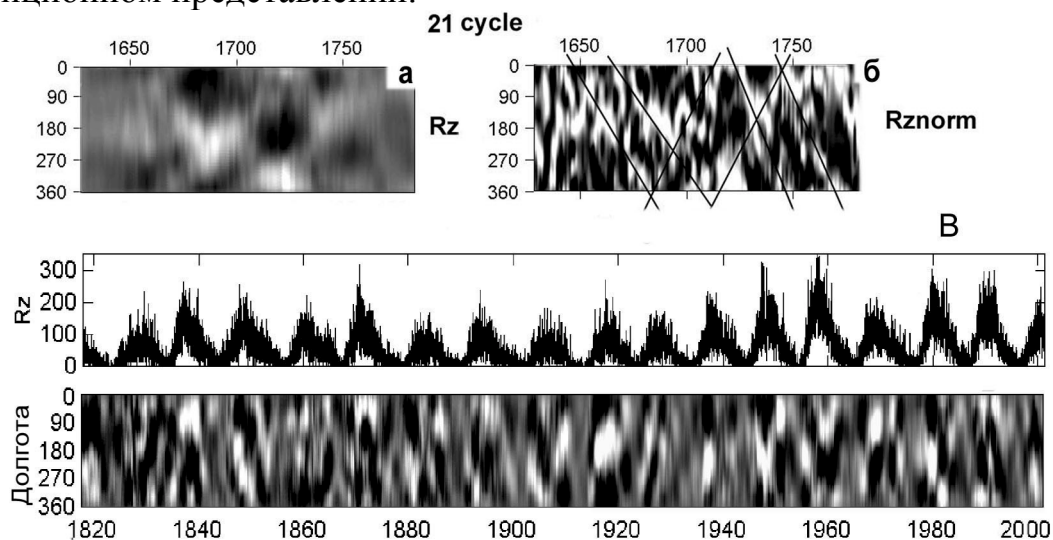


Рис.1.



При внимательном рассмотрении диаграммы на *рис.1*, в можно заметить, что наиболее яркие холмы активности до и после максимума СА большинства циклов находятся в разных долготных интервалах. На *рис.2*, *а*, *б* представлены долготно-временные диаграммы  $\delta Rz$  за тот же интервал времени с середины 6 до середины 23 цикла СА (1818–2002гг), но отдельно для эпох от минимума до максимума (*max-*) и от максимума до минимума (*max+*) СА. Видно, что для большинства из 16 циклов активные долготы ветвей роста и спада находятся в разных долготных интервалах.

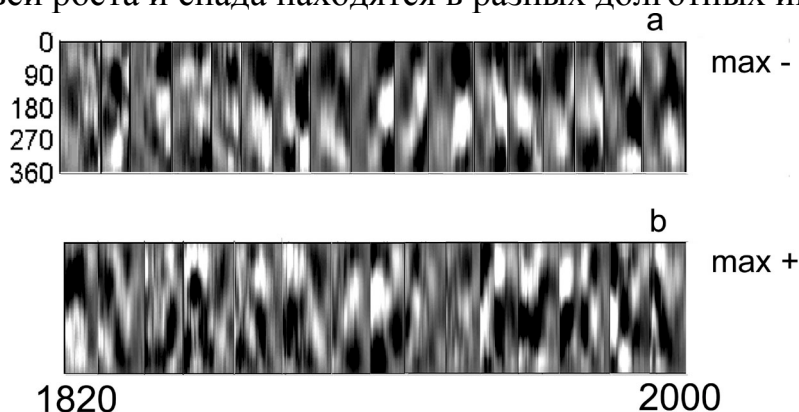


Рис.2.

Построим кривые распределения активности по долготе для интервала времени 1955–2002 гг. (19–22 циклы СА). Для этого просуммируем положительные значения  $\delta Rz$  вдоль каждой долготы отдельно для эпох роста и спада СА и, для удобства, результат поделим на максимальное значение в выборке. Полученные таким образом кривые распределения активности по долготе представлены на *рис.3*, *а*. Заметна тенденция к изменению в противофазе, хотя и с некоторыми отклонениями.

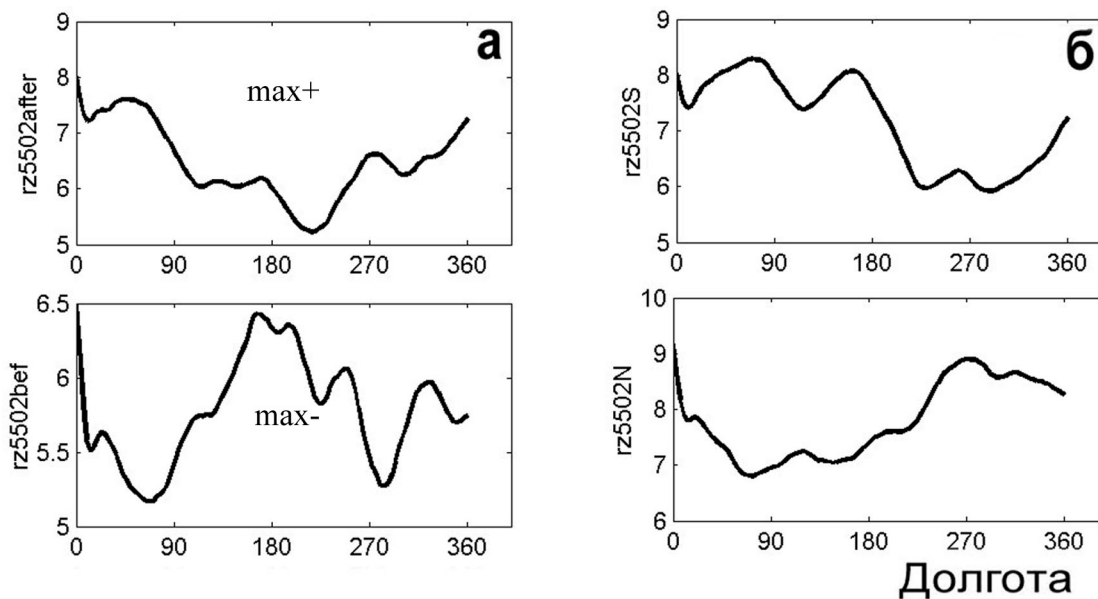


Рис.3.

Естественно предположить, что циклические вариации активности АД могут быть связаны с явлением северо-южной асимметрии СА. Для определения кривых распределения активности по долготе отдельно для северного и южного полушарий были использованы ряды ежедневных значений  $R_z$  по полушариям, полученные на Уссурийской астрофизической обсерватории в период с 1955 по 2002 годы. На *рис.3, б* показаны вариации пятенной активности по долготе для северного и южного полушарий, за тот же интервал времени и определенные по той же методике, что и для эпох роста и спада цикла СА. Противоположность вариаций активности по долготе в разных полушариях очевидна. Попарно кривые эпохи роста СА и северного полушария и эпохи спада и южного полушария качественно похожи, хотя это сходство нельзя назвать идеальным. Мы помним, что интервал времени для анализа поведения АД, равный четырем циклам СА, выбран нами произвольно. Рассмотрим кривые вариаций активности по долготе раздельно по циклам с 19 по 22. Результаты представлены на *рис.4*. Очевидно, что для отдельных циклов попарное сходство рассматриваемых кривых для эпох роста и спада цикла СА с аналогичными кривыми одного из полушарий проявляется гораздо лучше, чем для суммарных по времени кривых. В 19 цикле эпохе роста СА соответствует долготное распределение активности южного полушария, эпохе спада – северного. В последующих циклах – 20, 21 и 22 – картина противоположная: кривые долготного распределения активности эпох роста перечисленных циклов обнаруживает сходство с аналогичными кривыми северного полушария, кривые эпох спада отражают динамику распределения активности в южном полушарии. Указанная особенность, выражающаяся в неодинаковом попарном сходстве рассматриваемых кривых эпох роста и спада цикла и одного из полушарий для разных циклов, вероятно, является причиной существенных различий суммарных кривых *рис.3, а* и *3, б*. Последнее легко проверить, исключив из суммарных кривых 19 цикл. Результат представлен на *рис.5*: после исключения «неправильного» 19 цикла соответствие между кривыми долготного распределения активности эпох роста (max-) и спада (max+) и, соответственно, северного и южного полушарий оставшихся трех циклов существенно улучшилось.

Следует отметить, что хотя иногда максимумы на кривых *рис.4* выражены слабо (например, максимум кривой северного полушария 20 цикла вблизи долготы 90 град), находятся они в ожидаемых интервалах долгот и это подтверждает их достоверность. Кроме того, изложенные результаты хорошо согласуются с выводами работы Е.С.Верновой с соавторами [9], основанными на анализе данных о площадях солнечных пятен с использованием совершенно иной методики.

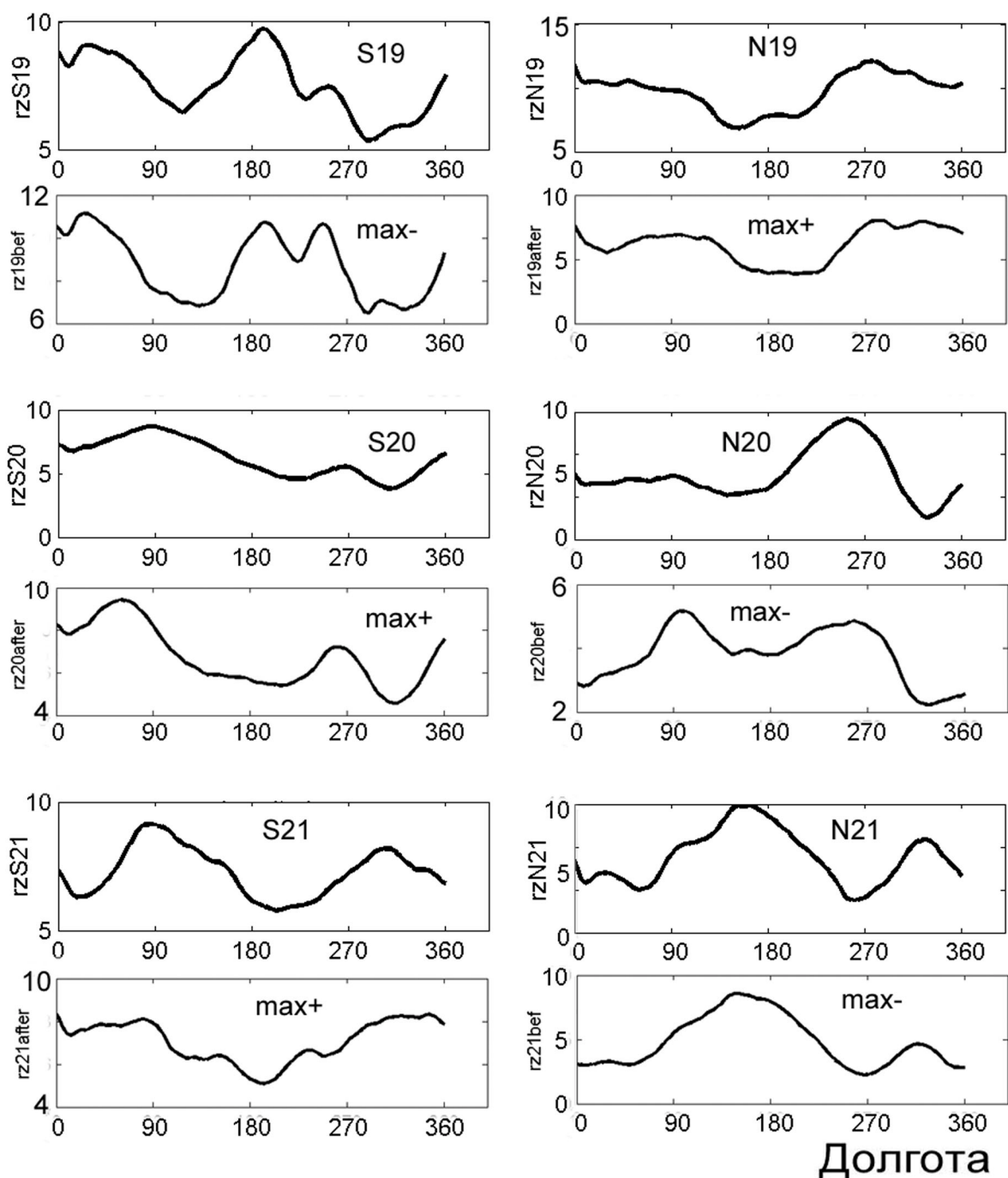


Рис.4.

Основные выводы настоящего исследования состоят в том, что:

- 1) относительная продуктивность АД северного и южного полушарий различна для эпох роста и спада СА: если в эпоху роста преобладает активность АД одного полушария, то в эпоху спада – другого;
- 2) порядок соответствия АД эпох роста и спада активным долготам северного или южного полушарий может отличаться для разных циклов СА.

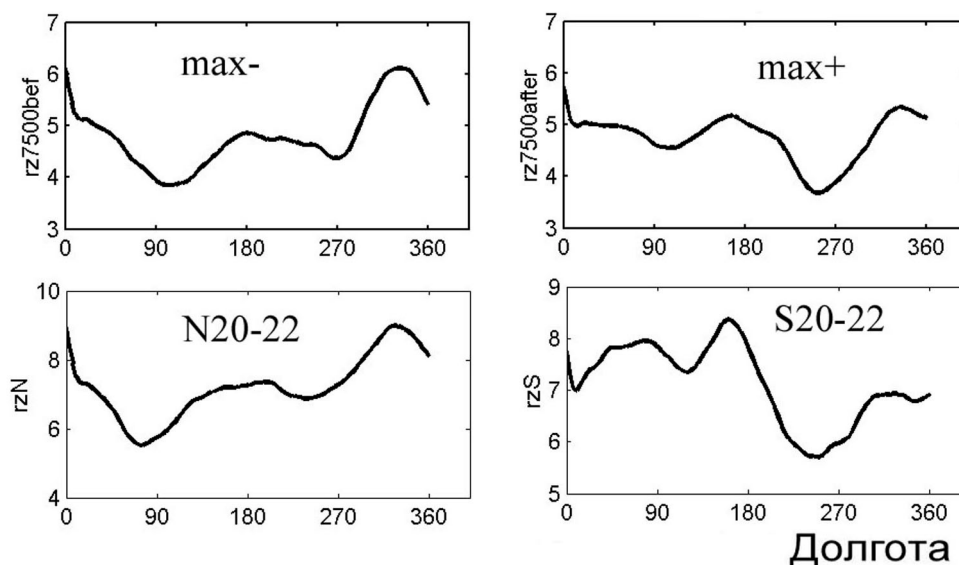


Рис.5.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 02-02-16044; государственной поддержке ВШШ, проект НШ-733.2003.2 и INTAS-2001-0550.

### Литература

1. Wolfer A. // Publ. Sternv. Eidg. Polytechn. Zurich, 1897, v.1, p.1–41.
2. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В. // Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца, 1986, М.: Наука, с.258–277.
3. Васильева В.В. // Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца, 2002, труды ГАО РАН, Пулково, СПб, с.95–100.
4. Bumba V., Heina L. // Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1991, v.42, p.76.
5. Wilcox J.M., Schatten K. // Astrophys. J., 1967, v.107, p.364.
6. Mordvinov A.V., Plyusnina L.A. // Solar Phys., 2000, v.197, p.1.
7. Мордвинов А.В., Плюснина Л.А. // Солнце в эпоху смены знака магнитного поля, 2001, труды ГАО РАН, Пулково, СПб, с.289.
8. Bai T. // Astrophys. J., 1988, v.328, p.860.
9. Vernova E.S., Tyasto M.I., Mursula K. and Baranov D.G. // Климатические и экологические аспекты солнечной активности, 2003, тезисы докладов, ГАО РАН, Пулково, СПб, с.14.

## **ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОНСЕРВАТИВНОЙ ОТНОСИТЕЛЬНО МАГНИТНОГО ПОТОКА РАЗНОСТНОЙ СХЕМЫ ДЛЯ ПРЕДСКАЗАНИЯ ВСПЫШЕК**

**Подгорный А.И.<sup>1</sup>, Подгорный И.М.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия,  
podgorny@fian.fiandns.mipt.ru*

<sup>2</sup>*Институт Астрономии РАН, Москва, Россия, podgorny@inasan.rssi.ru*

## **USING OF CONSERVATIVE RELATIVE TO MAGNETIC FLUX DIFFERENCE SCHEME FOR FLARE FORECASTING**

**Podgorny A.I.<sup>1</sup>, Podgorny I.M.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia, podgorny@fian.fiandns.mipt.ru*

<sup>2</sup>*Institute for Astronomy RAS, Moscow, Russia, podgorny@inasan.rssi.ru*

### **Abstract**

*The magnetohydrodynamical simulation of the current sheet in the active region of the solar corona is need to clarify of the physical processes, which take place during the flares, and also for improving of flare prognosis. The magnetic field is approximated by field of dipoles. Using of conservative relative to magnetic flux difference scheme for calculation in the active region NOAA 9077, where Bastille flare take place, permits to simulate long time evolution and to study new properties of the sheet. It is shown the principle possibility of coronal mass ejection appearance. The method is developed for direct using of magnetic charts on the photosphere for boundary conditions setting.*

### **Введение**

Первичное освобождение энергии солнечной вспышки происходит высоко в солнечной короне, о чем свидетельствуют наблюдения рентгеновского излучения вспышек. Энергия вспышки может быть накоплена в магнитном поле токового слоя (ТС), который образуется в окрестности особой линии магнитного поля активной области короны на высоте  $6 \times 10^9 - 10^{10}$  см в результате фокусировки возмущений, идущих от фотосферы. В настоящее время невозможно определить конфигурацию поля из наблюдательных данных, однако наблюдения дают возможность определить карту магнитного поля на фотосфере. Исследовать образование ТС в короне и изучить его свойства можно при помощи численного решения уравнений магнитной гидродинамики (МГД) с использованием таких карт на фотосфере в качестве граничных условий.

На начальном этапе для упрощения задачи магнитное поле пятен аппроксимируется полем вертикальных диполей, расположенных под фотосферой. В дальнейшем задачу необходимо решать более точно с использованием непосредственно распределений магнитных полей на

фотосфере. Для этой цели разрабатывались специальные численные методы. Их применение позволило промоделировать образование ТС в конкретных областях [1-3] и выяснить некоторые его свойства. Однако, в процессе решения вблизи фотосферной границы, где градиенты магнитного поля велики, появлялась медленно развивающаяся неустойчивость. Для стабилизации неустойчивости была разработана и реализована в модернизированной программе ПЕРЕСВЕТ разностная схема решения МГД уравнений, консервативная относительно магнитного потока (см. <http://www.lebedev.ru/pages/wwwhomes/podgorny/N/NUM-MET.NTM>). Идея стабилизации медленно нарастающей неустойчивости изложена в работе [3].

### **Использование консервативной относительно магнитного потока разностной схемы**

Рассмотрим результаты МГД моделирования ТС, давшего вспышку Бастилия, при помощи схемы, консервативной относительно магнитного потока. Как и в работе [2] предполагается, что основное поле области представляет собой поле семи пятен, которое аппроксимируется полем диполей. В области ( $0 < x < 1$ ,  $0 < y < 1$ ,  $0 < z < 1$ ) численно решается система безразмерных МГД уравнений [4]. Расчеты проводятся на сетке  $41 \times 41 \times 41$ , что позволяет получить достаточно тонкий ТС, чтобы рассмотреть основные процессы. Однако толщина полученного ТС значительно больше толщины реального ТС. В качестве единицы длины  $L_0$  принят размер активной области  $2.6 \times 10^{10}$  см, ось  $Y$  направлена от Солнца, плоскость фотосферы представляет собой  $XZ$  ( $y=0$ ). В качестве единиц магнитного поля  $B_0$  и концентрации  $n_0$  приняты их характерные значения в активной области короны 300 Гс и  $10^8$  см<sup>-3</sup>, а единиц скорости и времени альфвеновские  $V_0 = V_A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho_0}$  и  $t_0 = L_0 / V_A$ . Возмущение на фотосфере задается возрастанием 3-го диполя на временном интервале  $0 < t < 0.2$ . Координаты и величины моментов диполей, аппроксимирующих поля пятен на фотосфере, приведены в таблице 1. Результаты моделирования представлены в плоскости  $z=0.5$ , в которой происходят основные рассматриваемые процессы на рис 1а-и. Рис. 1а-ж представляют эволюцию и структуру плотности тока и плотности плазмы в области ТС. Продольная компонента магнитного поля (рис. 1з) обусловлена тем, что не все пятна лежат на одной линии. На рис. 1а-е видны отростки тока ("усы"), отходящие от ТС не только в верхней его части, но и в нижней. Усы представляют собой медленные ударные волны типа Петчека. Усы в нижней части ТС удалось обнаружить только благодаря использованию консервативной относительно магнитного потока схемы.

Отростки тока в нижней части ТС вызваны разворотом магнитного поля потоком плазмы из ТС вниз. Значительное ускорение потока плазмы вниз демонстрируется векторным полем скоростей на рис. 1и. Оно вызвано

не только магнитным натяжением в ТС, но и силой  $V_z j_x$ , вследствие увеличения продольной компоненты магнитного поля  $V_z$  в ТС (рис. 1з). Поток плазмы из ТС вниз приводит к сгребанию плазмы и поля. За нижним краем ТС плотность плазмы увеличивается (рис. 1ж) и появляется обратный ток (рис. 1в,г,е). В результате, дальнейшее продвижение плазмы

**Таблица 1.**

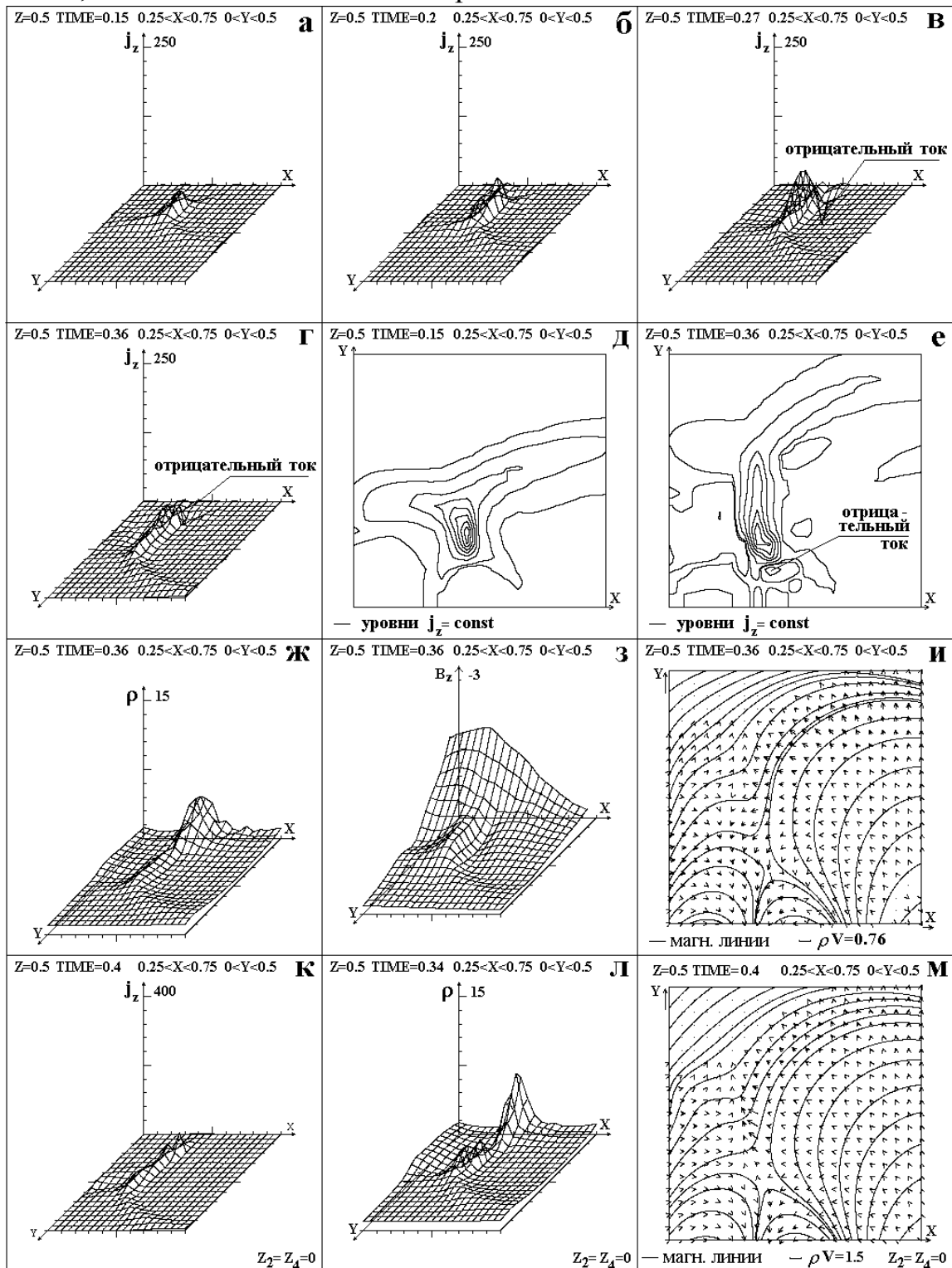
No.	X	Y	Z	$M_y(t=0)$	$M_y(t=0.2)$
1	0.14	-0.135	0.5	-0.007	-0.007
2	0.14	-0.135	0.601	0.005	0.005
3	0.2964	-0.135	0.5	0.01	0.0142
4	0.365	-0.135	0.488	-0.016	-0.016
5	0.4629	-0.135	0.5	0.0132	0.0132
6	0.6485	-0.135	0.5	-0.013	-0.013
7	0.815	-0.135	0.5	0.0051	0.0051

к фотосфере тормозится градиентом давления и магнитной силой. Скорость плазмы вблизи фотосферы падает (рис. 1з). Сила, связанная с продольной компонентой поля, тормозит ускорение вверх магнитным натяжением. Ускорение вверх оказывается мало эффективным (рис. 1з). Однако, в реальной ситуации ТС должен быть значительно тоньше, а сила магнитного натяжения значительно больше. Возможность выброса плазмы определяется также наклоном ТС к фотосфере, информацию о котором можно получить из результатов моделирования. В данном случае образовался вертикальный ТС, так что магнитное натяжение в верхней его части направлено от Солнца. Для изучения влияния продольного поля на процессы в ТС, а также чтобы показать возможность эффективного ускорения плазмы, моделирование проводилось в условиях, когда все пятна расположены на одной линии, так что продольное поле в ТС не возникает. Условия отличались от приведенных в таблице только тем, что для всех диполей  $z=0.5$ . Результаты представлены на рис. 1к-м, ТС становится тоньше, а плотности тока и плазмы в нем выше. Поле потоков плазмы (рис. 1м) демонстрирует значительное ускорение плазмы вверх. В то же время, ускорение в ТС вниз без продольного поля стало меньше.

### **Возможности моделирования с использованием карт магнитного поля**

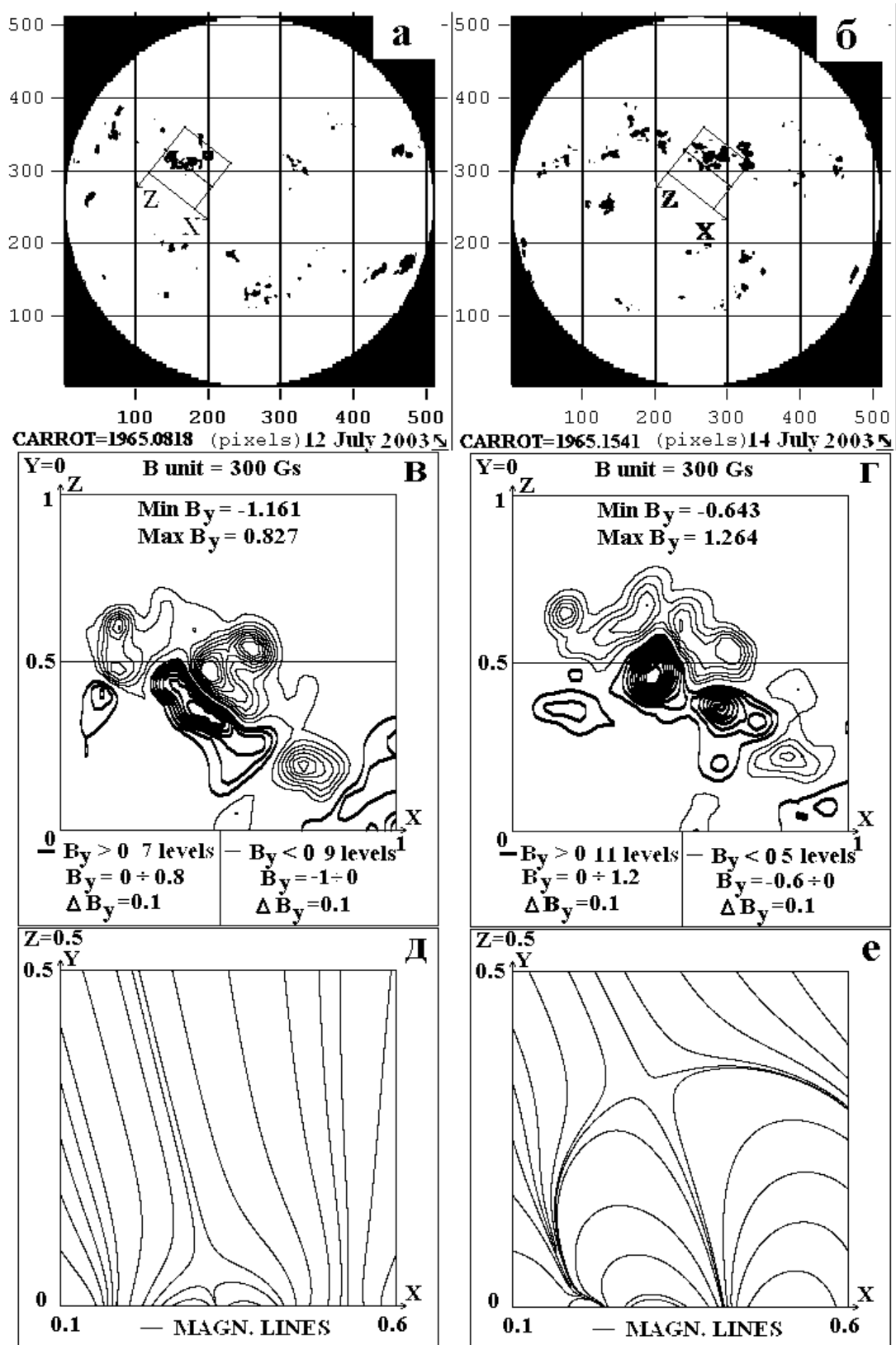
Для прямого использования карт магнитного поля на фотосфере при задании граничных условий разработана методика, проиллюстрированная на рис. 2. Рис. 2а изображает карту компоненты магнитного поля за два дня до вспышки Бастилия. Карта получена на обсерватории Маунт Вилсон и представлена в формате fits в <ftp://howard.astro.ucla.edu/pub/obs/fits>. На карту нанесен прямоугольник, в котором содержится активная область, давшая вспышку Бастилия. Прямоугольник представляет собой фотосферную границу расчетной области ( $y=0$ ,  $0 < x < 1$ ,  $0 < z < 1$ ), расположение осей X и Z отмечено на рис. 2а. На рис. 2б изображена

аналогичная карта в день вспышки Бастилия, на которую нанесена та же область, смещенная вследствие вращения Солнца. Рис. 2в и 2г дают



**Рис.1.** Плотность тока (а, б, в, г) и линии его уровня (д, е), плотность плазмы (ж), продольная компонента поля  $B_z$  (з), векторное поле потоков плазмы  $\rho V$ , наложенное на линии магнитного поля (и). Плотность тока (к), плотность плазмы (л), векторное поле потоков плазмы  $\rho V$ , наложенное на линии магнитного поля (м), при условии, когда все пятна расположены на одной линии.





**Рис.2.** Иллюстрация методики, позволяющей использовать карты магнитного поля на фотосфере для задания граничных условий.

распределения нормальной компоненты магнитного поля на фотосферной границе расчетной области, найденные по картам 2а и 2б, в виде изолиний. Жирные линии соответствуют полю, направленному к наблюдателю ( $B_y > 0$ ), а тонкие - от наблюдателя ( $B_y < 0$ ). На рис. 2д и 2е изображены конфигурации потенциального магнитного поля в плоскости  $z=0.5$ , найденные по распределениям, изображенным соответственно на рис. 2в и 2г. Потенциальное магнитное поле вычисляется на специальной сетке в такой аппроксимации, чтобы конечно-разностные аналоги ротора и дивергенции магнитного поля были в точности равными нулю. Вычисленное поле в короне и его компоненты  $B_x$  и  $B_z$  на фотосфере могут быть использованы для задания начальных и граничных условий при численном решении МГД уравнений по схеме, консервативной относительно магнитного потока. Разработанную методику планируется применить для моделирования процессов в активных областях короны.

### **Заключение**

Консервативная относительно магнитного потока разностная схема эффективно стабилизирует медленно нарастающую неустойчивость, обусловленную сильным градиентом магнитного поля. Исследованы детали поведения магнитного поля и плазмы в окрестности образовавшегося вертикального ТС. Обнаружены отростки тока в нижней части ТС. На ускорение плазмы вдоль ТС влияет продольная компонента магнитного поля. Результаты предполагается использовать для улучшения прогноза вспышек и выбросов корональной плазмы. Более точное моделирование предполагается осуществить с непосредственным использованием фотосферных карт магнитного поля в качестве граничных условий. Для этой цели разработан метод нахождения потенциального поля на специальной сетке.

Работа поддержана РФФИ, грант 01-02-16186 и программой РФ Астрономия. Мы благодарны за данные из синоптической программы 150-ти футового солнечного телескопа Обсерватории Маунт Вилсон.

### **Литература**

1. Podgorny A.I. and Podgorny I.M. Solar Phys. 1998. V. 182. P. 159
2. Bilenko I.A., Podgorny A.I. and Podgorny I.M. Solar Phys. 2002. V. 207. P. 323.
3. Podgorny A.I. and Podgorny I.M. Труды международной конференции "Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца". ГАО РАН, Пулково, С.-Петербург. 2002. С. 465.
4. Подгорный И.М., Подгорный А.И., Минами Ш., Моримото. Наст. сборник. С. 365.

## **МГД МОДЕЛЬ ГЕЛИОСФЕРНОГО ТОКОВОГО СЛОЯ**

**Подгорный И.М.<sup>1</sup>, Подгорный А.И.<sup>2</sup>, Минами Ш.<sup>3</sup>, Моримото М.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Институт Астрономии РАН, Москва, Россия, podgorny@inasan.rssi.ru,*

<sup>2</sup>*Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия,*

<sup>3</sup>*Osaka Университет г. Осака, Осака, Япония, minami125@nifty.com*

## **MHD MODEL OF HELIOSPHERIC CURRENT SHEET**

**Podgorny I.M.<sup>1</sup>, Podgorny A.I.<sup>2</sup>, Minami S.<sup>3</sup>, Morimoto M.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Institute for Astronomy RAS, Moscow, Russia, podgorny@inasan.rssi.ru,*

<sup>2</sup>*Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia*

<sup>3</sup>*Osaka City University, Japan, minami125@nifty.com*

### **Abstract**

*3D numerical numerical simulation of the heliospheric current sheet creation due to thermal corona expansion in the dipole magnetic field is carried out. The conditions correspond to the solar activity minimum. It is shown that the current sheet is not a neutral one. The Peresvet code is used for solving the system of dissipate MHD equations for the resistive compressible plasma.*

### **Введение**

Гелиосферный токовый слой (ТС) разделяет линии магнитного поля, направленные в разные стороны в южном и северном полушариях. Результаты двухмерного МГД расчета Пнеумана и Копа [1] часто рассматриваются [2,3] как свидетельство того, что гелиосферный ТС не содержит нормальной компоненты магнитного поля. Плазма в работе [1] принималась несжимаемой и идеально проводящей, в уравнениях отсутствовали диссипативные члены, а также член, ответственный за гравитацию. Все линии магнитного поля делились на два класса: замкнутые и разомкнутые. Внутри области, занятой замкнутыми линиями поля, предполагалось установившееся гидростатическое равновесие плазмы. В области открытых линий поля происходит свободное расширение короны. На оси токового слоя задавалась точка, выше которой нормальная компонента в точности равна нулю. Отсутствие нормальной компоненты магнитного поля в ТС в работе [3] является не результатом расчета, а фактически принималось в качестве граничного условия.

Ряд теоретических работ [4], указывает на быстрое развитие неустойчивости нейтрального ТС, а это значит, что нейтральный ТС может быть образован только за время меньшее времени развития неустойчивости. Таким образом, существование нейтрального слоя в стационарном или квазистационарном состоянии невозможно. Все

токовые слои, наблюдаемые в природе или образованные в численном эксперименте, обладают нормальной составляющей магнитного поля.

Более реалистический подход использован в работе [5], где МГД моделирование проводилось в стационарном режиме. В качестве начального распределения магнитного поля использовалось потенциальное поле, найденное по наблюдаемому полю на фотосфере. Распределения плотности и скорости задавались в соответствии с течением Паркера, что в значительной степени определяет вид полученного решения. Использовались МГД уравнения без диссипативных членов. В работе [5] было сделано также несколько часто используемых упрощений. В отличие от данных работы [3] решение [5] показало, что ТС обладает нормальной компонентой магнитного поля.

Противоречие между [3] и [5] привело к необходимости провести независимый численный эксперимент [6,7], в котором исследовалась динамика рождения гелиосферного ТС в период существования у Солнца дипольного поля. Основным отличием приведенного ниже расчета от исследования [5] является отсутствие каких-либо предположений относительно характера течения. Сделана попытка получить стационарное решение в результате теплового расширения плазмы.

### Условия численного эксперимента

Для решения поставленной задачи использовалась программа Пересвет, решающая полную систему МГД уравнений со всеми диссипативными членами для сжимаемой плазмы с учетом анизотропии теплопроводности в магнитном поле. Система уравнений в безразмерной форме имеет вид:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{\text{Re}_m} \text{rot} \left( \frac{\sigma_0}{\sigma} \text{rot} \mathbf{B} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\text{div}(\mathbf{V}\rho) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -(\mathbf{V}, \nabla) \mathbf{V} - \frac{\beta_0}{2\rho} \nabla(\rho T) - \frac{1}{\rho} (\mathbf{B} \times \text{rot} \mathbf{B}) + \frac{1}{\text{Re}_\rho} \Delta \mathbf{V} + G_g \mathbf{G} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = & -(\mathbf{V}, \nabla) T - (\gamma - 1) T \text{div} \mathbf{V} + (\gamma - 1) \frac{2\sigma_0}{\text{Re}_m \sigma \beta_0 \rho} (\text{rot} \mathbf{B})^2 - (\gamma - 1) G_q \rho L'(T) + \\ & + \frac{\gamma - 1}{\rho} \text{div}(\mathbf{e}_{\parallel} \kappa_{dl}(\mathbf{e}_{\parallel}, \nabla T) + \mathbf{e}_{\perp 1} \kappa_{\perp dl}(\mathbf{e}_{\perp 1}, \nabla T) + \mathbf{e}_{\perp 2} \kappa_{\perp dl}(\mathbf{e}_{\perp 2}, \nabla T)) \end{aligned} \quad (4)$$

За единицу напряженности магнитного поля принималось поле  $B_0 = 1\text{Г}$  на поверхности Солнца вблизи экватора. За единицу плотности плазмы и температуры выбирались соответственно плотность плазмы  $\rho_0 = 10^4 \text{ см}^{-3}$  и температура  $T_0 = 20 \text{ эВ}$ . За единицу скорости  $V_0$  принималась

альфвеновская скорость  $V_A = B_0 / (4\pi\rho_0)^{1/2} = 2 \times 10^9$  см/с, за единицу времени - альфвеновское время  $t_A = L / V_A$ , за единицу плотности энергии -  $B_0^2 / 4\pi$ . В качестве единицы плотности тока принято  $j = cB_0 / 4\pi L_0$ .  $e_{\parallel}$ ,  $e_{\perp 1}$ ,  $e_{\perp 2}$  - единичные ортогональные векторы, соответственно параллельные и перпендикулярные магнитному полю,  $\kappa_{\perp dl} = \frac{(\kappa\kappa_0^{-1}\Pi^{-1})(\kappa_B\kappa_{0B}^{-1}\Pi_B^{-1})}{(\kappa\kappa_0^{-1}\Pi^{-1}) + (\kappa_B\kappa_{0B}^{-1}\Pi_B^{-1})}$  - перпендикулярная магнитному полю безразмерная теплопроводность,  $\Pi_B = \rho_0 L_0 V_0 / \kappa_{0B}$  - число Пекле для теплопроводности  $\kappa_B$  поперек сильного магнитного,  $\kappa_{0B}$  - ее значение при  $T_0$ ,  $\rho_0$  и  $V_0$ ;  $\kappa_B / \kappa_{0B} = \rho^2 B^{-2} T^{-1/2}$ .

В расчетах магнитное число Рейнольдса  $Re_m = VL / \nu_{m0} = 2 \times 10^6$ , здесь  $\nu_{m0} = c^2 / 4\pi\sigma_0$  - магнитная вязкость для проводимости  $\sigma_0$  при  $T_0$ ,  $\sigma$  - проводимость,  $\sigma / \sigma_0 = T^{3/2}$ .  $\beta_0 = 4\pi n_0 k T_0 / B_0^2 = 5 \times 10^{-6}$  ( $n_0 = \rho_0 / m_i$ ,  $m_i$  - масса иона. Число Рейнольдса  $Re = L_0 V_0 / \eta = 4 \times 10^4$ ,  $\eta$  - вязкость,  $G_q = L(T_0) \rho_0 t_0 / T_0$ ,  $L(T)$  - функция излучения для ионизационного равновесия солнечной короны,  $L'(T) = L(T) / L(T_0)$  - безразмерная функция излучения,  $\Pi = \rho_0 L_0 V_0 / \kappa_0$  - число Пекле,  $\kappa_0$  - теплопроводность при  $T_0$ ,  $\kappa$  - теплопроводность,  $\kappa / \kappa_0 = T^{5/2}$ .  $G_g G$  - безразмерное гравитационное ускорение. Число Пекле вдоль магнитного поля -  $\Pi = 1$ , а поперек поля -  $\Pi_B = 10^8$ .

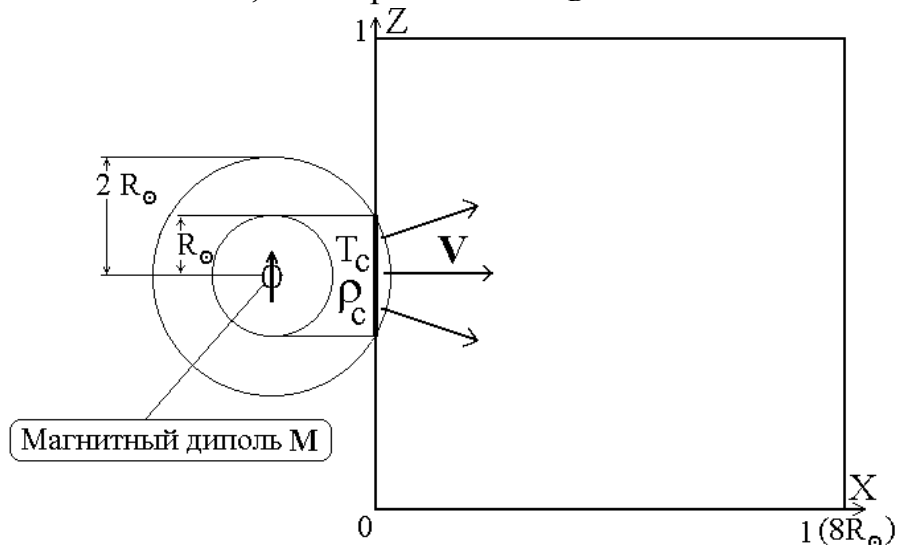


Рис. 1. Сечение расчетной области плоскостью  $Y=0.5$ .

Для выбора безразмерных параметров использовался принцип ограниченного моделирования. Решение осуществлялось с помощью программы ПЕРЕСВЕТ [7,8]. Расчет производился методом итераций в области с сеткой  $41 \times 41 \times 41$ , поэтому численное магнитное число Рейнольдса составляло  $\sim 50$ . Счетная область представляет собой куб со сторонами  $8R_0$  ( $R_0$  - радиус Солнца). Схема расчета показана на рис. 1, где представлено сечение области в плоскости  $Y = 0,5$ . В качестве безразмерной единицы длины  $L$  выбран размер счетной области  $8R_0 \sim 5 \times 10^{11}$  см. Диполь, создающий магнитное поле Солнца, направлен

параллельно оси Z. Его центр помещен в точке  $X = -0.443$ ,  $Y = 0.5$ ,  $Z = 0.5$ . На грани  $X = 0$  в точке  $Y = 0.5$ ,  $Z = 0.5$  магнитное поле равно  $0,15$ . Линии дипольного магнитного поля показаны на рис. 2а. Параметры короны ( $\rho_c/m_i = 2 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_c = 220 \text{ эВ}$ ) задавались на грани  $X = 0$  в круге, образованном пересечением этой грани с шаровой поверхностью  $2R_\odot$  (см. рис. 1).

При  $t = 0$  начинается тепловое расширение короны. Вакуумная среда не может быть описана в рамках МГД приближения, поэтому в счетной области при  $t = 0$  задавалась очень низкая концентрация  $10^{-1} \text{ cm}^{-3}$ , влияние которой на динамику расширяющейся в счетной области плазмы короны было пренебрежимо мало. Ток токового слоя мог свободно втекать и вытекать через плоскости  $Y = 0$  и  $Y = 1$ .

### Результаты расчета

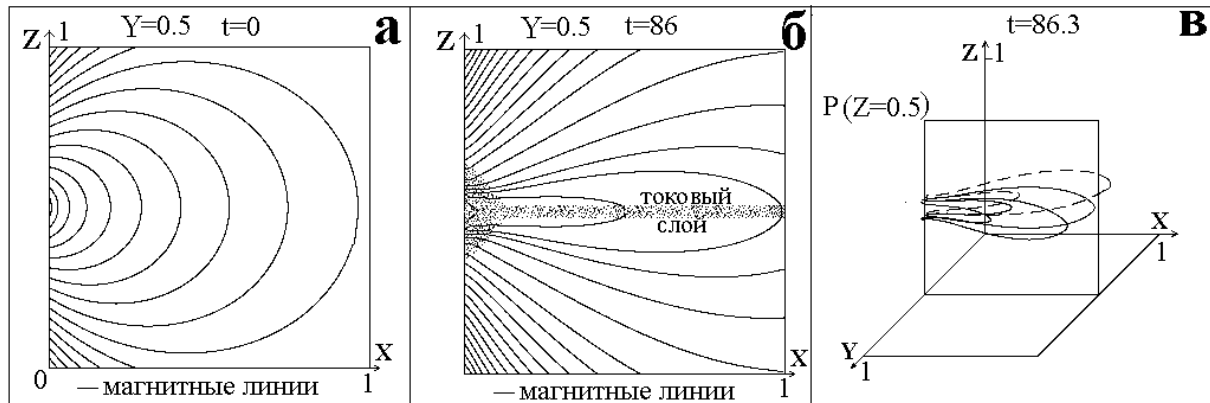
При постановке численного эксперимента предполагалось, что под действием теплового расширения корональной плазмы дипольное магнитное поле должно деформироваться с образованием азимутального токового слоя в экваториальной плоскости. Это предположение основывалось на следующих фактах:

1. Плазма в дипольном поле может беспрепятственно распространяться вдоль линий магнитного поля.

2. Минимальное магнитное поле на данной линии находится на экваторе. Здесь при повышении динамического давления  $nkT + mnV^2$  раньше всего должно начаться вытягивание линий магнитного поля в экваториальной области там, где на линии поля напряженность минимальна. В результате противоположно направленные вытянутые от Солнца линии имеют различные направления выше и ниже плоскости экватора. Области антипараллельных полей должны разделять ТС с током азимутального направления.

На рис. 2а показаны линии дипольного магнитного поля Солнца в плоскости, проходящей через ось диполя. В начальный момент времени на плоскости  $X=0$  задаются плотность  $\rho_c$ , температура  $T_c$  короны и начальная скорость плазмы, определяемая из уравнения непрерывности в соответствии с потерей массы Солнца, уносимой солнечным ветром  $4\pi(2R_\odot)^2(\rho_0/m_i) = dM_\odot/dt$ . Здесь  $dM_\odot/dt \sim 2 \times 10^6 \text{ г/с}$ . Самосогласованные значения  $\rho$ ,  $T$  и  $V$  автоматически устанавливались в процессе численного решения МГД уравнений при тепловом расширении корональной плазмы. Линии магнитного поля в установившемся режиме расширяющейся короны показаны на рис. 2б. Из сравнения с рис. 2а следует, что линии магнитного поля вытягиваются расширяющейся плазмой вдоль оси X, что является следствием генерации тонкого ТС в экваториальной плоскости с током, направленным перпендикулярно плоскости рисунка. Хотя линии магнитного поля в окрестности токового слоя сильно вытянуты вдоль оси,

сам ТС не является нейтральным. Он обладает нормальной компонентой. Именно благодаря существованию нормальной компоненты магнитного поля  $B_z$  и компоненте скорости  $V_x$ , поддерживается электрическое поле Лоренца  $\mathbf{V} \times \mathbf{B} / c$ , создающее азимутальный ток в гелиосферном ТС. Ток втекает через границу области  $Y=0$  и вытекает через границу  $Y=1$ .



**Рис. 2.** Линии дипольного магнитного поля в вакууме (а) и в расширяющейся короне (б), и (в) линии поля в короне в трехмерном пространстве.

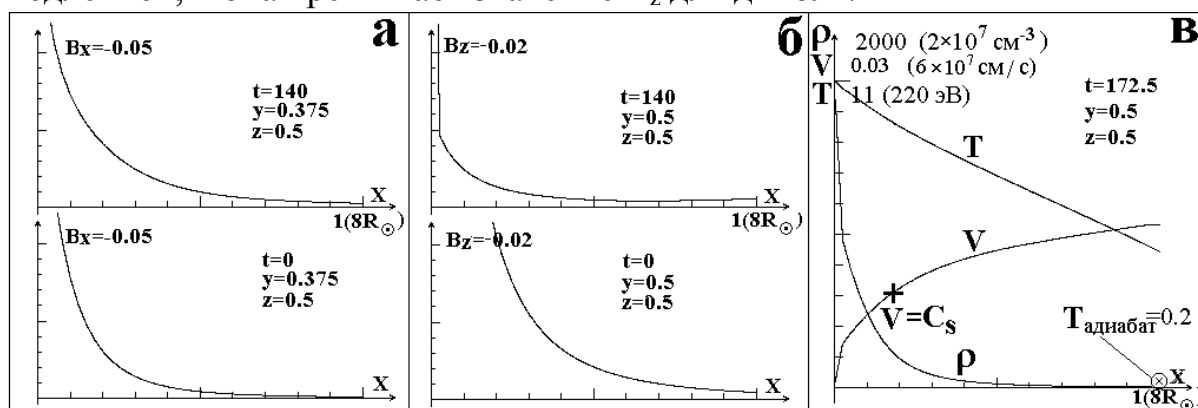
В течение всего счета никаких признаков развития неустойчивости токового слоя не обнаружено.

Трехмерная конфигурация магнитного поля с токовым слоем показана на рис. 1в. Для облегчения пространственного восприятия здесь введена полупрозрачная виртуальная плоскость  $P(Y=0.5)$ . Линии магнитного поля, расположенные перед плоскостью и на самой этой плоскости, показаны сплошными линиями, а линии поля за плоскостью даны пунктиром. Все линии поля вытянуты вдоль оси  $X$  по сравнению с линиями дипольного поля.

Из сопоставления результатов оценок с учетом гравитации и расчетов без нее следует, что сила тяжести не должна оказывать решающего влияния на конфигурацию поля в экваториальной области. Это является следствием большой тепловой скорости атомов водорода  $\sim 3 \times 10^7$  см/с, близкой к космической скорости для расстояния до Солнца  $\sim 2R_0$ . Однако, для окончательного вывода требуется точный расчет с учетом гравитации.

Гелиосферный ТС обладает нормальной компонентой магнитного поля. Зависимости величин компонент магнитного поля  $B_x$  (компонента, параллельная экваториальной плоскости и направленная от Солнца) и  $B_z$  (нормальная компонента внутри токового слоя) представлены на рис. 3а и 3б. Здесь же для сравнения ниже даны аналогичные зависимости для невозмущенного дипольного поля. Компонента  $B_x$  в потоке плазмы возрастает при вытягивании магнитного поля и образовании токового слоя. Вблизи Солнца поток расширяющейся плазмы выносит перпендикулярную ему компоненту  $B_z$ , и ее значение здесь меньше чем для диполя. На

больших расстояниях  $B_z$  в токовом слое уменьшается с расстоянием медленней, и она превышает значение  $B_z$  для диполя.



**Рис. 3.** Тангенциальная (а) и нормальная (б) компоненты магнитного поля в токовом слое, распределение параметров плазмы вдоль слоя (в).

На рис. 3в представлены распределения скорости плазмы, температуры и плотности плазмы. На расстоянии  $\sim 3.6$  радиусов Солнца от его центра скорость плазмы составляет  $1.8 \times 10^7$  см/с, т. е. достигает скорости звука  $C_s = (\gamma nkT/m_i)^{1/2}$ . Точка перехода в сверхзвуковое течение показана крестиком. Температура плазмы на расстоянии  $\sim 10$  радиусов более чем на порядок величины превышает ее значение, соответствующее адиабатическому охлаждению  $T \sim \rho^{\gamma-1}$ . Температура, соответствующая адиабатическому охлаждению, показана на рисунках кружком. Нагревание плазмы обеспечивается ее высокой теплопроводностью вдоль поля.

Работа поддержана РФФИ, грант 01-02-16186 и программой РФ Астрономия.

### Литература

1. Pneuman G.W., Kopp R.A. Solar Phys. 1971. V. 18. С. 258.
2. Прист Е. Солнечная магнитогидродинамика. М. Мир. 1985.
3. Russell C.T. In Space Weather. Geophysical Monograph. AGU. 2001. V. 125. P. 73.
4. Furth H.P., Killen J., Rosenbluth M.V. Phys. Fluids. 1963. V. 6. P. 459.
5. Usmanov A.V. Solar Phys. 1993. V. 143. P. 345.
6. Minami S., Morimoto M., Podgorny A.I., Podgorny I.M. In Proc. of the IAU 8<sup>th</sup> Asian-Pacific Regional Meeting. Japan. 2002. V. 2. P. 445.
7. Подгорный И.М., Подгорный А.И., Минами Ш., Моримото М. АЖ. В печати.
8. Подгорный А.И., Подгорный И.М. АЖ. 1998. Т. 75. С. 132.



## **СОЛНЕЧНЫЙ ЦИКЛ В КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЕ И КЛИМАТЕ**

**Понявин Д.И.**

*НИИ Физики им. В.А. Фока, Санкт-Петербургский Государственный Университет,  
С.-Петербург, Россия, e-mail: ponyavin@geo.phys.spbu.ru*

## **SOLAR CYCLE IN COSMIC WEATHER AND CLIMATE**

**Ponyavin D.I.**

*Institute of Physics, St.-Petersburg State University, St.-Petersburg, Russia, e-mail:  
ponyavin@geo.phys.spbu.ru*

### **Abstract**

*Time-series of temperature records in St.-Petersburg and Stockholm were statistically analyzed. It is shown that winter and spring seasons are crucial in understanding the weather and climate variability. During the last 60 years the solar cycle is clearly evident in the data considered. Causes and effects of this climatic phenomena are discussed.*

Поскольку в данной статье речь идет о космической погоде и климате, следует, по-видимому, начать с этой новой терминологии. Что обычно подразумевают метеорологи и климатологи под погодой и климатом? Погодой называют состояние атмосферы в какой-то определенный момент или за короткий промежуток времени, характеризующийся совокупностью метеорологических величин и явлений (см., например, научно-популярную библиотеку школьника [1]).

Под «метеорологическими величинами» понимают температуру и влажность воздуха, атмосферное давление, скорость и направление ветра, дальность видимости, количество и высота облаков, то есть величины, характеризующие состояние атмосферы, которые можно измерить. Под «метеорологическими явлениями» понимаются такие характеристики атмосферных процессов, которые не поддаются точному количественному описанию, такие как туман, гололед, гроза, метель и другие. Для них применяют нечеткое, качественное описание, например, «сильный» «слабый», «умеренный».

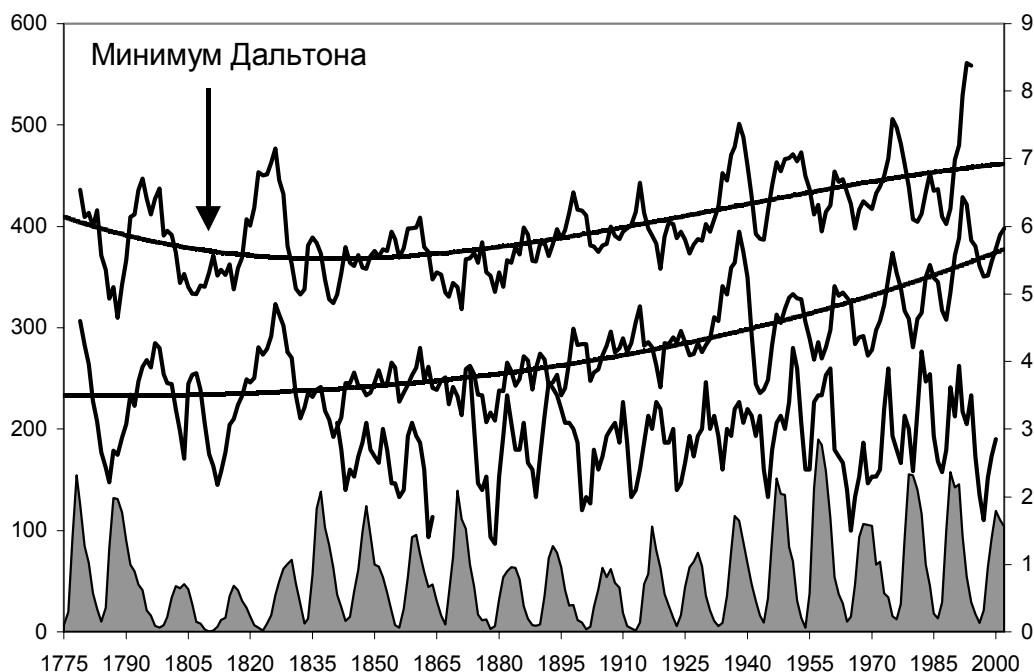
В более строгой научной литературе погодой предлагается называть *мгновенное* состояние всей толщи атмосферы [2]. В отличие от определения погоды, под климатом понимается совокупность (или статистический ансамбль) состояний системы Атмосфера – Океан – Суша на протяжении нескольких десятилетий.

Таким образом, из определения погоды и климата следует, что эти термины различаются масштабом времени осреднения. Если для первого характерен мгновенный (или почти мгновенный) срез состояния

атмосферы, то для второго – состояние за длительный интервал времени (десятилетия). Очевидно, что изменение климата для данного региона Земли означает наличие долговременных трендов.

По аналогии с определениями погоды и климата под космической погодой следует, по-видимому, понимать мгновенное состояние космической среды, выше уровня атмосферы: ионосферы, магнитосферы, гелиосферы, солнечной активности. Под космическим климатом – их среднее состояние за длительный интервал времени (десятилетия).

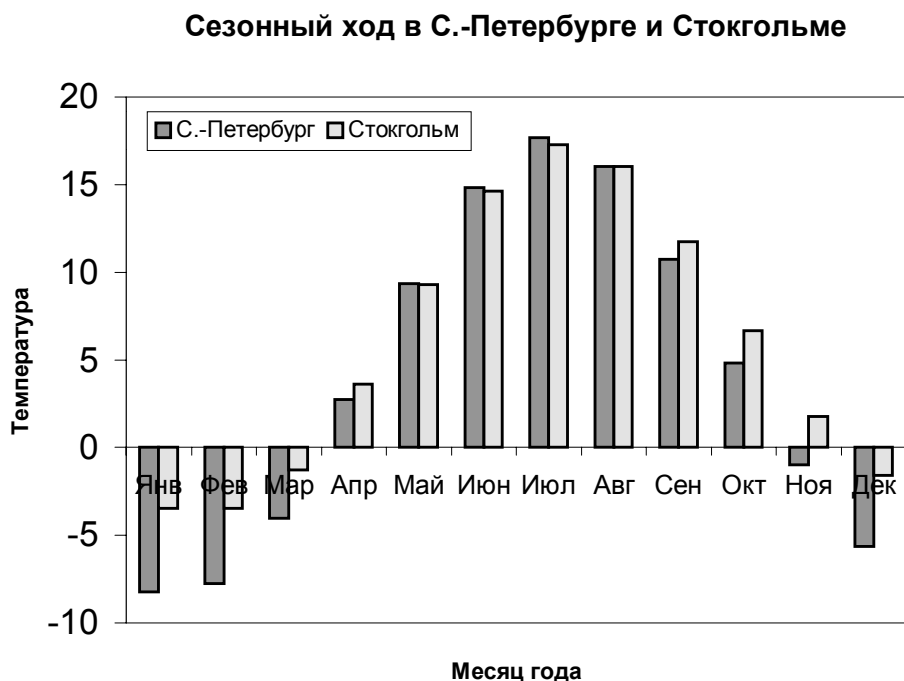
Известно, что геомагнитная активность тесно связана с солнечным ветром и межпланетным магнитным полем и, тем самым, очевидно лучше отражает состояние космической погоды и климата, чем солнечные пятна. В 1848 году Рудольф Вольф ввел простую числовую меру солнечной активности. Это было время, когда ничего не было известно о магнитном происхождении солнечных пятен и закономерности их глобальной эволюции (бабочки Маундера). Тем не менее, в этой, по определению, плохой характеристике солнечной активности, хорошо проявляется 11-летний цикл и его вековые вариации. Ряд чисел Вольфа стал самым знаменитым рядом в истории наблюдений природных явлений. Благодаря длительности этого ряда на нем отработывались и отработываются до сих пор многочисленные статистические гипотезы и алгоритмы.



**Рис.1.** Вариации сглаженных по 5 точкам среднегодовых значений температуры воздуха в Стокгольме, С.-Петербурге, среднегодовых значений геомагнитного индекса C9 и чисел Вольфа солнечных пятен (сверху вниз). Для температур показаны долговременные тренды.

Практически с начала появления ряда чисел Вольфа осуществлялись многочисленные попытки связать 11-летнюю цикличность с

климатическими изменениями. Однако, результаты статистического сопоставления часто оказывались противоречивыми. Установленные корреляции вдруг исчезали в некоторые интервалы времени или даже меняли знак, что, казалось бы, ставит под сомнение возможное влияние солнечной активности на погоду и климат Земли (см., например, [3-5]).



**Рис.2.** Многолетний средний сезонный ход температуры воздуха в Санкт-Петербурге (по данным за 1775-2002 гг.) и Стокгольме (1756-1990).

В действительности дело может оказаться гораздо сложнее в силу того, что, как ни странно, неустойчивость корреляций может служить доказательством воздействия солнечной активности на погоду и климат.

На Рис.1 приведен ход приземной температуры воздуха в С.-Петербурге и Стокгольме за длительный интервал времени с 1775 г. по наши дни. Эти города, как известно, находятся практически на одной географической широте, но разнесены по долготе: Стокгольм расположен ближе к Атлантическому океану и Гольфстриму, чем С.-Петербург. Как видно на рисунке, несмотря на высокую корреляцию (0.66), среднегодовые значения температуры в Стокгольме в среднем выше на градус, чем в С.-Петербурге. Заметим, что разница в температурах за два столетия постепенно уменьшилась к настоящему времени.

На Рис.2 показан осредненный за все время наблюдений сезонный ход температуры в С.-Петербурге и Стокгольме. Видно, что среднемесячные температуры в летнее время практически совпадают, в то время как в зимнее время они существенно различаются: в Стокгольме зима значительно теплее.

На Рис.1 виден тренд в температуре, выражаемый в увеличении среднегодовой температуры, начиная примерно с середины 19-го века.

Отметим, что потепление началось в эпоху доиндустриальную, характеризуемую отсутствием значительных выбросов в атмосферу, связанных с промышленной деятельностью человека.

В то же время, как в числах Вольфа, так и в геомагнитном индексе C9 аналогичного тренда не прослеживается, в отличие от поведения глобального геомагнитного индекса «aa» [6]. Тем не менее, частота рекуррентных геомагнитных возмущений увеличилась в 20-м веке по сравнению с 19-м веком [7].

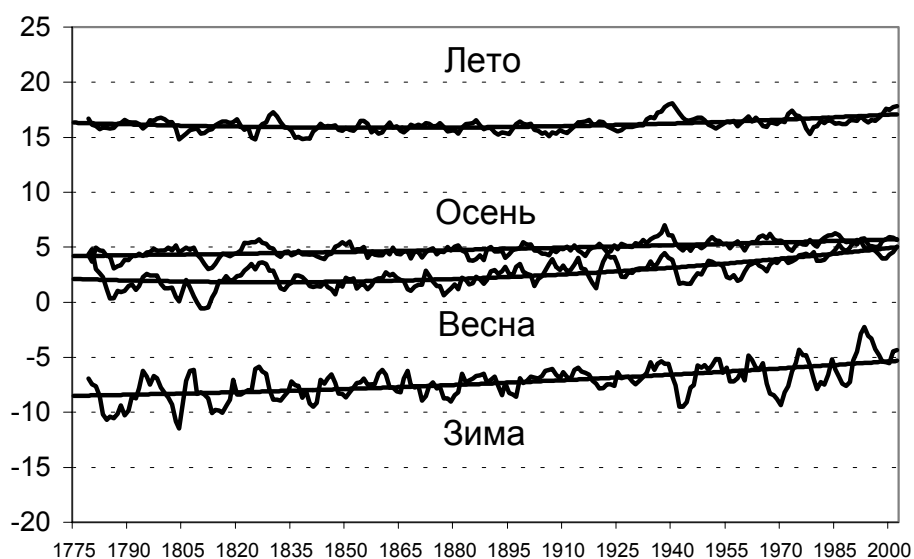
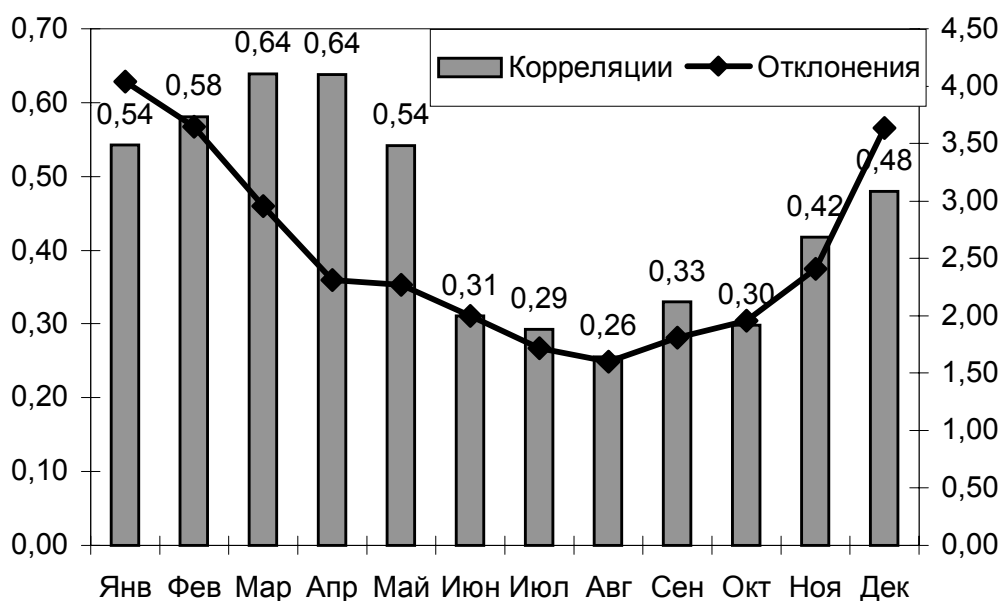


Рис.3. Временной ход температуры воздуха в С.-Петербурге отдельно для сезонов.

На Рис.3 показан временной ход температур отдельно для летнего, осеннего, зимнего и весеннего сезонов по наблюдениям в С.-Петербурге. Эффект потепления наиболее заметен в зимнее и весеннее время, в то время как летом и осенью долговременной тенденции к потеплению практически не наблюдается.

Именно в зимнее время флуктуации температуры максимальные и вклад вариаций температуры в зимне-весеннее время дает максимальный вклад в среднегодовую температуру (см. Рис.4).

Возвращаясь к Рис.1, можно заметить три интервала времени характерных климатических осцилляций. В первый интервал, до примерно середины 19-го века, отчетливо виден период порядка 35 лет (цикл Брикнера). Цикл Брикнера также проявляется с помощью вейвлет-фильтрации в 20-м веке, однако, он не так явно выражен как в конце 18-го – начале 19-го века [8]. Во второй интервал времени ярко выраженных периодов не наблюдается. А, начиная примерно с конца 1930-х годов, устанавливается квази-одиннадцатилетний период. Любопытно, что, согласно [3], 1920-е годы считаются критическими, поскольку в это время имели место нарушения или изменения знака корреляций между числом солнечных пятен и различными метеорологическими величинами.



**Рис.4.** Корреляции температурных рядов, взятых отдельно для каждого месяца со среднегодовой температурой в С.-Петербурге и стандартные отклонения каждого ряда по месяцам.

На наш взгляд, существует два возможных объяснения столь странного поведения климатической системы, относительно быстро переходящей из одного режима осцилляций в другой. Первое связано с тем, что, согласно предположению Лоренца [9], климатическая система является почти-интранзитивной динамической системой. При фиксированных значениях внешних климатообразующих факторов динамическая система может переходить из одного режима в другой. Или, иными словами, ее фазовое пространство разбивается на ряд множеств, и фазовые траектории могут длительное время пребывать в каждом из множеств и изредка переходить из одного в другое [2]. Если это так, то режим ярко выраженной квази-одиннадцатилетней цикличности в климате за последние 60 лет, в обозримом будущем должен смениться на новый и, естественно, может наблюдаться и в прошлом.

Второе объяснение связано с явлением стохастического резонанса – механизмом влияния малого параметра на нелинейную систему при определенном уровне шума. При повышении уровня шума слабый солнечный сигнал может проявиться в полной мере [10]. В этом случае можно предположить, что столь явное проявление солнечного цикла в климате в последние годы обусловлено трендом общего потепления и соответствующим увеличением вариаций метеорологических величин.

В настоящее время дискутируется вопрос об уникальности настоящего периода «глобального потепления»: вызван ли он человеческим фактором или связан с уникальным состоянием космической погоды и климата? В недавней работе [11] по косвенным данным концентрации  $Be^{10}$  в полярных льдах реконструирована солнечная

активность за 1150 лет и утверждается, что уровень солнечной активности был самым высоким во второй половине 20-го века. Однако, уникальность переживаемого момента (по  $Be^{10}$ ), на наш взгляд, может свидетельствовать как раз не о высочайшем уровне солнечной активности за 1150 лет, а об уникальном состоянии климатической системы, лишь в последние 60 лет из-за «глобального потепления» чутко откликающейся на солнечную цикличность.

### Литература

1. Астапенко П.Д. Вопросы о погоде (что мы о ней знаем и чего не знаем), 3 изд., Л.: Гидрометеоздат, 1987.
2. Монин А.С. Введение в теорию климата, Л.: Гидрометеоздат, 1982.
3. Герман Дж.Р., Голдберг Р.А. Солнце, погода и климат, Л.: Гидрометеоздат, 1981.
4. Витинский Ю.И., Оль А.И., Сазонов Б.И. Солнце и атмосфера Земли, Л.: Гидрометеоздат, 1976.
5. Hoyt D.V., Schatten K.H. The role of the Sun in climate change, Oxford University Press, Inc., 1997.
6. Lockwood M., Stamper R., Wild M.N. A doubling of the Sun's coronal magnetic field during the last 100 years, *Nature*, v.399, p.437-439, 1999.
7. Понявин Д.И. Холодные и тёплые зимы в Санкт-Петербурге в зависимости от состояния космической погоды. В сб. "Современные проблемы солнечной активности". Труды конференции, посвящённой памяти М.Н. Гневышева и А.И. Оля, 26-30 мая 1997 г., ГАО, Пулковое, Санкт-Петербург, 1997, с. 385-389.
8. Понявин Д.И. Цикл Брикнера в солнечной, геомагнитной активности и вариациях климата. В сб. "Крупномасштабная структура солнечной активности". Труды конференции, посвящённой 275-летию РАН и 160-летию Пулковской обсерватории, 21-25 июня 1999 г., ГАО, Пулковое, Санкт-Петербург, 1999, с. 249-254.
9. Лоренц Э. Некоторые аспекты предсказуемости поведения атмосферы, В кн.: Долгосрочное и среднесрочное прогнозирование погоды. Проблемы и перспективы, под ред. Д.Бариджа и Э.Челлена, М.: Мир, 1987, с. 10-32.
10. Lawrence J.K., Ruzmaikin A.A. Transient solar influence on terrestrial temperature fluctuations, *Geophys. Res. Lett.*, v.25, p.159-162, 1997.
11. Usoskin I.G., Solanki S.K., Schussler M., Mursula K., Alanko K. A millenium scale sunspot number reconstruction: evidence for an unusually active Sun since 1940's, *Phys. Rev. Lett.*, in press, 2003.

## **ПРОТОННЫЕ ВСПЫШКИ И ТОПОЛОГИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ НА СОЛНЦЕ**

**Порфирьева Г.А., Якунина Г.В., Делоне А.Б.**

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

## **PROTON FLARES AND MAGNETIC FIELD TOPOLOGY IN ACTIVE REGIONS ON THE SUN**

**Porfir'eva G. A., Yakunina G. V., and Delone A.B.**

*Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia, yakunina@sai.msu.ru*

### **Abstract**

*Events in flare-prolific active regions (AR) accompanied by proton flares are considered on the base of observations obtained from the Earth and cosmic stations during the last dozens of years. The general characteristics of the morphology, magnetic field and mass motions in the AR and their temporal evolution are analyzed. The common feature of the active regions is the magnetic field structure. All the AR are large  $\delta$ -configurations. Observations on the High Altitude Station of Sternberg Institute and literature data have been used.*

Изучение общих характеристик активных областей (АО) на Солнце, генерирующих протонные вспышки, необходимо, чтобы лучше понять процесс возникновения протонных вспышек. Рассмотрены события в активных областях, с повышенной вспышечной активностью, которые наблюдались на Солнце в последние десятилетия и сопровождалась сильными протонными вспышками и геомагнитными эффектами - магнитными бурями, полярными сияниями, аномальной ионизацией в атмосфере Земли. Запоздывание потоков протонов около орбиты Земли по сравнению с оптическими и рентгеновскими фотонами составляет в среднем  $1-2^d$ , в зависимости от скорости выбрасываемых частиц, хотя самые энергичные частицы преодолевают расстояние до Земли за  $15-20^m$ . По мощности события могут отличаться более чем на 1,5 порядка и часто связаны с микроволновыми всплесками II и IV типа. В анализируемых событиях максимальные потоки протонов составляли для более мощных событий больше 1000 pfu (до 40000 и более pfu, pfu –  $p/cm^2 s sr$ ).

За одно прохождение по диску Солнца в наиболее продуктивной из рассмотренных АО было зарегистрировано 11 вспышек рентгеновского класса X. Для сравнения можно привести данные из [1], где проанализирована вспышечная активность в 2259 группах солнечных пятен за период с 1996 по 2001 г. За это время было зарегистрировано 559 энергичных событий, включающих вспышки классов M и X, т.е. на одну

группу приходится меньше 0.4 события, а если учитывать только вспышки классов X, то в среднем продуктивность одной АО еще меньше.

В таблице 1 приведены данные об АО, дата наблюдения, количество оптических и рентгеновских вспышек, количество вспышек класса X, их максимальный класс, поток протонов с  $E > 10$  МэВ (последний столбец) и соответствующий потоку протонов класс вспышки (предпоследний столбец). Сведения о протонных событиях брались из SGD, Catalogue of solar proton events 1987-1996, Moscow 1998, конкретных публикаций и Интернета (<http://umbra.nascom.nasa.gov/SEP/>).

Таблица

АО	Дата	Число вспышек				Класс вспышки рент/опт	Поток протонов (pfu)
		Оптич.	Рент- .ген.	Кл. X	Мах рент. класс		
McMath 11976	29.07-11.08. 1972	107		4	>X5	X5/3B	56000
McMath 13043	28.6-10.7 1974	234		5	X18	X18/2B	130
McMath 15314	21.5-2.6 1978	91	20	1	X1	M5/2B	19
NOAA 3763	2.6-14.6 1982	201	93	2	X12	X12/3	30
NOAA 5395	6.3-19.3 1989	195	106	11	X15	X4,5/3B	3500
NOAA 5629	3.8-17.8 1989	43	43	5	X20	X2.6/2B	9200
NOAA 5698	16.09-29.09 1989	93	27	1	X9.8	X9.8/	4500
NOAA 5747	14.10-28.10 1989	108	48	5	X13	X13/4B	40000
NOAA 5800	19.11-2.12 1989	48	17	2	X2.6	X2.6/3B	7300
NOAA 6555	17.3-31.3 1991	123	59	6	X9.4	X9.4/1B	43000
NOAA 6659	3.6-17.6 1991	87	67	6	X12	X12/3B	3000
NOAA 6703	26.6-13.7 1991	32	15	1	X1.9	X1.9/2B	2300
NOAA 6891	23.10-2.11 1991	125	74	5	X3.3	X6/3B	40
NOAA 7154	2.05-15.05 1992	43	11	-	M7.4	M7/4B	4600
NOAA 7205	18.6-26.6 1992	54	27	2	X3.9	X3/2B	390
NOAA 7321	24.10-31.10 1992	81	34	1	X1.7	X1.7/2B	2700
NOAA 7671	13.02-26.02 1994	10	5	-	M4	M4/3B	10000
NOAA 9077	7.7- 20.7 2000	106	30	3	X5.7	X5/3B	24000
NOAA 9393	24.3-4.4 2001	90	55	4	X20	X20/	1110



Все рассмотренные АО имели общую особенность в структуре магнитного поля (МП) – в них существовала достаточно протяженная конфигурация  $\delta$ -типа. Еще в 1966 г. [2] было установлено, что  $\delta$ -конфигурации или предшествуют, или сопровождают практически все протонные события. Понятие  $\delta$ -конфигурации было введено Кюнцелем в 1960 г. [3] и применяется, когда тени противоположных магнитных полярностей расположены в общей полутени близко друг к другу. Из наблюдений установлено, что наибольшая активность имеет место в обширных  $\delta$ -конфигурациях

В данном обзоре анализируются эволюция АО, процессы, приводящие к возникновению  $\delta$ -конфигураций, общие особенности, присущие АО, и различия между АО разного типа. Используются результаты наблюдений наземными инструментами (в частности с H $\alpha$  фильтром на кудерефракторе Оптон в ВЭ ГАИШ) и с борта космических станций.

Среди рассмотренных АО можно выделить компактные, представляющие собой  $\delta$ -пятна с обширной полутенью или  $\delta$ -острова, размерами в десятки (до сотни) тысяч км (АО McMath 11976, NOAA 5395, NOAA 5629, NOAA 5747, NOAA 6659) или протяженные АО со сложной структурой магнитного поля типа  $\beta\gamma\delta$ -конфигурации (АО NOAA 9077, NOAA 9393). АО 5395 11 марта 1989 г. находилась вблизи центрального меридиана и представляла собой большой монолитный массив N полярности, окруженной с трех сторон полем южной полярности. Эта АО наблюдалась на Солнце в течение нескольких оборотов. Именно в марте она сформировалась как большая  $\delta$ -конфигурация и проявила необычно высокую вспышечную и геоэффективную активность. Ее протяженность 11 марта составляла около 100".

Аналогично АО 6659 составляла большой монолитный остров S-полярности. Такие большие  $\delta$ -острова наиболее вспышечно-продуктивные, что можно видеть из таблицы 1. Наиболее мощной рентгеновской вспышкой в АО 5395 была вспышка балла X15. Наиболее мощное протонное событие совпало со вспышкой 3B/X4.5. В рамках имеющихся у нас данных для других АО кажется, что нет корреляции между мощностью протонных событий и продуктивностью АО в рентгеновском диапазоне. Так АО 5747 дала мощную протонную вспышку (40000 pfu) по сравнению со вспышкой в АО 5395 (3500 pfu), но в ней произошло только 5 вспышек класса X, по сравнению с 11 вспышками класса X в АО 5395.

Исследование эволюции разных АО показывает, что  $\delta$ -конфигурации могут образовываться в результате различных процессов, как это, например, рассмотрено в [4,5]. Иногда наблюдается всплывание единой сложной компактной системы или  $\delta$ -острова. Зарождение изолированных  $\delta$ -групп возможно связано с образованием сложных магнитных трубок в основании конвективной зоны. Так АО 7205 родилась на диске Солнца 18

июня 1992 г. и первые три дня состояла из прерывистых маленьких пятен, 22 июня АО выглядела как биполярная группа с двумя ведущими пятнами S-полярности и одним последующим пятном. Но уже 23 июня одно из ведущих пятен и последующее пятно соединились в  $\delta$ -пятно [6]. Наиболее вспышечно-продуктивной АО была 25 и 26 июня, оставаясь активной и после захода за лимб.

Часто сателлитные пятна противоположной полярности всплывают вблизи ранее существовавшей группы пятен. Так группа пятен, наблюдавшаяся в марте 1991 г. как АО 6555, просуществовала три оборота. В марте 1991 наблюдалось быстрое всплытие новой  $\delta$ -группы рядом со старым комплексом пятен. Во время следующего оборота (апрель 1991 г.) на месте этой АО наблюдалась только площадка с коротко живущими и очень разбросанными порами [7]. Эта коротко живущая АО была очень активной, в ней произошла протонная вспышка, давшая поток 43000 pfu.

Образование  $\delta$ -конфигурации может произойти в результате столкновения двух обычных биполярных групп пятен и слияния последующего пятна одной группы с ведущим пятном второй группы. Такой процесс можно было наблюдать в АО McMath 15314, которая представляла собой огромный комплекс из пяти биполей A, B, C, D, E [8]. В результате продолжавшегося всплытия магнитных потоков и движения произошло слияние ведущего и последующего пятен внутренних групп (DN-CS) в одной полутени с образованием  $\delta$ -пятна. Объединение в одно пятно с общей полутенью двух пятен противоположной полярности, относящихся к двум разным диполям, по-видимому, было подготовлено пересоединением магнитных силовых линий под фотосферой при всплытии нового магнитного потока.

В [9] на основе анализа 11 АО, наблюдавшихся за пятилетний период с марта 1989 г. по февраль 1994 г. и характеризовавшихся мощными протонными событиями, подчеркивается, что почти все АО обладали морфологией пятен  $\delta$ -типа, когда несколько теней противоположной магнитной полярности были погружены в общую полутень. Обычно такие АО характеризуются несбалансированностью магнитного потока. Поток ведущей полярности может составлять до 80 и более процентов (АО NOAA 5395, 5629, 6555, 6659) [10]. Во всех АО наблюдается сильное магнитное поле в полутени (2500-3000 Гс), сравнимое с МП внутри тени [10], Параллельно нейтральной линии МП существует длинный узкий коридор с большими ( $0,3-0,5$  Гс км<sup>-1</sup>) градиентами напряженности продольного МП [11] и сильными до (4000 Гс) поперечными магнитными полями, определяемыми по поляризационным наблюдениям спектральных линий [12,13]. Во всех АО наблюдались движения пятен с большими скоростями до нескольких сотен м/с и движения в полутени вдоль нейтральной линии МП [14,15,16]. В АО McMath 13043, представляющей собой большое пятно, образовавшееся в результате слияния двух мульти-

полей, обнаружена скорость до 800 м/с. В [17] рассмотрена связь между крупномасштабными движениями солнечных пятен и большой вспышкой 14 июля 2000 г. (ЗВ/Х5.7) в АО 9077. Установлено, что особая конфигурация МП и быстрое фрагментирование привело к сильно выраженной шировой структуре. Движение пятен вызвало активизацию части волокна. Всплывающий магнитный поток привел к вспышке 14 июля на стадии начавшегося разрушения АО.

Во всех АО магнитное поле имеет сильно выраженный шировый характер в полутени, что видно на изображениях, полученных с хорошим пространственным разрешением в линиях  $H_{\alpha}$  и  $HeI D_3$  и подтверждается измерениями поперечного магнитного поля. Так в АО 5395 11 марта средний угол шира вдоль восточной границы линии инверсии МП составлял  $61^{\circ}$  [18]. Часто в полутени магнитные силовые линии закручены по спирали [16,19].

В [9] проанализированы вращения АО по мере продвижения их по диску Солнца. Оказалось, что в моменты, когда скорость вращения достигает наибольшего значения, может произойти мощная протонная вспышка. Затем скорость вращения уменьшается и группа начинает вращаться в противоположном направлении. Можно представить, что когда угол поворота достигает некоторого критического значения, закрученность магнитных силовых линий увеличивается, происходит пересоединение и магнитная энергия высвобождается в виде протонной вспышки. Силы упругости и натяжения магнитных силовых линий заставляют группу вращаться в противоположном направлении.

Существуют наблюдательные данные, указывающие на зависимость характера распространения возмущений в межпланетном пространстве от цикла солнечной активности. Так наблюдения на межпланетном КА Ulyssess показали сильные межпланетные возмущения во время максимума солнечной активности в июне 1991 г., по-видимому связанные с шестью вспышками класса (1F-4B)/(X10-X12) в АО NOAA 6659 (гелиографическая широта АО N34). Одна из этих вспышек была залимбовой. Характер прохождения этих межпланетных возмущений был в высшей степени анизотропный. Большая часть возмущений преимущественно наблюдалась в северной полусфере межпланетного пространства. Отсюда можно сделать вывод, что источник межпланетного возмущения располагался или внутри или вокруг АО, в которой произошла серия мощных вспышек. Наблюдения на ветви подъема солнечной активности в ноябре 1997 г. показали другой характер межпланетных возмущений – они были примерно симметричными в северной и южной межпланетных полусферах относительно гелиосферного токового слоя, хотя также наблюдалась вспышка класса X9 [20].

Итак, рассмотрены события в наиболее вспышечно-активных АО, характеризующихся магнитной конфигурацией  $\delta$ -типа и мощными про-

тонными событиями. Приведены некоторые общие характеристики АО. Не обнаружено связи между мощностью протонных событий и мощностью рентгеновских вспышек. Существует ряд наблюдательных данных (усиление излучения ряда линий переходной области во время импульсной фазы вспышки, зависимость характера распространения межпланетных возмущений от цикла солнечной активности), которые не укладываются в рамки современных моделей солнечных вспышек. По-видимому, нужен комплексный подход к рассмотрению всех этих явлений.

Работа выполнена при поддержке из средств Договора ИЗМИРАН-ГАИШ 53-МН-03 и Договора 5К/3а-03 с ГАО РАН.

### Литература

1. *Contarino L., Romano P., Ternullo M., Zuccarello F.* // 1<sup>st</sup> Potsdam Thinkshop on Sunspots and Starspots Poster Proceedings. AIP. 2002, P. 33.
2. *Warwick C.* // *Ap. J.* 1960. V. 145. P. 215.
3. *Künzel H.* // *Astron. Nach.* 1960. V. 285. P. 271.
4. *Zirin H., Liggett M.A.* // *Sol. Phys.* 1987. V. 113. P. 267
5. *Tang F.* // *Sol. Phys.* 1983. V. 89. P. 43.
6. *Van Driel-Gesztelyi L., Csepura G., Schmieder B., Malherbe J.-M., Metcalf T.* // *Sol. Phys.* 1997. V. 172. P. 151.
7. *Kalman B.* // *Astron Astrophys.* 1997. V. 327. P. 779.
8. *Gaizauskas V., Harvey K.L., Proulx M.* // *Ap. J.* 1994. V. 442. P. 883.
9. *Zhou S.R., Zheng X.W.* // *Solar Phys.* 1998. V. 181. P. 32.
10. *Макарова Е.А., Бочкарев Н.Г., Порфирьева Г.А., Делоне А.Б., Якунина Г.В.* // Труды ГАИШ. 2001. Т.LXXI. С.107.
11. *Sakurai T., Ichimoto K., Hiei E., Irie M., Kumagai K., Miyashita M., Nishino Y., Jamaguchi K., Fang G., Kambry M.A., Zhang Zh., Shinoda K.* // *PASJ.* 1992. V. 44. L. 7.
12. *Tanaka K.* // *Sol. Phys.* 1991. V. 136. P. 133
13. *Zirin H., Wang H.* // *Sol. Phys.* 1993. V. 144. P. 37.
14. *Wang H., Tang F., Zirin H., Ai G.* // *Ap. J.* 1991. V. 380. P. 282
15. *Tang F., Wang H.* // *Sol. Phys.* 1993. V. 143. P. 107.
16. *Zhang H.* // *Astron. Astrophys.* 1995. V. 297. P. 868.
17. *Liu Y., Zhang H.* // *Astron. Astrophys.* 2001. V. 372. P. 1019.
18. *Chen J., Wang H., Zirin H., Ai G.* // *Sol. Phys.* 1994. V. 154. P. 26.
19. *Zhang H., Ai G., Jun X., Li W., Liu Y.* // *Ap. J.* 1994. V. 423. P. 828.
20. *Watanabe T., Kojima M., Tokumaru M.* // *Adv. Space Res.* 2000. V. 25. P. 1951.

**ЗАВЕРШАЮЩИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ РЯДА ЧИСЕЛ  
ВОЛЬФА МЕСЯЧНОГО РАЗРЕШЕНИЯ С 1749 ПО 1998 ГОДЫ  
ПОСРЕДСТВОМ ОБОБЩЁННОГО  
РЕГРЕССИОННОГО ЧАСТОТНО-ВРЕМЕННОГО АНАЛИЗА**

**Пятигорский А.Г.<sup>1</sup>, Пятигорский Г.А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Главная геофизическая обсерватория им. А.И. Воейкова,  
194021 С.-Петербург, Карбышева 7

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН  
194021 С.-Петербург, Политехническая 26,  
E-Mail: [pga.crlab@pop.ioffe.rssi.ru](mailto:pga.crlab@pop.ioffe.rssi.ru)

**PROCESSING OF WOLF SUNSPOT NUMBERS OF MONTHLY  
RESOLUTION FOR THE PERIOD 1749-1988 BY THE METHOD OF  
GENERALIZED FREQUENCY-TIME REGRESSION ANALYSIS  
FINAL RESULTS**

**Ryatigorsky A.G.<sup>1</sup>, Ryatigorsky G.A.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Voeikov Main Geophysical Observatory, Karbysheva 7,  
St.-Petersburg, Russia, 194021

<sup>2</sup> Ioffe Physico-Technical Institute, Politekhnicheskaya 26,  
St.-Petersburg, Russia, 194021, E-Mail: [pga.crlab@pop.ioffe.rssi.ru](mailto:pga.crlab@pop.ioffe.rssi.ru)

**Abstract**

*Final results of the Wolf Sunspot numbers decomposition to 229 wave packages with periods above 0.7 year by the method of the generalized frequency-time regression analysis are reported. Frequency and time relations between obtained wave packages are analysed. On the basis of the obtained results the attempt to produce rough forecast and to estimate the Sun activity tendency was made.*

Авторы исследовали сглаженный знакопостоянный ряд чисел Вольфа месячного разрешения [1] в частотно-временной области с периодами свыше 0.7 года посредством разработанной ими процедуры регрессионного частотно-временного (РЧВ) анализа [2]. Данная работа является логическим завершением указанной публикации. Было проведено разложение исследуемого ряда на конечное число волновых пакетов с постоянной частотой, фазой и огибающей, описываемой положительной полусинусоидой в области существования пакета. Метод позволял восстанавливать периоды несущих (P), амплитуды огибающих (A), фазы несущих (F), а также времена начал существования ( $t_{\min}$ ) и концов существования ( $t_{\max}$ ) каждого из волновых пакетов, входящих в разложение. Для j-того пакета:

$$W_j(t) = \begin{cases} A_j \text{Sin}\left(\frac{2\pi}{P_j} t + F_j\right) \text{Cos}\left(\frac{\pi}{2} \frac{t - (t_j^{\max} + t_j^{\min})/2}{(t_j^{\max} - t_j^{\min})/2}\right), & t \in [t_j^{\min}; t_j^{\max}] \\ 0, & t \notin [t_j^{\min}; t_j^{\max}] \end{cases} \quad (1)$$

Для разложения ряда на конечное число волновых пакетов была использована следующая модель для описания исходного ряда с вычтенным средним значением:

$$M(t) = \sum W_j(t) \quad (2)$$

Нахождение параметров модели производилось посредством процедуры нелинейной минимизации задачи метода наименьших квадратов (МНК). В качестве рабочей функции использовался квадрат невязки модели (2) относительно ряда чисел Вольфа с вычтенным средним. Количество переменных в процедуре минимизации в окончательном разложении составило 1145 (229\*5).

Для задания начальных значений параметров волновых пакетов (1) использовалась схема с частым шагом по периоду, в которой проводилось осреднение решений  $S(t)$  и  $C(t)$  линейной задачи МНК для локальной модели по времени и частоте относительно исходного ряда, подвергнутого полосовой фильтрации рекурсивным чебышевским фильтром с центром полосы пропускания, равным  $\Omega$ .

При этом в качестве рабочей функции использовался квадрат невязки между  $B(t)$  и фильтрованным рядом, а «синусная»  $S(t)$  и «косинусная»  $C(t)$  амплитуды были полиномами второй степени.

$$B(t) = S(t)\text{Sin}(\Omega t) + C(t)\text{Cos}(\Omega t) \quad (3)$$

Это осреднение проводилось путем многократного решения задачи МНК в движущемся прямоугольном окне данных (с шагом, равным одному отсчету исходного ряда), после чего полученные результаты осреднялись для каждого отсчёта по времени по всем временным окнам, содержащих данный отсчёт и образовывали осреднённые  $S(t)$  и  $C(t)$  заданной частоты  $\Omega$ .

Полученные таким образом гармонические компоненты на каждой из рабочих частот ( $\Omega=2\pi/P$ ) с учетом преобразований

$$A^2 = S^2 + C^2 \quad \text{и} \quad \text{tg}(F) = (S / C)$$

имели вид

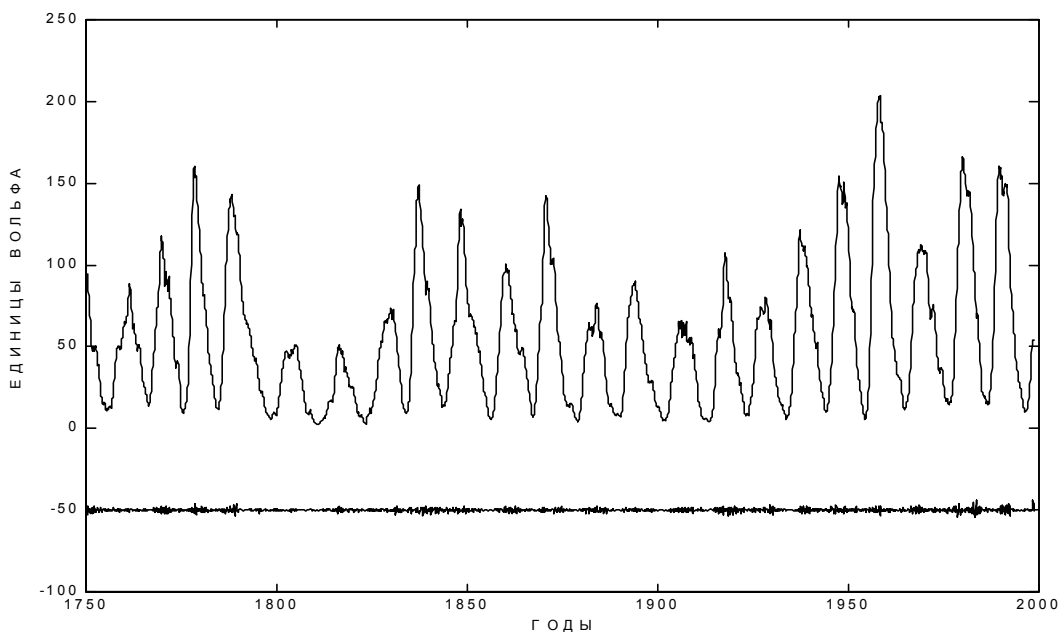
$$G(t) = A(t)\text{Sin}(\Omega t + F(t)) \quad (4)$$

Наиболее мощные всплески амплитуд  $A(t)$  (имевшие куполообразный вид) аппроксимировались в зоне своего существования выражением (1), где  $A$ ,  $P$ ,  $F$ ,  $t_{\min}$ ,  $t_{\max}$  определялись из графических зависимостей  $A=A(t,P)$  при  $P$ , соответствующем наиболее постоянной фазе в окрестности центра купола. Затем, эти значения были использованы в качестве начальных значений регрессионной модели (2).

После завершения процесса нелинейной минимизации для модели (2), значения  $M(t)$  вычитались из значений исходного ряда с вычтенным средним. Полученная разность вновь подвергалась обследованию на наличие куполообразных максимумов (модель (4) с частым шагом по периоду). В случае обнаружения таковых с периодом несущей более 0.7 года, и с продолжительностью более 2 лет, они заносились в общий список волновых пакетов модели (2). После этого производилась их совместная нелинейная минимизация со всеми ранее найденными волновыми пакетами. После шести таких итераций, на каждой из которых находилось новые волновых пакеты, обследование на наличие куполообразных максимумов не показало более их наличие.

### Результаты

В ходе работы найдено 229 волновых пакета. Значение среднеквадратической погрешности модели (2) относительно исходного сглаженного ряда помесечных данных составило 0.886 единиц Вольфа. Исходный ряд и разность между аппроксимацией и исходным рядом



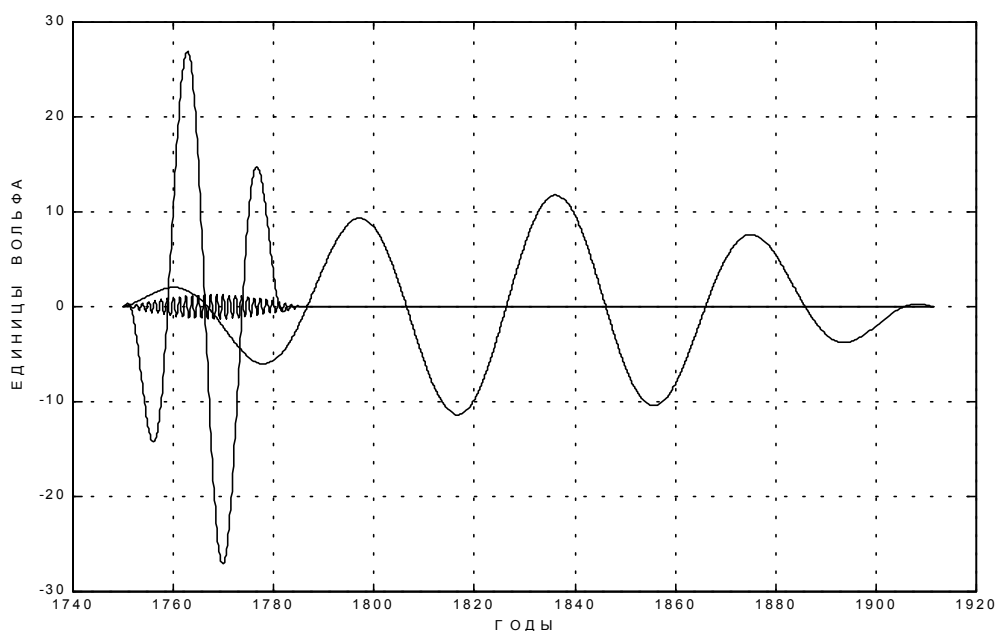
**Рис. 1.** Исходный сглаженный ряд чисел Вольфа и разность этого ряда с аппроксимацией моделью (2), снесенная вниз на 50 единиц Вольфа.

Анализ полученных волновых пакетов показал, что существуют группы пакетов, связанных по началу и середине, причём суммарное количество волновых пакетов, попадающих в эти группы, увеличивается с величиной максимальной расстройки по времени  $E_{ps}$ , используемой для их подбора. При этом часть пакетов оказалась одновременно связана как по началу, так и по середине.

При величине  $E_{ps}=3.0$  года получается 38 групп пакетов, связанных по началу и 34 группы пакетов, связанных по середине, причём суммарно в эти группы попадает соответственно 220 и 226 пакетов из 229.

При величине  $E_{ps}=0.3$  года получается 38 групп пакетов, связанных по началу и 42 группы пакетов, связанных по середине, причём суммарно в эти группы попадает соответственно 89 и 92 пакетов из 229.

На рисунке 2 показан пример одной из групп пакетов с совпадением по началу



**Рис. 2.** Пример группы из трёх волновых пакетов с совпадением по началу.

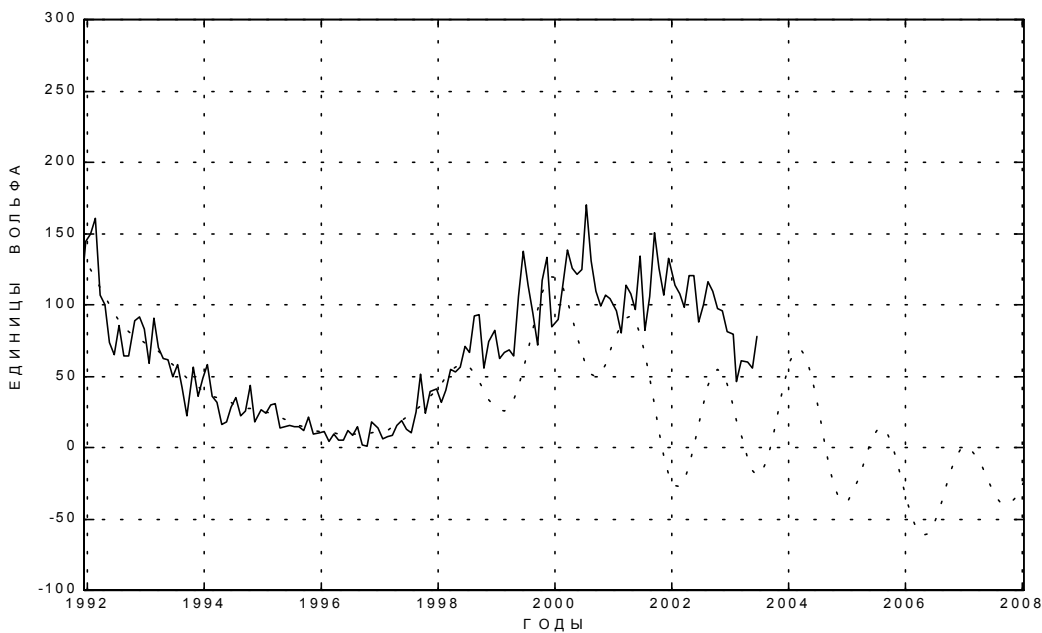
Интересно отметить, что наличие гармонических отношений периодов несущих для волновых пакетов как среди групп, объединяющихся по началу, так и среди групп, объединяющихся по середине, было найдено всего для двух пар пакетов.

Посредством линейной регрессии было найдено соответствие между «временем жизни»  $t_{ж}$  пакета, (равным разности  $t_{max}$  и  $t_{min}$ ) и периодом его несущей  $P$ :  $t_{ж} = 0.6 + 3.05 * P$  (здесь  $t_{ж}$  и  $P$  в годах). Для регрессии были использованы все полученные волновые пакеты.

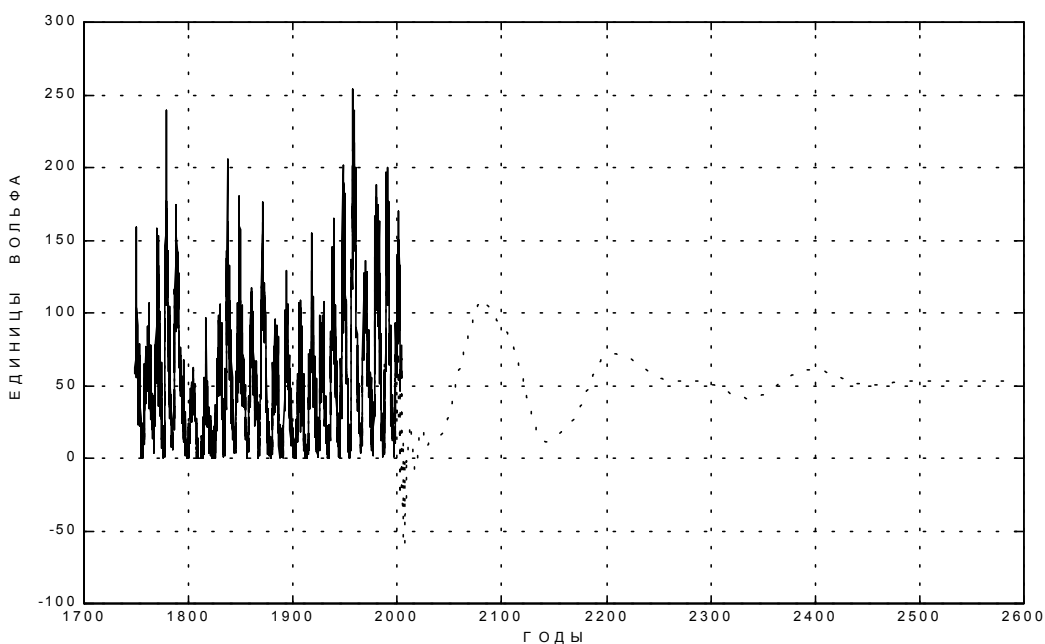
Используя данные о полученных волновых пакетах, была предпринята попытка прогноза солнечной активности. При анализе полученных результатов необходимо рассмотреть три временных масштаба.

Первый из них соответствует случаю, когда практически все волновые пакеты, незавершившиеся к моменту, когда исходные данные закончились, ещё существуют. В нашем случае это составляет 3-4 месяца - с декабря 1997 года по март-апрель 1998 года. На рисунке 3 видно, что качество прогноза в этот период времени практически не уступает качеству аппроксимации в предыдущие моменты времени.





**Рис. 3.** Краткосрочное предсказание солнечной активности.  
Пунктир - значения аппроксимации и (с декабря 1997) прогноза.  
Сплошная кривая – несглаженный ряд месячных данных чисел Вольфа.



**Рис. 4.** Грубая оценка тенденций развития солнечной активности на основании полученных данных. Пунктир – значения прогноза.

Второй из них соответствует случаю, когда высокочастотные и среднечастотные волновые пакеты с малым временем жизни последовательно прекращают своё существование. Этот временной масштаб характеризуется осцилляциями, увеличивающимися к его середине. В нашем случае он составляет 20-25 лет вплоть до 2020-2025 года. Вид прогноза на рисунке 4 при этом крайне сумбурный. Говорить

даже о грубой оценке активности Солнца в этот период времени практически невозможно.

Третий из них соответствует случаю, когда остаются исключительно низкочастотные волновые пакеты с очень большим временем жизни. Осцилляции прекращаются. Поскольку данные о возникновении новых волновых пакетов в этом временном масштабе недоступны и все высокочастотные и среднечастотные пакеты уже не существуют, можно говорить лишь о крайне грубой оценке тенденций в солнечной активности. При этом на рисунке 4 прослеживается несколько последовательных всплесков активности Солнца со временами существования около 100-120 лет. Первый из них наиболее отчетлив, он начинается в 2020-2040 годы, завершается в 2130-2150 годы, достигает максимума приблизительно в 2080 году и значение этого максимума составляет порядка 110-115 единиц Вольфа.

Минимизация по модели (2) выполнялась на 24-процессорном кластере Санкт-Петербургского Филиала Межведомственного Суперкомпьютерного Центра.

### **Литература**

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

**ПРОЯВЛЕНИЕ МАУНДЕРОВСКОЙ МОДЫ  
СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ 2700 ЛЕТ НАЗАД  
И ЕЕ КЛИМАТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК**

**Распопов О. М.<sup>1</sup>, Дергачев В.А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>СПбФ ИЗМИРАН, С.-Петербург, Россия, oleg@or6074.spb.edu

<sup>2</sup>ФТИ РАН, С.-Петербург, Россия, v.dergachev@pop.ioffe.spb.ru

**MANIFESTATION OF THE MAUNDER MODE OF SOLAR ACTIVITY  
2700 YEARS BP AND ITS CLIMATIC RESPONSE**

**Raspopov O.M.<sup>1</sup>, Dergachev V.A.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>SPbF IZMIRAN, St.-Petersburg, Russia, oleg@or6074.spb.edu

<sup>2</sup>PhTI RAS, St.-Petersburg, Russia, v.dergachev@pop.ioffe.spb.ru

**Abstract**

*The peculiarities of solar activity changes around Maunder (about 350 years ago) and Homeric (around 2700 years ago) minima of solar activity were analyzed. The solar activity changes at the time intervals relating to the solar activity minima mentioned have similarity. Both of these solar activity minima are accompanied by global climate changes. Differences in climatic response to Maunder and Homeric solar activity minima could be related to the development of the geomagnetic “Etrussia-Sterno” excursion which can act on atmospheric circulation around Homeric minimum of solar activity.*

Анализ вариаций концентрации космогенных изотопов  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$  в различных земных архивах за период голоцена выявил наличие крупномасштабного 2300-2400-летнего цикла [1,2]. Изотопы  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$  образуются в атмосфере под воздействием галактических и высокоэнергичных солнечных космических лучей и участвуют в различных обменных процессах в окружающей среде прежде чем попасть в датированные земные архивы:  $^{14}\text{C}$  регистрируется в кольцах деревьев, а  $^{10}\text{Be}$  – в ледниках, донных отложениях и лёссах. Анализ идентичности длиннопериодных вариаций концентрации  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$  в период голоцена [3] указывает на то, что наиболее интенсивные вариации концентрации  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$  связаны с вариациями потоков космических лучей и, следовательно, с солнечной цикличностью. Развитие Маундеровского минимума солнечной активности происходило в эпоху минимума 2300-2400-летнего солнечного цикла, которая также характеризовалась усилением квазидвухсотлетних осцилляций солнечной активности (de Vries цикличность), проявившихся в формировании, наряду с Маундеровским, минимумов Шпёрера, Вольфа и Дальтона. Развитие предшествующего рассмотренному выше минимуму 2300-2400-летней солнечной цикличности должно было происходить 2700-2800 лет назад и можно ожидать, что в этот период также должна

проявляться Маундеровская мода солнечной активности с развитием долгопериодных осцилляторных особенностей.

На Рис. 1 представлены вариации концентрации  $^{14}\text{C}$  ( $\Delta^{14}\text{C}$ ) в кольцах деревьев за последние 8000 лет по данным измерения активности  $^{14}\text{C}$  в кольцах деревьев [4]. Из радиоуглеродных данных исключен долговременный тренд, обусловленный изменением величины геомагнитного поля. На графике отчетливо проявляется достаточно широкий и интенсивный пик  $\Delta^{14}\text{C}$ , соответствующий Маундеровскому минимуму около 350 лет назад. Другой более широкий и интенсивный пик  $\Delta^{14}\text{C}$  и, следовательно, область глубокого минимума солнечной активности располагается около 2700 лет тому назад («Номегис» минимум) [5] с заметным увеличением уровня  $\Delta^{14}\text{C}$ , по-видимому, соответствующему понижению солнечной активности около 2350 лет тому назад. На Рис. 2 представлены результаты фильтрации ряда  $\Delta^{14}\text{C}$ , представленного на Рис. 1 в полосах частот, соответствующих периодам 2400 и 210 лет. Результаты фильтрации свидетельствуют о сходном характере модуляции амплитуды ~210-летнего цикла солнечной активности как в районе Маундеровского, так и «Номегис» минимумов солнечной активности: амплитуда квазидвухсотлетнего цикла промодулирована 2400-летним циклом и в области указанных минимумов достигает своих максимальных значений. Эта особенность является, по-видимому, характерной для развития Маундеровской моды солнечной активности, о чем свидетельствует и возрастание амплитуд квазидвухсотлетнего цикла около 5000 и 7500 ВР.

Известно, что развитие Маундеровского минимума солнечной активности сопровождалось глобальными климатическими изменениями («малый ледниковый период»). Аналогичная картина наблюдалась и в случае «Номегис» минимума.

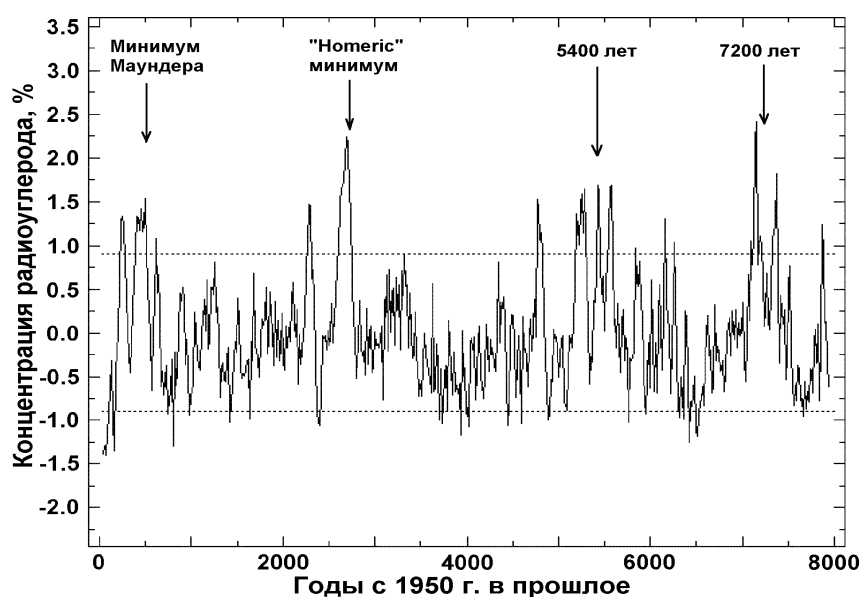
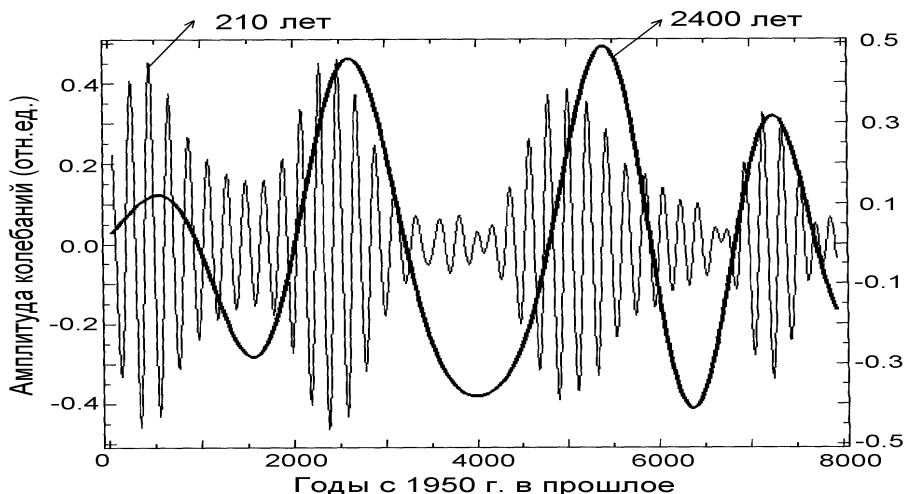
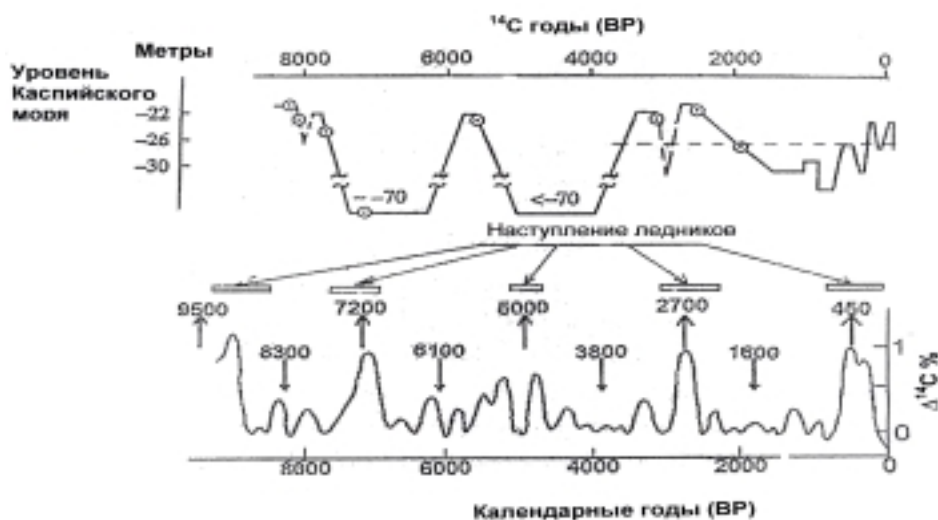


Рис.1. Вариации  $\Delta^{14}\text{C}$  во время голоцена



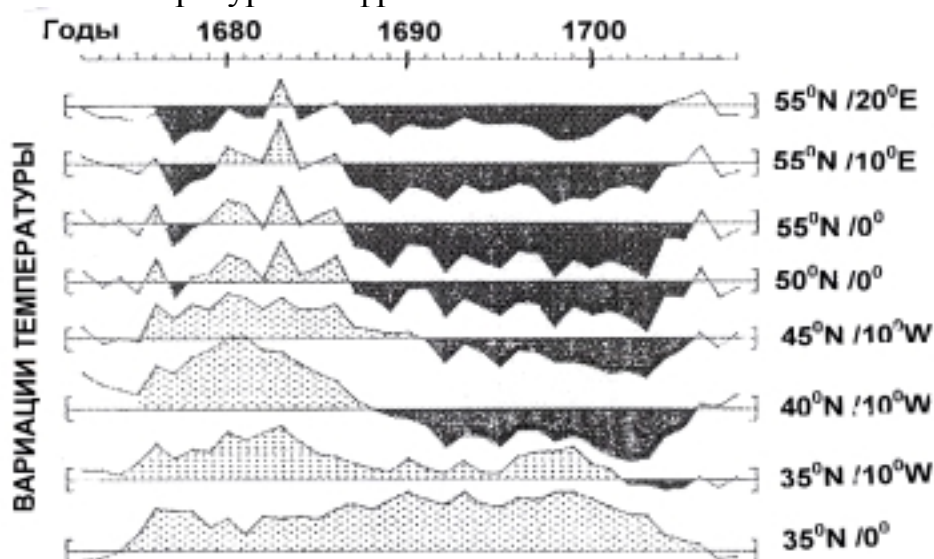
**Рис.2.** Результаты анализа данных  $\Delta^{14}\text{C}$  за последние 8000 лет методом полосовой фильтрации для периодов 210 и 2400 лет.

На Рис. 3 показано изменение уровня Каспийского моря, наступления альпийских ледников и вариации концентрации  $^{14}\text{C}$  за период голоцена. Развитие Маундеровской моды солнечной активности, как 350, так и 2700, 5400, 7200-7500 лет назад сопровождалось изменением уровня Каспийского моря и экспансией альпийских ледников. Вместе с тем, необходимо отметить, что климатические изменения в интервале времени как Маундеровского, так и «Номегис» минимумов, хотя и носили глобальный характер, однако имели различный региональный отклик. Во временном интервале Маундеровского и примыкающего к нему Дальтоновского минимума в Европе зарегистрирована холодная и влажная погода, о чем, в частности, свидетельствует экспансия альпийских ледников. Однако на африканском континенте в это время был засушливый период.



**Рис.3.** Изменения уровня Каспийского моря (верх), экспансия альпийских ледников (середина) и вариации  $\Delta^{14}\text{C}$  в период голоцена (низ).

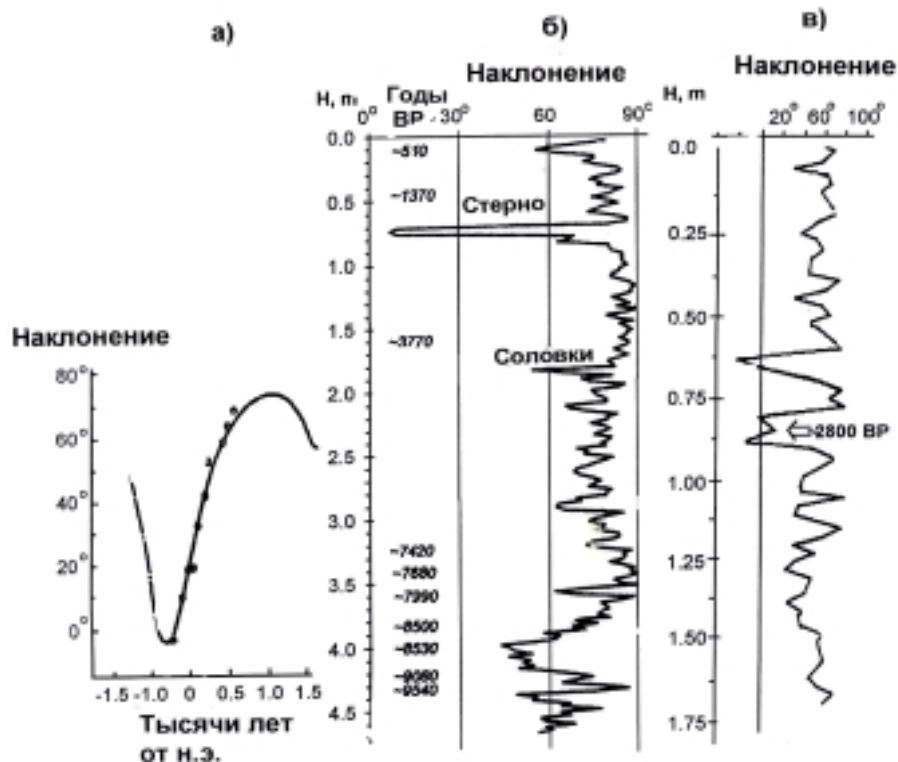
На Рис. 4 представлены изменения температур в Европе и Северной Африке (нижняя кривая) во временном интервале 1672 – 1708 гг. [6]. Видно, что похолодание в Европе с 1685 по 1703 гг. сопровождалось повышением температуры в Африке.



**Рис.4.** Вариации температуры с 1672 по 1708 гг. в различных частях Европы и Северной Африки (две нижних кривые). В левой части рисунка указаны координаты пунктов измерения вариаций температуры. Черным выделено понижение температуры.

Такое различие могло быть обусловлено изменением глобальной атмосферной циркуляции в этот период времени. Сходные климатические изменения имели место и в период «Номегис» минимума солнечной активности. Резкое возрастание концентрации  $^{14}\text{C}$  около 2700 лет тому назад и, следовательно, резкое уменьшение солнечной активности, сопровождалось в Европе переходом к дождливому и холодному климату [7]. Об этом свидетельствует и экспансия альпийских ледников. Однако в Африке в это время наблюдалось повышение температуры, на что указывает переход от древесной к саванному виду растительности в приэкваториальной Африке [8]. Вместе с тем, экспериментальные данные свидетельствуют, что климатические изменения и, следовательно, особенности атмосферной циркуляции не были полностью идентичны в период Маундеровского и «Номегис» минимумов солнечной активности. На это, в частности, указывают различия в колебаниях уровня Каспийского моря. Изменение уровня Каспийского моря около 2700 лет назад было кратковременным и не столь значительным, как в период Маундеровского минимума. Вариации уровня Каспийского моря зависят, в основном, от увлажненности в Европейской части России. В случае широтного переноса влажных воздушных масс из Атлантики уровень Каспия повышается. При меридиональном виде атмосферной циркуляции происходит понижение уровня Каспийского моря.

Различия в атмосферной циркуляции во временные интервалы Маундеровского и «Номегис» минимумов солнечной активности могли быть обусловлены развитием геомагнитного экскурса «Этруссия-Стерно» в интервале 2200-2800 лет тому назад [9]. На Рис. 5 показано изменение магнитного наклонения по археоманнитным данным, а также по палеомагнитным данным из донных отложений Баренцева и Балтийского морей. Анализ свидетельствует, что северный геомагнитный полюс во



**Рис.5.** Изменение параметров геомагнитного поля во время геомагнитного экскурса Этруссия-Стерно: а) изменение наклонения от VIII до I столетия до н.э. по археоманнитным данным в Италии, б) изменение наклонения по данным донных отложений Баренцева моря, в) изменение наклонения по данным донных отложений Балтийского моря.

Время экскурса перемещался до экваториальных широт примерно вдоль Гринвичского меридиана [9]. Такое перемещение полюса должно резко изменять глобальную структуру потоков космических лучей в тропосфере, и, при наличии физического механизма воздействия потоков космических лучей на атмосферные процессы, изменить конфигурацию атмосферной циркуляции.

### Выводы

1. Развитие Маундеровской моды солнечной активности около 350 и 2700 лет тому назад носило сходный характер. Развитие глубоких минимумов солнечной активности сопровождалось усилением долговременных осцилляторных процессов - квазидвухсотлетних колебаний солнечной активности.

2. Развитие Маундеровского и «Номегис» минимумов солнечной активности сопровождалось глобальными климатическими изменениями. Эти изменения имели сходный характер. Однако экспериментальные данные свидетельствуют и о различиях в климатических изменениях во время указанных минимумов. Это может быть обусловлено особенностями атмосферной циркуляции, связанными с развитием геомагнитного экскурса «Этрussia-Стерно» вблизи временного интервала, приходящегося на «Номегис» минимума солнечной активности.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 03-05-65063), Программы NorFa, и Нидерландской организацией научных исследований (проект 047.009.005).*

### Литература

1. Damon P.E., Jiricovic J.L. Radiocarbon evidence for low frequency solar oscillation. Rare Nuclear Processes. *Proc. 14<sup>th</sup> Europhysics Conf. on Nuclear Physics*. Singapur. 1992. С. 177-186.
2. Васильев С.С., Дергачев В.А., Распопов О.М. Источники крупномасштабных вариаций концентрации радиоуглерода в атмосфере Земли. *Геомагнетизм и аэрономия*. 1999. Т. 39(6). С. 80-89.
3. Beer J., Siegenthaler U., Bonani G., Finkel R.C., Oeschger H., Suter M., Wölfli W. Information on past solar activity and geomagnetism from <sup>10</sup>Be in the Camp Century ice core. *Nature*. 1988. V. 331. P. 675-679.
4. Stuiver M., Becker B. High precision decadal calibration of the radiocarbon time scale AD 1950-6000 BC. *Radiocarbon*. 1993. V.35(1).P. 35-42.
5. Stuiver, M., and Kra, R.S. eds. Calibration issue. *Radiocarbon*. 1986. V. 28(2B). P.805-1030.
6. Mörner N.-A. Earth rotation, ocean circulation and paleoclimate. *GeoJournal*. 1995. V.37(4). P. 419-430.
7. van Geel B., Raspopov O.M., van der Plicht J., Rensen H. Solar forcing of abrupt climate change around 850 calendar years BC. In: *Natural Catastrophes During Bronze Age Civilisations. BAR International Series*. 1998. V. 728. P. 162-168.
8. Maley J., Brenac P. Vegetation dynamics, palaeoenvironments and climatic changes in the forests of western Cameroon during the last 28,000 years BP. *Review of Paleobotany and Palynology*. 1998. V. 99. P. 157-187.
9. Raspopov O.M., Dergachev V.A., Goos'kova E.G. Ezekiel's vision: Visual evidence of Sterno-Etrussia geomagnetic excursion. *EOS, Transactions, AGU*. 2003. V. 84 (9). P. 77.



## **ДВЕ ПРОБЛЕМЫ АНАЛИЗА КРИВОЙ ЧИСЕЛ ВОЛЬФА**

**Ривин Ю.Р.**

*e-mail: yu\_rivin@web.de*

### **Abstract**

*First problem is connected to "loss" of one cycle. Second - with performance, that a curve is result of detecting of cyclic changes of magnetic fields of the Sun with  $T \approx 22$  years.*

### **«Потеря» цикла солнечной активности в конце XVIII века**

За последние ~100 лет предприняты многочисленные попытки реконструкции кривой чисел Вольфа ( $R_z$ ). Одна из них - несколько лет назад авторами [1]. Воспользовавшись результатами работы [2] по анализам групп пятен, авторы [1], а затем и [3] предположили, «...что цикл 4 на самом деле состоял из двух циклов: нормального цикла в 1784–1793, и слабого цикла в 1793–1800, ознаменовавшего начало Дальтоновского минимума» [3]. Целесообразность такого предположения они связали с двумя следствиями введения слабого дополнительного цикла: 1) выполнение правила Гневышева–Оля на всём интервале последних ~350 лет, 2) устранение в ряду  $R_z$  “фазовых катастроф”. Эти следствия, по их мнению, более адекватно отражают свойства процессов, которые служат причиной изменения  $R_z$ .

#### О первом следствии.

Сегодня мало у кого вызывает сомнение, что в основе многолетней цикличности солнечной активности лежат изменения магнитного поля с  $T \sim 22$  года. В числах Вольфа эти изменения имеют два проявления [4,5].

Первое проявление является основным. Оно соответствует пунктам №№ 1,2 правила Гневышева–Оля: два соседних цикла, первый из которых четный, а второй – последующий нечетный, образуют пару [6]. Для объяснения существования пар циклов могут быть предложены следующие соображения.

Пятна обусловлены выходом к поверхности фотосферы сильных локальных магнитных полей ( $10^2$ – $10^3$  Гс). Каждые ~11 лет пятна появляются в активных областях одного полушария с одним видом полярности поля (например, в паре ведущее – ведомое пятна первые имеют положительную полярность, а вторые – отрицательную), а другие ~11 лет – с другим (в паре первые имеют отрицательную полярность, а вторые - положительную). Отсюда можно предположить, что количество объектов, которым соответствуют пятна, по-видимому, все же меняется с периодом  $T \sim 22$  года (в соответствии с основным  $T$ ). Однако, метод наблюдения пятен не учитывает смену полярностей магнитных полей, и, следовательно, приводит к детектированию исходной периодичности появления этих локальных полей.

Поскольку детектирование - нелинейное преобразование, а исходный процесс не является стационарным (хотя бы из-за наличия амплитудной и частотной модуляций), в преобразованном ряду появляются другие частоты и некоторые искажения, что надо учитывать при восстановлении исходной цикличности из детектированного ряда (назовем эту операцию расдетектирование). Но пока математический аппарат расдетектирования не разработан, такая операция согласно Андерсону [7] делается обычно перевертыванием нечетных циклов, приписыванием им знака минус. В результате такого перевертывания получается действительно устойчивая ~22-летняя цикличность частоты появления на фотосфере локальных магнитных полей, согласующаяся по периоду с такой же цикличностью изменения напряженности крупномасштабного магнитного поля Солнца.

Второе проявление ~22-летней периодичности имеет место в модуляции высот ~11-летних циклов. Оно соответствует пунктам №№3,4 правила Гневешева – Оля. Именно оно и только оно используется авторами [1,3].

Источник появления модуляции принципиально иной, чем вариаций первого проявления, он обусловлен совсем другой физикой. Например, возможно эта модуляция есть результат детектирования исходной нестационарной ~22-летней периодичности или наложения постоянного магнитного поля другого источника на циклические изменения. Если не вводить дополнительного цикла, как это делают авторы [1,3], то закономерно модуляция начала появляться согласно авторам [6] с 1700 г. Авторы [6] применили для доказательства метод корреляционной плоскости. Ривин, используя другой метод анализа, показал, что модуляция высот ~11-летних циклов имела место только с середины XIX века, а до цикла №10 модуляция отсутствовала [4,5]. При этом было высказано мнение о двух возможных причинах такого отсутствия: а) модуляция существовала и в те годы, но большие погрешности наблюдений её исказили, б) модуляция высот ~11-летних циклов вариацией с  $T \sim 22$  года есть ограниченный во времени нестационарный процесс. Появление циклов  $R_z$  №№22,23, у которых высота четного выше высоты нечетного, более соответствует второй точке зрения. Оно позволяет предположить, что, во-первых, отсутствие закономерной ~22-летней модуляции высот ~11-летних циклов до цикла №10 не связано с погрешностями наблюдения, а, во-вторых, следовательно, время, в течение которого имела место модуляция, составляет всего ~170 лет.

Здесь же следует заметить, что с этих позиций интерпретация такой модуляции как результата наложения квазипостоянного реликтового магнитного поля на токовые системы, генерирующие цикл, вызывает сомнения, которые основаны на двух экспериментальных фактах: а) средняя продолжительность четных и нечетных циклов за последние ~150 лет одинакова, б) нестационарность модуляции заставляет предположить реликтовое поле неквазипостоянным [5].

### О втором следствии.

Второе следствие гипотезы авторов [1,3] связано с “фазовыми катастрофами”. Здесь следует уточнить, что изменение фазы квазигармонического колебания относится в основном к стационарным процессам. В других случаях такое понятие практически не имеет смысла. Кривая чисел Вольфа описывает явно нестационарный процесс. Она содержит амплитудную и частотную модуляции, кроме которых есть еще, например, зависимость продолжительности цикла от его высоты (кстати, пока нельзя исключить, что такая зависимость есть результат детектирования исходной ~22-летней периодичности). При наличии таких особенностей, безусловно, в  $R_z$  должны происходить сбои фазы. Поэтому придавать этим сбоям какой – то особый физический смысл вряд ли целесообразно, тем более называть их “катастрофами” (страшное, но абсолютно не подходящее слово).

Из-за отсутствия более полной информации останавливаться на вопросах привлечения авторами [3] материалов по геомагнитной активности и космогенным изотопам нет необходимости, тем более, что эти материалы принципиально не могут быть использованы для доказательства гипотезы о “пропущенном” цикле в конце XVIII века (объяснения этого по объему не укладываются в рамки данной статьи).

Выше рассмотрены следствия введения «потерянного» цикла, на которые опираются авторы [1,3]. В работе [8] проведены тщательные исследования возможности существования «пропущенного» минимума в 1792–1793 гг. и сделан вывод об его отсутствии, т.е. об отсутствии «потерянного» цикла.

### **Вопросы детектирования и расдетектирования амплитудно – модулированных процессов в приложении к анализу ряда чисел Вольфа**

Будем исходить из двух указаний о ~22-летней цикличности появления пятен на фотосфере Солнца, которые были приведены выше: 1) первые два пункта правила Гневывшева – Оля, 2) подсчет пятен не учитывает смену полярности магнитных полей в каждом из полушарий через ~11 лет. В рамках представления, учитывающего эти указания, существует необходимость перехода от кривой  $R_z$  к первичной кривой, в которой изменения происходят с  $T \approx 22$  года, и которая, как предполагается, более точно отражает реальный физический процесс. Однако, технология такого перехода затруднена выбором алгоритма детектора. В виде примера рассмотрим возможности такого перехода на простых моделях.

Предположим, что изменения первичного ряда  $M$  появления локальных магнитных полей на фотосфере в некотором приближении могут быть представлены моделью квазигармонического амплитудно – модулированного изменения

$$M = (1 + m \sin \Omega t) \sin \omega t, \quad (1).$$

где  $T_\omega = 22$  года,  $T_\Omega = 220$  лет,  $m \approx 0.3$  – глубина модуляции, амплитуда несущей частоты равна 1. Модель (1) и её спектр известны в литературе (например, [9]).

*Линейное детектирование модели (1)*

$$M \Rightarrow |M|. \quad (2)$$

Учитывая, что абсолютная величина произведения равна произведению абсолютных величин сомножителей, для модели (1) можно записать

$$|M| = (1 + m \sin \Omega t) |\sin \omega t|. \quad (3)$$

После представления  $|\sin \omega t|$  разложением в ряд Фурье

$$|\sin \omega t| = (2/\pi) \left( 1 - \sum_{k=1}^{\infty} (4k^2 - 1)^{-1} \cos 2k\omega t \right) \quad (4)$$

и подстановки (4) в (3)

$$|M| = (2/\pi) \left\{ (1 + m \sin \Omega t) - \sum_{k=1}^{\infty} (4k^2 - 1)^{-1} [\cos 2k\omega t + (m/2) \sin (2k\omega + \Omega)t - (m/2) \sin (2k\omega - \Omega)t] \right\}. \quad (5)$$

Выражение (5) – спектр детектированной модели (1). Из него следует, что линейный детектор не выделяет исходного магнитного цикла, а только его вторую и последующие быстрозатухающие гармоники с модуляцией их амплитуды. Кроме того, в спектре появляются как отдельные слагаемые гармоника модулирующего колебания с частотой  $\Omega$  и постоянная часть  $2/\pi$ .

Для возвращения хотя бы в грубом приближении от (5) к (1) ограничимся в (5)  $k=1$ , исключим слагаемое с частотой  $\Omega$  (эта операция соответствует частотной фильтрации детектированной модели) и исключим амплитудную модуляцию несущей частоты (слагаемые с частотами  $2\omega \pm \Omega$ ). Тогда

$$|M| = (2/\pi) (1 - (1/3) \cos 2\omega t) \approx (2/\pi) - 0.2 \cos 2\omega t. \quad (6)$$

Легко видеть, что постоянный уровень и уменьшение амплитуды в выражении справа обусловлены центрированием ряда  $|M|$  перед разложением в ряд Фурье. Поэтому, если к выражению (6) применить операцию последовательного чередования положительных и отрицательных циклов  $|M|$ , то происходит возвращение к колебанию с частотой  $\omega$ , но с амплитудой  $\sim 0.5$ . Таким образом, при сделанных допущениях можно вернуться от кривой  $|M|$  к кривой  $M$  путем переворота допустим отрицательных циклов и увеличения амплитуды полученной кривой примерно в два раза. Погрешность операции переворота будет составлять не менее  $\sim (m/2)$ . Таким образом, погрешность переворота больше  $\sim 10 - 15\%$ , т. к. фильтрация слагаемых с частотой  $\Omega$  не внесет больших искажений, но из-за ограниченности кривой  $R_z$  устранение слагаемых с частотами  $2\omega \pm \Omega$  приводит к большим потерям на её краях, что затрудняет дальнейшие анализы.

Приведенные рассуждения не являются строгим доказательством. Они дают лишь оценку возможных искажений восстановления первообразного сигнала по известному ряду его линейного детектирования. Поэтому они оставляют место для дальнейшего уточнения возможности раздетектирования сигнала в рамках линейного детектора.

*Квадратичное детектирование модели (1)*

$$M \Rightarrow M^2. \quad (7)$$

В результате квадратичного детектирования модели (1)

$$M^2 = 0.5 [1 + (m^2/2) + 2m \sin \Omega t - (m^2/2) \cos 2\Omega t - (1 + m^2/2) \cos 2\omega t - m \sin (2\omega + \Omega)t + m \sin (2\omega - \Omega)t + m^2 \cos 2(\omega + \Omega)t + m^2 \cos 2(\omega - \Omega)t]. \quad (8)$$

Здесь спектр несущих частот ограничен второй гармоникой. В нем более широкая, чем у линейного детектора, полоса частот модулирующих несущую: кроме модулирующей частоты появляется её вторая гармоника (со значительно меньшей амплитудой). Постоянное слагаемое имеет вид  $0.5(1 + m^2)$ .

Для перехода от второй гармоники несущей частоты к первой следует также, как и выше, отфильтровать слагаемые с модулирующими частотами  $\Omega$  и  $2\Omega$ , и также пренебречь в спектре слагаемыми с частотами  $2\omega \pm \Omega$ . В результате получим

$$M^2 = (1/2)[1 + m^2 - (1 + m^2/2) \cos 2\omega t]. \quad (9)$$

Поскольку  $m = 0.3$ , то слагаемыми с  $m^2$  можно пренебречь. С учетом этого

$$M^2 = 0.5 - 0.5 \cos 2\omega t. \quad (10)$$

Отсюда после переворота циклов через один получается колебание с несущей частотой  $\omega$  и амплитудой 1. Оно не требует дальнейшей коррекции. Как и у линейного детектора, при учете амплитудной модуляции процедура перехода от  $M^2$  к  $M$  (расдетектирования  $M^2$ ) после квадратичного детектора усложняется, погрешность определения  $M$  увеличивается.

*Детектор Sonnet*

При аппроксимации ряда чисел Вольфа моделью Сонетта [10] несущая частота представлена в виде суммы линейного и квадратичного слагаемых

$$M(t) = (1 + m \cos \Omega t) (\Delta_s + \cos \omega t)^2 + \eta_s^2(\rho_s), \quad (11)$$

В результате подгонки Сонеттом принято  $T_\Omega = 90$  лет,  $T_\omega = 22$  года,  $m = 0.25$ ,  $\Delta_s = 0.05$ ,  $\eta_s(\rho_s)$  – гауссов шум с  $\rho_s \approx 0.05$  (буквы некоторых параметров и скобки изменены мною). Такая модель предполагает существование в спектре чисел Вольфа независимо магнитного цикла и его второй гармоники. Оба они модулированы только колебанием с частотой  $\Omega$ . Причем амплитуда магнитного цикла в 5 раз меньше, чем его второй гармоники. Однако, соотношение амплитуд в спектре чисел Вольфа для этих частот много меньше. Спектр такой модели немного отличается от предыдущих.

Из приведенного рассмотрения может быть сделан вывод о важности выбора адекватного детектора для математической модели расдетектирования ряда  $R_z$ . Метод наблюдения пятен, поскольку учитывает

только абсолютную величину изменения, по-видимому, может быть связан с линейным детектором. Для ввода в модель расдетектирования квадратичного детектора, детектора Сонетта или других требуются дополнительные обоснования, которые пока никак не аргументированы.

Первичные кривые представлены в (1) и (11) квазигармоническими процессами. На самом деле несимметричная форма цикла  $R_z$  (разные продолжительности ветвей роста и спада), а также другие особенности этой кривой свидетельствуют о необходимости привлечения более сложных функций для её описания (например, функции (7.48) – (7.52) из работы [11]). Привлечение более адекватных функций поможет лучше разобраться какая часть свойств кривой солнечной активности связана с физикой процессов на Солнце, а какая с методами наблюдения и анализа этих данных, будет способствовать созданию более точных аналитических моделей ~11-летней цикличности солнечной активности и ее первичной кривой.

Я благодарен Д.И. Понявину, познакомившему меня с работой [8].

### Выводы

1. Утверждение авторов [1,3] о существовании минимума  $R_z$  в 1792 - 1793 гг. проверено в [7] и признано там ошибочным. По своим следствиям гипотеза о “потерянном” цикле не дает никакой полезной новой информации о свойствах солнечной активности, она скорее негативна, так как не учитывает специфику получения ряда чисел Вольфа и свойства последних двух циклов.

2. Для дальнейших анализов кривой чисел Вольфа в рамках представления, что она есть результат детектирования ~22-летней периодичности, принципиально важна и необходима разработка методики раздетектирования стационарных и нестационарных процессов. Создание такой математически строгой методики увеличило бы возможность более точной интерпретации информации о физических процессах на Солнце, заложенной в этой кривой.

### Литература

1. *Usoskin I.G., Mursula K., Kovaltsov G.A.*// *Astron. Astrophys.* 2001. v. 370. P. L31.
2. *Hout, D.V. & Schatten, K.*// *Solar Phys.* 1998, Vol.179, P. 189.
3. *Усоскин И. Г., Мурсула К., Ковальцов Г.А.*// Сб. Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца. *Программа и тезисы докладов.* ГАО РАН. Пулково. Санкт–Петербург. 17 – 22 июня 2002 года. С. 82.
4. *Ривин Ю.П.*// *Изв. РАН Сер. физич.* 1995. Т.59. №7. С. 43.
5. *Ривин Ю.П.*// Сб. Солнце в эпоху смены знака магнитного поля. Санкт-Петербург. Пулково. ГАО РАН. 28 мая –1 июня 2001года. С. 341.
6. *Гневышев М. Н., Оль А.И.*// *Астр. ж.* 1948. Т.25. №1. с. 18.
7. *Anderson C.N.* // *Terr. Magn. Atm.* 1939. V.44. E.1. P.175.
8. *Krivova N.A., Solanki S.K., Beer J.*// *Astron&Astrophys.* 2002, Vol.396, P. 235.
9. *Харкевич А.А.* Спектры и анализ. Москва. Изд-во техн.–теорет. лит.-ры. 1957. 236с.
10. *Sonnet C.P.*// *Geophys.Res.Lett.* 1982. V. 9. No. 12. P. L1313.
11. *Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В.* Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М., Наука. 1986. 296 с.

## ПОЛОЖЕНИЕ КРАЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ ДИСКА СОЛНЦА

**Сивяков И.Н.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, sivyakov@mail.ru*

## SUN DISK'S EDGE LOCATION

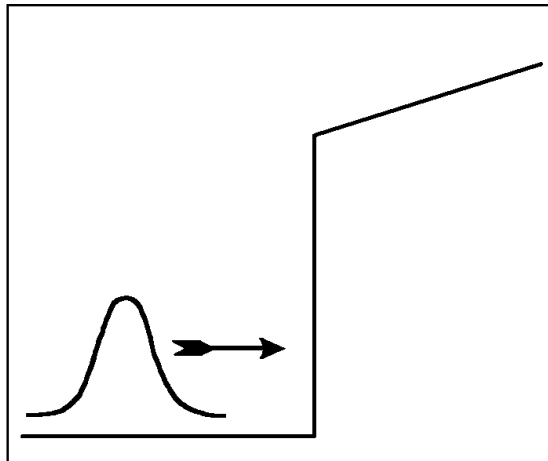
**Sivyakov I.N.**

*Pulkovo astronomic observatory of RAS, sivyakov@mail.ru*

### Abstract

*Existence of the displacement between the edge of the ideal image of the Sun disk and estimation of this edge's position being determined as the position of the radial brightness distribution gradient's maximum is established. Possible value of this displacement estimated.*

Рассмотрим процесс оценки радиуса изображения Солнца. Будем рассматривать одномерное радиальное сечение изображения. Будем считать, что яркость на солнечном диске при смещении к центру нарастает линейно и на краю исчезает до нуля, размытие же края определяется исключительно системой формирования изображения – см. рис.1. Эти допущения справедливы при условии, что они выполняются на ширине функции рассеяния точки системы формирования изображения.



**Рис.1.** Применявшаяся модель формирования распределения яркости в сечении изображения солнечного диска.

Введём функцию полуплоскости

$$P(x-x_0) = \begin{cases} 1 & x > x_0 \\ 0 & x \leq x_0 \end{cases}$$

Её производная будет равна  $\delta$ -функции Дирака:

$$\frac{d}{dx} P(x - x_0) = \delta(x - x_0)$$

Распределение яркости в радиальном сечении Солнца, согласно нашим допущениям, можно представить в виде

$$F_0(x) = P(x - x_0) \cdot (a \cdot x + b),$$

где  $x_0$  – положение границы солнечного диска и

$a, b$  – коэффициенты линейной зависимости яркости по радиальному сечению солнечного диска.

Распределение яркости в радиальном сечении изображения Солнца с учётом размытия получается как свёртка предыдущего выражения с ФРЛ (мы рассматриваем одномерный случай) системы формирования изображения –  $h(x)$ :

$$\begin{aligned} F(x) &= F_0(x) \otimes h(x) = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} F_0(\xi) \cdot h(x - \xi) d\xi = \int_{-\infty}^{\infty} F_0(x - \xi) \cdot h(\xi) d\xi = \int_{-\infty}^{\infty} P(x - \xi - x_0) \cdot (a \cdot (x - \xi) + b) \cdot h(\xi) d\xi \end{aligned}$$

Оценка ФРЛ, как производная по радиальному сечению изображения солнечного диска, даст

$$\begin{aligned} h'(x) &= \frac{d}{dx} F(x) = \int_{-\infty}^{\infty} [\delta(x - \xi - x_0) \cdot (a \cdot (x - \xi) + b) + a \cdot P(x - \xi - x_0)] \cdot h(\xi) d\xi = \\ &= (a \cdot x_0 + b) \cdot h(x - x_0) + a \cdot \int_{-\infty}^{\infty} P(x - \xi - x_0) \cdot h(\xi) d\xi \end{aligned}$$

Оценим теперь положение максимума градиента пограничной кривой, т.е. выясним, чему соответствуют традиционно получаемые оценки положения края изображения диска Солнца. Для этого продифференцируем полученное выражение ещё раз, приравняем результат нулю и решим полученное таким образом уравнение. При этом для определённости положим

$$h(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2\sigma^2}\right)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} h'(x) &= \frac{d^2}{dx^2} F(x) = (a \cdot x_0 + b) \cdot \frac{x_0 - x}{\sigma^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right) + \\ &+ a \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - \xi - x_0) \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2\sigma^2}\right) d\xi = \\ &= \left[ (a \cdot x_0 + b) \cdot \frac{x_0 - x}{\sigma^2} + a \right] \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{x - x_0}{2\sigma^2}\right) = 0 \end{aligned}$$



и в итоге получим

$$x = x_0 + \frac{a \cdot \sigma^2}{a \cdot x_0 + b}$$

Таким образом оценка положения края солнечного диска по максимуму градиента радиального распределения яркости изображения является смещённой и это смещение зависит от градиента яркости по сечению изображения солнечного диска (вблизи края) и от ширины функции рассеяния реализованной на данном изображении.

Оценим величину этого смещения для рассматривавшихся нами реальных изображений. Для них

$$x_0 \approx 496; \quad a \approx -236; \quad b \approx 138000; \quad \sigma \approx 1.44;$$

Тогда смещение

$$\Delta x = \frac{a \cdot \sigma^2}{a \cdot x_0 + b} \approx -0.023 \text{ дискрета по направлению к центру.}$$

Нами был также проведён численный эксперимент, в ходе которого была синтезирована модель радиального сечения изображения солнечного диска (с вышеперечисленными допущениями и с гауссовским размытием) и с помощью упрощённого одномерного варианта нашего программного продукта – см. [1], было определено положение максимума градиента. Полученные величины смещений соответствуют расчётным.

### Литература

1. *Абдусаматов Х.И., Сивяков И.Н.* «Автоматизированное определение радиуса изображения солнечного диска», сборник трудов международной конференции «Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца» ГАО РАН, Пулково, Санкт-Петербург, 17-22 июня 2002 года, с.3-11.



## **СОЛНЕЧНАЯ И ГЕОМАГНИТНАЯ АКТИВНОСТЬ: ЧАСТОТНАЯ СТРУКТУРА СВЯЗИ**

**Смирнов Р.В.<sup>1</sup>, Кононович Э.В.<sup>2</sup>, Матвейчук Т.В.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт прикладной геофизики им. Е.К. Федорова,  
Госкомгидромет, Москва, Россия.*

<sup>2</sup>*Астрономический институт им. П.К. Штернберга  
Москва, 119899, Россия.*

## **SOLAR AND GEOMAGNETIC ACTIVITY: FREQUENCY STRUCTURE OF RELATIONSHIP**

**Smirnov R.V.<sup>1</sup>, Kononovich E.V.<sup>2</sup>, Matvejchuk T.V.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Fedorov Institute of Applied Geophysics, Moscow 129128, Russia*

<sup>2</sup>*Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

### **Abstract**

*The problem of solar activity and terrestrial atmosphere relationship is outlined. The season modulation of the geomagnetic activity caused by solar activity is investigated by means of the mutual spectral analysis. The frequency characteristics of connection between the Wolf numbers and the aa index of geomagnetic activity for 1890–1990-year time interval are analysed. Variations depending on months and seasons in the corresponding coherence spectra  $CH(T)$  for the quasi-decennial, quasi-pentennial, quasi-triennial, and quasi-biennial cycles are revealed and briefly outlined.*

Влияние солнечной активности на геофизические процессы характеризуется широким разветвлением эффектов в земной магнитосфере, ионосфере, средней и нижней атмосфере. Несмотря на значительные успехи солнечно-земной физики, многие изучаемые в ней явления все еще остаются недостаточно изученными. Для некоторых из них неизвестны основные механизмы солнечных воздействий.

В настоящее время выявление солнечно-земных связей и соответствующих механизмов их реализации продолжает оставаться весьма актуальной задачей и приобретает практическую значимость.

Проблему "Солнце-тропосфера" нужно рассматривать как поиск конечного звена передачи энергии в единой системе Солнце-Земля. Несмотря на то, что энергия солнечных факторов незначительна по сравнению с энергетикой тропосферных процессов, доказана необходимость учета роли солнечной активности в динамике тропосферы и в цикличности ее изменений. В работе [1] было показано, что в некоторых конкретных случаях амплитуды гелио-геомагнитных и атмосферных эффектов достигают 40% от амплитуд барических возмущений, обусловленных собственными атмосферными процессами.

Важнейшая проблема – выяснение механизмов различных проявлений солнечно – атмосферных связей и, в частности, на тропосферном уровне. В работе [2] был рассмотрен клапанный механизм, учитывающий вариации солнечного ультрафиолетового излучения и вариации волновой прозрачности средней атмосферы, обусловленной изменениями потоков и энергетики космических лучей.

Благодаря наличию длительных рядов наблюдений солнечной активности возникла возможность изучения тонкой структуры цикличности солнечной активности. Числа Вольфа  $W$  имеют высокие уровни связи с вариациями солнечной постоянной  $S$ , потоком радиоизлучения на частоте 2800 МГц ( $F_{10.7}$ ), суммарной площадью кальциевых флоккулов (индекс  $CaII$ ) и другими индексами солнечной активности [3,4].

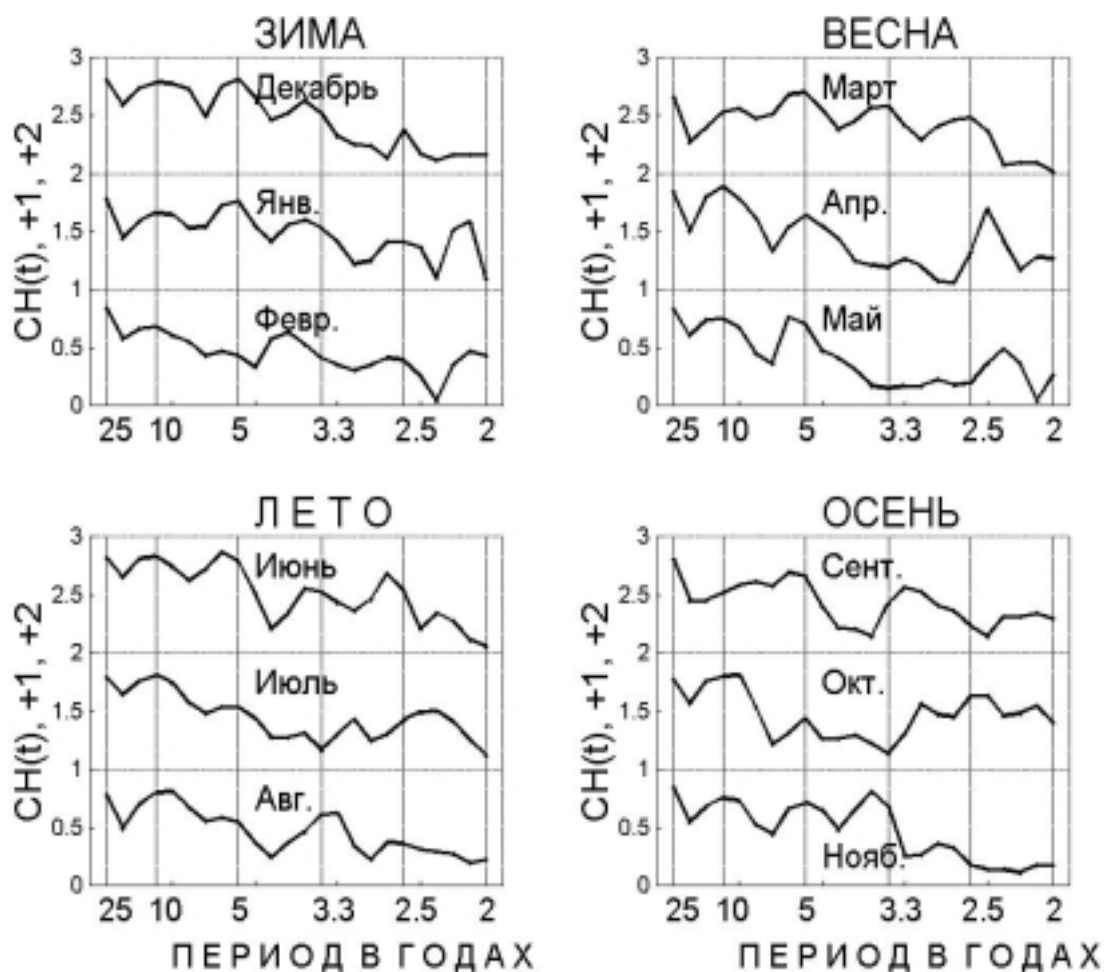
Существует около десятка различных индексов геомагнитной активности, например, планетарные индексы  $A_p$ ,  $\sum K_p$ ,  $aa$ ,  $A_m$  [5] которые так или иначе коррелируют между собой. По данным работы [6] коэффициенты линейной корреляции между индексами  $W$  и  $aa$ , зависят от фазы 11-летнего цикла, четности или нечетности цикла и, возможно, различны для ветвей роста и спада векового цикла. Сложный характер имеет частотная структура связей между индексами  $A_p$ ,  $F_{10.7}$ ,  $CaII$  и индексом завихренности атмосферы  $VAI$  [7]. Перспективность исследования подобных связей несомненна. Исследование спектров вариаций как солнечных, так и геомагнитных индексов позволило установить особенности проявления различных циклов от квазидвухлетнего до хейловского [8].

Цель данной работы – исследовать частотную структуру связей между индексами  $W$  и  $aa$  в зависимости от месяцев года и сезонов. Были использованы среднемесячные значения  $W$  и  $aa$  за период 1890-1990 гг. Для каждого месяца года в интервале столетия 1890–1990 гг. были составлены ряды из среднемесячных значений чисел Вольфа  $W$  и геомагнитного индекса  $aa$ . К этим двум рядам был применен, описанный в работе [7] метод взаимного спектрального анализа с вычислением всего набора статистических функций от автокорреляционных до фазы. Как известно, наиболее информативной является функция когерентности  $CH(T)$ , амплитуда которой пропорциональна степени связи между двумя заданными процессами на данной частоте.

На рис. 1 представлены функции  $CH(T)$  за все месяцы с января по декабрь. По осям абсцисс отложены частоты, но оцифрованы обратные им периоды  $T$  в годах, по осям ординат – значения функции когерентности  $CH(T)$ .

Все функции  $CH(T)$  на рис. 1 убывают от низких частот к более высоким и обладают четко выраженными максимумами в основном в

области периодов квазидесятилетнего ( $T_{10}$ ), квазипятилетнего ( $T_5$ ), квазитрехлетнего ( $T_3$ ), и квазидвухлетнего ( $T_2$ ). Однако амплитуды и стабильность по частоте этих максимумов зависит от отдельных месяцев и сезонов. При этом квазидесятилетние и квазипятилетние максимумы  $CH(T_{10})$  и  $CH(T_5)$  устойчивы, чего нельзя сказать относительно максимумов в интервалах периодов  $T$  от 3,1 до 3,8 года и от 2,4 до 2,6 года: они не характеризуются стабильностью по частотам и варьируют в зависимости от месяца.



**Рис.1.** Спектры когерентности, характеризующие частотную структуру связей  $W$  и  $aa$  по месяцам. По оси абсцисс отложены периоды  $T$  в годах, по оси ординат – значения когерентности  $CH(T)$ .

Для периодов  $T_{10}$  и  $T_5$  значения  $CH(T)$  велики, что характеризует тесную связь между индексами  $W$  и  $aa$ . В среднем они достигают значений  $0,74 \div 0,89$  и  $0,62 \div 0,81$  соответственно, при уровне значимости в пределах  $0,01\% - 0,05\%$ .

Вариации  $CH(T_{10})$  характеризуются относительным максимумом в летние и минимумом в зимние месяцы, уменьшением  $CH(T_{10})$  в марте и сентябре и резким возрастанием в апреле и октябре. Такое возрастание связано с полугодовой волной в индексе  $A_p$  геомагнитной активности с

максимумами в апреле и октябре. В это время ось геомагнитного диполя перпендикулярна потокам плазмы солнечного ветра и возникает наибольшая неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, благодаря которой модулируется геомагнитная активность [9].

Если изменение значений  $CH(T_{10})$  для эпохи зимнего солнцестояния согласуется с полугодовой волной геомагнитной активности, то причины возрастания  $CH(T_{10})$  в летние месяцы представляются пока неясными. Вероятно, эти причины связаны с особенностями формирования магнитосферно-ионосферных токовых систем.

Иной характер вариаций для среднемесячных значений наблюдается для второй гармоники квазидесятилетнего периода. Максимальные значения  $CH(T_5)$  отмечаются в декабре-январе и мае-июне, вблизи солнцестояний. Как показано в работе [8] вариации этой гармоники хорошо согласуются с основным циклом: начало первой волны приходится на восходящую ветвь, а вторая – на спад цикла с максимумом на 3 – 4-й годы после максимума основного цикла.

Для периодов 3,1-3,8 года максимумы  $CH(T)$  редко достигают значений 0,82 (ноябрь), обычно они флуктуируют в пределах от 0,51 до 0,67.

Квазидвухлетние колебания характеризуются более низкими значениями  $CH(T)$ , в среднем, от 0,37 до 0,58, однако в апреле и октябре они превышают значения  $CH(T_5)$ .

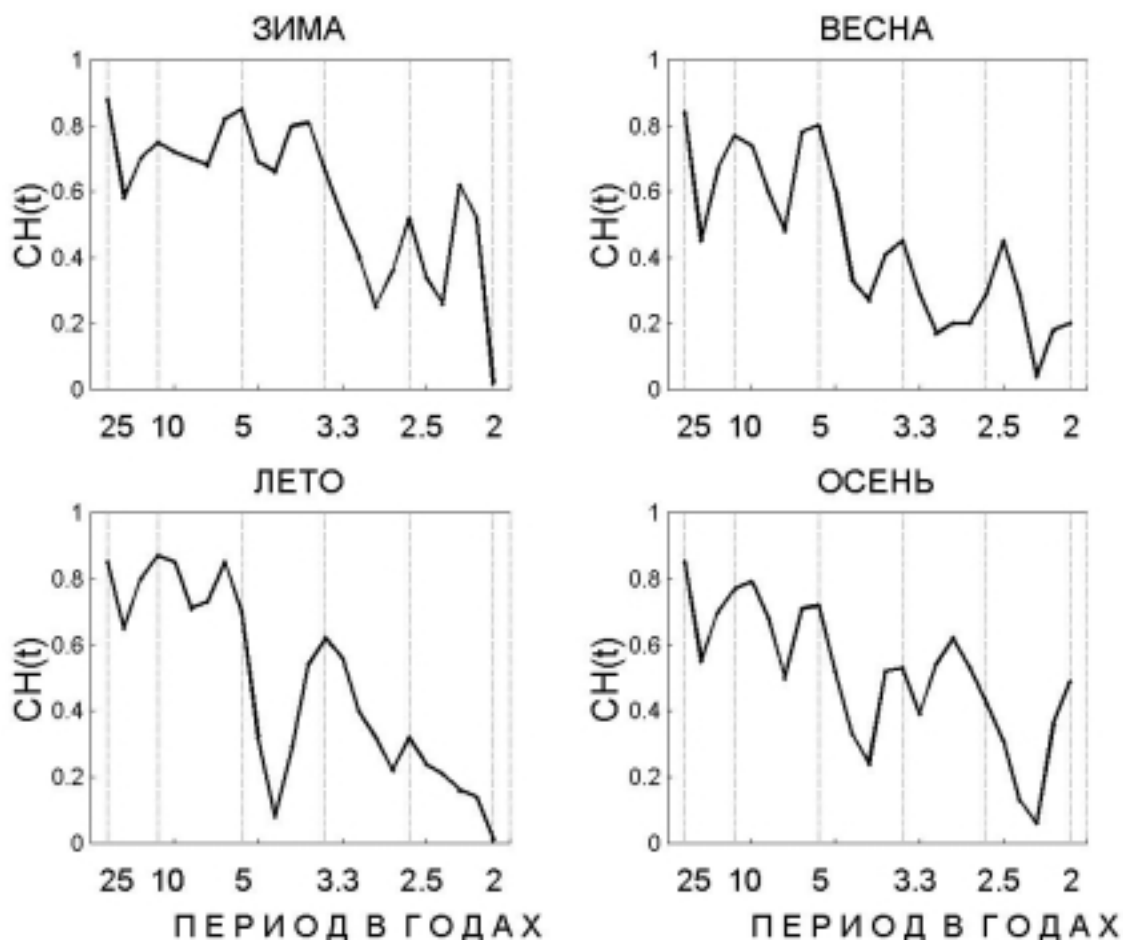
На рис. 2 аналогичным образом представлена связь  $W$  и  $aa$  по сезонам. Как и на предыдущем рисунке, здесь преобладает тот же набор спектральных максимумов. Наиболее стабильны максимумы с высокими амплитудами  $CH(T_{10})$  и  $CH(T_5)$ . При этом зимой и весной  $CH(T_5) > CH(T_{10})$ . В целом сезонные значения  $W$  и  $aa$  отличаются более высокими уровнями значимости  $CH(T_{10})$  и  $CH(T_5)$ : для всех сезонов они выше 0,01%, за исключением  $CH(T_5)$  для осени.

С большей стабильностью по частоте проявляется квазитрехлетний период. Устойчивость проявления квазидвухлетнего периода невысока как по частоте, так и по амплитуде. В целом же подобие спектров  $CH(T)$  по сезонам выше чем по месяцам. Наиболее низкие значения  $CH(T_{10})$  наблюдаются зимой и весной, а максимальные – летом. Это согласуется с результатами анализа по месяцам: в июне-августе отмечаются максимальные значения  $CH(T_{10})$ , в декабре-феврале – минимальные.

Степени связи по сезонам для второй гармоники квазидесятилетнего периода в среднем оказались выше, чем для месячных значений: для зимы  $CH(T_5)=0,85$ , для весны  $CH(T_5)=0,81$ , для лета  $CH(T_5)=0,84$  и для осени  $CH(T_5)=0,72$ . Соответственно уровни значимости  $CH(T_5)$  для всех сезонов, кроме осени, превышают 0,01%.

Для квазитрехлетнего периода (основной период  $T=3,3$  г.), амплитуды  $CH(T_3)$  изменчивы от сезона к сезону, достигая значения 0,81 зимой.

Значения же  $CH(T)$  для квазидвухлетнего периода, по сравнению с периодами  $T_{10}$ ,  $T_5$  и  $T_{3,3}$ , менее стабильны по частотам и амплитудам.



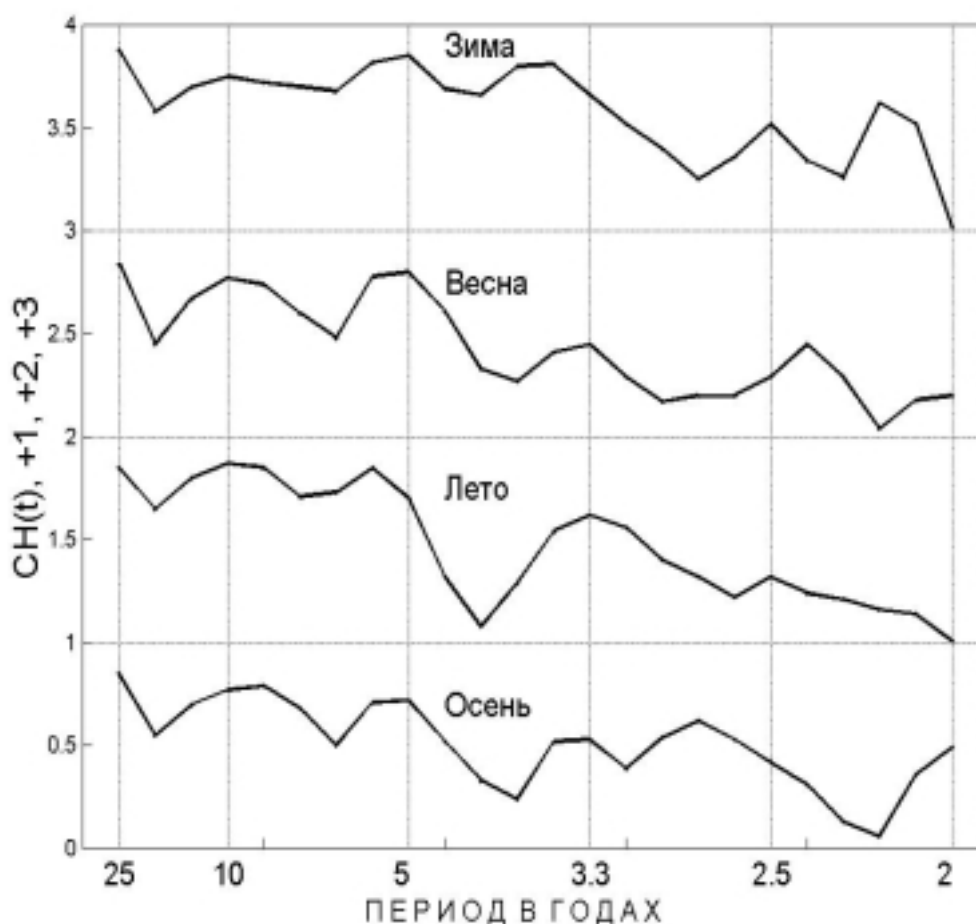
**Рис.2.** Спектры когерентности, характеризующие частотную структуру связей по сезонам.

В итоге, на основании результатов данной работы, можно утверждать, что частотная структура связей  $W_0$  и  $aa$ , имеет сложный характер и обладает рядом внутригодовых и сезонных особенностей.

Наиболее стабильно по амплитуде и частоте проявляются квазидесятилетний и квазипятилетний периоды, вариации которых в спектрах когерентности имеют ряд отличий.

Увеличение отношений  $CH(T_5)/CH(T_{10})$  для некоторых месяцев и сезонов зависит, вероятно, от более слабого проявления основного цикла в геомагнитной активности.

Увеличение интервала осреднения данных способствует более четкому проявлению квазитрехлетнего, и, в меньшей степени, квазидвухлетнего периодов, а также позволяет лучше выявить сезонную зависимость (рис. 3).



**Рис.3.** Сравнение спектров когерентности для различных сезонов.

### Литература

1. Смирнов Р.В. и Кононович Э.В. 1996. Изв. вузов. Радиофизика. Т. 39, С. 1335.
2. Кононович Э.В. и Шефов Н.Н. 1999. Доклады РАН. Т. 367, No 1. С. 108-111.
3. Витинский Ю.И. 1973. Цикличность и прогнозы солнечной активности. М.: Наука.. 257 с.
4. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. 1986. М.: Наука. 296 с.
5. Акасофу С.И., Чепмен С. 1975. Солнечно-земная физика. Ч. 2. М.: Мир 509 с.
6. Витинский Ю.И. 1998. Геомагнетизм и аэрономия. Т. 38. №5. С. 155.
7. Смирнов Р.В. и Кононович Э.В. В: Солнечно-атмосферные связи и геомагнитная активность (Ред. В.В.Михневич и Р.В.Смирнов). М. Гидрометеиздат. 1984. С. 80.
8. Ривин Ю.Р. 1989. Циклы Земли и Солнца. М.: Наука. 163 с.
9. Райт и др. 2000. (Wright A.N., Mills K.J., Ruderman M.S., Brevdo L.) Journ. of Geoph. Res. A. 105. № 1. P. 385.



## **АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ КВАЗИДВУХЛЕТНИХ ВАРИАЦИЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Смирнова О.Б., Кононович Э.В.**

*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга,  
МГУ, 119992, Москва, Россия, osmir@sai.msu.ru; konon@sai.msu.ru*

## **ANALITICAL PRESENTATION OF THE SOLAR ACTIVITY QUASIBIENNIAL VARIATIONS**

**Smirnova O.B., Kononovich E.V.**

*Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University 119992, Russia,  
osmir@sai.msu.ru; konon@sai.msu.ru*

### **Abstract**

*The month mean Wolf numbers for the solar cycles 1 – 22 are approximated by two sets of analytical function combinations the exponent and Airy functions including. Corresponding correlation coefficients with the observed data are between 0.64 – 0.92 for all cycles, except those for cycles numbers 7 and 15.*

Ранее [1] было показано, что основную особенность тонкой структуры 11-летнего цикла солнечной активности (СА), а именно – квазидвухлетние его вариации (КДВ или  $\Delta W$ ), можно представить суперпозицией последовательных затухающих цугов колебаний, возникающих с интервалом 10 – 11 лет. Первые два максимума этого цуга усилены влиянием конца предыдущего цуга, что определяет обычно наблюдаемый двухвершинный характер фазы максимума цикла СА. Первый главный минимум следующего цуга подавляет окончание цуга текущего цикла, определяя момент очередного минимума СА, и дает начало следующему циклу. В итоге в годы максимума период колебаний составляет  $\sim 3$  года и линейно уменьшается до  $1.5 \div 2$  лет к концу цикла. В этой работе [1] впервые отдельные цуги были представлены аналитическими функциями Эйри.

Наблюдаемые КДВ уменьшают свою амплитуду быстрее, чем функция Эйри. Поэтому, в данной работе для лучшего согласования с наблюдениями введен экспоненциальный множитель и используется функция Эйри от квадратичной функции времени. Преимущество в том, что такое описание может соответствовать некоторому диффузионному процессу, как наиболее вероятному физическому механизму формирования солнечной активности. Рассмотрены следующие два аналитические представления КДВ  $Y_1$  и  $Y_2$ :

$$Y_1 = -\text{Ai}(-kt+l) \quad \text{и} \quad Y_2 = \exp(-at)\text{Ai}(bt^2-c),$$

где значения функции Эйри  $Ai(x)$  и экспоненты принимаются из соответствующих таблиц [2], а коэффициенты  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $k$ ,  $l$  – подбираются путем достижения максимальной корреляции с наблюдениями. Результаты приведены на рис. 1 и 2.

На рис. 1 жирными линиями представлены наблюдаемые КДВ (по оси ординат отложены центрированные и нормированные значения, полученные в работе [3] ) вместе с вычисленными значениями  $Y_1$  (гладкие более тонкие линии). Все кривые проведены через среднемесячные значения, но оцифровка абсцисс – в годах от начала цикла (соответствующего минимуму). Варьируя сдвиг и масштаб по оси абсцисс, удастся добиться наилучшего согласия между  $\Delta W$  и функцией  $-Ai(-x)$  для каждого цикла и тем самым уточнить моменты их начал и длительности.

Согласованность измеренных и вычисленных значений вариаций  $\Delta W$  улучшается введением экспоненциального множителя и функции Эйри от квадратичной функции аргумента. В последнем представлении коэффициент корреляции  $r$  между измеренными и вычисленными аппроксимирующими значениями  $\Delta W$  в среднем увеличивается на 5 %.

Графики на рис. 2 аналогичны кривым, приведенным на рис. 1. Однако здесь  $\Delta W$  для каждого цикла представляется аналитической функцией  $Y_2 = \exp(at)Ai(bt^2-c)$ .

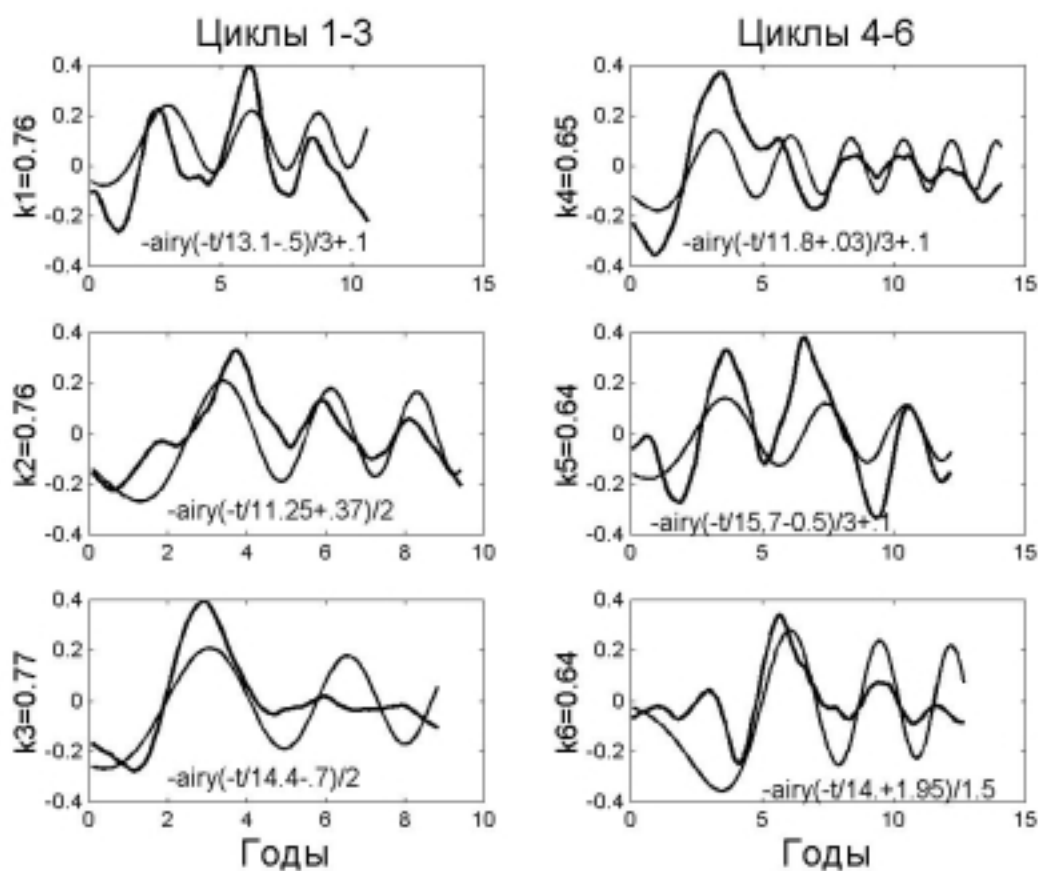


Рис. 1а.

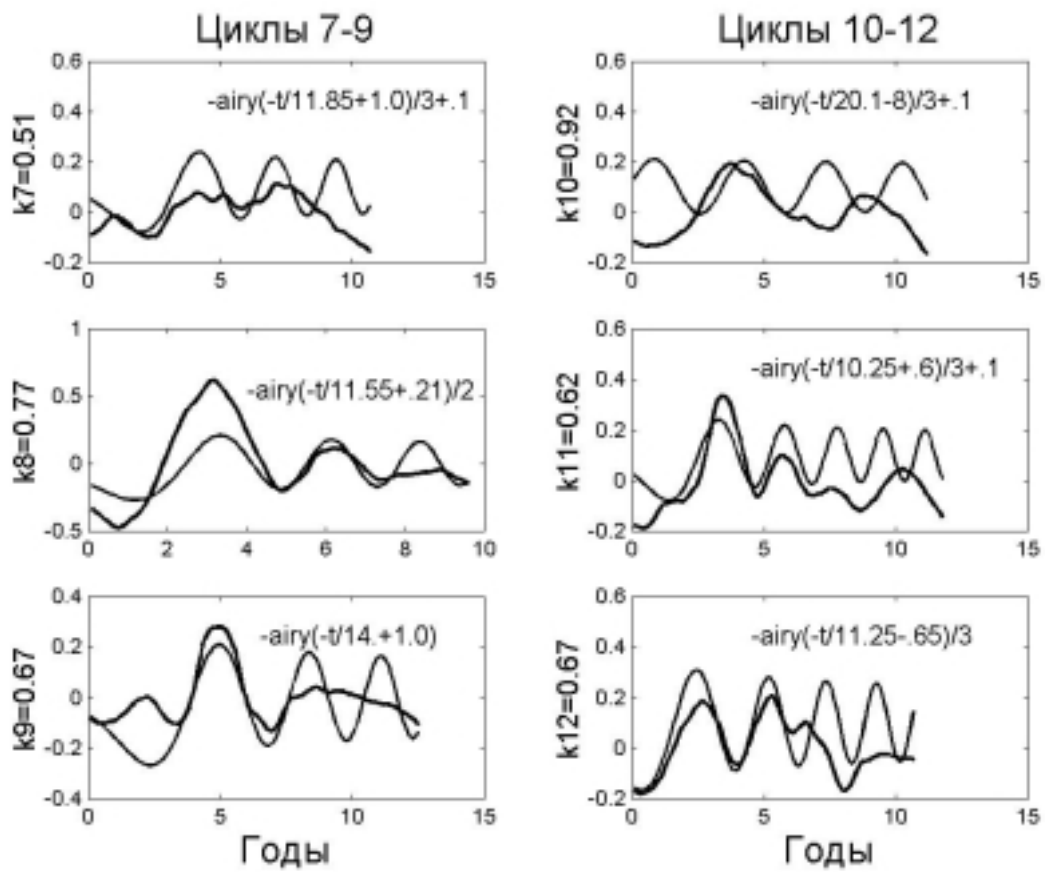


Рис.16.

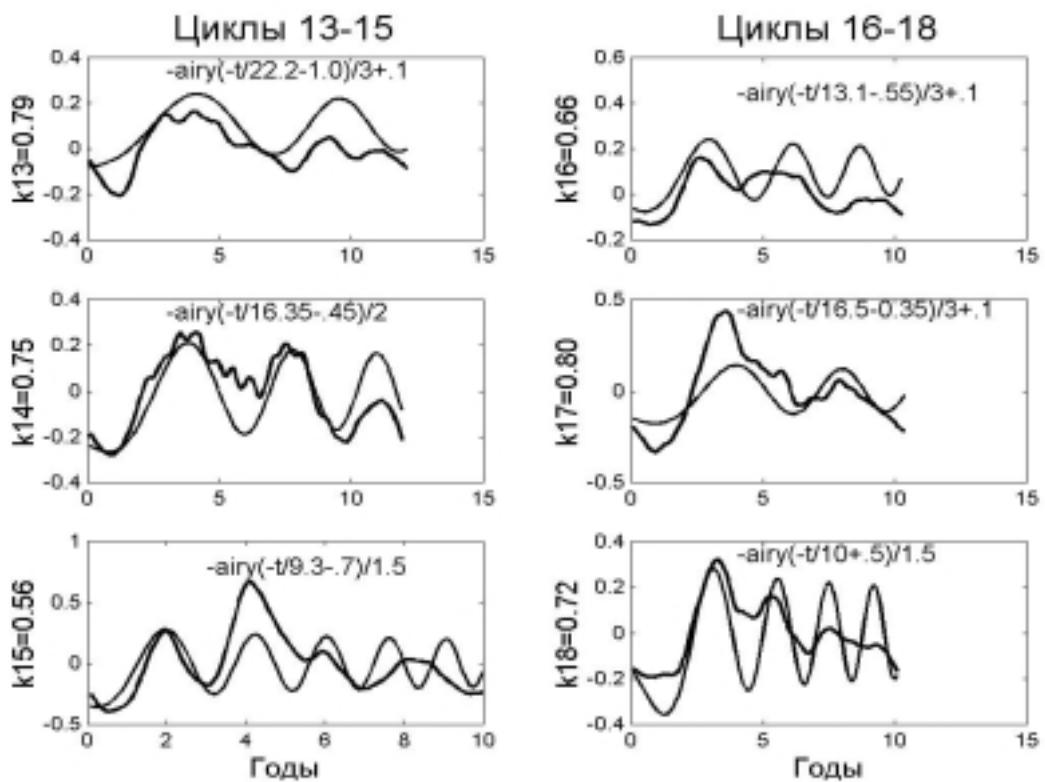


Рис. 1в.

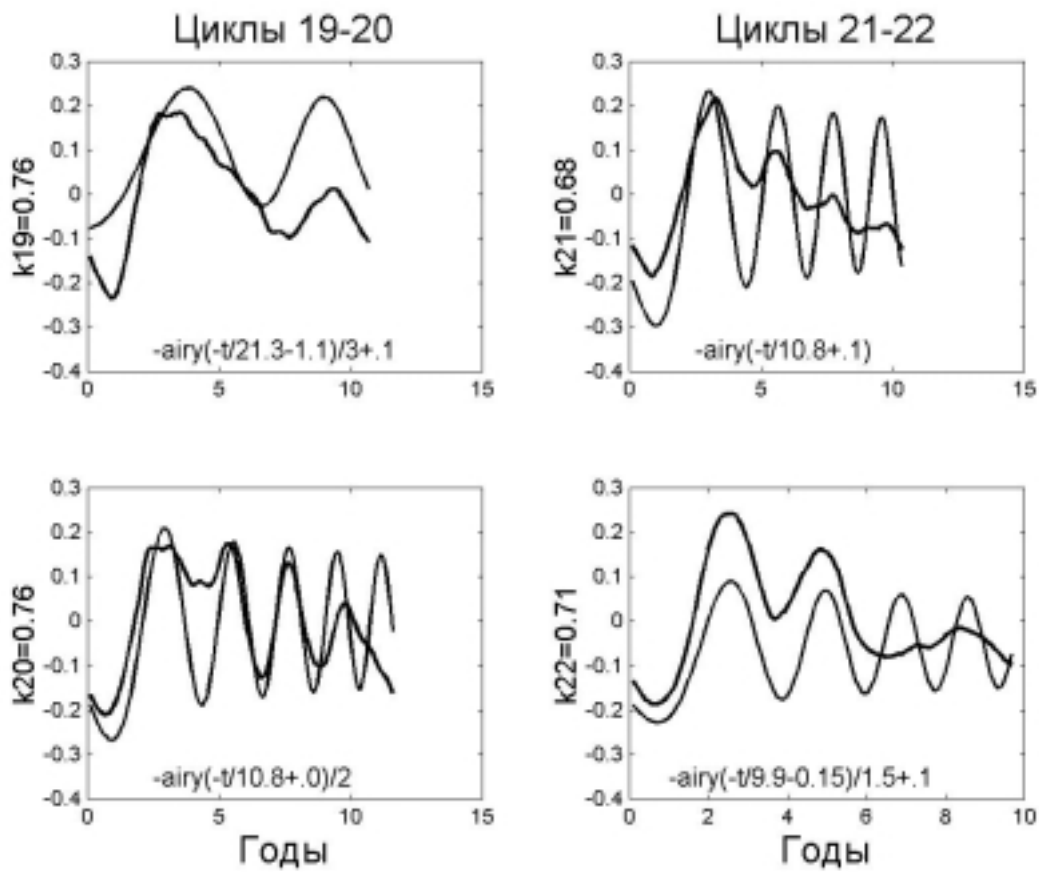


Рис. 1г.

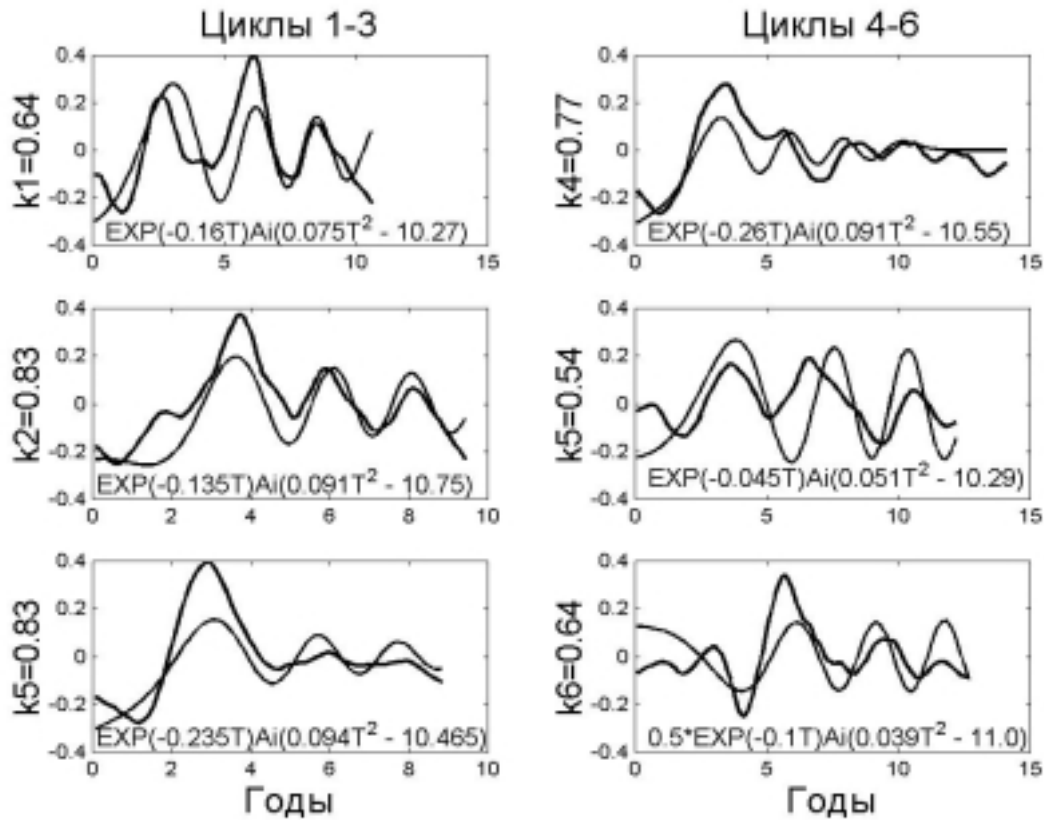


Рис. 2а.

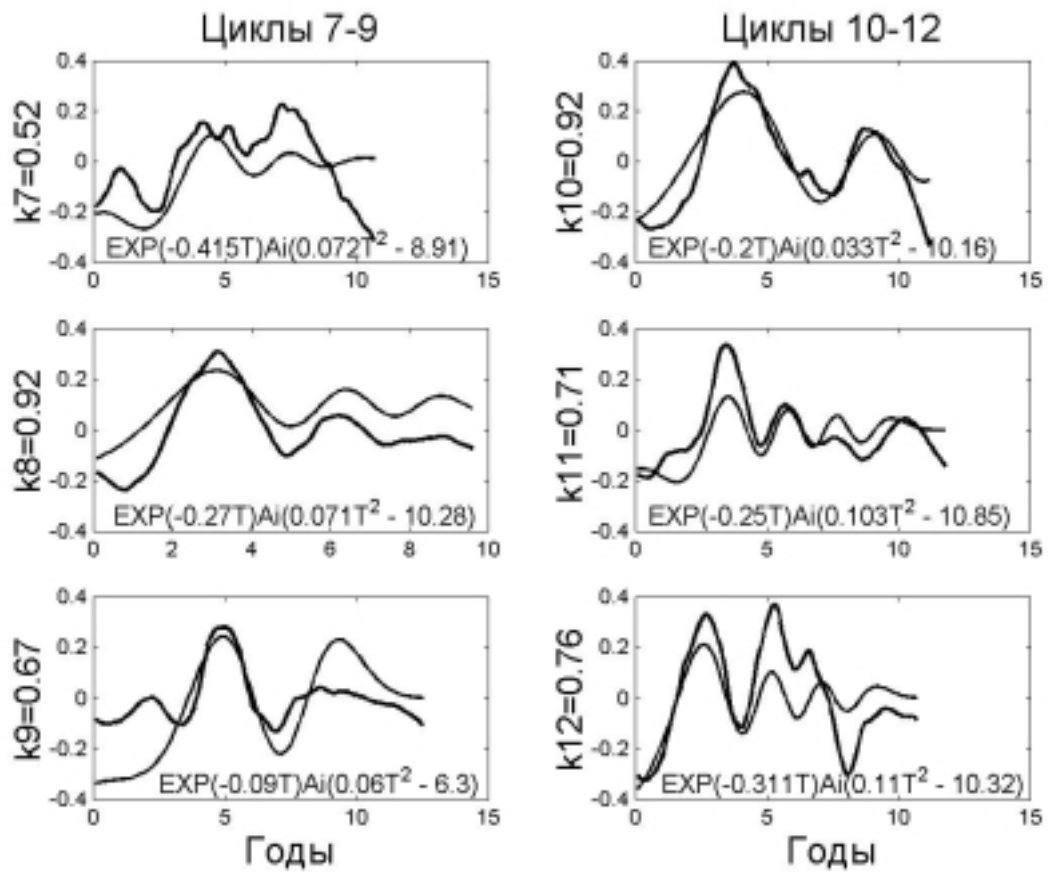


Рис.26.

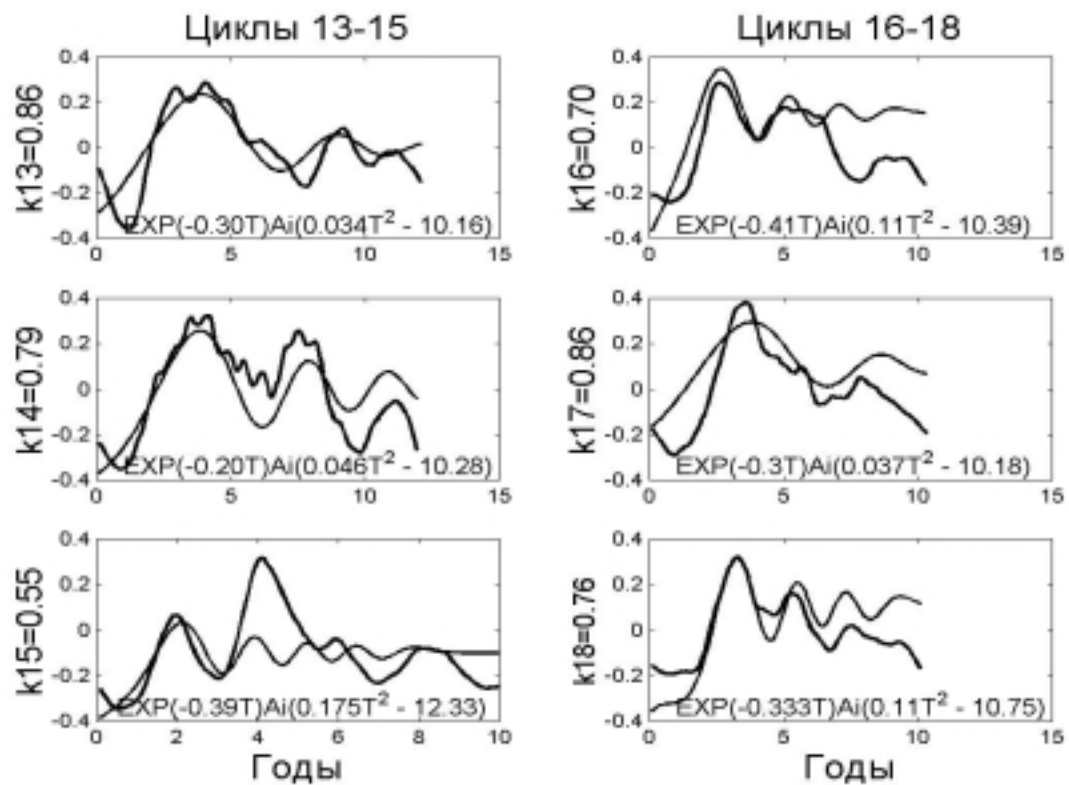


Рис. 2в.

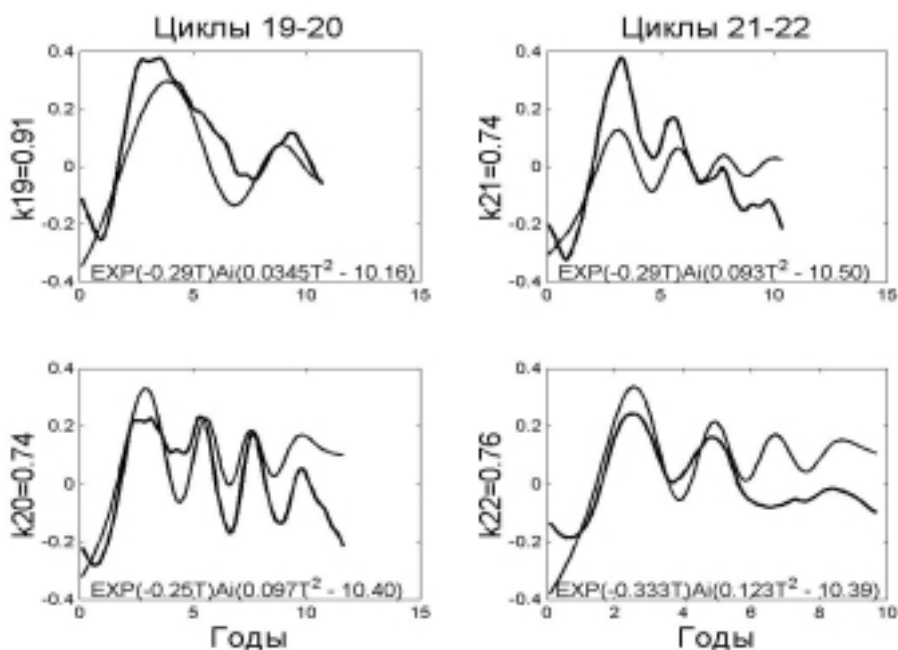


Рис. 2г.

Анализ коэффициентов  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $k$ ,  $l$  из формул, приведенных на графиках, показывает, что каждый из этих параметров имеет нормальное распределение, за исключением параметра  $c$  для циклов 7 и 15. Причиной может быть либо неточность в исходных данных для  $\Delta W$ , либо реальная аномалия КДВ структур этих циклов. По-видимому, аномальным является также цикл 5, о чем говорит столь же низкая корреляция его КДВ с аналитическими представлениями, как и для циклов 7 и 15.

Средние значения коэффициентов для обоих представлений, по всей их совокупности, ближе всего соответствуют КДВ в цикле 8, который можно рассматривать в качестве типичного цикла солнечной активности.

### Литература

1. Кононович Э.В. 2001. Тонкая структура солнечного одиннадцатилетнего цикла. Сб.: «Солнце в эпоху смены знака магнитного поля. Международная конференция. 28 мая - 1 июня 2001 г.». Труды. Санкт-Петербург. С. 203–209.
2. Абрамовиц М., Стиган И. 1979. Справочник по специальным функциям. М.: Наука, 1979. С. 832.
3. E.V.Kononovich, M.N.Khramova, S.A.Krasotkin. The sun as a variable star. Astron. Astrophys. Trans. 2002, Vol.21(4-6), pp. 293-303.

## **НОВАЯ МОДЕЛЬ СОЛНЕЧНОГО МАГНИТНОГО ЦИКЛА. I. РЕШЕНИЕ ДИФфуЗИОННОЙ ЗАДАЧИ**

**Соловьев А.А.**

*Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория, Санкт-Петербург, Россия,  
solov@bumba.ru*

## **THE NEW MODEL OF SOLAR MAGNETIC CYCLE. I. SOLUTION OF DIFFUSION PROBLEM**

**Solov'ev A.A.**

*Main Astronomical Observatory (Pulkovo), Saint-Petersburg, Russia, solov@bumba.ru*

### **Abstract**

*The new model of solar magnetic cycle is presented. The hypothesis of gyrotropic plasma turbulence is not used, the model based on the new solutions of the diffusion equation in the spherical coordinate system.*

### **Введение**

Давно известно [1-4], что определяемые по солнечным пятнам 11-летние циклы солнечной активности образуют физические пары, так что фактически в основе солнечной активности лежит не 11-летний пятенный, а 22-летний магнитный (хэйловский) цикл. Именно магнитный цикл представляет собою единый физический процесс, обуславливающий тесную связь между парой внутренних одиннадцатилетних циклов [5,6], но не связанный непосредственно с другими 22-х летними циклами. Закономерность такого рода может быть истолкована в рамках предлагаемой диффузионной модели цикла, согласно которой каждый магнитный цикл порождается некоторой «порцией» магнитного потока, поступившего в конвективную зону и «переработанного» в ней турбулентными движениями плазмы в некоторую крупномасштабную магнитную структуру. Ее диссипация дает на поверхности Солнца всю наблюдаемую картину цикла. По истечении 22-х лет «отработавший» магнитный поток, диффундируя, уходит наружу и необратимо диссипирует, его сменяет новая диссипативная структура, имеющая схожие физические параметры, но топологически не связанная с предшествующей. Имеется только статистическое сходство однотипных явлений.

### **Основные уравнения задачи**

Обычно вынос магнитных потоков на поверхность Солнца связывают с процессом всплывания магнитных силовых трубок из

подфотосферных слоев. Однако всплытие отдельных магнитных петель в высокопроводящей среде – локальный эффект. Он не приводит к высвобождению магнитного потока всей силовой трубки – подавляющая часть ее длины остается погруженной в фотосферу и конвективную зону. По оценке [7] лишь 3% магнитного потока выходит при этом наружу. Для «сброса» всего магнитного потока из конвективной зоны в атмосферу Солнца необходима диффузия магнитного поля, его непосредственное «просачивание» наверх, наружу сквозь плотную среду с конечной проводимостью.

Этот эффект и учитывает предлагаемая модель.

Мы будем рассматривать временную эволюцию крупномасштабного магнитного поля Солнца, которое получается в результате усреднения реальных магнитных полей по масштабам 2-3 ячеек супергрануляции («среднее магнитное поле» с пространственными масштабами  $l > 70$  тысяч км).

Считаем конфигурацию осесимметричной: ни одна величина не зависит от угла  $\varphi$  в сферической системе координат  $(\theta, \varphi, r)$ . Магнитное поле имеет вид:  $\mathbf{V} = (V_\theta(r, \theta, t), V_\varphi(r, \theta, t), V_r(r, \theta, t))$ , где  $r$  – расстояние от центра Солнца,  $\theta$  – полярный угол. Выпишем основные МГД-уравнения задачи.

1. Уравнение движения невязкой проводящей жидкости в инерциальной системе координат (обозначения традиционные):

$$\rho \left\{ \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} \right\} = -\nabla P + \rho \mathbf{g}(r) - \frac{[\mathbf{B} \times \text{rot} \mathbf{B}]}{4\pi}. \quad (1)$$

2. Уравнения соленоидальности магнитного поля и поля скоростей медленных крупномасштабных течений несжимаемой жидкой среды:

$$\text{div} \mathbf{B} = 0, \quad \text{div} \mathbf{V} = 0. \quad (2), (3)$$

3. Уравнение индукции для среднего магнитного поля [8]:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = (D + D_T) \Delta \mathbf{B} + \text{rot} [\mathbf{V} \times \mathbf{B}] \cong D_T \Delta \mathbf{B} + \text{rot} [\mathbf{V} \times \mathbf{B}], \quad (4)$$

где  $D = c^2/4\pi\sigma$ ,  $\sigma$  – электропроводность плазмы,  $D_T$  – коэффициент турбулентной диффузии ( $D_T \gg D$ ), в (4) отброшен член  $\text{rot} \alpha \mathbf{B}$ , описывающий гиротропную турбулентность, но учтено влияние турбулентности на диффузию среднего магнитного поля. Для  $D_T$  возможна оценка [9]:  $D_T \cong L^2/24T$ , где  $L$  – характерный размер конвективной ячейки,  $T$  – время ее жизни. Для супергрануляции  $L \cong 3.2 \cdot 10^9$  см,  $T \cong 20$  часов, поэтому  $D_T \cong 6 \times 10^{12}$  см<sup>2</sup>/с [8]. Мы будем брать для численных оценок значение  $D_T \cong 10^{13}$  см<sup>2</sup>/с.

Характерные времена изменения среднего магнитного поля в цикле много больше времени установления МГД-равновесия в системе «плазма + магнитное поле». Поэтому можно считать, что наблюдаемые в цикле процессы изменения параметров Солнца являются квазистатическими, т. е. система проходит непрерывную последовательность равновесных



состояний. Компоненты уравнения движения (1), по  $r$  и по  $\theta$ , определяют (вместе с уравнениями состояния и переноса энергии) те возмущения давления, плотности и температуры по двум указанным координатам, которые вызываются присутствием в конвективной зоне квазистатически эволюционирующего среднего магнитного поля определенной конфигурации и обусловленных им же крупномасштабных течений плазмы. Мы этими распределениями интересоваться не будем и не станем выписывать соответствующие уравнения.

Наше внимание, как обычно в такого рода задачах, будет сосредоточено на уравнениях (2)-(4) и азимутальной составляющей уравнения движения (1), которая определяет изменение угловой скорости со временем. С учетом осевой симметрии для этой компоненты уравнения (1) получаем:

$$\frac{\partial V_\phi}{\partial t} = - \left[ \frac{V_\theta}{r \sin \theta} \frac{\partial(\sin \theta V_\phi)}{\partial \theta} + \frac{V_r}{r} \frac{\partial(r V_\phi)}{\partial r} \right] + \frac{1}{4\pi \rho} \left[ \frac{B_\theta}{r \sin \theta} \frac{\partial(\sin \theta B_\phi)}{\partial \theta} + \frac{B_r}{r} \frac{\partial(r B_\phi)}{\partial r} \right]. \quad (5)$$

Уравнения (2)-(5) составят систему для определения описывающих магнитный цикл функций  $\mathbf{B}(r, \theta, t)$  и  $\mathbf{V}(r, \theta, t)$ . (Угловая скорость  $\Omega(r, \theta, t)$  связана с азимутальной компонентой линейной скорости соотношением:  $V_\phi = \Omega r \sin \theta$ ).

**Решение диффузионной задачи.** Уравнение (4) с учетом условия (3) в покомпонентной записи примет вид:

$$\frac{\partial B_\theta}{\partial t} = \frac{D_T}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial}{\partial r} r B_\theta - \frac{\partial}{\partial \theta} B_r \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(V_r B_\theta - V_\theta B_r)), \quad (6)$$

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = - \frac{D_T}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\sin \theta}{r} \left( \frac{\partial}{\partial r} r B_\theta - \frac{\partial}{\partial \theta} B_r \right) \right) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta (V_r B_\theta - V_\theta B_r)), \quad (7)$$

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = \frac{D_T}{r} \left[ \frac{\partial^2 (r B_\phi)}{\partial r^2} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\sin \theta B_\phi)}{\partial \theta} \right) \right] + \frac{\partial(r(V_\phi B_r - V_r B_\phi))}{r \partial r} - \frac{\partial(V_\theta B_\phi - V_\phi B_\theta)}{r \partial \theta}. \quad (8)$$

Отметим, что тороидальная компонента поля  $B_\phi$  не входит в уравнения (6) и (7), т.е. полоидальное поле эволюционирует независимо от тороидального.

Введем потоки меридиональной скорости и магнитного поля:

$$F = - \int V_\theta \sin \theta r dr, \quad \Psi = - \int B_\theta \sin \theta r dr. \quad (9), (10)$$

Условия соленоидальности полей (2) и (3) запишутся тогда в форме:

$$V_\theta = - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial F}{\partial r}, \quad V_r = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \theta}, \quad (11)$$

$$B_\theta = - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial r}, \quad B_r = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}. \quad (12)$$

Входящее в уравнения (6), (7) выражение  $(V_r B_\theta - V_\theta B_r)$  представим в виде:

$$(V_r B_\theta - V_\theta B_r) = - \frac{1}{r^3 \sin^2 \theta} \left( \frac{\partial F}{\partial \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial r} - \frac{\partial F}{\partial r} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right) = - \frac{1}{r^3 \sin^2 \theta} J \left( \frac{F, \Psi}{r, \theta} \right). \quad (13)$$

Здесь  $J$  обозначает якобиан двух функций  $F$  и  $\Psi$ . Естественно принять, что меридиональная циркуляция обусловлена магнитным полем, и потоки  $F$  и  $\Psi$  связаны однозначной зависимостью:  $F = F(\Psi)$ . Тогда якобиан этих функций обращается в нуль, следовательно:  $(V_r B_\theta - V_\theta B_r) = 0$ , и в правой части уравнений (6), (7) остаются только диффузионные члены. Между полоидальными компонентами поля скорости и магнитного поля возникает связь:

$$V_\theta = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \Psi} \frac{\partial \Psi}{\partial r} = \frac{\partial F}{\partial \Psi} B_\theta = i \varepsilon B_\theta, \quad V_r = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \Psi} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} = \frac{\partial F}{\partial \Psi} B_r = i \varepsilon B_r, \quad (14), (15)$$

где принято  $\frac{\partial F}{\partial \Psi} = i \varepsilon$ ,  $i$  - мнимая единица,  $\varepsilon$  - вещественная величина (компоненты векторов  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{V}$ , а также их потоки считаем, как это обычно принимается в такого рода задачах, комплексными величинами). Далее, используя (12) и (14), (15), преобразуем два последних члена в правой части уравнения (8) следующим образом:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial(r B_r (V_\theta - i \varepsilon B_\theta))}{\partial r} + \frac{\partial(B_\theta (V_r - i \varepsilon B_r))}{\partial \theta} \right] = \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \frac{(V_\theta - i \varepsilon B_\theta)}{r \sin \theta} \right) - \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\partial \Psi}{\partial r} \frac{(V_r - i \varepsilon B_r)}{r \sin \theta} \right) \right] = \\ & = \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \left( \Omega - \frac{i \varepsilon B_\theta}{r \sin \theta} \right) \right) - \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\partial \Psi}{\partial r} \left( \Omega - \frac{i \varepsilon B_r}{r \sin \theta} \right) \right) \right] = \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \frac{\partial G}{\partial r} - \frac{\partial \Psi}{\partial r} \frac{\partial G}{\partial \theta} \right] = \frac{1}{r} J \left( \frac{G, \Psi}{r, \theta} \right). \end{aligned}$$

Здесь учтено, что  $V_\varphi = \Omega r \sin \theta$  и введено обозначение:

$$G = \Omega - \frac{i \varepsilon B_\varphi}{r \sin \theta}. \quad (16)$$

Таким образом, уравнение (8) примет вид:

$$\frac{\partial(r B_\varphi)}{\partial t} = D_r \left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r B_\varphi) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta r B_\varphi) \right) \right] + J \left( \frac{G, \Psi}{r, \theta} \right). \quad (17)$$

Якобиан  $J$  обращается в нуль, если имеется однозначная функциональная связь между функцией  $G$  и меридиональным потоком магнитного поля:  $G = G(\Psi)$ . В простейшем случае:  $G(\Psi) = const = \Omega_0$ . Будем различать два решения для двух областей Солнца:

1. Зона лучистого равновесия,  $\varepsilon = 0$ ,  $\Omega = \Omega_0$  - твердотельное вращение без меридиональной циркуляции. ( $\Omega_0/2\pi \cong 430$  нГц [10], что соответствует одному обороту за 26.9 суток).

2. Конвективная зона, где  $\varepsilon \neq 0$  и, соответственно, имеется дифференциальное вращение, распределенное в ее объеме по закону:

$$\Omega = \Omega_0 + \frac{i \varepsilon B_\varphi}{r \sin \theta}. \quad (18)$$

При  $J = 0$  поведение магнитного поля определяется только его диффузией:

$$\frac{\partial(\tilde{r}B_\theta)}{\partial\tilde{t}} = \frac{\partial}{\partial\tilde{r}}\left(\frac{\partial}{\partial\tilde{r}}\tilde{r}B_\theta - \frac{\partial B_r}{\partial\theta}\right), \quad \frac{\partial(\tilde{r}^2 B_r)}{\partial\tilde{t}} = -\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\left(\frac{\partial\tilde{r}B_\theta}{\partial\tilde{r}} - \frac{\partial B_r}{\partial\theta}\right)\right), \quad (19), (20)$$

$$\frac{\partial(\tilde{r}B_\varphi)}{\partial\tilde{t}} = \frac{\partial^2}{\partial\tilde{r}^2}(\tilde{r}B_\varphi) + \frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{1}{\tilde{r}^2 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta \tilde{r}B_\varphi)\right). \quad (21)$$

При записи (19)-(21) использованы безразмерные переменные  $\tilde{r} = r/r_0$  и  $\tilde{t} = t/t_D$ , где  $r_0$  - некоторый характерный пространственный масштаб изменения магнитного поля, а  $t_D = r_0^2/D_T$  - скиновое (диффузионное) время в масштабе  $r_0$ . Подставляя (12) в уравнения (19) или (20) и предполагая, что в выражении для магнитного потока  $\Psi$  переменные разделяются:  $\Psi = M(\tilde{r}, \tilde{t})y(\theta)$ , получим решение в виде следующего ряда:

$$\Psi(\tilde{r}, \theta, \tilde{t}) = B_{0,p} r_0^2 \sum_k M_k(\tilde{r}, \tilde{t}) \sin^2 \theta P'_k(\cos\theta), \quad (22)$$

где  $P'_k(\cos\theta)$  - производная от многочлена Лежандра степени  $k$  по  $\cos\theta$ ,  $k = 1, 2, 3, \dots$ ,  $B_{0,p} = const$  - единица измерения полоидального магнитного поля, а функция  $M_k(r, t)$  удовлетворяет классическому диффузионному уравнению:

$$\frac{\partial M_k}{\partial\tilde{t}} = \frac{\partial^2 M_k}{\partial\tilde{r}^2} - \frac{k(k+1)M_k}{\tilde{r}^2}. \quad (23)$$

Далее, решение уравнения (21) для тороидального поля будем искать в виде:

$$B_\varphi = B_{0,t} \frac{\Phi(\tilde{r}, \tilde{t}, \theta)}{\tilde{r} \sin\theta}, \quad (24)$$

где  $B_{0,t}$  - масштаб напряженности тороидального среднего поля, а поток  $\Phi$  имеет структуру разделения переменных аналогичную  $\Psi$ . Нетрудно убедиться, что уравнение (21) дает для  $\Phi$  решение того же вида, что и (22), (23) с той, однако, разницей, что, поскольку  $B_\varphi$  не зависит от других компонент поля, то коэффициенты и параметры в ряду  $\Phi$  для  $B_\varphi$  должны выбираться независимо от коэффициентов и параметров ряда  $\Psi$ .

Учитывая свойства полиномов Лежандра, следует принципиально различать решение в виде ряда по нечетным и четным степеням полинома. Будем для удобства обозначать нечетные степени индексом  $m$ , а четные -  $n$ . Ряд по нечетным степеням хорошо подходит для описания полоидального магнитного поля и для распределения угловой скорости, а ряд по четным - для тороидального магнитного поля и меридиональной циркуляции.

С учетом сказанного будем строить решение для магнитных потоков в виде:

$$\Psi = \Psi_m - i\Psi_n, \quad \Phi = i\Psi = \Psi_n + i\Psi_m. \quad (25)$$

где  $\Psi_m$  и  $\Psi_n$  – вещественные величины, ряды вида (22) для нечетных и четных гармоник соответственно. Кроме того, в функциях  $M_m$  и  $M_n$ , входящих в  $\Psi_m$  и  $\Psi_n$ , удобно выделить стационарную и переменную во времени части:

$$M_m(\tilde{r}, \tilde{t}) = S_m(\tilde{r}) + U_m(\tilde{r}, \tilde{t}), \quad M_n(\tilde{r}, \tilde{t}) = S_n(\tilde{r}) + U_n(\tilde{r}, \tilde{t}), \quad (26)$$

причем для четного ряда, описывающего тороидальное поле и меридиональные течения, будем сразу полагать стационарную часть равной нулю:  $S_n(\tilde{r}) = 0$ , а для нечетного ряда, напротив, станем требовать  $S_m(\tilde{r}) \gg U_m(\tilde{r}, \tilde{t})$ , т.е. чтобы переменная часть потока составляла лишь очень малую его долю. Это изменяющееся в цикле слабое полоидальное поле будет проявляться только в поверхностных приполярных областях Солнца, где радиальная составляющая сильного стационарного поля обращается в нуль (именно так мы будем строить решение!), чем и обеспечивается явление «переполюсовки».

В силу линейности уравнения (23) его решения для функций  $S_m, U_m, U_n$  также будут представлены в виде бесконечных рядов по различным значениям параметров решений.

В соответствии с данными определениями для реальных частей компонент векторов магнитного поля и полоидальной скорости получим:

$$B_\theta = -B_{0,P} \sum_m \frac{\sin \theta}{\tilde{r}} \frac{\partial(S_m + U_m)}{\partial \tilde{r}} P'_m(\cos \theta), \quad B_r = B_{0,P} \sum_m \frac{m(m+1)}{\tilde{r}^2} (S_m + U_m) P_m(\cos \theta), \quad (27)$$

$$B_\phi(\tilde{r}, \tilde{t}) = B_{0,T} \sum_n \sin \theta \frac{U_n(\tilde{r}, \tilde{t})}{\tilde{r}} P'_n(\cos \theta), \quad (28)$$

$$V_\theta = -V_0 \sum_n \frac{\sin \theta}{\tilde{r}} \frac{\partial U_n}{\partial \tilde{r}} P'_n(\cos \theta), \quad V_r = V_0 \sum_n \frac{n(n+1)}{\tilde{r}^2} U_n P_n(\cos \theta). \quad (29)$$

В (29) обозначено  $V_0 = \varepsilon B_{0,P}$ . Для угловой скорости вращения будем иметь:

$$\Omega = \Omega_0 + \frac{i\varepsilon B_\phi}{r \sin \theta} = \Omega_0 + \frac{i\varepsilon B_{0,T} \Phi}{r_0 \tilde{r}^2 \sin^2 \theta} = \Omega_0 - \frac{V_0 (B_{0,T}/B_{0,P}) \Psi}{r_0 \tilde{r}^2 \sin^2 \theta}.$$

$$\text{Re} \Omega = \Omega_0 - \frac{V_0 B_{0,T} \text{Re} \Psi}{B_{0,P} r_0 \tilde{r}^2 \sin^2 \theta} = \Omega_0 - \frac{V_0 B_{0,T} \Psi_m(r, t, \theta)}{B_{0,P} r_0 \tilde{r}^2 \sin^2 \theta} = \Omega_0 + a \sum_m \frac{M_m(r, t)}{\tilde{r}^2} P'_m(\cos \theta), \quad (30)$$

где  $a$  – вещественная безразмерная константа. Ее можно включить в функцию  $M_m$ , которая определяется уравнением (23) с точностью до произвольного множителя. Наконец, обратившись к уравнению (5), находим, что в нем вторая справа квадратная скобка сводится к

выражению  $\frac{1}{4\pi\rho r^2 \sin\theta} J\left(\frac{\Psi, \Phi}{r, \theta}\right)$ , которое обращается в ноль в силу (25). В

первой квадратной скобке также обращается в ноль якобиан  $J\left(\frac{F, \Psi}{r, \theta}\right)$ ,

поэтому (5) сводится к виду:

$$\frac{\partial\Omega}{\partial t} = -\frac{2\Omega_0}{r \sin\theta} [V_\theta \cos\theta + V_r \sin\theta] = \frac{2\Omega_0 V_0}{r\tilde{r}^2} \sum_n \left[ \tilde{r} \frac{\partial U_n}{\partial \tilde{r}} \cos\theta P'_n(\cos\theta) - n(n+1)U_n P_n(\cos\theta) \right]. \quad (31)$$

Это уравнение определяет относительно слабые вариации угловой скорости вращения Солнца в течение цикла (крутильные колебания), связанные с меридиональной циркуляцией ( $V_\theta, V_r \ll V_\phi$ ). С другой стороны, из (30) следует:

$$\frac{\partial\Omega}{\partial t} = -\frac{V_0 B_{0,T}}{B_{o,p} \tilde{r}^2 r_0 t_D} \sum_m \left[ \frac{\partial U_m}{\partial \tilde{r}} P'_m(\cos\theta) \right]. \quad (32)$$

Нетрудно убедиться, что правые части уравнений (31),(32) образуют ряды по одинаковым степеням  $\cos\theta$ , следовательно, для согласования этих уравнений необходимо, считая, например, коэффициенты и параметры ряда для  $U_n(\tilde{r}, \tilde{t})$  известными, так подобрать коэффициенты и параметры ряда для  $U_m(\tilde{r}, \tilde{t})$ , чтобы и временные зависимости  $\Omega(t, r)$ , задаваемые уравнениями (31) и (32), с достаточной точностью совпадали между собой на данном геометрическом уровне. Получаемое таким образом распределение  $U_m(\tilde{r}, \tilde{t})$  определит поведение слабого полоидального поля в полярных областях звезды, т.е. последовательность переполюсовок в хэйловском цикле.

### Литература

1. *Wolf R.* // *Astron. Mitt. Zurich.* 1893. №1. P.83.
2. *Turner H.H.* // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1913. V. 74. P. 94.
3. *Гневыхев М.Н., Оль А.И.* // *Астроном. Журнал.* 1948. т. 25. с.18.
4. *Гневыхев М.Н., Оль А.И.* // *Солнечные данные.* 1987. №3. с.84.
5. *Кореску М.* // *Bull. Astron. Inst. Czech.* 1991. V.42. P.157.
6. *Макаров В.И.* // *Solar Phys* 1994. V.150. P.359.
7. *Parker E.N.* // *Astrophys. J.* 1984. V. 281. № 2. P. 839.
8. *Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А.* Турбулентное динамо в астрофизике. М.: Наука, 1980. 352 с.
9. *Chen J., Guzik T. J., Wefel J.P.* // *Astrophys. J.* 1995. V. 442, P. 886.
10. *Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F. et al.* // *Science.* 2000. V.287. P.2456.

## **НОВАЯ МОДЕЛЬ СОЛНЕЧНОГО МАГНИТНОГО ЦИКЛА. II. ХЭЙЛОВСКИЙ ЦИКЛ**

**Соловьев А.А.**

*Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория, Санкт-Петербург, Россия,  
solov@bumba.ru*

## **THE NEW MODEL OF SOLAR MAGNETIC CYCLE. II. HALE'S COUPLE OF CYCLES**

**Solov'ev A.A.**

*Main Astronomical Observatory (Pulkovo), Saint-Petersburg, Russia, solov@bumba.ru*

### **Abstract**

*The new solution to the diffusion equation is obtained. It describes well the magnetic cycle (the Hale's cycle is formed by the couple of 11- years sunspots cycles) as the basic physical process of solar activity. There is close physical connection between the even and odd sunspots cycles in the Hale's couple, but there is no connection between separate Hale's cycles. Here we have only statistical similarity of phenomena of the same type. According to the model, every magnetic cycle is created by a portion of magnetic flux which comes into the convective zone. Being processed by the turbulence, it forms a large-scale dissipative structure. This magnetic structure diffuses to the surface of the Sun and provides all the observed surface activity phenomena. In 22 years the exhausted magnetic flux structure escapes due to the irreversible dissipation, and a new topologically independent structure having the similar physical parameters will occupy its place. The proposed model describes well the basic features of solar cycle and estimates correctly its duration*

### **Переменное магнитное поле и солнечный цикл**

Обратимся к уравнению диффузии (23), полученному в первой части (мы сохраняем для удобства во всех трех частях работы единую сквозную нумерацию формул). Это уравнение определяет ту составляющую полного решения, которая зависит от радиального расстояния и времени. Для уравнения (23) мы нашли новое точное решение, имеющее ряд таких свойств, какие обычно присущи лишь нелинейным уравнениям. Это решение имеет вид:

$$U_n(r, \tilde{t}) = \sqrt{\frac{r}{s_n}} \exp\left[-\frac{(\tilde{t} - \tilde{t}_{0,n})}{s_n} \left(\frac{r}{2r_0}\right)^2\right] \left[ C_n J_{\left(\frac{n+1}{2}\right)}\left(\frac{\mu_n}{s_n} \left(\frac{r}{2r_0}\right)^2\right) + C_n^* J_{-\left(\frac{n+1}{2}\right)}\left(\frac{\mu_n}{s_n} \left(\frac{r}{2r_0}\right)^2\right) \right]. \quad (35)$$

Здесь  $C_n$  и  $C_n^*$  – амплитуды,  $\pm\left(\frac{n}{2} + \frac{1}{4}\right)$  – порядок функции Бесселя первого рода,  $\mu_n$  и  $\tilde{t}_{0,n}$  – произвольные параметры (константы), и введено обозначение:  $s_n = \mu_n^2 + (\tilde{t} - \tilde{t}_{0,n})^2$ . Радиальное расстояние и время входят в аргумент функции Бесселя квадратичным образом. Мы опускаем

процедуру получения данного решения, поскольку его справедливость проверяется просто подстановкой (35) в (23). Функции Бесселя отрицательного порядка расходятся в нуле (в данном случае при  $t \rightarrow \pm\infty$ ), поэтому положим:  $C_n^* = 0$ . Тогда:

$$U_n(r, \tilde{t}) = \frac{C_n \sqrt{r}}{\sqrt{\mu_n^2 + (\tilde{t} - \tilde{t}_{0,n})^2}} \exp\left[ \frac{-(\tilde{t} - \tilde{t}_{0,n})}{\mu_n^2 + (\tilde{t} - \tilde{t}_{0,n})^2} \left(\frac{r}{2r_0}\right)^2 \right] J_{\left(\frac{n+1}{2}\right)} \left( \frac{\mu_n}{\mu_n^2 + (\tilde{t} - \tilde{t}_{0,n})^2} \left(\frac{r}{2r_0}\right)^2 \right) \quad (36)$$

Поскольку уравнения (19)-(23), описывающие диффузию магнитного поля в сферическом слое, линейны, то решением для компонент переменного магнитного поля являются соответствующие ряды (27) и (28). Более того, в силу того, что выбор параметров  $C_n$ ,  $\mu_n$ ,  $\tilde{t}_{0,n}$  произволен, свойство суперпозиции решений линейного уравнения позволяет записать (36) в виде:

$$U_n(r, \tilde{t}) = \sum_l \sum_j \sum_k \frac{C_{n,k} \sqrt{r}}{\sqrt{\mu_{n,l}^2 + (\tilde{t} - \tilde{t}_{0,n,j})^2}} \exp\left[ \frac{-(\tilde{t} - \tilde{t}_{0,n,j})}{\mu_{n,l}^2 + (\tilde{t} - \tilde{t}_{0,n,j})^2} \left(\frac{r}{2r_0}\right)^2 \right] J_{\left(\frac{n+1}{2}\right)} \left( \frac{\mu_{n,l}}{\mu_{n,l}^2 + (\tilde{t} - \tilde{t}_{0,n,j})^2} \left(\frac{r}{2r_0}\right)^2 \right) \quad (37)$$

где по целочисленным индексам  $l, j, k$  ведется независимое суммирование. Это означает, что в полученных в первой части работы решениях (23)-(29) одна и та же гармоника с данным  $n$  или  $m$  может содержать произвольное число слагаемых с различными амплитудами  $C_{n,k}$  и параметрами  $\tilde{t}_{0,n,j}$ ,  $\mu_{n,l}$ .

Функция  $U_n(r, \tilde{t})$  не имеет особенностей, она ограничена во времени и пространстве: стремится к нулю как при  $r \rightarrow 0$ , так и при  $r \rightarrow \infty$ , а также при  $t \rightarrow \pm \infty$ . Величина  $\tilde{t}_{0,n,j}$  определяет параллельный сдвиг вклада  $j$ -того слагаемого гармоники номера  $n$  по оси времени (сдвиговая фаза). Параметр  $\mu_n$ , играет в решении (37) такую же роль, что и характерный масштаб поля  $r_0$ , входящий в отношение  $\left(\frac{r}{2r_0}\right)^2$  в показателе экспоненты и в аргументе функции Бесселя: чем меньше каждая из величин  $\mu_n$  и  $r_0$ , тем большее число колебаний совершит на определенном геометрическом уровне функция  $U_n(r, \tilde{t})$ , прежде чем затухнет. На рис. 1 в качестве иллюстративного примера представлена функция  $U_2(R, \tilde{t})$  на поверхности Солнца ( $r = R$ ) при следующих значениях параметров:  $\mu_2 = 0.25$ ,  $\tilde{t}_{0,2} = 0.5$ ,  $\left(\frac{R}{2r_0}\right)^2 = 49$  (т.е. при  $r_0 = R/14 \cong 5 \cdot 10^4$  км). Как видим, диффузионное возмущение имеет вид четко ограниченного во времени волнового пакета: возникнув в некоторый момент времени на данном геометрическом уровне, возмущение испытывает симметричные квазигармонические колебания с нарастающей амплитудой, достигает максимума, а затем, колеблясь примерно с той же частотой, затухает. Такое поведение

диффундирующего поля резко контрастирует с его монотонным аperiодическим «расплыванием» (с чем обычно ассоциируется процесс диффузии), но как нельзя лучше соответствует наблюдаемой картине солнечной активности. (Отметим, кстати, что диффузионное решение типа представленного на рис.1, может иметь отношение и к проблеме вспышечной активности Солнца: в результате диффузии на поверхность выходит множество токовых слоев, каждый из которых после сброса массы в фотосферу может стать источником вспышечного энерговыделения).

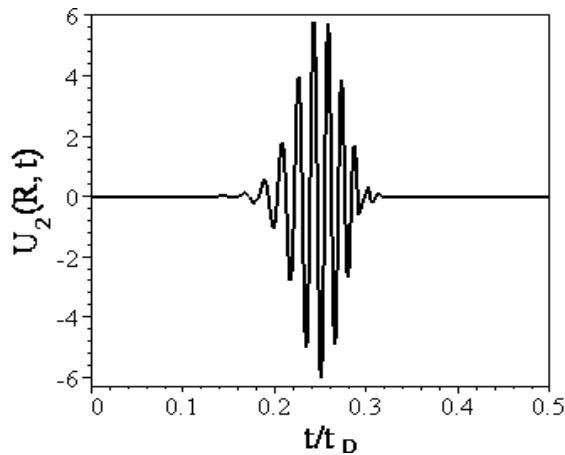
Если ввести величину  $\xi = r^2 / 2r_0^2 (\mu_{n,l}^2 + (\tilde{t} - \tilde{t}_{0,n,j})^2)$ , имеющую смысл фазы данного распределения поля, то условие постоянства фазы примет вид:  $r = \pm |const| \sqrt{\mu_{n,l}^2 + (\tilde{t} - \tilde{t}_{0,n,j})^2}$ . Знак минус здесь смысла не имеет, поскольку радиальное расстояние не может быть отрицательным, следовательно, возмущение с данной фазой распространяется по радиусу от центра наружу. При этом значение функции с фиксированной фазой  $\xi$  убывает со временем и расстоянием по закону  $U(\xi) \propto \frac{1}{\sqrt{r}} \exp[-(\tilde{t} - \tilde{t}_0)\xi]$ .

Обсудим граничные условия для решения (37). На верхней свободной границе ( $r = R$ ) никаких специальных условий на  $U_n(R, \tilde{t})$  не накладывается, поскольку в фотосфере и выше ( $r > R$ ) переменное магнитное поле  $U_n(R, \tilde{t})$ , прошедшее в результате диффузии сквозь конвективную зону, выходит в разреженную атмосферу Солнца и здесь порождает весь комплекс активности, его поведение в верхних слоях определяется уже не диффузией, а более сложными динамическими эффектами, балансом магнитных давлений и натяжений, а также солнечным ветром (в короне). Иначе обстоит дело на нижней границе конвективной зоны, точнее, в тахоклине. На уровне  $r \approx 0.63 R$ , величина  $U_n(r, \tilde{t})$ , естественно, должна обратиться в нуль, поскольку возникает это переменное крупномасштабное поле лишь в конвективной зоне и распространяется наружу. Вне конвективной зоны турбулентность отсутствует, поэтому коэффициент диффузии при переходе из конвективной зоны в зону лучистого переноса уменьшается примерно на десять порядков (от  $D_T \cong 10^{13} \text{ см}^2/\text{с}$  до  $D = c^2/4\pi\sigma$ , где  $\sigma \cong 10^{17} \text{ с}^{-1}$  (при  $r \approx 0.7 R$ ). Скиновое время  $t_D = r_0^2/D$  для масштабов конвективной зоны оказывается очень большим:  $\approx 10^{10}$  лет). Это значит, что в (37) члены, содержащие время, нормированное на  $t_D$ , становятся пренебрежимо малыми величинами на интересующих нас масштабах времени порядка десятилетий или столетий:  $(\tilde{t} - \tilde{t}_{0,n}) \rightarrow 0$ . Поэтому граничное условие на нижней границе примет вид:

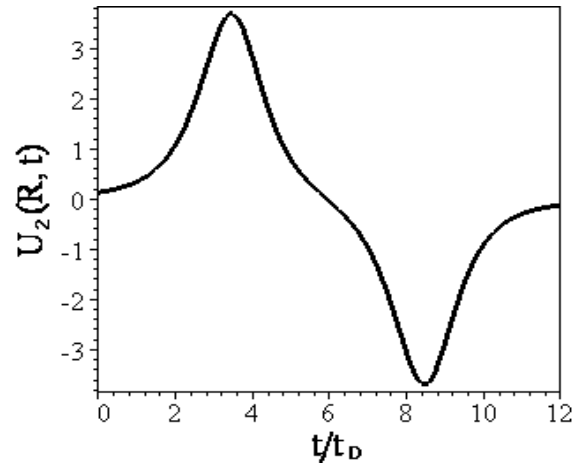


$$\sum_k \sum_l \frac{C_{n,k}}{\mu_{n,l}} J_{\left(\frac{n+1}{2}\right)} \left( \frac{(0.63)^2 R^2}{\mu_{n,l} 4r_0^2} \right) = 0, \quad (38)$$

Этому условию можно удовлетворить или таким подбором  $\mu_{n,l}$ , чтобы аргумент функции Бесселя совпал с одним из ее корней, или тем, что для каждой гармоники берется по четному числу слагаемых с одинаковыми  $\mu_{n,l}$  и амплитудами равными по модулю, но противоположными по знаку. Тогда условие (38) выполняется автоматически, а решение (37) будет отлично от нуля в конвективной зоне для каждой из гармоник только за счет разности сдвиговых фаз  $\tilde{t}_{0,n,j}$  слагаемых.



**Рис.1.** Диффузионное возмущение магнитного поля, имеющее типичный вид волнового пакета. Изображена функция  $U_2(R, \tilde{t}) \times 10^{-42}$  при:  $\mu_2 = 0.25$ ,  $\tilde{t}_{0,2} = 0.5$ ,  $\left(\frac{R}{2r_0}\right)^2 = 49$ . ( $r_0 = R/14 \cong 5 \cdot 10^4$  км).



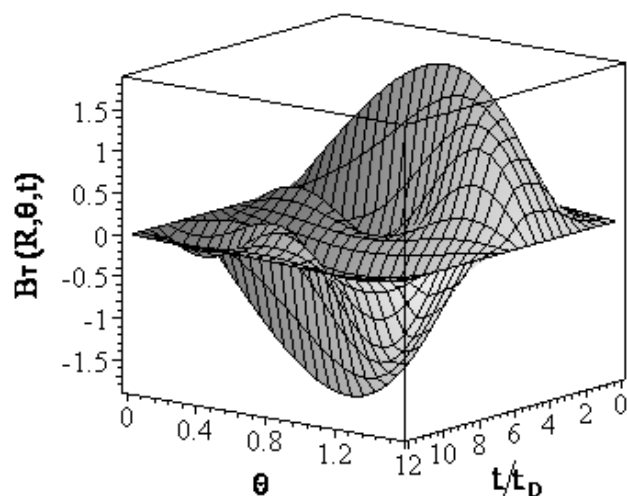
**Рис. 2.** Изменение во времени тороидального магнитного поля на поверхности Солнца (без угловой зависимости от  $\theta$ ). Взята сумма двух членов основной гармоники ( $n = 2$ ) решения (37)  $U_2(R, \tilde{t})$  при:  $C_{2,1} = -C_{2,2} = 10$ ,  $\mu_{2,1} = \mu_{2,2} = 1.5$ ,  $\tilde{t}_{0,2,1} = 4$ ,  $\tilde{t}_{0,2,2} = 9$ ,  $\left(\frac{R}{2r_0}\right)^2 = 2$ .

При увеличении характерного масштаба изменения поля количество колебаний внутри диффузионного «волнового пакета» уменьшается, и при некотором масштабе  $r_0$  (порядка толщины конвективной зоны) получается имеющая всего два экстремума (максимум и минимум) кривая, которой можно описать 22-х летний магнитный цикл. На рис.2 представлена сумма двух членов основной гармоники с  $n = 2$ . Положительная часть кривой соответствует первому (четному) 11-летнему циклу в хэйловской паре, а вторая, отрицательная – нечетному 11-летнему циклу. Вместе эти два экстремума образуют полный хэйловский магнитный цикл, длительность которого на рис. 2, составляет в единицах скинового времени  $t_D$  около  $12t_D = 12r_0^2/D_T$ . В данном примере взято  $\mu_{2,1} = \mu_{2,2} = 1.5$ , амплитуды (для выполнения граничного условия (38)) выбраны равными по величине и

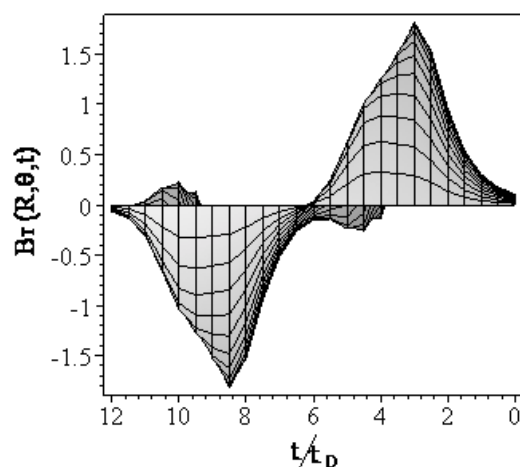
противоположными по знаку  $C_{2,1} = -C_{2,2} = 10$ , но сдвиговые фазы двух слагаемых несколько различны:  $\tilde{t}_{0,n,1} = 4$ ,  $\tilde{t}_{0,n,2} = 9$ . Было также принято  $\left(\frac{R}{2r_0}\right)^2 = 2$ , т.е.  $r_0 = \frac{R}{\sqrt{8}} \cong 2.46 \times 10^5$  км - значит, в качестве характерного масштаба изменения магнитного поля взята толщина конвективной зоны с тахоклином - 246 тысяч км, что в данном случае представляется вполне естественным выбором. Длительность цикла в годах составит:

$$\Delta t = 12t_D = \frac{12R^2}{8D_T} \cong 7.266 \cdot 10^8 c \cong 23 \text{ года.}$$

Важной особенностью солнечной цикличности является смещение зоны активности в ходе цикла в область низких широт («бабочки Маундера»). Этот эффект также присутствует в полученных решениях. На рис. 3,а и 3.б приведена зависимость среднего тороидального магнитного поля от времени и широты, согласно формулам (28),(37) для случая, когда складываются 6 слагаемых для 3-х гармоник: по два слагаемых для каждой из гармоник с  $n = 2$ ,  $n = 4$  и  $n = 6$ . Отчетливо видна концентрация поля к низким гелиоширотам и непрерывное смещение его максимума к солнечному экватору в течение цикла. Длительность цикла та же, что и в примере на рис.2.



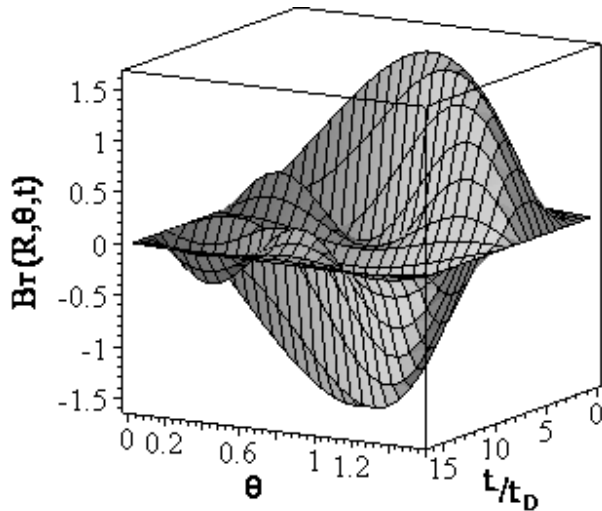
**Рис.3а.** Изменение среднего тороидального магнитного поля по времени и по широте. Взято по два члена для трех четных гармоник с амплитудами:  $C_{2,1} = -C_{2,2} = 10$ ,  $C_{4,1} = -C_{4,2} = -10$ ,  $C_{6,1} = -C_{6,2} = 20$ . Принято  $\frac{R^2}{4r_0^2} = 2$ ,  $\mu_{n,i} = 1.5$ . Сдвиговые фазы:  $\tilde{t}_{0,2,1} = 3.5$ ,  $\tilde{t}_{0,4,1} = 4.5$ ,  $\tilde{t}_{0,6,1} = 5.0$ ;  $\tilde{t}_{0,2,2} = 9.0$ ,  $\tilde{t}_{0,4,2} = 10$ ,  $\tilde{t}_{0,6,2} = 10.5$ . По горизонтальным осям: справа налево отложено время в единицах  $t_D$ , слева направо – полярный угол  $\theta$  в радианах, по вертикальной оси - напряженность магнитного поля в условных единицах.



**Рис.3б.** Фронтальное изображение той же фигуры. Время растет справа налево. Длительность хэйловского цикла составляет, как и в примере на рис. 2, около  $12t_D = \frac{12R^2}{8D_T} \cong 23$  года.

Имеет место взаимное перекрытие внутренних 11-летних циклов, четко проявляется асимметричная структура циклов: ветвь роста в обоих циклах более крутая, чем ветвь спада.

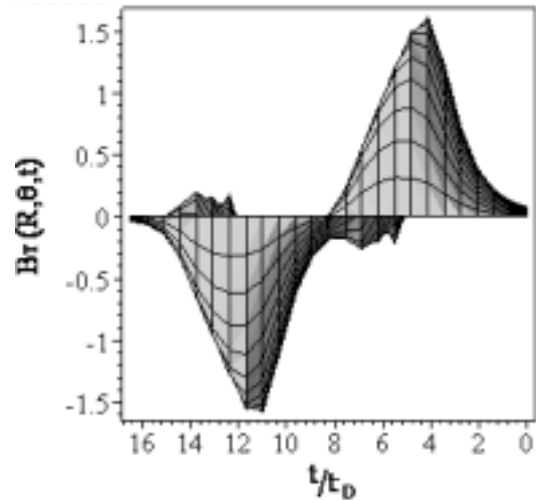
На рис. 4 дан еще один пример, показывающий влияние на ход цикла изменения пространственного масштаба поля  $r_0$  и разности сдвиговых фаз.



**Рис. 4а.** Изменение среднего тороидального магнитного поля по времени и по широте. Взято, как и в примере на рис.3, по два члена для четных гармоник  $n = 2, n = 4, n = 6$  с теми же амплитудами:  $C_{2,1} = -C_{2,2} = 10$ ,

$$C_{4,1} = -C_{4,2} = -10,$$

$C_{6,1} = -C_{6,2} = 20$ , параметрами  $\mu_{n,i} = 2$ . Принято  $R^2/4r_0^2 = 3$ , ( $r_0 = R/\sqrt{12} \cong 201000$  км) и разность сдвиговых фаз увеличена:  $\tilde{t}_{0,2,1} = 5$ ,  $\tilde{t}_{0,4,1} = 6$ ,  $\tilde{t}_{0,6,1} = 7$ ;  $\tilde{t}_{0,2,2} = 12$ ,  $\tilde{t}_{0,4,2} = 13$ ,  $\tilde{t}_{0,6,2} = 14$ .



**Рис. 4б.** Фронтальное изображение фигуры 4.а. Время растет справа налево. Длительность магнитного цикла в единицах скингового времени составила  $\cong 16 t_D$ , а в годах – несколько уменьшилась:

$$\Delta t \cong 16r_0^2/D_T = 16R^2/12D_T = 20.5 \text{ года}$$

### Заключение

Несмотря на линейный характер исходных уравнений, новое решения уравнения диффузии в сферической системе координат описывает распространение солитоноподобных «волновых пакетов», ограниченных в пространстве и времени. В сочетании со свойством суперпозиции полученное решение позволяет успешно моделировать основные особенности солнечного магнитного цикла – хэйловскую пару.

Остается открытым вопрос: что приводит к появлению нового цикла после того, как прошел один цикл и определенная порция магнитного потока диссипировала? Откуда берется следующая порция магнитного потока?

Возможны два ответа на этот вопрос:

1. На нижней границе конвективной зоне, в тахоклине, периодически развивается неустойчивость, приводящая к «впрыскиванию» в конвективную зону некоторой порции магнитного потока снизу, из зоны лучистого переноса.

2. «Намотка» нового потока происходит за счет дифференциального вращения из диссипирующей магнитной пары ( $\omega$  – эффект). В этом случае возникает физическая связь между соседними хэйловскими парами, и нам придется несколько модифицировать полученное решение, но это тема будущего исследования.

## **НОВАЯ МОДЕЛЬ СОЛНЕЧНОГО МАГНИТНОГО ЦИКЛА. III. ЗАКОН ВРАЩЕНИЯ И СИЛЬНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ**

**Соловьев А.А.**

*Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория, Санкт-Петербург, Россия,  
solov@bumba.ru*

## **THE NEW MODEL OF SOLAR MAGNETIC CYCLE. III. THE ROTATION LAW AND STRONG MAGNETIC FIELD**

**Solov'ev A.A.**

*Main Astronomical Observatory (Pulkovo), Saint-Petersburg, Russia, solov@bumba.ru*

### **Abstract**

*The proposed model describes well the dependence of the rotation velocity of the Sun on heliolatitude and depth in the convective zone. The theoretical distribution fits very well (the accuracy is about 1%) into the distribution obtained by the modern helioseismology methods.*

### **Связь угловой скорости вращения Солнца в конвективной зоне с полоидальным магнитным потоком.**

В первой части работы было показано, что в данной модели цикла угловая скорость  $\Omega(r, \theta, t)$  задается формулой (30). Покажем, что найденная средствами гелиосейсмологии зависимость  $\Omega(r, \theta)$  [1] (рис.1) следует из этого условия. Как уже отмечалось, решение уравнения диффузии для функции, определяющей радиальную и временную зависимость потока  $\Psi_m$ , удобно представить в виде суммы стационарной и переменной частей:  $M_m(\tilde{r}, \tilde{t}) = S_m(\tilde{r}) + U_m(\tilde{r}, \tilde{t})$ . Будем считать, что амплитуды членов переменной части много меньше амплитуд членов стационарной:  $S_m(\tilde{r}) \gg U_m(\tilde{r}, \tilde{t})$ . Такой подход мотивирован тем, что наблюдаемые на поверхности Солнца переменные во времени полоидальные магнитные поля очень слабы (они составляют 1÷5 Гс, а для сильных стационарных полей в конвективной зоне, согласно современным гелиосейсмологическим данным [2], приемлема оценка в десятки кГс), так что здесь мы будем учитывать только сильные и стационарные полоидальные поля).

Пренебрегая в (30) малыми нестационарными членами, получим

$$\Omega(r, \theta) \cong \Omega_0 + \sum_m \frac{S_m(\bar{r})}{\bar{r}^2} P'_m(\cos \theta). \quad (40)$$

Здесь  $\bar{r} = r/R$  - радиальное расстояние, нормированное на радиус Солнца – в стационарной задаче такая нормировка удобнее. Раскрывая ряд (40) по  $m$  и группируя члены по степеням  $\sin^2 \theta$ , выпишем его сумму до 13-ой гармоники включительно:

$$\begin{aligned} (\Omega(\bar{r}, \theta) - \Omega_0) \times (2\pi)^{-1} = & K_1 + 6K_3 + 15K_5 + 28K_7 + 45K_9 + 66K_{11} + 91K_{13} - \\ & - \frac{15}{2} \sin^2 \theta (K_3 + 7K_5 + \frac{126}{5} K_7 + 66K_9 + 143K_{11} + 273K_{13}) + \\ & + \frac{315}{8} \sin^4 \theta (K_5 + 8.8K_7 + \frac{286}{7} K_9 + \frac{2860}{21} K_{11} + \frac{1105}{3} K_{13}) - \\ & - \frac{3003}{16} \sin^6 \theta (K_7 + \frac{75}{7} K_9 + \frac{425}{7} K_{11} + \frac{104975}{429} K_{13}) + \\ & + \frac{109395}{128} \sin^8 \theta (K_9 + \frac{646}{51} K_{11} + \frac{931}{11} K_{13}) - \\ & - \frac{969969}{256} \sin^{10} \theta (K_{11} + \frac{3059}{209} K_{13}) + \frac{16900975}{1024} \sin^{12} \theta K_{13}. \end{aligned} \quad (41)$$

Здесь  $K_m = \frac{S_m(\bar{r})}{2\pi \bar{r}^2}$ . В соответствии с данными работы [1] мы будем рассчитывать изменение угловой скорости вращения Солнца по радиусу для пяти значений полярного угла:  $\theta_1 = 90^\circ, \theta_2 = 75^\circ, \theta_3 = 60^\circ, \theta_4 = 45^\circ, \theta_5 = 30^\circ$ . (Соответствующие гелиошироты  $(90^\circ - \theta)$  составят:  $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$  и  $60^\circ$ ). Для указанных углов выпишем согласно (41) систему из пяти уравнений:

$$\left. \begin{aligned} (\Omega(\bar{r}, 90) - \Omega_0) \times (2\pi)^{-1} = & K_1(\bar{r}) - 1.5K_3(\bar{r}) + 1.875K_5(\bar{r}) - 2.1875K_7(\bar{r}) + \\ & + 2.46094K_9(\bar{r}) - 2.7070314K_{11}(\bar{r}) + 2.93262K_{13}(\bar{r}), \\ (\Omega(\bar{r}, 75) - \Omega_0) \times (2\pi)^{-1} = & K_1(\bar{r}) - 0.9976K_3(\bar{r}) + 0.29327K_5(\bar{r}) + 0.85357K_7(\bar{r}) - \\ & - 2.04017K_9(\bar{r}) - 2.82407K_{11}(\bar{r}) - 2.86293K_{13}(\bar{r}) \\ (\Omega(\bar{r}, 60) - \Omega_0) \times (2\pi)^{-1} = & K_1(\bar{r}) + 0.375K_3(\bar{r}) - 2.22656K_5(\bar{r}) + 1.97559K_7(\bar{r}) + \\ & + 0.72372K_9(\bar{r}) - 3.22908K_{11}(\bar{r}) + 2.61474K_{13}(\bar{r}), \\ (\Omega(\bar{r}, 45) - \Omega_0) \times (2\pi)^{-1} = & K_1(\bar{r}) + 2.25K_3(\bar{r}) - 1.40625K_5(\bar{r}) - 3.33594K_7(\bar{r}) + \\ & + 1.73584K_9(\bar{r}) + 4.15320K_{11}(\bar{r}) - 2.01479K_{13}(\bar{r}), \\ (\Omega(\bar{r}, 30) - \Omega_0) \times (2\pi)^{-1} = & K_1(\bar{r}) + 4.125K_3(\bar{r}) + 4.33594K_5(\bar{r}) - 0.52637K_7(\bar{r}) - \\ & - 6.28555K_9(\bar{r}) - 6.43335K_{11}(\bar{r}) + 0.39671K_{13}(\bar{r}), \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

Для уровня  $\bar{r} = 1$  добавим к этой системе еще два уравнения, ограничивающих выход сильных стационарных полей на поверхность Солнца в приполярной области, при углах  $\theta = 0^\circ$  и при  $\theta = 8^\circ$ . Это требование обеспечивает проявление переменного во времени слабого полоидального поля в виде переполусовок общего поля Солнца в течение

цикла. Около полюса полоидальное магнитное поле имеет только радиальную составляющую, поэтому:

$$\left. \begin{aligned} K_1(1) + 6K_3(1) + 15K_5(1) + 28K_7(1) + 45K_9(1) + 66K_{11}(1) + 91K_{13}(1) &= 0 \\ K_1(1) + 5.7015K_3(1) + 12.957279K_5(1) + 20.883536K_7(1) + \\ + 27.14525K_9(1) + 29.3345265K_{11}(1) + 25.347597K_{13}(1) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

В соответствии с максимальным числом уравнений (семь для фотосферного уровня) мы будем рассматривать значения функций  $K_m$  на семи определенных геометрических уровнях:  $\bar{r}_i = \{1.00, 0.95, 0.90, 0.85, 0.8, 0.75, 0.70\}$ . Нижняя граница тахоклина  $\bar{r}_0 = 0.63$  - тот уровень, где дифференциальное вращение сменяется твердотельным, поэтому граничное условие будет:  $K_m(\bar{r}_0) = 0$ .

Для семи указанных уровней мы сняли с рисунка 1, взятого из [1], значения левых частей уравнений системы (42)-(43), получив тем самым матрицу свободных членов в виде:

$$\begin{pmatrix} 20 & 37.5 & 37 & 33 & 31 & 30 & 17.5 \\ 17 & 33.5 & 31.5 & 27 & 25 & 23 & 14 \\ 4 & 17 & 15 & 11.5 & 7 & 5 & 5.5 \\ -24 & -13 & -14.5 & -18 & -22.5 & -21 & -7 \\ -61 & -53 & -54 & -55 & -55 & -46 & -19 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (44)$$

Решив полученную систему семи неоднородных линейных уравнений методом Гаусса, мы нашли значения функций  $K_m(\bar{r}_i)$  на семи выбранных геометрических уровнях:

$$K_m(\bar{r}_i) = \begin{pmatrix} 4.5821 & 18.4952 & 16.9829 & 13.2839 & 10.3854 & 9.7582 & 7.7441 \\ -12.3112 & -15.4095 & -15.2828 & -14.6134 & -14.8778 & -13.3799 & -6.3784 \\ -0.5000 & -2.1238 & -1.7504 & -1.3227 & -0.78498 & 0.13646 & 0.09981 \\ 2.6457 & -0.1558 & -0.09905 & 0.25576 & 0.19615 & 0.22444 & 0.14117 \\ 1.7067 & -0.19025 & 0.06426 & 0.33949 & 0.08074 & 0.16542 & 0.12594 \\ 0.1013 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -0.6534 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (45)$$

Здесь каждый столбец соответствует одному уровню, а по строкам располагаются функции, относящиеся к семи нечетным гармоникам, от 1 до 13).

Далее, для того, чтобы выяснить, каков аналитический вид функций  $K(\bar{r})$ , задающих стационарную часть полоидального магнитного потока, обсудим концепцию сильных магнитных полей в конвективной зоне. В [2] найдено, что под фотосферой, на глубине примерно 20÷100 тысяч км (в среднем  $\approx 45000$  км) располагается область, в которой имеется магнитное поле с напряженностью около 60 кГс и/или сопряженное с ним изменение

температуры. Видимо, на этом уровне происходит своеобразное «экранирование» сильных полоидальных магнитных полей, взаимодействие которых с полем крупномасштабных течений и определяет все особенности дифференциального вращения Солнца. Здесь и выше газовое давление внешней среды уже недостаточно велико, чтобы удерживать в квазистатическом равновесии силовые магнитные трубки с напряженностью поля в несколько десятков килогаусс. С этого уровня трубки поля начинают быстро расширяться с высотой, и на поверхности мы наблюдаем на низких и средних широтах лишь килогауссовые поля, собранные в тонкие субтелескопические элементы-жгуты.

В свете вышеизложенного следует принципиально различать «сильные» магнитные поля с напряженностью в несколько десятков кГс, выходящие на поверхность Солнца в значительно ослабленном виде, но существующие в конвективной зоне, а также «слабые» магнитные поля, напряженность которых не превышает нескольких кГс в солнечных пятнах, а в среднем (при усреднении по масштабам порядка  $10^5$  км) составляет от нескольких Гс (полоидальные поля) до 100÷300 Гс – для тороидальных магнитных полей.

Поведение «сильных» и «слабых» магнитных полей, а также их описание на языке среднего поля принципиально различны: для слабых магнитных полей, составляющих основу наблюдаемой солнечной активности, применимо уравнение индукции (4) с большим турбулентным коэффициентом диффузии  $D_T \cong 3 \times 10^{12}$  см<sup>2</sup>/с. Сильные же магнитные поля сосредоточены в отдельных силовых трубках или жгутах и турбулентной диффузии не подвержены (на что неоднократно и справедливо указывал Пиддингтон (см., например, [3]) – движения плазмы лишь перемещают трубки поля целиком или как-то их деформируют, но запутывания и перемешивания магнитных силовых линий жгута при этом не происходит, поэтому турбулентность плазмы, окружающей жгут, не ведет к ускорению диссипации магнитной энергии поля жгута.

Таким образом, хотя для сильных магнитных полей также можно ввести понятия среднего поля на определенном масштабе - любое поле можно усреднить! – но в уравнении индукции для них следует брать обычный (газокинетический, а не турбулентный!) коэффициент диффузии  $D = c^2/4\pi\sigma$ , который на много порядков меньше, чем  $D_T$ , а, следовательно, их скиновое время,  $t_D = r_0^2/D$ , на много порядков превышает скиновое время для слабых магнитных полей, подверженных турбулентной диффузии. Фактически, сильные магнитные поля на интересующих нас в данной задаче интервалах времени в десятки и сотни лет можно с высокой точностью рассматривать, как стационарные. В этом случае для уравнения диффузии (23) можно записать приближенные стационарные решения. Так, существует известное [4] решение уравнения (23), описывающее

омическую диссипацию бессилового магнитного поля с постоянным параметром  $\alpha$ :

$$M_m(r, \tilde{t}) = \sqrt{r} \exp[-\alpha^2 r_0^2 (\tilde{t} - \tilde{t}_{0,m})] (C_m J_{(m+\frac{1}{2})}(\alpha r) + C'_m J_{-(m+\frac{1}{2})}(\alpha r)). \quad (46)$$

Переходя в (46) к большим скиновым временам ( $(\tilde{t} - \tilde{t}_{0,m}) \rightarrow 0$ ), получим:

$$S_m^{(1)}(r) \cong \sqrt{r} \sum_k \left[ C_{m,k} J_{(m+\frac{1}{2})}((\alpha R)_k \bar{r}) + C'_{m,k} J_{-(m+\frac{1}{2})}((\alpha R)_k \bar{r}) \right]. \quad (47)$$

где  $k$  - номер бессиловой гармоники. (В решениях (46), (47) функцию Бесселя отрицательного аргумента мы не отбрасываем, поскольку рассматриваем решение только в сферическом слое,  $\bar{r} = 0.63 \div 1.0$ , исключая начало координат,  $r = 0$ , где эта функция расходится).

Перейдя в представленном во второй части работы новом решении (35) к тому же пределу очень больших скиновых времен, мы найдем:

$$S_m^{(2)}(\bar{r}) \cong \sqrt{\bar{r}} \sum_h \left[ C_{m,h} J_{(\frac{m+1}{2})}(\eta_h \bar{r}^2) + C'_{m,h} J_{-(\frac{m+1}{2})}(\eta_h \bar{r}^2) \right], \quad (48)$$

где  $\eta_h$  - свободный параметр распределения, по различным значениям которого ведется суммирование. С чисто математической точки зрения решения (47) и (48) равноправны – нет принципиального различия, какими функциям Бесселя (половинного или четвертичного порядка) описывать распределение стационарного поля по радиусу. Однако, с физической точки зрения, поскольку речь идет о сильных магнитных полях, решение (47), представляющее собой набор гармоник бессиловых магнитных полей, кажется более предпочтительным. Поэтому ниже мы будем использовать решение (47).

Итак, для функций  $K_m(\bar{r})$  с учетом граничного условия  $K_m(\bar{r}_0) = 0$  запишем:

$$K_m(\bar{r}) = \frac{1}{r^{3/2}} \sum_{k=1}^7 A_{m,k} \left[ J_{(m+\frac{1}{2})}(v_k \bar{r}_0) J_{-(m+\frac{1}{2})}(v_k \bar{r}) - J_{-(m+\frac{1}{2})}(v_k \bar{r}_0) J_{(m+\frac{1}{2})}(v_k \bar{r}) \right], \quad (49)$$

где  $v_k$  - безразмерные пространственные частоты. Для них мы приняли одинаковые для всех гармоник значения:  $v_k = \{10, 15, 20, 25, 30, 35, 40\}$ . Как видно из (49), в каждой гармонике номера  $m$  взято по семь слагаемых, пронумерованных последовательно от 1 до 7. Записанное выражение и матрица  $K_m(\bar{r}_i)$  позволяют нам снова построить и решить систему из семи неоднородных линейных уравнений относительно коэффициентов  $A_{m,k}$ , численные значения которых и определяют распределение угловой скорости вращения Солнца в конвективной зоне.



$$A_{m,k} = \begin{pmatrix} 168.2065 & -179.3507 & -6.5329 & 10.9992 & 2.5589 & 0.11578 & -1.9534 \\ -136.7290 & 204.2089 & -1.4473 & -41.8301 & -7.3047 & -0.37310 & 7.9776 \\ -127.8925 & -130.9088 & 28.07585 & 78.3912 & 8.9930 & 0.45678 & -15.1577 \\ 352.0352 & 12.6708 & -29.3560 & -81.7102 & 3.5047 & -0.17849 & 17.5359 \\ -274.2321 & 83.3703 & 11.7531 & 46.4837 & -23.4778 & -0.16218 & -13.1283 \\ 112.9237 & -49.9010 & 6.07006 & -9.18019 & 30.2617 & 0.22188 & 6.0405 \\ 7.1194 & 44.7848 & -12.9402 & -3.13524 & -15.3540 & -0.08582 & -1.32926 \end{pmatrix} \quad (50)$$

Здесь по столбцам расположены коэффициенты одной гармоники с разными порядковыми номерами, а по строкам – коэффициенты, принадлежащие разным гармоникам, но с одинаковыми порядковыми номерами от 1 до 7.

Таким образом, для угловой скорости мы получаем аналитическое выражение, в котором все коэффициенты известны:

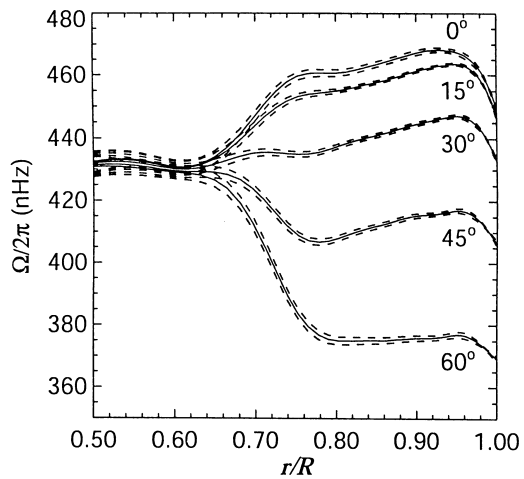
$$\Omega(\vec{r}, \theta) = \Omega_0 + \frac{2\pi}{\vec{r}^{3/2}} \sum_{m=1}^{13} \sum_{k=1}^7 A_{m,k} \left[ J_{(m+\frac{1}{2})}(\nu_k \vec{r}_0) J_{-(m+\frac{1}{2})}(\nu_k \vec{r}) - J_{-(m+\frac{1}{2})}(\nu_k \vec{r}_0) J_{(m+\frac{1}{2})}(\nu_k \vec{r}) \right] P'_m(\cos\theta). \quad (51)$$

Эта формула с высокой точностью описывает распределение угловой скорости вращения Солнца в конвективной зоне по широте и глубине – рис.2.

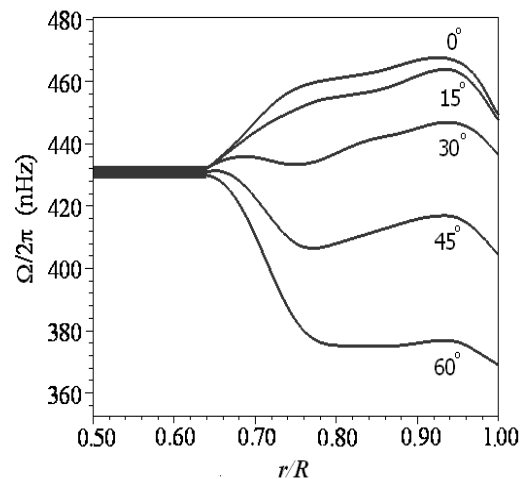
### Заключение

В рамках единой физической модели, основанной на новом решении классического уравнения диффузии, удастся объяснить основные особенности развития процесса солнечной активности, а также получить распределение угловой скорости вращения Солнца по глубине и гелиошироте, полностью совпадающее с данными гелиосейсмологии [1].

Модель включает в себя важные гелиосейсмологические результаты работы [2], интерпретируя их как доказательство наличия в конвективной зоне Солнца сильных стационарных полоидальных магнитных полей, сосредоточенных в относительно тонких силовых трубках и не подверженных действию турбулентной диффузии [3]. Эти поля существуют в достаточно плотных слоях конвективной зоны Солнца и выходят в атмосферу Солнца в значительно ослабленном виде. Сильные поля существуют в конвективной зоне на фоне относительно более слабых и рассеянных магнитных полей (главным образом, тороидального), поведение которых целиком определяется турбулентной диффузией. Именно эти слабые крупномасштабные магнитные поля дискретно выносятся диффузией на поверхность Солнца в форме диффузионных «волновых пакетов», описываемых решением (37), и обеспечивают весь комплекс явлений, называемых солнечной активностью.



**Рис.1.** Рисунок взят из [1]. Представлена полученная из гелиосейсмических наблюдений сети GONG и усредненная по времени (1995-99 гг.) зависимость угловой скорости вращения Солнца  $\Omega/2\pi$  от радиального расстояния и гелиошироты. Область под нижним основанием конвективной зоны (тахоклин,  $r \cong (0.63 \div 0.72)R$ ) обычно рассматривается как область действия динамо.



**Рис.2.** Теоретическая зависимость (51) угловой скорости вращения Солнца от радиального расстояния и гелиошироты (не путать с полярным углом  $\theta$ !) при наличии линейной связи между  $\Omega$  и магнитным потоком  $\Psi_m$ . Отличие теоретического распределения от наблюдаемого не превышает 1%.

Работа выполнена при содействии Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 02-02-16156), Министерства образования РФ (программа поддержки научных школ) и Минпромнауки РФ (программа «Астрономия», проект №1105).

### Литература

1. Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F. et al. // Science. 2000. V. 287. P. 2456.
2. Dziembowsky W. A., Goode P. R., Kosovichev A. G., Schou J. // Astrophys. J. 2000. V. 537. P. 1026.
3. Пиддингтон Дж. Г. // Сб. «Проблемы солнечной активности» М.: Мир. 1979. с. 143.
4. Chandrasekhar S. // Proc. Nat. Acad. Sci. 1956. V. 42. P. 1.

## **КОЛЕБАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОБЩЕГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА НА ВОЛНЕ 1.76 см В ПЕРИОД 1992-2003 гг.**

**Тлатов А.Г.**

*Кисловодская Горная Станция ГАО РАН; solar@narzan.com*

## **THE OSCILLATIONS OF RADIOPOLARIZATIONS FULL SUN ON WAVE $\lambda=1.76$ cm IN 1992-2003**

**Tlatov A.G.**

*Kislovodsk solar station of the Pulkovo observatory, Russia; solar@narzan.com*

### **Abstract**

*We considered variations of polarization radioemanation whole Sun on wave 1.76 cm of radioheliograph Nobeyama. For this aim were is processed daily radiointensity data, as well as right and left circular polarization with 1-сек. resolution at period 1992-2003 yrs. Was found that fluctuations since period around ~3 minutes be present at different phases of solar activity .*

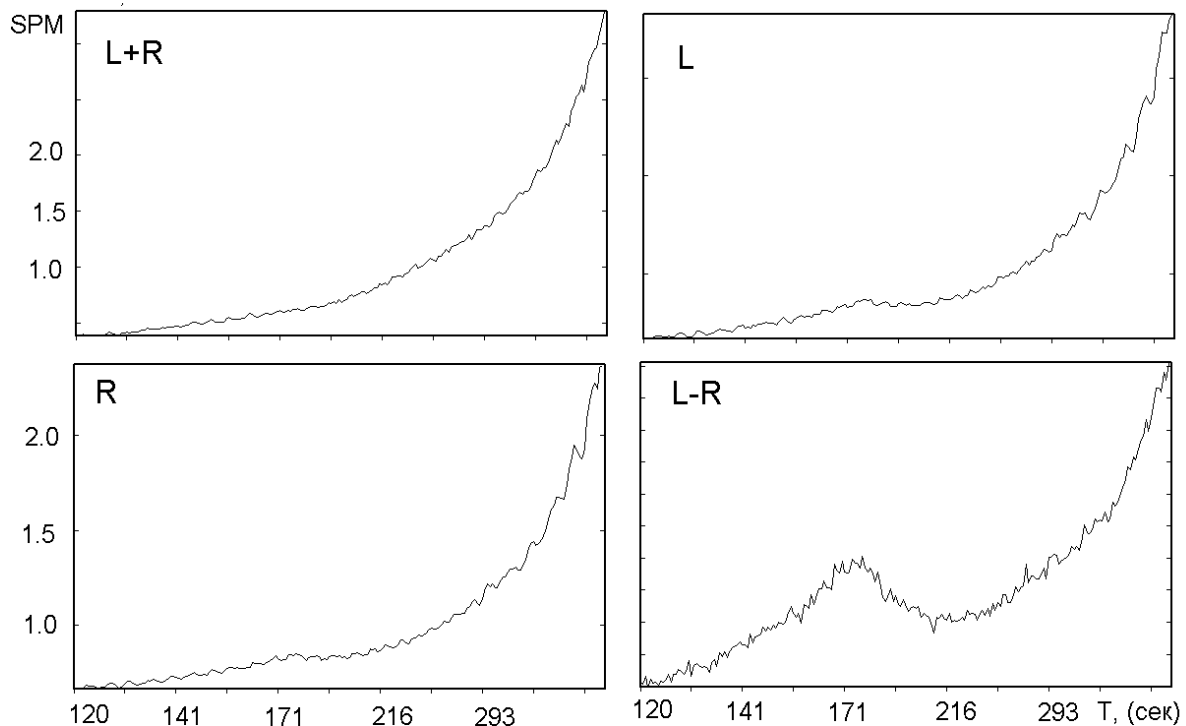
### **Введение**

Радиоизлучение Солнца имеет периодическую составляющую. Наиболее наглядно такие колебания представлены в активных областях, магнитное поле которых может вызывать осцилляции в поляризации радиоизлучения в диапазоне периодов ~3 минут [1,2]. При этом, как было показано в работах [2,3,4,7], активные области должны иметь величину напряженности магнитного поля выше величины ~2000 Гс. Колебания общего радиоизлучения Солнца имеют более сложный характер, в которых присутствуют гармоники различных периодов до нескольких десятков минут [5,6]. Как правило, исследования колебаний радиоизлучения Солнца привязаны к анализу конкретных активных областей. Вместе с тем современные данные радиотелескопов позволяют выделить колебания радиоизлучения Солнца по достаточно однородным рядам на протяжении времени, соизмеримом с длительностью солнечного цикла. В данной работе проведен анализ данных за период 1992-2003 годов на частоте радиоизлучения 17 ГГц.

### **Методика обработки**

В данной работе были использованы ежедневные усредненные по диску Солнца данные радиогелиографа Nobeyama на волне 1.76 см. Эти файлы представлены в формате tsa fits и содержат на каждый день наблюдений ряды 1 сек. данных значений интенсивности, правой и левой круговой поляризации. Количество отсчетов на каждый день наблюдений

составляло ~28000-29000, что соответствует ~8 часам наблюдений. При спектральной обработке данных извлекались значения интенсивности и поляризации радиоизлучения. В дальнейшем проводилась обработка отдельных рядов для каждого дня наблюдений. Она состояла из нескольких этапов. В начале проводилась предварительная обработка ряда, а именно, поскольку вспыхивающие процессы значительно отличаются по интенсивности от радиоизлучения спокойного Солнца, проводилось исключение таких интервалов времени путем замены интенсивности постоянной величиной, соответствующей интенсивности спокойного Солнца. Спектральная обработка ежедневных значений применялась как для всего ряда на интервале ~8 часов, так и в окнах размером 1-4 часов, перемещаемых вдоль ряда. Выбор окон проводился с целью определения средней длительности существования колебаний. Данные различных дней наблюдений обрабатывались по одной методике. Для каждого дня наблюдений была получена своя спектральная плотность мощности колебаний. Усредненные данные спектральной плотности мощности за год или другие интервалы времени получались суммированием ежедневных значений.

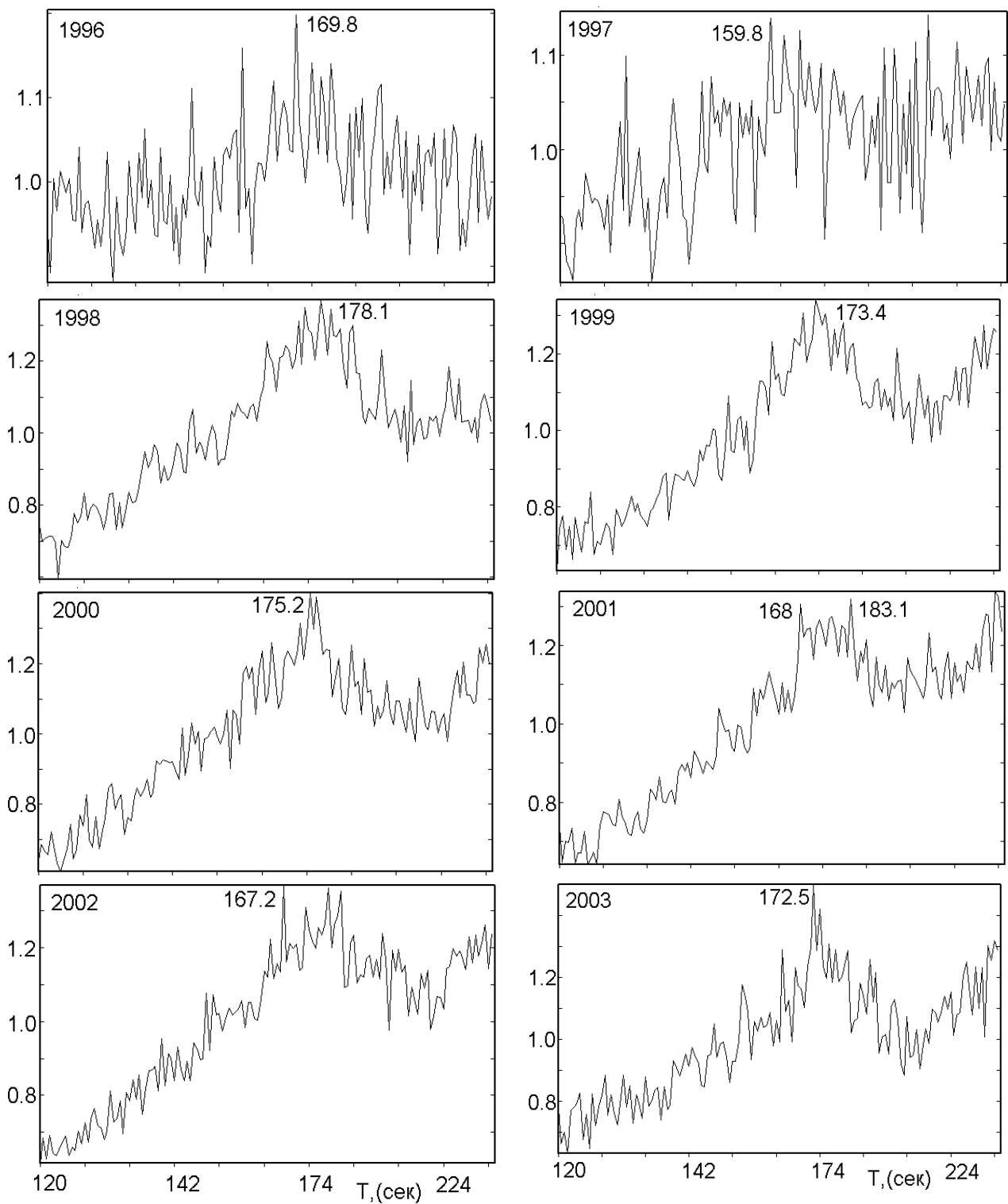


**Рис.1.** Спектральная плотность мощности колебаний радиоизлучения Солнца в период 1992-2003 годов по данным радиогелиографа Nobeyama на волне 1.76 см. в относительных единицах: а) в интенсивности радиоизлучения; б) левой круговой поляризации; в) правой круговой поляризации г) разности левой и правой круговой поляризации. Данные обрабатывались за каждый день наблюдений отдельно, затем спектральная плотность суммировалась.

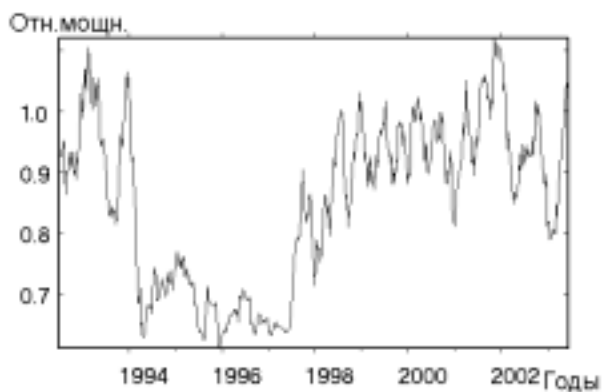
## Результаты

Данные радиогелиографа Nobeyama позволяют проводить анализ различных компонент радиоизлучения. На рис.1. представлена спектральная плотность мощности в диапазоне 120-500 секунд, полученная с использованием быстрого Фурье преобразования для интенсивности радиоизлучения, левой и правой круговой поляризации и их разности. В области ~ 3 минут компоненты поляризованного излучения имеют локальные максимумы, что согласуется с работами Г.Б. Гельфрейха. Наиболее хорошо 3-минутные колебания видны в разности левой и правой круговой поляризации. В данном анализе не использовались какие-либо частотные фильтры. Поэтому спектральная плотность возрастает к низкочастотному крылу спектра, отражая суточный ход и вспышечные процессы. Спектральный анализ проводился для полного ряда ежедневных данных. Использование окон различной ширины в диапазоне от 1 до 4 часов, перемещаемых вдоль ряда, не выявил значительного увеличения мощности 3-минутных колебаний, что говорит о том, что характер колебаний не имеет характерное время существования осцилляций.

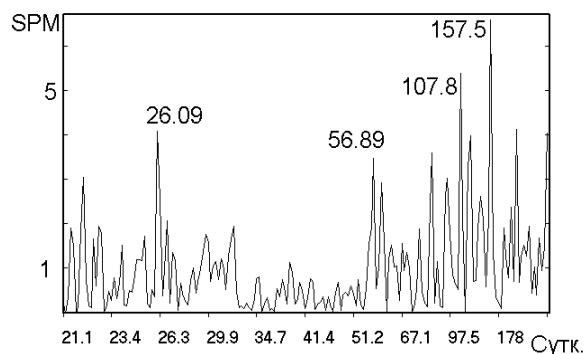
Имеющиеся данные радиогелиографа Nobeyama позволяют провести сравнительный анализ присутствия 3-минутных колебаний на различных фазах солнечной активности. На рис.2 представлена относительная спектральная мощность в период 1996-2003 гг. по годам для разности левой и правой круговой поляризации. В период минимума активности относительная мощность колебаний меньше, чем в годы максимума активности, но в то же время такие колебания присутствуют даже в годы минимума активности. Введем индекс SSPM, в котором будем суммировать спектральную мощность в диапазоне периодов 150-200 сек.  $SSPM = \sum(a * a + b * b)$ . Как видно из рис.1, 2, этот диапазон периодов соответствует мощности 3-минутных колебаний. Таким образом, введенный индекс характеризует мощность трехминутных колебаний и может быть получен на каждый день наблюдений. Данные ежедневного индекса SSPM приведены на рис 3. Для уменьшения шума здесь приведено предварительное сглаживание по 30 дням. Можно отметить, что мощность 3-минутных колебаний зависит от фазы цикла активности Солнца. В период минимума активности 1994-1997 гг. мощность 3-минутных колебаний примерно в 2 раза меньше, чем в годы максимума активности. Также на этом графике заметны циклические вариации мощности 3-минутных колебаний. Спектральный анализ индекса SSPM показывает, что основными периодами являются 157, 108, 57, 26, и 256 суток. Эти периоды близки к периодам, найденным при обработке солнечных вспышек в 23-м цикле активности [8] и совпадение, вероятно, имеет не случайную природу.



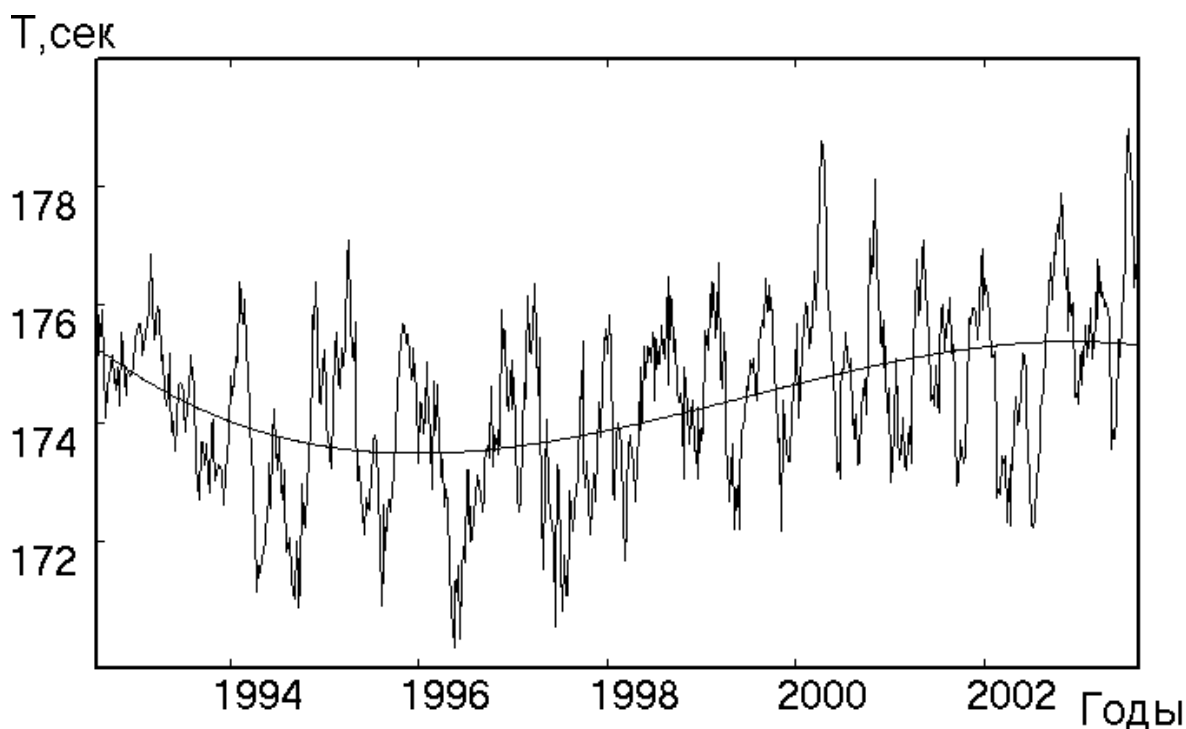
**Рис.2.** Спектральная плотность мощности радиоизлучения разности правой и левой круговой поляризации по данным радиогелиографа Nobeyama в период 1996-2003 гг. Выделены периоды максимальной амплитуды.



**Рис.3.** Изменение относительной мощности трехминутных колебаний в диапазоне периодов 150-200 секунд (индекс SSPM) в период 1992-2003 гг. Проведено сглаживание по 30 дням.



**Рис.4.** Основные периоды присутствия 3-минутных колебаний в 1996-2003 годах, определенные по ежедневному индексу SSPM в диапазоне частот 150-200 сек.



**Рис.5.** Изменение периода максимума спектральной плотности 3-минутных колебаний в диапазоне 150-200 сек. Данные предварительно сглажены за 30 дней. Проведена аппроксимирующая кривая.

Проведенный анализ дает возможность провести оценку изменения основного периода в области 3-минутных колебаний в течение 1992-2003 гг. На рис.5 представлено изменение усредненного значения основного максимума 3-минутных колебаний в диапазоне 150-200 сек. Средний период за эти годы составил 174.4 сек. В тоже время можно отметить, что

в период минимума активности 1995-1997 годов, средний период 3-минутных колебаний несколько меньше, чем в максимуме активности.

### **Обсуждение**

Проведенный анализ показал, что поляризация радиоизлучение полного Солнца на волне 1.76 см имеет 3-минутные колебания. Это подтверждает исследования работ, выполненных по данным радиотелескопов РТ-22 на волне 2.25 см [1] и по данным телескопа Nobeyama [2,3], выполненные при анализе отдельных активных областей. Вместе с тем то, что колебания могут присутствовать в радиоизлучения всего Солнца, говорит о том, что уровень этих колебаний достаточно высок и может регистрироваться на малых антеннах. Анализ этих колебаниях на разных фазах солнечной активности выявил, что 3-минутные колебания существуют не только в периоды максимума активности, когда имеются группы пятен с большой интенсивностью магнитного поля, но и на фазе минимума. Возможно, такие колебания существуют и в группах пятен, имеющих небольшие магнитные поля.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 02-02-16035 и 03-02-16091; ФНТП Астрономия; Программы Нестационарные процессы в астрономии; Договора ГАО-ИКИ “Топология магнитного поля Солнца...”

### **Литература**

1. Abramenko, V.I., Tsvetkov, L.I. 1985, Bulletin. Crimean Astrophys. Obs. v. 73, p. 49.
2. Gelfreikh, G.B.; Grechnev, V.; Kosugi, T.; Shibasaki, K., 1999, Solar Physics, v. 185, p. 177-191
3. Gelfreikh, G. B. 2002, In: Solar variability: from core to outer frontiers. The 10th European Solar Physics Meeting, 2002, Prague, Ed. A. Wilson. ESA SP-506, Vol. 2. Noordwijk: ESA, ISBN 92-9092-816-6, 2002, p. 613 – 616
4. Shibasaki K. 2001, The Astrophysical Journal, v. 550, pp. 1113-1118.
5. Kobrin, M.M.; Korshunov, A.I., 1972, Solar Physics, vl. 25, p.339
6. Aurass H., Detlefes H., Eliass M., Astron Nachr., 1990, v.311, 363-365
7. Nindos, A.; Alissandrakis, C.E.; Gelfreikh, G.B., Bogod, V.M.; Gontikakis, C. 2002, Astronomy and Astrophysics, v.386, p.658-673
8. Ouml, A.; Atacedil, T.; Rybaacute, J., 20026 Journal of Geophysical Research (Space Physics), v. 107, pp. SSH 11-1



## **ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРОТУБЕРАНЦЕВ В РАДИОДИАПАЗОНЕ НА ВОЛНЕ 17 ГГц**

**Тлатов А.Г.**

*Кисловодская Горная Станция ГАО РАН; solar@narzan.com*

## **POLARIZATION OF PROMINENCES IN THE RADIO OBSERVATIONS 17GHz**

**Tlatov A.G.**

*Kislovodsk solar station of the Pulkovo observatory, Russia; solar@narzan.com*

### **Abstract**

*The study of the polarization of prominences on the wave length 1.76 cm was carried out using the observations by Nobeyama radioheliograph for the period 1992-2002. It has been found out that the prominences of the eastern and western limbs for similar latitudinal have different intervals have different sing of circular polarization. The distributions of prominences were composed depending on the latitude and phase of solar activity cycle.*

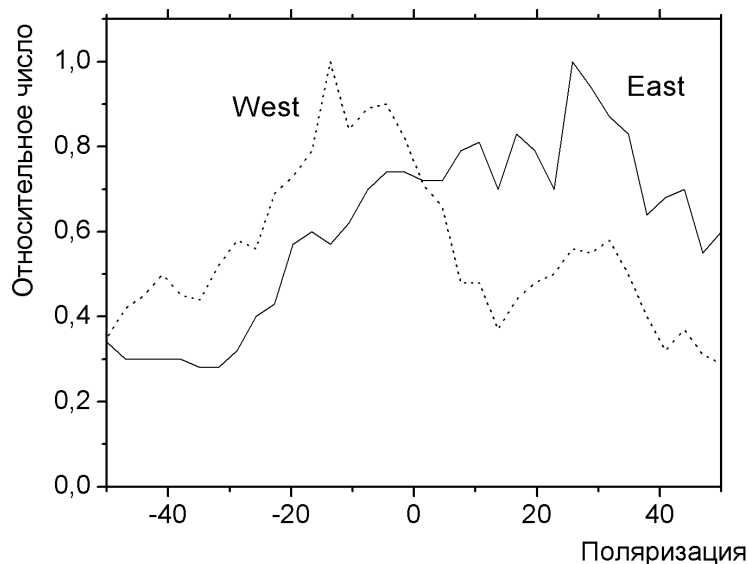
### **Введение**

Измерение поляризации протуберанцев в оптическом и радио диапазонах несет важную информацию о конфигурации и величине магнитных полей. В обзоре [1] описаны основные свойства магнитных полей протуберанцев, полученные в оптическом диапазоне на основе эффекта Зеемана или по эффекту Ханле. Приведем некоторые из них. Оптические наблюдения на основе эффекта Зеемана показали наличие в протуберанцах магнитных полей величиной порядка  $\sim 10$ - $20$  Гс при уровне шума около 2 Гс [2,3]. Магнитное поле горизонтально. Магнитное поле расположено почти параллельно оси протуберанца под углом  $\sim 25^\circ$  градусов [3]. Сравнение измерений, выполненных по эффекту Зеемана и Ханле, показывает, что магнитное поле протуберанцев можно считать однородным. В высоких протуберанцах магнитное поле постоянно или возрастает с высотой [4]. Наблюдаются протуберанцы, имеющие нормальную (N) и обратную (I) конфигурации магнитных полей.

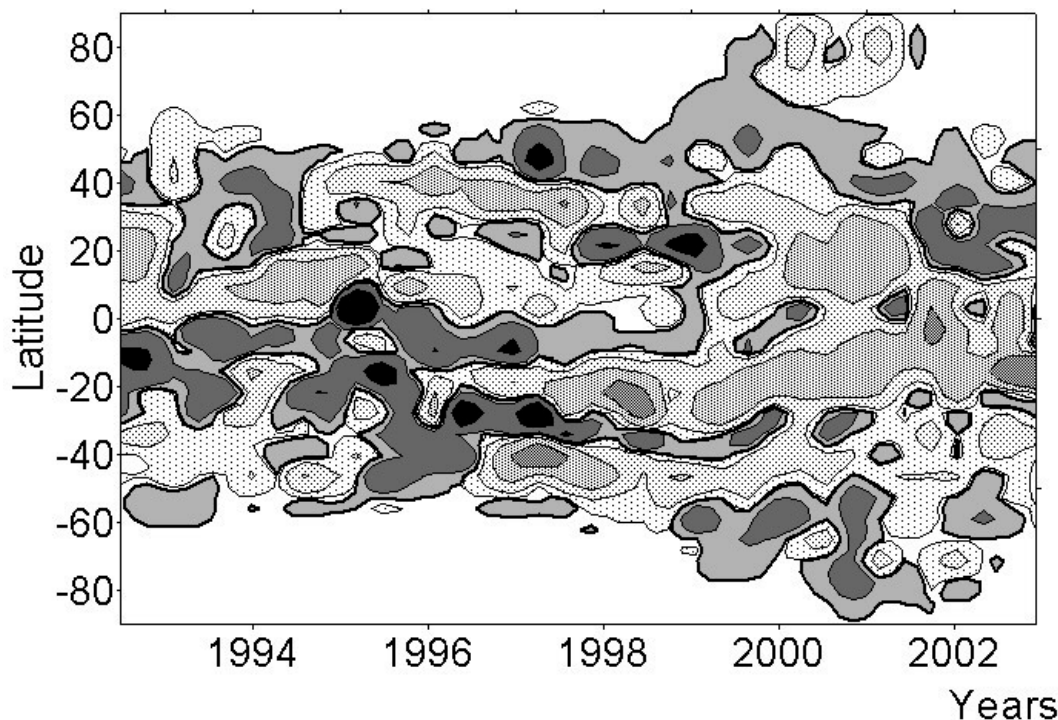
В радиодиапазоне исследования поляризованного излучения на волнах 8 и 13.5 мм [6] позволили провести измерение круговой поляризации протуберанца, составившую величину  $\sim 3 \cdot 10^{-4}$  и определить величину магнитного поля  $\sim 2$  Гс. В настоящее время наличие регулярных наблюдений радиогелиографа Нобейма, проводимые с 1992 г., позволяют провести исследование поляризации протуберанцев на волне 1.76 см. Пространственное разрешение радиогелиографа составляет  $\sim 10$ - $15$  арк. сек.

### Данные и методика обработки

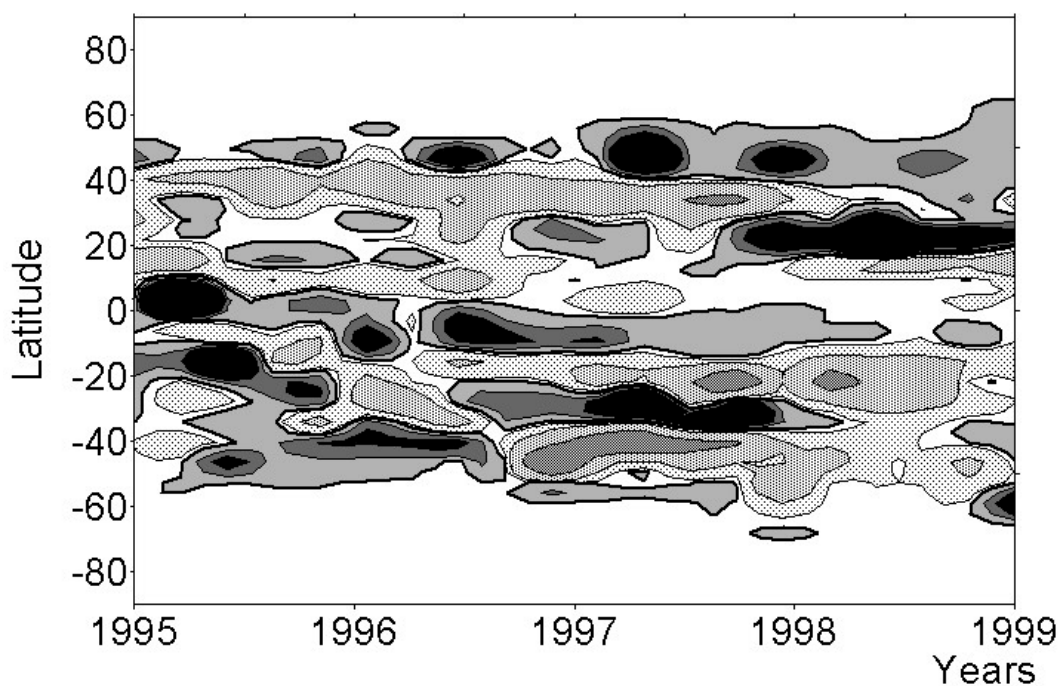
В данной работе проведен анализ ежедневных наблюдений протуберанцев по данным наблюдений радиогелиографа Нобейма в период 1992-2002 гг. При этом использовались карты интенсивности и величины круговой поляризации. Выделение протуберанцев над лимбом проводилось по картам интенсивности радиоизлучения. Пороговая величина яркости радиоисточника, выше которой источник радиоизлучения идентифицировался как протуберанец, задавалась уровнем  $T_{яр}=7000^{\circ}$ . Для каждого такого объекта измерялась площадь, координаты, эффективная температура и другие параметры. Всего в период 1992-2002 гг. было выделено 29319 протуберанцев. Протуберанцы, определенные на картах в интенсивности радиоизлучения, служили основой для поиска параметров на картах круговой поляризации. Для этого для каждого элемента протуберанца в интенсивности находилось соответствующая величина поляризации. Оказалось, что в среднем распределение протуберанцев на восточном и западном лимбе и имеют разный знак круговой поляризации. На рис.1 представлено распределение величины поляризации в 1996 г. для северного полушария отдельно для восточного и западного лимбов. Можно отметить, что максимумы распределения имеют противоположные знаки, что может свидетельствовать о наличие не шумовой величины поляризации, определяемой, вероятно, магнитным полем. Подобным методом были обработаны ежедневные данные круговой поляризации, усредненные за 1 сек, представленные в fits формате.



**Рис. 1.** Распределение поляризации протуберанцев для северного полушария в 1996 году отдельно для восточного и западного лимбов.



**Рис. 2.** Распределение областей различной полярности поляризации протуберанцев. Из среднемесячных значений поляризация восточного лимбов была вычтена поляризация западного лимба. Области отрицательных значений закрашены сплошным серым цветом.



**Рис. 3.** Период минимума активности более подробно.

Различное поведение поляризации на восточном и западном лимбах позволяет выделить зональную структуру распределения поляризации протуберанцев, используя метод вычитания поляризации восточного и западного лимбов. На рис.2 представлено распределение величины

поляризации протуберанцев, полученное методом вычитания среднемесячных значений полярности западного лимба от значений восточного лимба. Можно отметить, что область пятнообразования в 23-м цикле активности имеет преимущественно положительную круговую поляризацию протуберанцев. В 22-м цикле активности протуберанцы в южном полушарии имели отрицательную (левую) круговую поляризацию, а в северном - положительную. На рис.3. подробно представлен период минимума и начала цикла 1995-1998 гг. Около экватора протуберанцы имели преимущественно отрицательную поляризацию. Непосредственно в минимуме 1995-1996 гг. среднеширотные протуберанцы имели положительную полярность на севере и отрицательную на юге. С началом цикла на высоких широтах появляются зоны протуберанцев обратной полярности.

Представленные распределения по радио наблюдениям не противоречат основным результатам, полученным в оптике. Одним из результатов, полученных в данной работе, является построение зональной картины поляризации протуберанцев за время, соизмеримое с циклом активности, ~11 лет. Полученная картина по данным радионаблюдений имеет более сложный характер, чем по оптическим наблюдениям [4].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ N 03-02-16091 и 02-02-16035. Копирование данных проведено при поддержке гранта N 01-07-90164.

### Литература

1. Demoulin P. In *Advances in solar system magnetohydrodynamics*, ed. E.R.Prist and A.W.Hood, 1995, Cambr. univ. press.
2. Nikolsky G.M., Kim I.S., Kouchmy S., Stellmacher G. 1984, *Astron. Astrophys.*, 140, 112.
3. Leroy J.L, Bommier V., Sahal-Brechot S. 1983, *Sol.Phys.*, 83, 133L.
4. Leroy J.L, Bommier V., Sahal-Brechot S. 1984, *Astron. Astrophys.*, 131, 33.
5. Kim I.S., *IAU Colloq. N 117*, ed.Tandberg-Hansen, 1989.
6. Apushinskij G.P., Topchilo N.A., Tsyaganov A.N., Nesterov N.S., 1996, *Astron. Nachr.* , 6, 417.
7. Тлатов А.Г., Шрамко А.Д. В сб. конф. "Солнечная активность и космические лучи после смены знака магнитного поля Солнца". Пулково-2002, с. 524.

## **СВОЙСТВА КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР В 23-м ЦИКЛЕ АКТИВНОСТИ**

**Тлатов А.Г., Тавастшерна К.С.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН; solar@narzan.com*

## **CHARACTERISTICS OF CORONAL HOLES IN 23-d CYCLE OF ACTIVITY**

**Tlatov A.G., Tavastsherna K.S.**

*Pulkovo astronomical observatory, Russia; solar@narzan.com*

### **Abstract**

*Characteristics of coronal holes is considered at period 1996-2002. The initial data were the daily diagrams in He10830A by Kitt Peak observatory, represented as fits diagrams. Magnetic fields coronal holes are measured from a data of telescope SOHO/MDI. It was carried out the property measuring brightness coronal holes and factors influencing upon it.*

### **Введение**

Корональные дыры (КД) являются важным индексом, характеризующим солнечную активность. Их существование связано с магнитными полями, лежащими вне существования биполярных активных областей. При этом корональные дыры являются источниками высокоскоростного солнечного ветра, эффективно воздействующего на магнитосферу Земли. Наблюдения в линии He10830A продолжают оставаться на сегодняшний момент наиболее эффективным видом оптических наблюдений для идентификации КД [1]. Регулярные наблюдения в этой линии на обсерватории Китт Пик проводятся с 1974 года и дают возможность анализа КД за три последних цикла солнечной активности. Относительно низкая амплитуда 23-го цикла позволяет провести изучение процесса формирования КД на фоне меньшей активности солнечных пятен, чем в 21 и 22 циклах. Так в работах [2,3], было отмечено увеличение в 23-м цикле площади, занятой КД как в среднеширотной, так и полярных областях. Это противоречит предположению о том, что площадь КД в эпоху минимума активности связана с высотой последующего цикла [4]. Появление регулярных наблюдений магнитных полей на спутнике SOHO с небольшим уровнем шума дает возможность определить напряженность и структуру фоновых магнитных полей, над которыми формируются КД.

### Обработка данных

Для выделения границ корональных дыр на ежедневных данных наблюдений обсерватории Китт Пик, представленных в fits формате, была разработана формальная автоматическая процедура. КД в линии He10830 представлены в интенсивности яркими площадками. Для определения пороговой величины интенсивности проводилось сравнение границ корональных дыр и границами, выделенными при ручном выделении, представленных на интернет-сайте обсерватории. Оказалось, что удовлетворительно согласие получается при уровне пороговой интенсивности в диапазоне 5-10 единиц. Число и площадь КД значительно возрастают с 1998 года [2,3], что, вероятно, связано не только с циклическими вариациями активности Солнца, но и изменениями калибровки. Поэтому в период 1996-1997 гг. нами был принят уровень пороговой интенсивности  $I=8$ , а с 1998 г.  $I=10$ . При этом форма КД при автоматической и ручной процедуре оказываются достаточно близки, но площадь КД при автоматической процедуре была несколько меньшей. Это позволило при сравнительном анализе с магнитограммами более уверенно определять магнитные свойства КД. Общее число ярких площадок площадью более 1000 мдп. составило  $\sim 17000$ , число ярких структур с площадью более 10000 мдп., которые можно ассоциировать с КД составило  $\sim 3300$ . На рис.1 представлено распределение площади КД с  $S > 10000$  мдп. Можно отметить, что существуют две области существования КД. Это высокие широты и приэкваториальная области. Распределения ярких элементов в линии He10830 меньшей площади приводилось в работе [2]. В целом их поведение соответствует большим КД, что говорит о едином механизме формирования ярких гелиевых площадок.

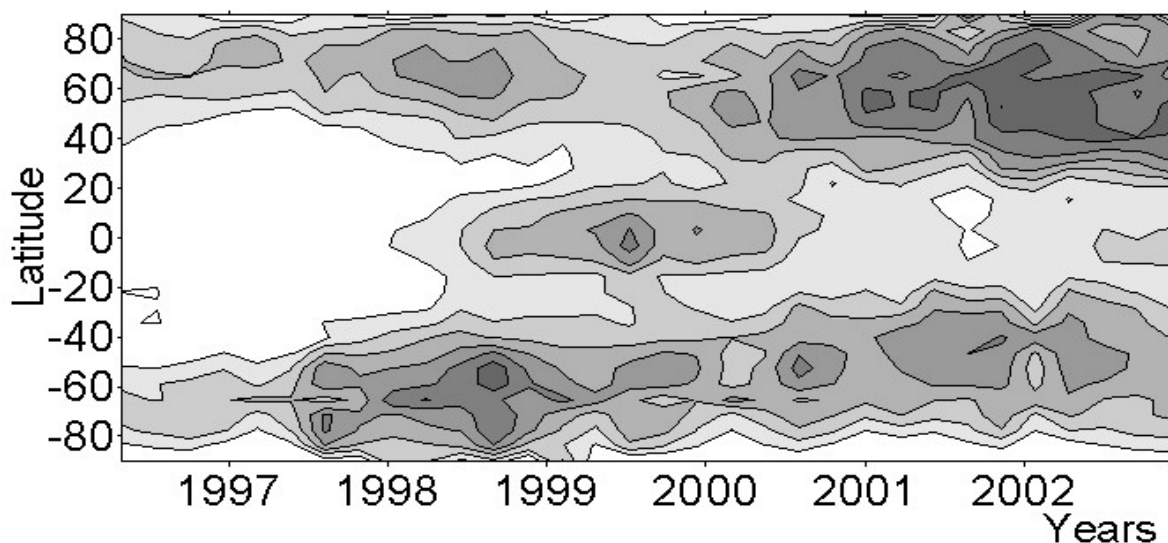
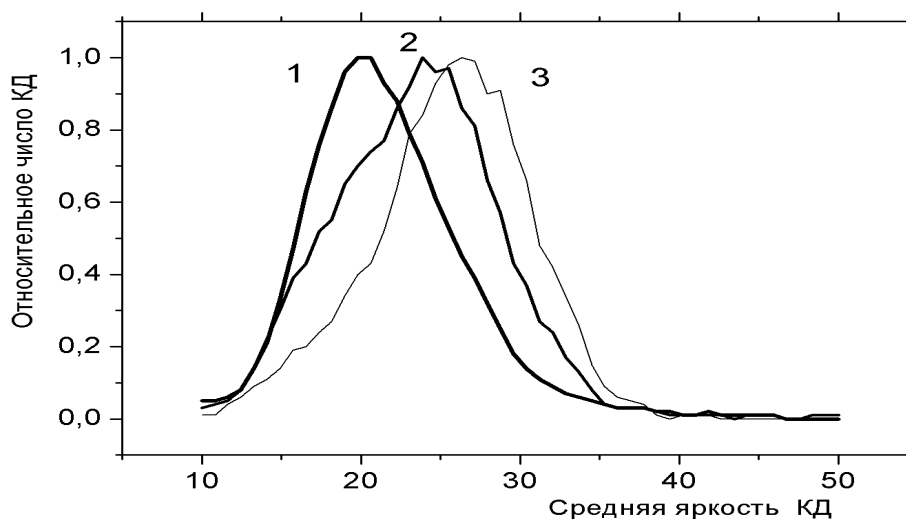


Рис.1. Широтно-временное распределение КД площадью более 10000 мдп.

Основную роль в формировании КД играет, по-видимому, поверхностное магнитное поле Солнца. Распределение КД в цикле активности показывает, что КД существуют вне области образования пятен там, где существуют крупномасштабные поля с одной преобладающей полярностью магнитного поля. Появление магнитографа SOHO/MDI с уровнем шума около 2-7 Гс и оптическим разрешением порядка 1.5-2 арк. сек. позволяет провести анализ магнитных полей на ежедневных данных, начиная с 1996 года. Для этой цели внутри границы КД, выделенной в линии He10830 на ежедневных магнитограммах, представленных в fits формате, подсчитывались количество магнитных элементов положительной и отрицательной полярности. По этим значениям находилась средняя напряженность магнитного поля, магнитный поток, относительное число элементов положительной и отрицательной полярности.

Яркость КД является основным критерием для ее идентификации в линии He10830. Яркость КД зависит от нескольких параметров. Одним из таких параметров является величина среднего магнитного поля. На рис.2 представлены распределения относительного числа КД в зависимости от средней яркости для всех КД, корональных дыр с средней напряженностью магнитного поля выше 2 Гс, и выше 5 Гс. Можно отметить, что максимум распределения средней яркости всех КД по наблюдениям на обсерватории Кит Пик в 23-м цикле активности был около 20 единиц интенсивности. Для КД с абсолютным значением средней напряженностью магнитного поля более 2 Гс максимум распределения яркости сместился к интенсивности 25, а для КД с магнитным полем выше 5 Гс к 26 единицам интенсивности. Таким образом, рост средней напряженности магнитного поля приводит к росту яркости КД.



**Рис.2.** Относительное число КД в зависимости от яркости для а) для всех КД (1); б) для КД с средней напряженностью поля выше 2Гс (2); в) для КД с средней напряженностью более 5 Гс (3).

Яркость корональных дыр также зависит от их широтного положения. На рис.3 представлено распределение яркости КД от широтного положения. Можно отметить, что средняя яркость КД имеет наибольшие значения в средних широтах, но уменьшается с ростом широты и в экваториальной области. Уменьшение яркости КД на высоких широтах не связано с эффектом сферической проекции. Для проверки этого мы рассмотрели изменение яркости КД в зависимости от удаленности от центра Солнца для среднеширотной области. Существенных краевых эффектов обнаружено не было. Таким образом, полярные КД являются менее контрастными формированиями.

Корональные дыры лежат в области фоновых магнитных полей, поэтому средняя напряженность магнитного поля в них невелика. На рис.4 представлены распределения КД в зависимости от магнитного поля и широты для периодов максимума и минимума 23-го цикла активности. Средние магнитные поля КД, как правило, не превышают, величины 5 Гс. В период максимума цикла активности широтной зависимости магнитного поля КД практически нет. В минимуме активности магнитное поле КД растет с широтой, что соответствует распределению фоновых полей в этот период. Магнитные поля в КД не являются в полном смысле униполярными. На рис.5 представлена зависимость относительного потока избытка магнитного поля преобладающей полярности в КД, определяемого как  $U = \frac{\text{abs}(f_n + f_p)}{\text{abs}(f_n) + \text{abs}(f_p)}$  зависимости от широты. Здесь  $f_n$  и  $f_p$  - магнитный поток от элементов положительной и отрицательной полярности. Величина униполярности магнитных полей в КД в среднем не превышает величины 0.3. Степень униполярности магнитного поля сказывается на средней яркости КД. В первом приближении для основного числа КД, яркость КД растет по линейному закону от степени униполярности:  $I = 21.2 + 6.3 * U$ , здесь  $I$  - яркость КД.

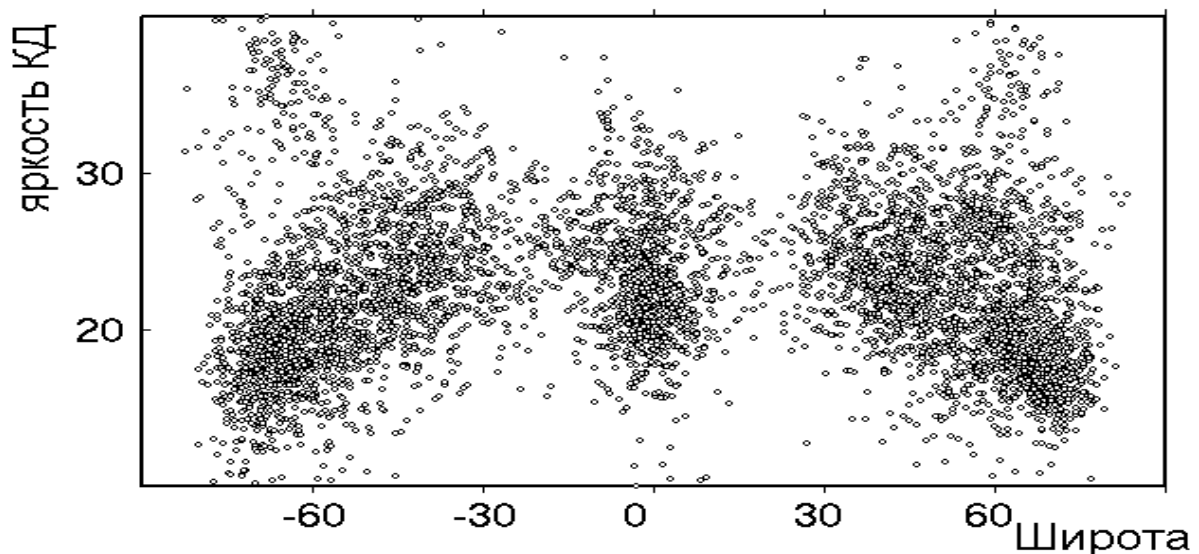
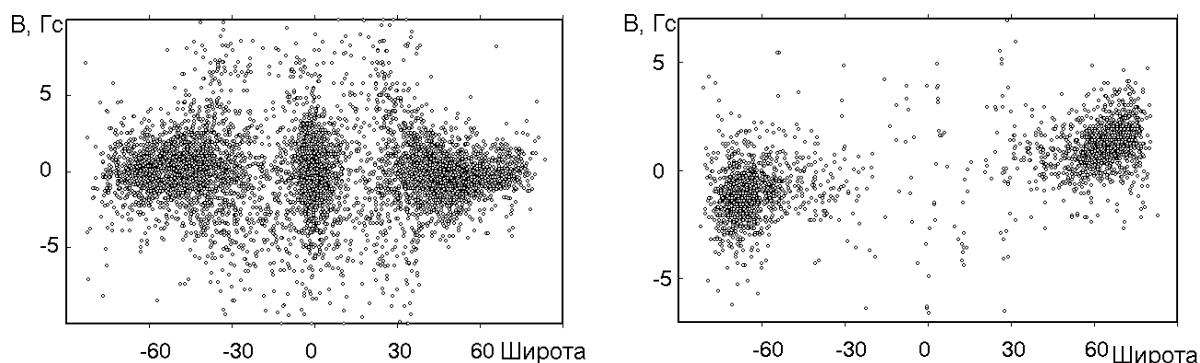
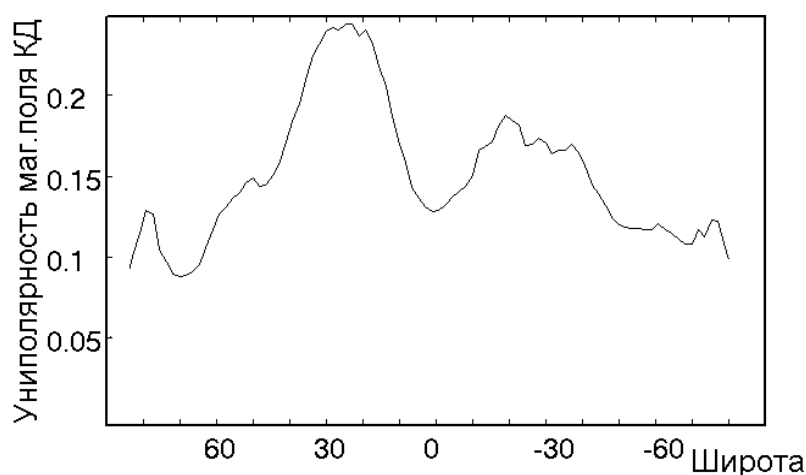


Рис.3. Яркость КД от их широтного положения.



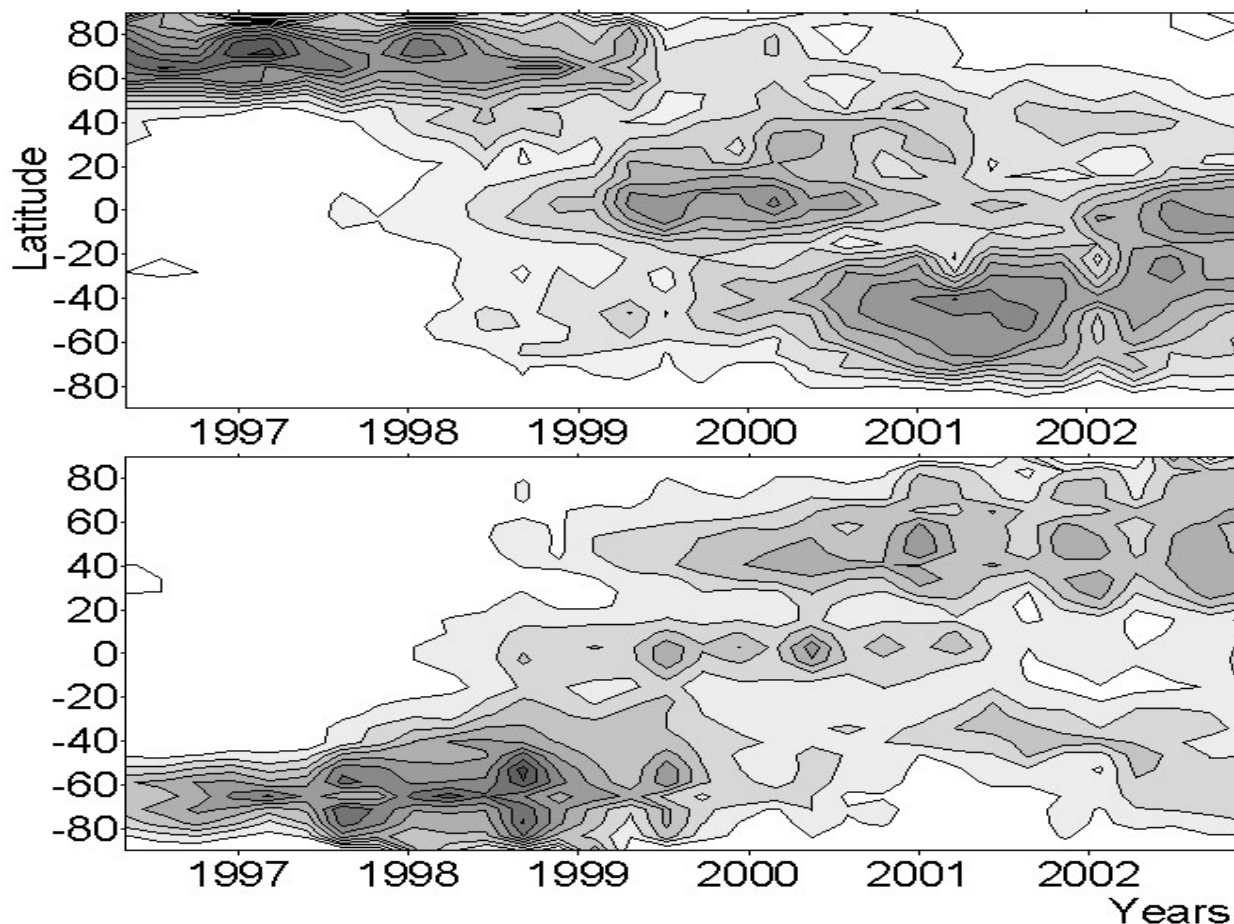


**Рис.4.** Распределения корональных дыр в зависимости от напряженности магнитного поля и широты для периодов а) максимума активности 2000-2001 гг. и б) минимума активности 1996-1997 гг.



**Рис.5.** Относительный поток избытка магнитного поля преобладающей полярности в КД в зависимости от широты.

Сопоставление КД с величиной магнитного поля позволяет построить отдельно распределения для КД положительной и отрицательной полярностей. На рис.6 представлены широтно-временные диаграммы таких распределений. В период минимума активности полярные КД соответствуют магнитным полям северного и южного полюсов. В максимуме активности около экватора наблюдаются КД как положительной, так и отрицательной полярности. После переполусовки магнитного поля высокоширотные КД вновь появляются около полюсов, но с полярностью, соответствующей полярности нового магнитного поля.



**Рис.6.** Широтно-временные распределение КД положительной и отрицательной полярностей в 23-м цикле активности.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 02-02-16035 и 03-02-16091; ФНТП Астрономия; Программы Нестационарные процессы в астрономии; Договора ГАО-ИКИ “Топология магнитного поля Солнца...”

### Литература

1. Harvey, K.L., Recely, F. 2002. *Solar Phys.*, v. 211, p. 31.
2. Тлатов А.Г., Тавастшерна К.С. 2002, в сб. Солнечная активн. и косм. лучи., ред. В.И. Макаров, В.Н. Обридко, С.-Петербург, с.549
3. Биленко И.А., 2002, в сб. "Солнечная активн. и косм. лучи", ред. В.И. Макаров, В.Н. Обридко, С.-Петербург, с.51.
4. Bravo, S.; Stewart, G.A. 1997, *Solar Physics*, v. 173, p. 193.

**РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ И ПОЛЯРИЗАЦИИ  
РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НАД ЛИМБОМ СОЛНЦА ПО ДАННЫМ  
РАДИОГЕЛИОГРАФА NOBEYAMA НА ВОЛНЕ  $\lambda=1.76$  см**

**Тлатов А.Г., Шрамко А.Д.**

*Кисловодская Горная Станция ГАО РАН; solar@narzan.com*

**DISTRIBUTION INTENSITIES AND POLARIZATIONS RADIO  
SOURCE ABOVE LIMB OF SUN FOR WAVE  $\lambda=1.76$  cm**

**Tlatov A.G., Shramko A.D.**

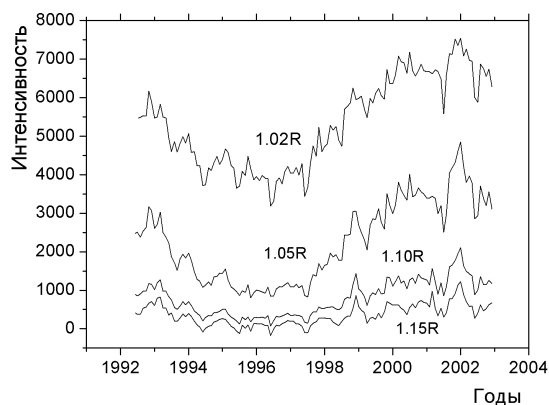
*Pulkovo astronomical observatory, Russia; solar@narzan.com*

**Abstract**

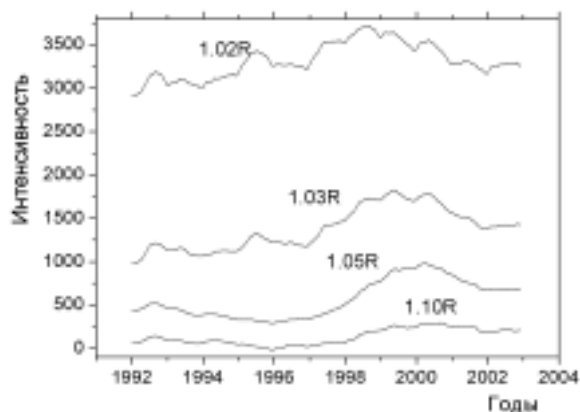
*It is considered change to intensities and circular polarization radio emanation above limb of Sun on heights 1.01-1.1R at period 1992-2002 yrs. on frequency 17GHz. There were are used daily maps to intensities and polarizations radioemanation in fits format of radioheliograph Nobeyama. The comparison of intensity radio sources on height 1.04-1.05R shows the good consent by distributions of the spectral corona in lines 5303Å. In polarizations radioemanation on heights 1.02-1.05R in the field of appearances of active regions manages to select the branches of different sign of polarization in north and south hemispheres of Sun.*

**Интенсивность короны в радиоизлучении**

Данные радиотелескопа Nobeyama позволяют рассмотреть изменение интенсивности радиоизлучения в короне на высотах до 1.5-1.2R на протяжении времени соизмеримом с продолжительностью цикла солнечной активности. На рис.1 представлены среднемесячные значения интенсивности на различных высотах от 1.02R до 1.15R в зоне образования пятен  $\pm 30^\circ$ . Циклический ход активности особенно хорошо представлен на высотах менее 1.10R. Можно отметить два максимума в 23-м цикле активности, причем второй максимум в радиоизлучении в 2002 г. был выше максимума по числам Вольфа в 2000 г. Аналогичный характер имеет и распределение интенсивности спектральной короны в линии 5303Å. Известно, что на высоких широтах интенсивность радиоизлучения измеренная по лимбу имеет максимум в минимуме солнечной активности [1,2]. Для уточнения поведения интенсивности радиоизлучения в короне на рис.2 представлено поведение на широтах выше  $50^\circ$ . Здесь интенсивность северного и южного полушарий суммировались. Поскольку значения имели достаточно сильные сезонные изменения, применялось годовое



**Рис.1.** Интенсивность радиоизлучения в короне в широтной зоне  $\pm 30^\circ$  по данным радиогелиографа Nobeyama на высотах 1.02, 1.05, 1.10, 1.15R.

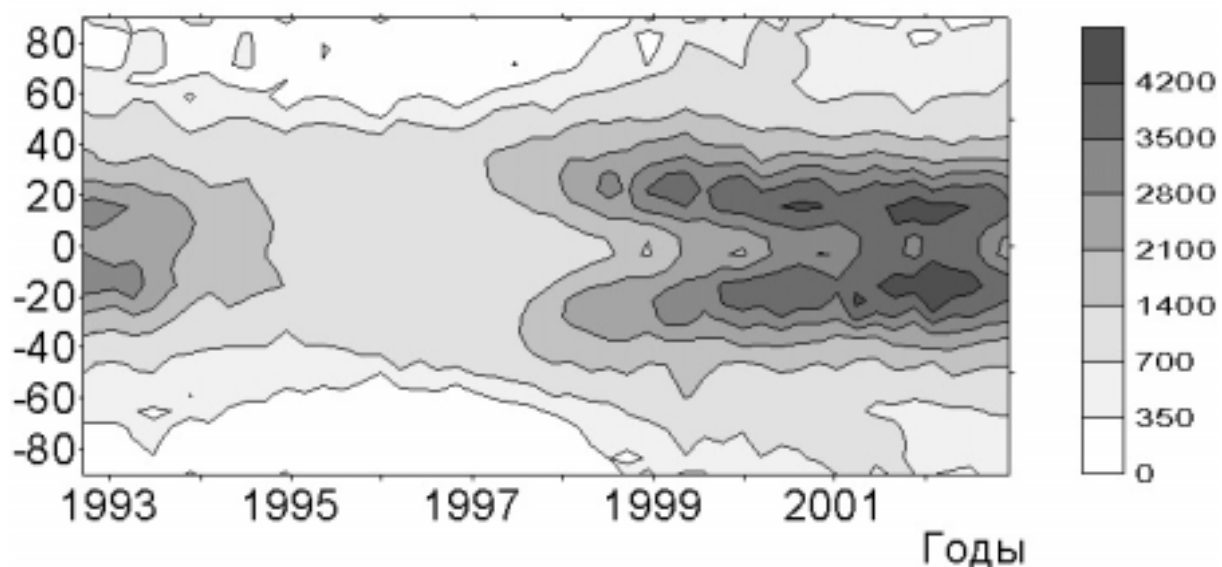


**Рис.2.** Интенсивность радиоизлучения на широтах выше  $50^\circ$  на высотах 1.02, 1.03, 1.05, 1.10R. Интенсивность северного и южного полушарий суммировались.

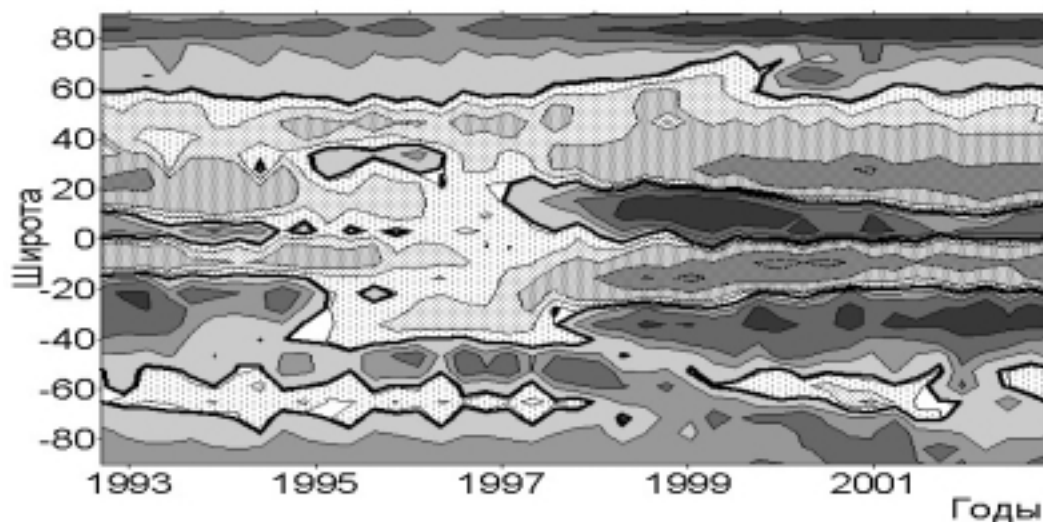
скользящее сглаживание значений. Максимум интенсивности приходится на период 1998-2000 гг. и изменяется с высотой. Вероятно, основной максимум на высоких широтах связан с появлением высокоширотных протуберанцев в процессе переполюсовки магнитного поля Солнца, закончившейся в 2000 году. На высоте ниже 1.03R также отмечается локальный максимум в минимуме активности.

Таким образом, на интенсивность радиоизлучения в короне влияют основные процессы солнечной активности, такие как цикл солнечных пятен, полярный цикл активности и дрейф высокоширотных волокон к полюсам. Но эти явления различаются на различных высотах. На рис.3 представлено распределение интенсивности радиоизлучения в короне на высоте 1.05R. В годы минимума активности падение излучения с высотой достаточно велико и интенсивность на высоте 1.02R в 3-5 раз (в зависимости от широты) выше интенсивности на высоте 1.05R. В максимуме активности это соотношение достигает 2. Кроме процессов в зоне появления пятен, на интенсивность радиоизлучения оказывает дрейф волокон к полюсам. Из диаграмм на рис.3,4 заметны такие дрейфы, и можно отметить, что различные моменты достижения высокоширотных волокон полюсов в северном и южном полушариях, что связано с различными моментами завершения переполюсовок на севере и юге.

Для выделения более тонких эффектов широтного распределения можно применить следующую процедуру. Будем вычитать из значений интенсивности на восточном лимбе значения интенсивности на западном лимбе. Но при этом интенсивность на западном лимбе будем брать не на той же широте, а повернутую на некоторый малый угол. Оказывается, что такая процедура при углах сдвига западного лимба  $\sim 5^\circ$  мало искажает



**Рис.3.** Интенсивность радиоизлучения на высоте 1.05R.

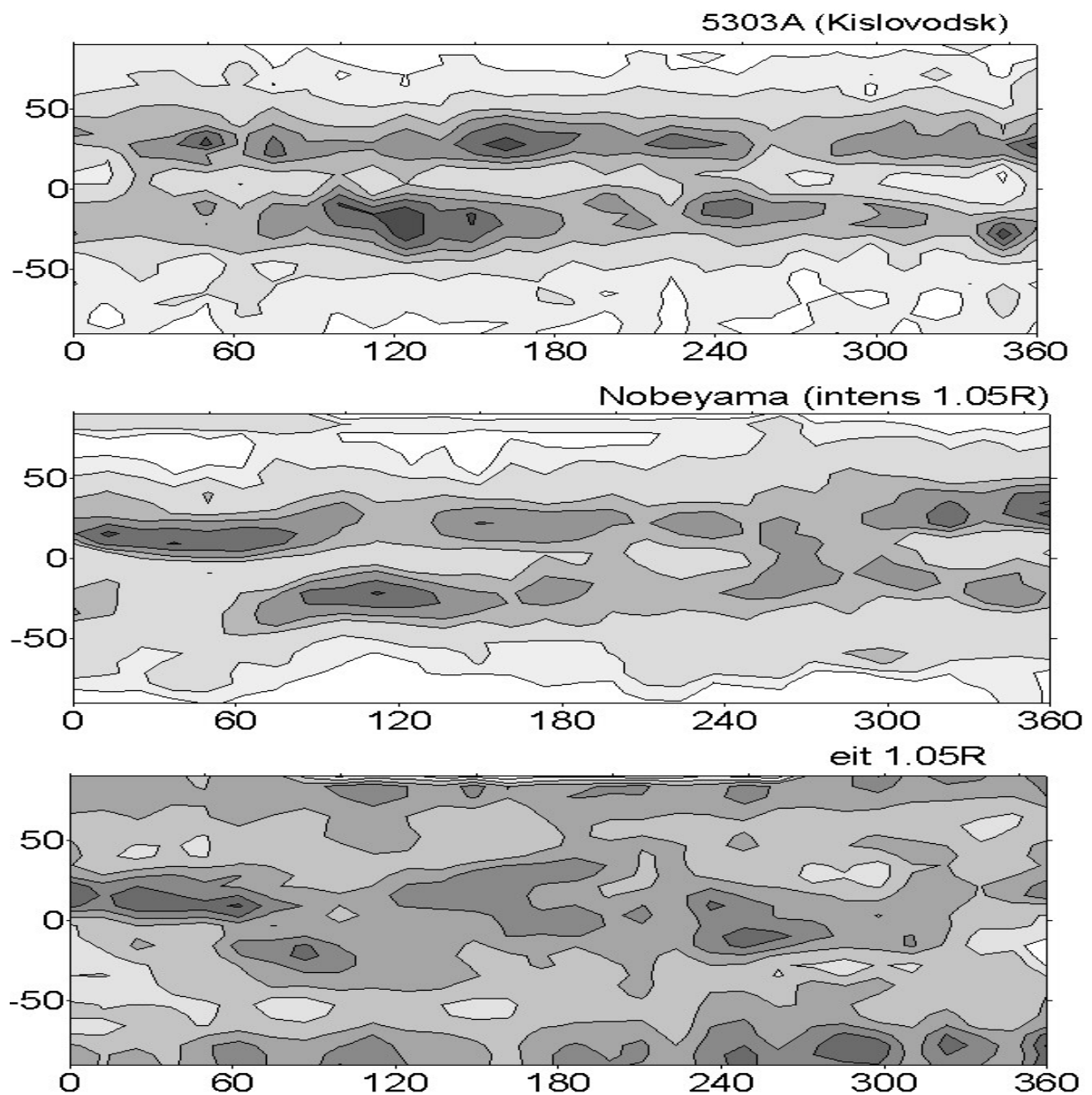


**Рис.4.** Разность интенсивностей восточного и западного лимбов на высоте 1.03R по данным радиогелиографа Nobeyama. Отрицательные значения закрашены сплошным серым цветом.

широтное распределение, но значительно уменьшает эффекты шума и сезонных вариаций. На рис.4 представлена широтно-временная диаграмма разности интенсивностей восточного и западного лимбов на высоте 1.03R. Здесь выделяются “бабочки” в зоне появления солнечных пятен. В каждом полушарии “крыло бабочки” еще разделено на две части противоположного знака, но это является эффектом методики построения. Данная процедура позволяет более наглядно выделит зоны существования протуберанцев в короне по радиоизлучению в средних широтах в минимуме и на фазе роста активности.

Сравнение радиоизлучения короны по данным Nobeyama на высоте 1.05R с данными наблюдений короны в линии 5303A, Eit171A на высоте 1.05R за 1999 год приведено на рис.5. Здесь представлены усредненные

синоптические карты за кэррингготовские обороты 1944-1957. Между картой интенсивности радиоизлучения на высоте 1.05R и яркостью зеленой короны 5303A по данным наблюдений Кисловодской горной станции наблюдается удовлетворительное сходство. Основные источники яркости короны наблюдались на широтах 20-30°. Широтное и долготное положение локальных центров радиоизлучения и интенсивности спектральной короны совпадают. Сравнение с яркостью короны в жестком УФ171А по данным наблюдений SOHO/EIT показывает различный характер свечения. В частности, в радиоизлучении и короне 5303A отсутствуют высокоширотные источники.



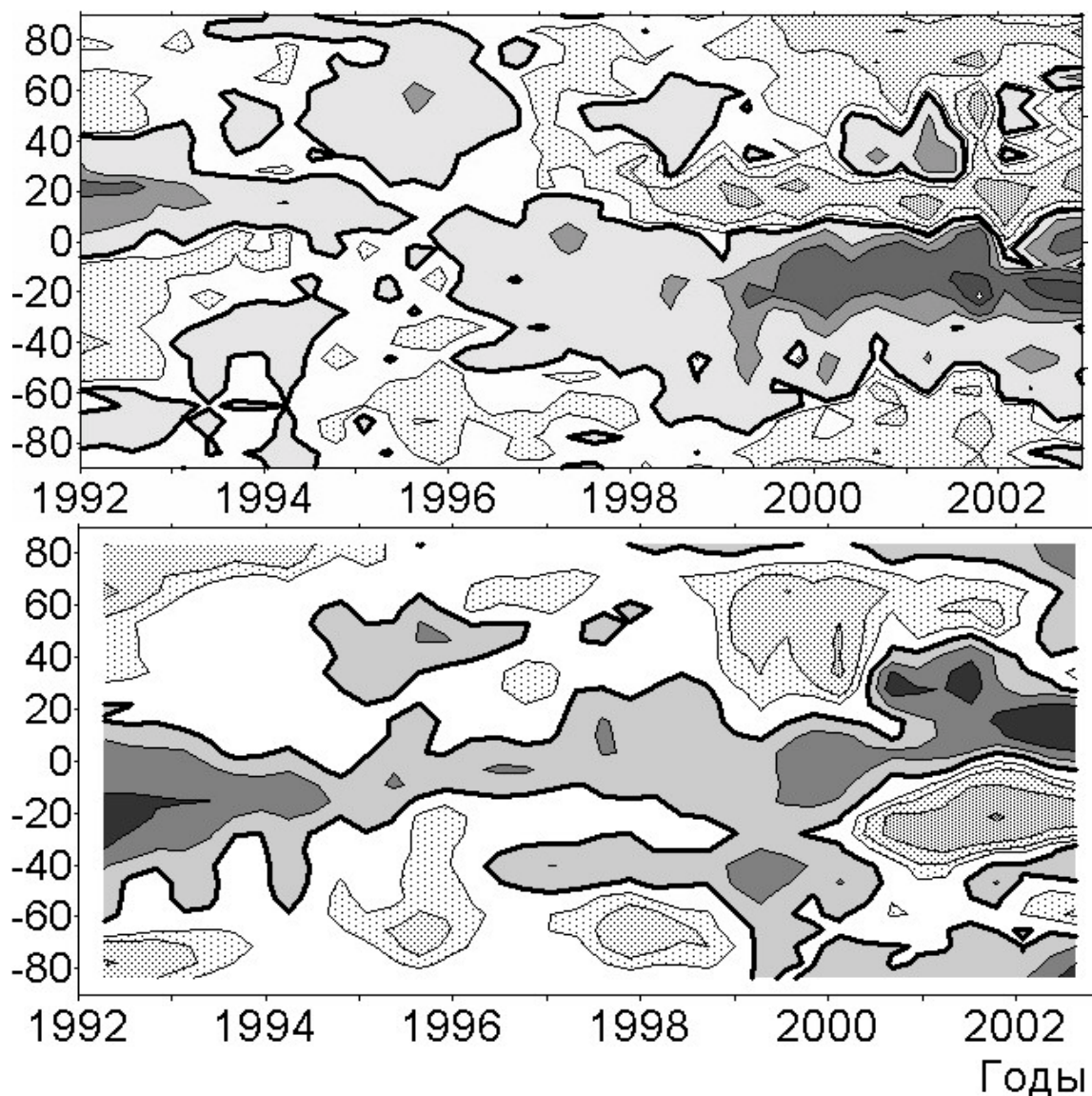
**Рис.5.** Усредненные синоптические карты яркости короны за обороты 1944-1957 (1999 год) по данным спектральной короны 5303A, радиоизлучения на высоте 1.05R, короны EIT 171A на высоте 1.05R.



### Поляризация радиоизлучения короны

Другими данными, характеризующими радиоизлучение Солнца, являются данные о круговой поляризации. Для анализа изменения поляризации над лимбом Солнца в течение цикла в данной работе были использованы ежедневные карты поляризации, также представленные в fits формате. Как было показано ранее [3,4], вычитание поляризации восточного и западного лимбов приводит к формированию зонального распределения поляризации. В данной работе эти распределения более детально рассмотрены в зависимости от высоты над лимбом Солнца. На рис.6 представлены широтно-временные диаграммы распределения поляризации для высот 1.02 и 1.10R. Как и прежде, для усиления эффекта из значений поляризации восточного лимба вычиталось значение поляризации западного лимба. Поскольку фоновая поляризация имеет небольшую величину по сравнению с шумовыми значениями, предварительно применялась выборка изображений с малыми искажениями. Для устранения сезонных вариаций, заметные в короне в радиоизлучении радиогелиографа была применена процедура вычитания скользящего средних полугодовых значений. На высотах менее 1.03R поляризация имеет хорошо выраженное структурное распределение в северном и южном полушариях в зоне образования пятен. Так в 23-м цикле в северном полушарии на широтах 0-30° поляризация в основном положительная. В южном полушарии - отрицательная. В 22-м цикле это распределение меняется на обратное. На высотах 1.05R эти закономерности также прослеживаются, но при большем уровне шума. На высоте 1.10R поляризация в области средних широт имеет инверсный знак. Так, в 23-м цикле в северном полушарии она становится отрицательной, а в южном положительной.

Таким образом, проведенный анализ распределения яркости и поляризации радиоизлучения над лимбом Солнца показал, что на высотах 1.02-1.10R радиоизлучение на волне 1.76 см в период 1992-2002 годах имеет циклический ход, свойственный другим корональным индексам. Наиболее близкое сходство радиоизлучения короны обнаружено при сравнении со спектральной короной в линии 5303А. Поляризация короны в северном и южном полушариях носит разнополярный характер и, вероятно, обусловлена направлением арок магнитного поля над активными областями.



**Рис.6.** Широтно-временные распределение разности поляризации восточного и западного лимбов на высотах 1.02R, и 1.10R. Области отрицательных значений залиты сплошным серым цветом.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ N 03-02-16091, 02-02-16548 и 02-02-16035.

### Литература

1. Shibasaki K., 1998, in Solar Phys. With Radio observ., NRO Report N 479, ed. Bastian T., Gopolswamy N. and Shibasaki K., p.1.
2. Gelfreikh G.B., Makarov V.I., Tlatov A.G., Riechokainen A., Shibasaki K., 2002, Astronomy and Astrophys, pap. I.
3. Тлатов А.Г., Шрамко А.Д. В сб. конф. "Солнечная активность и космические лучи после смены знака магнитного поля Солнца". Пулково-2002, с. 524.
4. Тлатов А.Г., 2003, тез. конф. "Актуальн. пробл. физ. Солн. и звездн. активн". Нижн. Новгород, с. 77.



**РЕЗУЛЬТАТЫ 30-ЛЕТНЕГО  
АСТРОФИЗИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА СОДЕРЖАНИЯ CO<sub>2</sub>  
В ВОЗДУШНОМ БАСЕЙНЕ МОСКВЫ**

**Хлыстов А.И., Сомов Б.В.**

*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия,  
khlai@sai.msu.ru*

**THE 30-YEARS ASTROPHYSICAL MONITORING RESULTS OF CO<sub>2</sub>  
ABUNDANCE IN THE MOSCOW AIR BASIN**

**Khlystov A.I. , and Somov B.V.**

*Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia, khlai@sai.msu.ru*

**Abstract**

*On the basis of the long-term investigations by astrophysical method it is shown that the CO<sub>2</sub> content in the Earth's atmosphere above Moscow during 30 last years grows up by 2.5 times in great excess of planetary growth. We assume that this trend caused by increased autopark of Moscow. The seasonal variations of the CO<sub>2</sub> content in air basin of Moscow have the well-defined minimum at the late July – early August and maximum from November till February.*

Одна из главных проблем второй половины XX века - проблема стабилизации климата - будет волновать человечество и в XXI веке. Несмотря на трудности в получении экспериментального материала, связанные как с ошибками измерений, так и с недостаточной густотой сети метеостанций, большинство экспертов считают выявленный на интервале с 1860 по 1999 год глобальный рост поверхностной температуры Земли примерно на 0.8 °С [1] установленным фактом. Общее потепление особенно заметно на зимних температурах - длительные морозы почти прекратились.

Начиная с пионерской работы С. Аррениуса 1896 года [2], принято было считать, что начавшееся в 1860 году потепление климата вызвано ростом обилия CO<sub>2</sub> техногенного происхождения. Однако в последнее десятилетие стало ясно, что необходимо учитывать вклад других "парниковых газов" - метана, озона и фторхлоруглеродов (фреонов). Не исключено, что определенную долю в глобальное потепление вносит также солнечная активность [3].

Если не будут приняты кардинальные меры по ограничению техногенных эмиссий диоксида углерода в масштабах всего земного шара, то к 2050 - 2070 годам его общепланетарная концентрация удвоится. Как показывают модельные расчеты, это может привести к глобальному

потеплению еще на 1.5 - 6 °С [4]. Последствия такого заметного потепления трудно предсказуемы, однако некоторые прогнозы достаточно определенные. Повышение температуры приведет к усиленному испарению воды из океанов и значительному повышению влажности воздуха. Во многих регионах Земли станут обычными продолжительные ливневые дожди со шквалистыми ветрами и последующими наводнениями. Усиленное таяние ледников вызовет значительный подъем уровня моря и затопление больших участков суши [5].

В настоящее время основными источниками эмиссии диоксида углерода являются крупные города и промышленные центры. Изучая в этих местах динамику изменения концентрации  $\text{CO}_2$ , можно более точно прогнозировать ее общепланетарный рост. На основании этих исследований можно также выработать конкретные рекомендации по сокращению выбросов углекислоты в атмосферу Земли.

Изучение долговременных вариаций  $\text{CO}_2$  в атмосфере над Москвой были начаты нами в 1969 году. Использовались фотоэлектрические регистрограммы профилей двух линий углекислоты с длинами волн  $\lambda 20758.51 \text{ \AA}$  и  $\lambda 20756.11 \text{ \AA}$ , полученные в Москве на солнечном телескопе АТБ-1 ГАИШ. В процессе обработки наблюдения приводились к "единичной атмосферной массе" и к одной температуре. Было получено, что с 1969 по 1991 год содержание  $\text{CO}_2$  в атмосфере над Москвой выросло на 48 % [6-7]. В 1998 - 1999 гг. были получены новые наблюдения для тех же самых линий и на том же телескопе. Чтобы исключить влияние на получаемые результаты приземной инверсии температур [8], для обработки выбирались только околополуденные наблюдения, а для максимального приближения к условиям "средней" атмосферы наблюдения проводились в конце лета - начале осени.

Поскольку эквивалентные ширины регистрируемых нами линий пропорциональны величине приземной концентрации молекул  $\text{CO}_2$  [9], мы произвели привязку наших данных к измерениям концентрации диоксида углерода на климатической обсерватории Мауна Лоа [1], приняв на основании метода экстраполяции, что в 1969 году содержание молекул  $\text{CO}_2$  в Москве превышало уровень концентрации в Мауна Лоа на 7.7%. Пересчитанные таким способом результаты наших наблюдений с 1969 по 1999 год даны на рис. 1 (кривая 1). Здесь же показан ход роста концентрации  $\text{CO}_2$  так называемого "сельского" типа по усредненным данным Лаборатории по мониторингу и контролю климата Национального Управления по исследованию океанов и атмосферы (CMDL NOAA) [1] (кривая 2). Хорошо видно, что скорость нарастания концентрации  $\text{CO}_2$  в атмосфере над Москвой значительно превышает соответствующие показатели для метеопунктов Бэрроу (Аляска), Мауна-Лоа (Гавайи), о-ва Восточные Самоа и Южного полюса, по данным которых и была построена усредненная кривая 2. Все эти метеопункты находятся вдали от

больших городов и промышленных центров, то есть, относятся к "сельскому" типу, в то время как Москва представляет собой типичный мегаполис с мощными источниками загрязнения атмосферы.

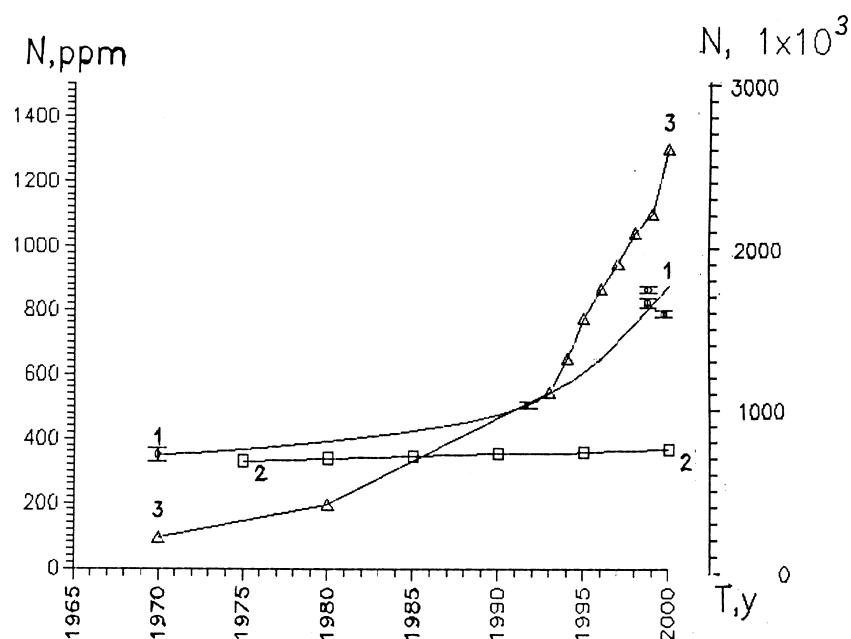


Рис. 1

Кривая 3 на рис. 2 показывает динамику роста количества автомобилей в Москве по данным из [10-13] (правая ордината). Из графика видно, что начиная с 1992 года начался очень быстрый рост числа автомобилей в Москве. Именно на 1992 год приходится резкий излом кривой 1, показывающей нарастания количества  $\text{CO}_2$  в атмосфере над Москвой. Такое согласие в поведении двух кривых не является случайным. Действительно, согласно данным Москомприроды [10], в 1998 году в Москве 85% всех выбросов двуокси углерода в атмосферу давал автотранспорт. В 1999 году, по результатам Центра Теоретического Анализа Экологических Проблем, этот показатель вырос уже до 92.3% [11]. Наши результаты подтверждают эти выводы.

Итак, на основании результатов многолетних исследований астрофизическим методом показано, что содержание  $\text{CO}_2$  в атмосфере над Москвой выросло с 1969 по 1999 год в 2.5 раза. За этот же период в пунктах, находящихся на значительном удалении от больших городов и промышленных центров, то есть, относящихся к "сельскому" типу, соответствующий прирост количества углекислоты составил всего лишь около 11%, и, следовательно, достигнет современного уровня концентрации  $\text{CO}_2$  в Москве только к концу XXI века. Если еще учесть, что температуры в черте города обычно на 1 - 2 °C выше, чем за городом, можно сделать вывод, что в Москве уже реализуются условия, которые могут стать нормой на Земле в конце XXI века - при условии, что не будут

приняты кардинальные меры по ограничению техногенных эмиссий углекислоты по всему земному шару.

Обнаруженное нами значительное превышение содержания  $\text{CO}_2$  над Москвой по сравнению с сельской местностью сравнительно недавно было подтверждено в работе [14], в которой были проведены измерения концентрации  $\text{CO}_2$  в пригороде и через весь город Феникс (штат Аризона, США) на высотах от 2 м до 1.6 км, и установлено, что над городом концентрация  $\text{CO}_2$  возрастает примерно в 1.5 раза по сравнению с пригородом.

Согласно [15], во многих городах наблюдается хорошо выраженный сезонный ход концентрации  $\text{CO}_2$ , который обычно имеет минимум в конце лета и максимум в зимние месяцы. Это связывают с сезонностью фотосинтетической деятельности растений летом и с ростом антропогенных выбросов в городах в зимний период в результате увеличения потребления топлива на обогрев помещений. Однако отмечаются и заметные отклонения от этого "типичного" хода. Например, минимум концентрации  $\text{CO}_2$  в Берлине приходится на декабрь, а в Тегеране - на июнь. Причиной этого могут быть как особенности локальной сезонной производительности антропогенных источников, так и географическое положение пункта наблюдения.

Изучение сезонных вариаций  $\text{CO}_2$  в атмосфере над Москвой мы проводили по материалам наблюдений, полученных с февраля по ноябрь 1992 - 1995 гг. На рис. 2 представлен сезонный ход оптической толщи  $\tau_0$  в центре

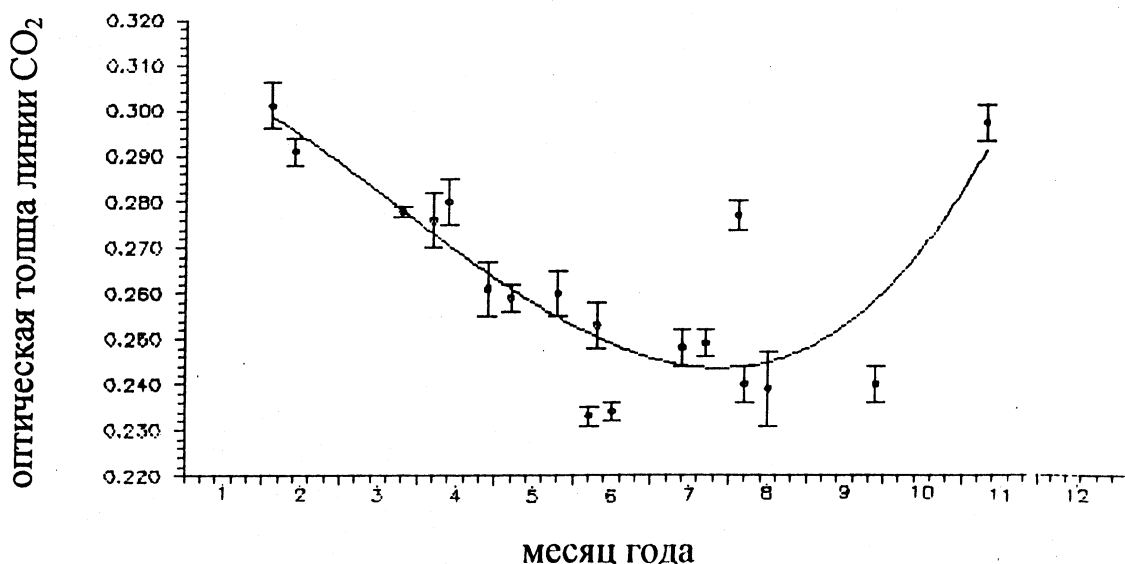


Рис. 2

наблюдённых линий, пропорциональной числу молекул  $\text{CO}_2$  во всей толще атмосферы, соответствующей наблюдениям в зените (точки - эксперимент,

сплошная линия – кривая, аппроксимирующая наблюдаемые точки многочленом 3-й степени).

Из рис. 2 видно, что приведенные оптические толщи рассматриваемых линий достигают минимальных значений в конце июля - начале августа и возрастают зимой (с максимумом с ноября по февраль). Это хорошо согласуется с измерениями других авторов. Так, согласно [15], в г. Долгопрудном (северная окраина Москвы), локальный метод определения концентрации дал минимум в августе и максимум в феврале. В Звенигороде, находящемся в 50 км к юго-западу от Долгопрудного, спектроскопический метод измерений дал минимум ближе ко второй половине августа, а максимум в конце марта - начале апреля. Примерно такие же результаты были получены локальным методом на горе Чимоне, Италия (высота 2165 м над уровнем моря) и в пункте Колд Бэй (Аляска) [16].

Важно отметить, что для всех цитированных выше работ величина амплитуды сезонных вариаций не превышает 5%, в то время как для Москвы, по нашим данным, она составляет около 20%. По-видимому, такие сильные изменения концентрации углекислоты в Москве в течение года объясняются эффектом повышения фотосинтетической активности растений с повышением уровня концентрации углекислого газа в атмосфере [17].

### Литература

1. Лаборатория по мониторингу и контролю климата Национального Управления по исследованию океанов и атмосферы (NOAA CMDL): [www.cmdl.ngdc.noaa.gov/](http://www.cmdl.ngdc.noaa.gov/)
2. *S. Arrhenius* // On the influence of carbonic acid in the air upon the temperature of the ground, 1896.
3. *Cliver E.W., Boriakoff V, Feynman J.* // Geophys. Res. Let., 1998, v. 25, No7, p. 1035 –1038.
4. *Nifenecker H. and Huffer E.* // Europhysics News, 2001, v. 32, No 2, p. 52 - 55.
5. *Agren G.I. and Bosatta E.* // 1996. Theoretical Ecosystem . 1998, v. 25, No 7, p. 1035 – 1038. Ecology. Cambridge University Press.
1. *Сомов Б.В., Хлыстов А.И.* // Кинематика и физика небесных тел. 1993. Т. 9. N 3. С. 84 - 90.
7. *Хлыстов А.И., Сомов Б.В.* // Астрон. журн. 1993. Т. 70. вып. 6. С.1313 – 1320.
8. *Хлыстов А.И., Ситник Г.Ф., Дивлекеев М.И., Якунина Г.В.* // Труды ГАИШ. 1999. Т. 66, С. 197 - 206.
9. *Хлыстов А.И.* Исследование профилей линий теллурического кислорода: Дис. канд. физ.- мат. наук. М. 1972.
10. Официальный сервер мэрии Москвы: [www.mos.ru](http://www.mos.ru).

11. Центр Теоретического Анализа Экологических Проблем:  
[www.iieeps.ru](http://www.iieeps.ru).
12. [www.md.mos.ru](http://www.md.mos.ru).
13. [www.carclub.ru](http://www.carclub.ru).
14. *Idso, C.D., Idso, S.B. and Balling, R.C.Jr.* 1998. The urban CO<sub>2</sub> dome of Phoenix , Arizona. *Physical Geography* 19: 95–108.
15. *Нахутин А.И.* Тр. ин-та прикл. геофизики. М.: Гидрометеоиздат. 1991. Вып. 78. С. 11 - 23.
16. *Пугачев Н.С., Дианов-Клоков В.И., Доронина Т.Н.* Физ. атм. и океана. 1985, Т. 21, N 7, С. 784 - 788.
17. *Янишин А.Л.* // В сб. "Глобальные изменения природной среды. Москва, "Научный мир", 2000. С. 111 - 114.

## **НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЭФФЕКТА ПОЛУДЕННОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ПШ И ТРАЕКТОРНЫЕ РАСЧЁТЫ ЖЁСТКОСТИ ГЕОМАГНИТНОГО ОБРЕЗАНИЯ**

**Ульев В.А.<sup>1</sup>, Тясто М.И.<sup>2</sup>, Данилова О.А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>ААНИИ, СПб, Россия; *sergec@aari.nw.ru*

<sup>2</sup>СПб филиал ИЗМИРАН, СПб, Россия; *marta@mt4697.spb.edu*

## **COSMIC RAY CUTOFF RIGIDITIES AND SOME FEATURES OF THE MIDDAY RECOVERY EFFECT DURING PCA'S AT MAGNETICALLY CONJUGATE STATIONS**

**Uljev V.<sup>1</sup>, Tyasto M.<sup>2</sup>, Danilova O.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*State Scientific Center of the Russian Federation Arctic and Antarctic Research Institute (AARI), St. Petersburg, Russia  
E-mail: sergec@aari.nw.ru*

<sup>2</sup>*St-Petersburg Filial of Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radiowave Propagation of RAN, St-Petersburg, Russia  
E-mail: marta@mt4697.spb.edu*

### **Abstract**

*The midday decrease of polar cap absorption (PCA) or so called the «midday recovery» (MDR) effect was studied on base of 1966–1998 riometer PCA data of two auroral stations (Dixon and Molodezhnaya), those are located at nearly equal geomagnetic latitudes in different hemispheres. MDR effect is the gradual decrease of absorption during noon hours at auroral stations. It is known that the MDR effect is due to the diurnal variation of comic ray cutoff rigidity. We determined the MDR amplitudes ( $M_{exp}$ ) and moments of absorption minima decrease during MDR ( $TM_{exp}$ ). It is established that (1) the average amplitude of MDR effect is greater at Molodezhnaya in comparison with one at Dixon (nearly 25%); (2) in most cases the moment of absorption minima decrease is registered nearly 0.5 - 2 hours before local geomagnetic noon at both stations; (3) the average amplitude of MDR is nearly 30% less in summer than in autumn (or in spring) at both stations.*

*The geomagnetic cutoff rigidities were computed for Dixon and Molodezhnaya by tracing proton trajectories through the magnetospheric magnetic field simulated by Tsyganenco (1996) model. The main geomagnetic field was represented by international geomagnetic reference field (JGRF2000). The hourly values the cutoff rigidity were computed for quiet conditions in the magnetosphere at September 21 (for both stations) and at June 22 (for Dixon).*

*It was obtained that (1) the amplitude of the cutoff rigidity diurnal variations is a little greater at Molodezhnaya than at Dixon; (2) the cutoff rigidity maxima are obtained approximately at 0.5 – 1 hour before local geomagnetic noon. These means that the cutoff rigidity calculation results confirm the above mentioned 1 u 2 morphological characteristics of the MDR effect.*

*There were computed hourly values of absorption and  $M_C$  using hourly values of the cutoff rigidity. It was obtained that summer  $M_C$  is greater than autumnal  $M_C$ . This tendency is contrary to that based on experimental data of  $M_e$ . It is proposed, that seasonal variation of  $M_e$  is mainly depends on seasonal variation of atmospheric parameters.*

## Введение

После мощных солнечных вспышек на Солнце межпланетное пространство заполняется потоком протонов (ПП) солнечных космических лучей (СКЛ), который регистрируется как солнечное протонное событие (СПС). На орбите Земли ПП проникают в магнитосферу и ионосферу высоких широт и вызывают увеличение электронной концентрации (Ne).

Вследствие этого возрастает поглощение радиоволн, проходящих через ионосферу. Это явление называется «поглощением типа полярной шапки» (ППШ). Во время некоторых ППШ регистрируется так называемый эффект полуденного восстановления. Эффектом полуденного восстановления (ПВ) называется уменьшение поглощения ППШ в часы близкие к местному полудню, наблюдаемое только на станциях авроральной зоны ( $\Phi' = 60 - 70^\circ$ ). Спад поглощения обусловлен суточной вариацией жёсткости (энергии) геомагнитного обрезания (СВЖГО) спектра потоков протонов. Эффект ПВ проявляется в том случае, если ППШ произошло в весенний, летний или осенний периоды года, но не в каждом явлении ППШ и не в каждый день ППШ. В зимних ППШ при неосвещённой ионосфере ПВ не проявляется.

*Целью данной работы является анализ основных морфологических характеристик ПВ на двух станциях авроральной зоны (Диксон и Молодёжная) и сопоставление этих характеристик с результатами траекторных расчётов жёсткости геомагнитного обрезания (ЖГО) спектра ПП на этих станциях.*

## Методические аспекты

Для анализа связи между морфологией ПВ и вариациями ЖГО рассмотрены дни регистрации ППШ с ПВ и без ПВ за период 1966–1998 г. на двух авроральных станциях, расположенных в разных полушариях примерно на одинаковых геомагнитных широтах: Диксон ( $\phi = 73^\circ 30' \text{ N}$ ,  $\lambda = 80^\circ 24' \text{ E}$ ,  $\Phi' = 67.8^\circ \text{ N}$ ) и Молодёжная ( $\phi = 67^\circ 10' \text{ S}$ ,  $\lambda = 45^\circ 51' \text{ E}$ ,  $\Phi' = 66.3^\circ \text{ S}$ ). Анализировались только явления ППШ, происшедшие (1) на фоне низкого уровня геомагнитной активности (ГА) (при  $K_p < 3_0$ ), (2) в периоды E-фазы квазидвухлетней вариации (КДВ) стратосферного зонального ветра. В каждом случае регистрации ПВ рассчитывалась амплитуда ПВ ( $M_3$ ) и фиксировался момент наступления минимума ПВ ( $TM_3$ ) в мировом времени (UT).

$$M_3 = 1 - A_{\text{ПД}} / (0.5 * (A_{\text{Н}} + A_{\text{К}})) \quad / 1 /$$

где  $A_{\text{ПД}}$  - поглощение в полдень в момент наибольшего спада поглощения во время ПВ,

$A_{\text{Н}}$ ,  $A_{\text{К}}$  - поглощение в начале и при окончании ПВ.

Для каждой станции построены нормальные распределения значений  $M_3$  и  $TM_3$  для всего рассматриваемого периода, а также отдельно для местного весеннего, осеннего и летнего сезонов года. Определены



максимальные значения нормальных распределений ( $M_{\Sigma}$ ,  $T M_{\Sigma}$ ), которые рассматривались как средние значения этих параметров за весь период и за соответствующие сезоны года (табл. 1 и 2).

**Таблица 1.** Экспериментальные и расчётные значения амплитуды ПВ и СВЖГО на ст. Диксон и Молодёжная

Период Мест. сез.	Диксон			Молодёжная		
	Амплитуда			Амплитуда		
	СВЖГО	ПВ	ПВ	СВЖГО	ПВ	ПВ
	Расч.	Эксп.	Расч.	Расч.	Эксп.	Расч.
	$DR_p$ (МэВ)	$M_{\Sigma}$	$M_p$	$DR_p$ (МэВ)	$M_{\Sigma}$	$M_p$
Все годы		0.3			0.4	
Весна		0.3		32	0.45	0.47
Лето	28	0.2	0.44		0.3	
Осень	27	0.3	0.4		0.4	

**Таблица 2.** Экспериментальные значения момента минимума ПВ и момента максимума СВЖГО

Время		Диксон		Молодёжная	
		Макс. СВЖГО	Мин. ПВ	Макс. СВЖГО	Мин. ПВ
		Расч.	Эксп.	Расч.	Эксп.
		$TR_p$ (час)	$T M_{\Sigma}$ (час)	$TR_p$ (час)	$T M_{\Sigma}$ (час)
Время	(UT)	5.5	5	11	9.5
Время	(LT)	10.8	10.3	14	12.5
Время	(GMT)	11	10.6	11.6	10.1

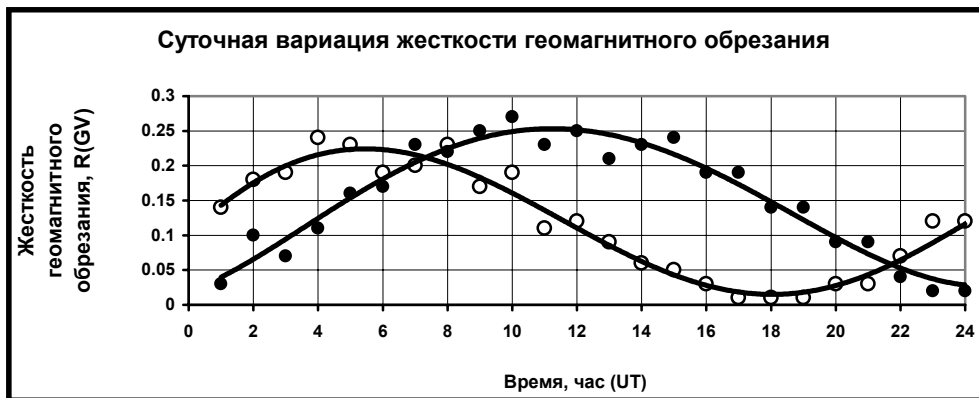
Проведены траекторные расчёты жёсткости геомагнитного обрезания ( $R$ ) на ст. Диксон и Молодёжная. Для расчётов использовалась модель магнитосферы Н. Цыганенко 1996 г. [2]. Расчёты проведены для **21 сентября** (местная осень для ст. Диксон и местная весна для ст. Молодёжная) и **22 июня 2000 г.**(местное лето для ст. Диксон и местная зима для ст. Молодёжная) при  $D_{ST} = -20$ , что соответствует низкому уровню ГА ( $K_p$  около 2о). На рис. 2 представлены расчётные значения  $R$  (в GV) за каждый час суток 21 сентября 2000 г. на ст. Диксон и Молодёжная. Эти значения аппроксимированы кривыми, которые представляют собой суточную вариацию жёсткости геомагнитного обрезания (СВЖГО).

Расчитаны амплитуды СВЖГО ( $DR_p$ ) на каждой станции:

$$DR_p = RMX_p - RMN_p / 2 /$$

где  $RMX_p$ ,  $RMN_p$  - расчётные значения  $R_p$  соответственно в максимуме минимуме СВЖГО.

Значения  $DR_p$  ( в МэВ ) и момента наступления максимума СВЖГО ( $TR_p$ ) представлены в таб.1 и 2.



**Рис. 2.** Суточная вариация жёсткости геомагнитного обрезания на ст. Диксон и Молодёжная (расчёт): ○ - Диксон ● - Молодёжная

Физическая связь между амплитудой ПВ и пределами изменения СВЖГО заключается в следующем. Поток протонов (ПП), вызывающих поглощение, условно можно разделить на две части: ПП низких энергий (ПП<sub>НЭ</sub>) и ПП высоких энергий (ПП<sub>ВЭ</sub>). ПП<sub>НЭ</sub> и ПП<sub>ВЭ</sub> вызывают соответственно поглощение  $A_{НЭ}$  и  $A_{ВЭ}$ . На ночной стороне магнитосферы (в полночь) величина ЖГО минимальна ( $R_{MN}$ ), спектр ПП почти не «обрезается» и общее поглощение определяется потоками ПП<sub>НЭ</sub> и ПП<sub>ВЭ</sub>, т.е.  $A = A_{НЭ} + A_{ВЭ}$ . На дневной стороне магнитосферы (в полдень) величина ЖГО максимальна ( $R_{MX}$ ), потоки ПП<sub>НЭ</sub> «обрезаются» и общее поглощение определяется только ПП<sub>ВЭ</sub>, т.е.  $A = A_{ВЭ}$ . Таким образом амплитуда ПВ ( $M$ ) может быть записана:

$$M = 1 - A_{ВЭ} / (A_{НЭ} + A_{ВЭ}) \quad / 2 /$$

Проведены расчёты поглощения ППП ( $A_p$ ) за каждый час суток (**21 сентября и 22 июня 2000 г.**) на ст. Диксон и Молодёжная с учётом полученных выше ежечасных значений СВЖГО на этих станциях. Для этого использовалась модель вычисления поглощения ( $A$ ). Исходя из значений поглощения рассчитаны амплитуды ПВ ( $M_p$ ) по следующей формуле:

$$M_p = 1 - AMX_p / AMN_p \quad / 3 /$$

где  $AMX_p$ ,  $AMN_p$  - расчётные значения поглощения в момент соответственно максимума и минимума СВЖГО.

Значения ( $M_p$ ) для обеих станций приведены в табл. 1.

### Анализ результатов

В табл. 1 приведены экспериментальные значения амплитуды ПВ ( $M_{Э}$ ) за весь рассматриваемый период и отдельно в различные сезоны года. В таб. 2 приведены только для осеннего сезона экспериментальные значения момента наступления минимума ПВ ( $TM_{Э}$ ) в мировом (UT), местном (LT) и геомагнитном (GMT) времени. Из этих данных можно сделать следующие выводы: (1)  $M_{Э}$  на ст. Молодёжная примерно на 30% больше, чем на ст. Диксон; (2)  $TM_{Э}$  по LT наступает примерно за 2 часа до

полудня на ст. Диксон и примерно через 0.5 часа после полудня на ст. Молодёжная, а по GMT- примерно за 1.5-2 часа до полудня на обеих станциях; (3)  $M_3$  летом меньше (на 20 - 30%), чем весной или осенью на обеих станциях.

Анализ соотношения амплитуд ПВ. Из табл.1 видно, что весной расчётная амплитуда СВЖГО ( $DR_p$ ) на ст. Молодёжная больше, чем на ст. Диксон осенью. Это может быть объяснено следующим образом. Траекторные расчёты СВЖГО потоков протонов очень высоких энергий на средних широтах показывают [ ], что (1) в одном и том же пункте значения ЖГО в равноденственные сезоны практически одинаковы и (2) чем ниже геомагнитная широта, тем выше ЖГО. Если предположить, что эти тенденции справедливы на средних широтах для ПП меньших энергий (использованных при траекторных расчётах в данной работе). При этом на высоких широтах на ночной стороне в диапазоне геомагнитных широт примерно  $65 - 70^\circ$  значения ЖГО практически равны 0. Таким образом отмеченное различие  $DR_p$  в равноденственные сезоны обусловлено тем, что ст. Молодёжная расположена на более низкой геомагнитной широте (примерно на  $2^\circ$ ), чем ст. Диксон.

На рис. 3 представлены расчётные значения  $M_p$  и экспериментальные  $M_3$  (из таб.1).



- ▲ Молодёжная ( $M_p$ )
- △ - Молодёжная ( $M_3$ )
- - Диксон ( $M_p$ )
- - Диксон ( $M_3$ )

Рис. 3. Амплитуда ПВ на ст. Диксон и Молодёжная

Можно отметить две тенденции. Во-первых,  $M_p$  и  $M_3$  на ст. Молодёжная больше, чем на ст. Диксон. Эта тенденция связана с тем, что амплитуда СВЖГО ( $DR_p$ ) на ст. Молодёжная больше, чем на ст. Диксон.

В свою очередь зависимость  $M$  от  $DR$  обусловлена следующей цепочкой физических связей:

**возрастание амплитуды СВЖГО -- уменьшение ПП, вызывающего поглощение в полдень -- уменьшение  $A_{H3}$  -- увеличение  $M$  (см. / 2 /)**

Во-вторых, для каждой станции  $M_p$  больше, чем  $M_3$ . Это может быть объяснено следующим образом. Как правило, траекторные расчётные значения жёсткости геомагнитного обрезания ( $R$ ) больше, чем реальные экспериментально измеряемые на спутниках при регистрации ПП во время СПС [5]. Предполагается, что это связано с влиянием процессов питч-углового рассеяния на динамику ПП [ ]. Поэтому расчётная амплитуда СВЖГО ( $DR_p$ ) больше экспериментальной ( $DR_3$ ), а следовательно

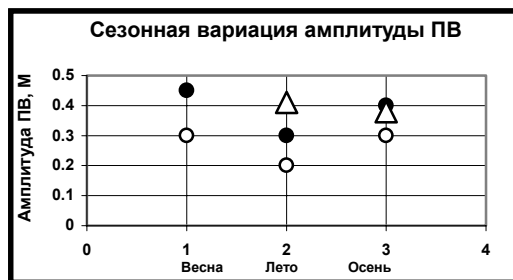
расчётная амплитуда ПВ ( $M_p$ ) должна быть больше экспериментальной ( $M_{\text{Э}}$ ).

Анализ момента наступления минимума ПВ. На рис.2 и из табл.2 видно, что момент максимума СВЖГО ( $TR_p$ ) наступает по LT примерно на 1 час раньше полдня на ст. Диксон и на 2 часа позже полдня на ст. Молодёжная, а по GMT – примерно за 0.5–1 час до полудня на обеих станциях. Таким образом особенности наступления  $TR_p$  совпадают с особенностями наступления минимума ПВ ( $TM_{\text{Э}}$ ) по экспериментальным данным (см. таб. 2). Однако  $TM_{\text{Э}}$  наступает примерно на 1–2 часа раньше геомагнитного полдня, тогда как  $TR_p$  примерно только на 0.5–1 час раньше геомагнитного полдня.

В ряде работ [3] приведены значения СВЖГО в высоких широтах на основе экспериментальных данных по измерениям ПП низких энергий во время солнечных протонных событий (СПС). Согласно этим данным максимум экспериментальных значений СВЖГО ( $TR_{\text{Э}}$ ) наступает примерно за 1 – 2 часа до полудня (по GMT). Для объяснения этого факта предлагались две гипотезы: (1) искажение передней части магнитосферы потоком солнечного ветра («разворот» магнитосферы к западу от линии Солнце – Земля) и (2) специфика дрейфовой динамики ПП в магнитосфере.

Представленные выше результаты траекторных расчётов показывают, что вторая гипотеза может являться основной в объяснении предполуденного максимума СВЖГО и предполуденного минимума ПВ. Однако отмеченное выше различие  $TM_{\text{Э}}$  и  $TR_{\text{Э}}$  (с одной стороны) и  $TR_p$  (с другой стороны) возможно обусловлено «разворотом» магнитосферы.

Анализ сезонного хода амплитуды ПВ. На рис.4 представлены значения  $M_{\text{Э}}$  на обеих станциях для различных местных сезонов года. Видно, что на каждой станции  $M_{\text{Э}}$  меньше летом, чем осенью и весной (примерно на 30%).



- - Диксон ( $M_{\text{Э}}$ )
- - Молодёжная ( $M_{\text{Э}}$ )
- Δ - Диксон ( $M_p$ )

**Рис.4.** Сезонная вариация амплитуды ПВ на ст. Диксон и Молодёжная

Согласно траекторным расчётам (см. табл. 1) на обеих станциях амплитуда СВЖГО ( $DR_p$ ) летом больше, чем осенью. (Аналогичная тенденция получена для среднеширотных пунктов по данным траекторных расчётов ПП очень высоких энергий [5].) Возрастание  $DR$  должно вызывать возрастание амплитуды ПВ ( $M$ ). Физически эта зависимость может быть представлена следующим образом:

**возрастание амплитуды СВЖГО (DR) -- уменьшение ПП, вызывающего поглощение в полуденные часы -- уменьшение  $A_{\text{пд}}$  -- увеличение M (см. формулу / 1/ ).**

Для количественной оценки вклада сезонного изменения DR в сезонное изменение M произведены расчёты поглощения и амплитуды ПВ на ст. Диксон для 21 сентября (осенний сезон) в двух вариантах. В первом варианте («осень») величина DR соответствовала осеннему значению, а во втором («лето») – летнему. При этом все остальные параметры, определяющие поглощение, имели осенние значения в обоих вариантах. Результаты расчётов представлены на рис.4. Из этого рисунка видно (см. значения, представленные символом  $\Delta$  ), что «летом» амплитуда ПВ ( $M_p$ ) примерно на 6 % больше, чем при осению.

Т.о. если бы сезонное изменение амплитуды ПВ (M) зависело только от амплитуды СВЖГО (DR), тогда величина  $M_{\text{э}}$  летом была бы больше, чем осенью. Однако экспериментальные данные (рис. 4) показывают, что сезонная вариация  $M_{\text{э}}$  имеет летом минимум. По-видимому, такое расхождение сезонных вариаций  $M_{\text{э}}$  и  $M_p$  обусловлено сезонным изменением параметров атмосферы, влияющих на поглощение и амплитуду ПВ.

### **Выводы**

Сопоставляя результаты анализа параметров ПВ и СВЖГО можно сделать следующие выводы.

- (1) Более высокие значения амплитуды ПВ на ст. Молодёжная по сравнению со ст. Диксон обусловлены большей амплитудой СВЖГО на ст. Молодёжная, чем на ст. Диксон, что в свою очередь обусловлено тем, что ст. Молодёжная расположена на более низкой геомагнитной широте, чем ст. Диксон.**
- (2) Предполуденное время (по GMT) наступления момента минимума ПВ обусловлено отчасти особенностями дрейфовой динамики ПП в магнитосфере и отчасти возможным «разворотом» магнитосферы под воздействием потока плазмы солнечного ветра .**
- (3) Согласно расчётным данным сезонные изменения амплитуды СВЖГО должны вызывать летний максимум амплитуды ПВ. Однако по экспериментальным данным сезонный ход M имеет летний минимум. Это обусловлено, по-видимому, сезонным изменением параметров атмосферы, влияющих на поглощение и на амплитуду ПВ.**

## Литература

1. H. Leinbach Midday recoveries of Polar Cap Absorption. // JGR, 1965, v.72, n.21, p.2457–2481.
2. Tzyganenko N.A. Effects of Solar Wind Conditions on Global Magnetospheric Configuration as deduced from data based Field Models. // EURO Space Agency Spec.Publ., ESA SP-389, p.181, 1996.
3. Faselov J. L. and Stone E. C. Cutoff for Cosmic-Ray Protons for Seven Energy Intervals Between 1.2 and Geomagnetic 39 MeV // JGR, 1972, v.77, p.3999–4009.
4. В.А. Ульев Время наступления минимума эффекта ПВ. // Труды ААНИИ, 1971, т.350, с. 73–80, Л., Гидрометиздат.
5. О.А. Данилова, М.И. Тясто Вариации жёсткости геомагнитного обрезания космических лучей, обусловленные изменением угла наклона оси геомагнитного диполя в модели магнитного поля Цыганенко (1989). // Геомагнетизм и Аэрономия, 1996, том 36, № 6, с 74–78.
6. А.Д. Данилов Популярная аэрономия. Л. 1989 г.

**КРУПНОМАСШТАБНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ,  
ДОЛГОЖИВУЩИЕ СТРУКТУРЫ В РАСПРЕДЕЛЕНИИ  
ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ПОТОКИ ПРОТОНОВ  
В ГЕЛИОСФЕРЕ**

**Мордвинов А.В., Плюснина Л.А.**

*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, avm@iszf.irk.ru*

**LARGE-SCALE MAGNETIC FIELDS, LONG-LIVED PATTERNS IN  
FLARING ACTIVITY AND PROTON FLUXES IN THE HELIOSPHERE**

**Mordvinov A.V., Plyusnina L.A.**

*Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia, avm@iszf.irk.ru*

**Abstract**

*A universal numerical technique to study large-scale activity of the Sun has been developed. The longitudinal distributions of both solar flares and proton events have been analyzed in their causal relation to changes in large-scale solar magnetic fields for 1975-2002. It was demonstrated that the re-arrangements of large-scale magnetic fields their multi-periodic rotation govern the distributions of small-scale activity of the Sun and heliospheric structure. In particular, solar flares and proton events tend to be concentrated near the neutral line of large-scale magnetic fields, demonstrating their causal relation to the background magnetic fields and their rotation.*

Магнитные поля на Солнце имеют многомасштабную и иерархическую организацию. Крупномасштабные магнитные структуры, связанные с комплексами активности, фоновыми полями, активными долготами, оказывают управляющее воздействие на распределение мелкомасштабных проявлений активности. Крупномасштабное магнитное поле Солнца во многом определяет физические процессы в атмосфере Солнца, участвует в формировании гелиосферного токового слоя и управляет космической погодой в солнечной системе [1-4].

Разработан универсальный метод, который позволил сопоставить изменения солнечных и гелиосферных параметров, исследовать распределение и эволюцию крупномасштабного магнитного поля, изучить его воздействие на распределение вспышек, протонных событий и структуру гелиосферы. На основе изучения тонкой структуры временных рядов солнечных и гелиосферных параметров в долготно-временном аспекте оказалось возможным всесторонне представить развитие активности Солнца и структуру гелиосферы в циклах активности 21-23. Из-за обширности такого материала, в настоящей работе нет возможности отразить даже основные публикации по этой многодисциплинарной теме.

Для изучения пространственного распределения различных проявлений активности Солнца, характеристик их вращения эффективным оказался метод долготно-временного анализа, основанный на изучении тонкой структуры временных изменений индексов активности [5,6]. Суть анализа заключается в том, что из анализируемого сигнала отфильтровывается компонента, которая содержит изменения на временной шкале, сравнимой с периодом обращения Солнца, затем эта компонента изучается в виде диаграммы «гелиодолгота-время».

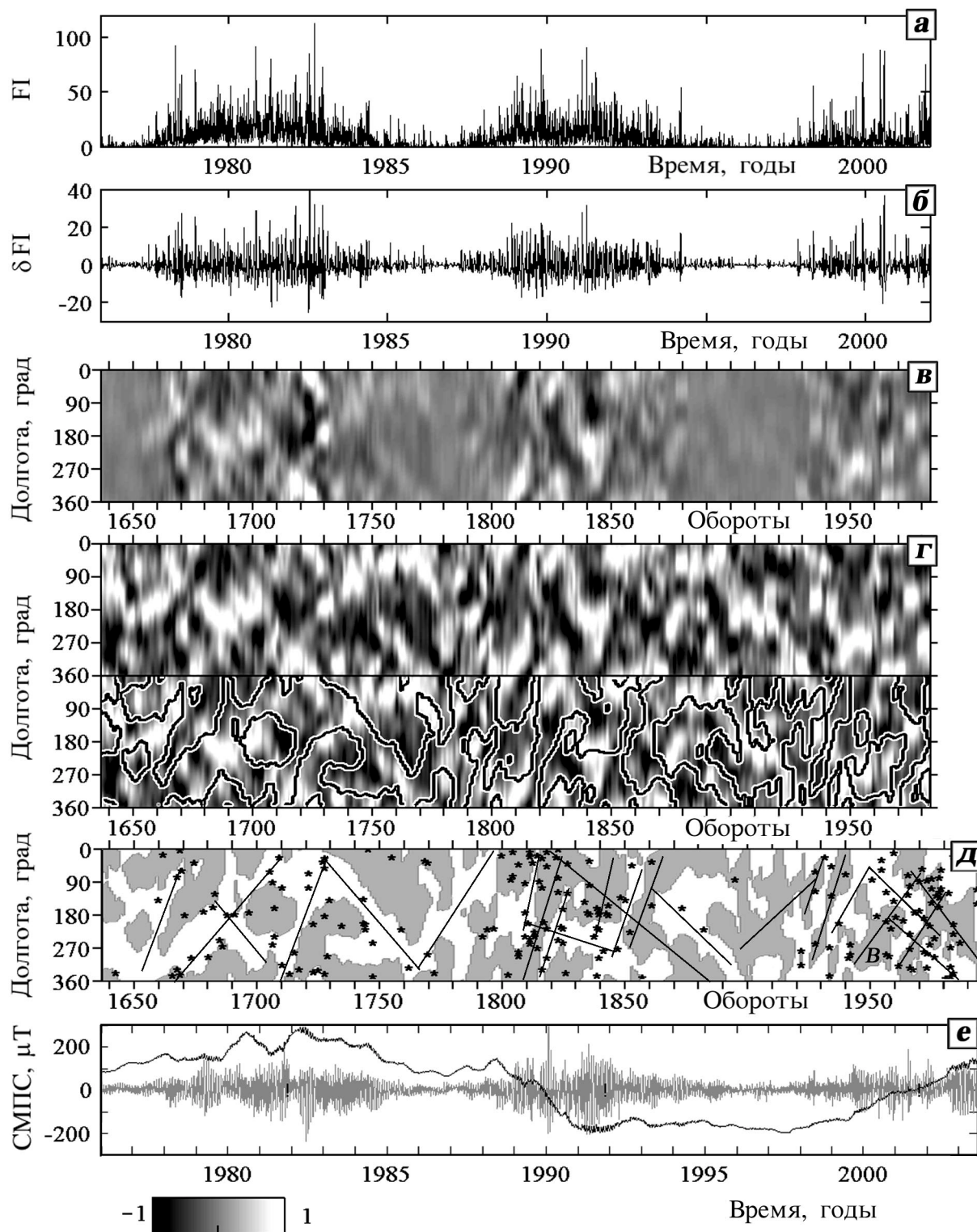
Метод вейвлет-деконволюции применен для изучения временного ряда вспышечного индекса FI за период 1976-2001 гг [7]. На рис.1(а,б) показаны графики FI, компоненты сигнала  $\delta FI$ , которая содержит изменения индекса на масштабах времени от 8 до 32 суток. На рис.1(в) эта компонента построена в виде долготно-временной диаграммы, при этом развертка сигнала выполнялась с кэррингтоновским периодом 27.2753 сут. На рис.1(в) видна крупномасштабная организация вспышек по гелиографической долготе. Светлыми полутонами отмечены области повышенной вспышечной активности.

Для выявления эффектов вращения областей повышенной вспышечной активности в сопоставимом виде на разных фазах цикла было выполнено нормирование долготно-временного распределения на максимальное значение внутри каждого оборота. Такое нормированное распределение показано на рис.1(г). «Горячие пятна», вращающиеся с кэррингтоновской скоростью, укладываются в горизонтальные структуры на диаграмме. Чаще наблюдаются наклонные когерентные структуры, характеризующие моды жесткого вращения с периодами 27-30 суток. Похожая картина вращения наблюдается для фоновых магнитных полей Солнца [5,8].

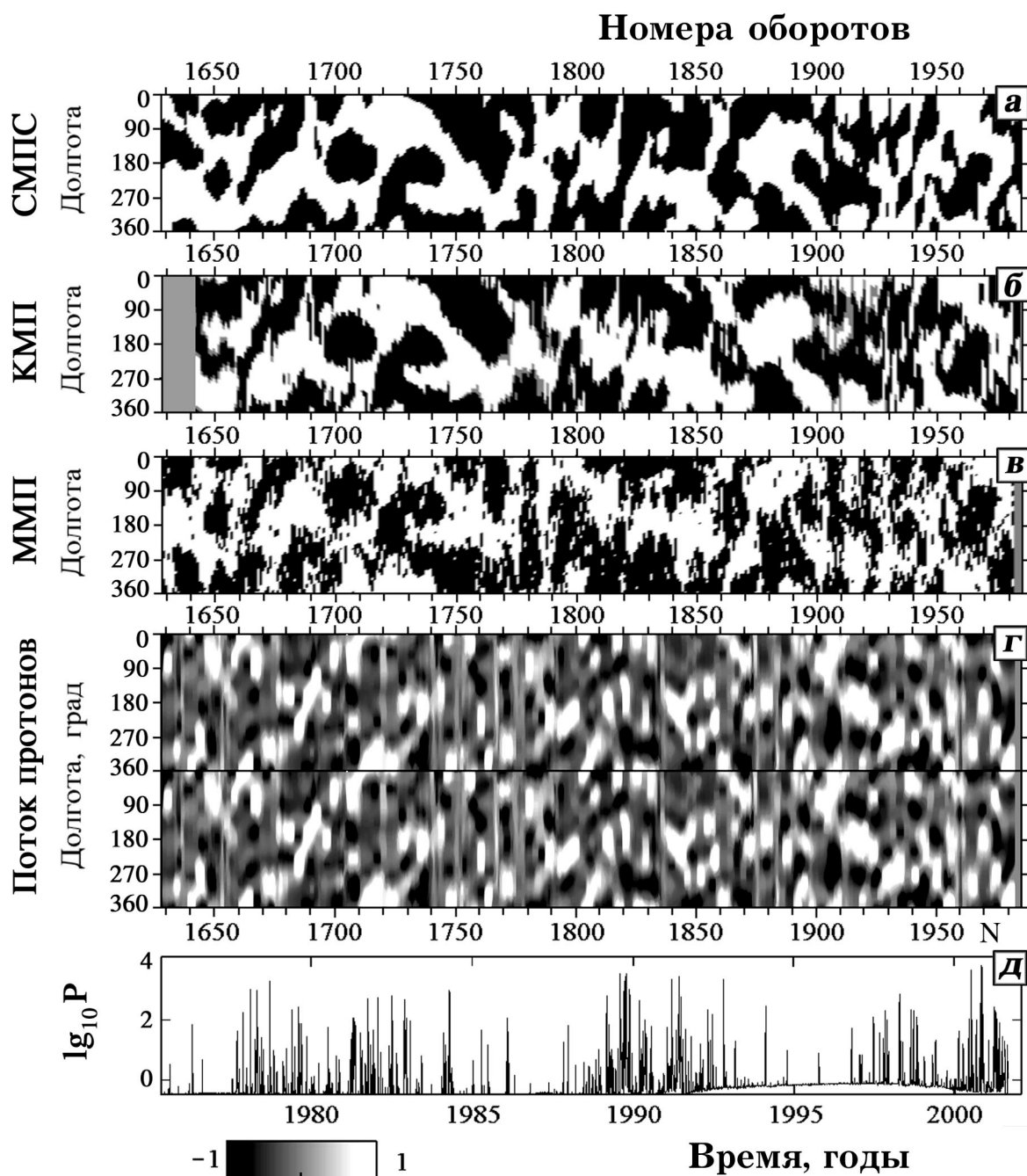
На рис.1 (д,е), соответственно, показаны долготно-временная диаграмма знака СМПС, построенная для стэнфордского ряда, и сам сигнал СМПС [7]. В динамике крупномасштабных полей видны долгоживущие когерентные структуры, которые характеризуют распределение и вращение фоновых магнитных полей. Отрезками прямых указаны моды вращения, которые сосуществуют и сменяют друг друга в ходе 11-летнего цикла. Звездочками отмечены протонные события [9].

Сравнение долготно-временных диаграмм вспышечных индексов и СМПС показывает, что характер вращения вспышечного ансамбля такой же, как у фоновых магнитных полей. Следом за перестройками в структуре фоновых магнитных полей происходят перестройки в распределении вспышечной активности Солнца. Повышенная вспышечная активность, как правило, имеет место при изменении режима вращения и вблизи пересечения мод жесткого вращения.





**Рис.1.** Вспышечный индекс FI (а), его компонента  $\delta FI$ , содержащая изменения на масштабах времени 8-32 суток (б); долготно-временная диаграмма  $\delta FI$  (в); нормированная диаграмма  $\delta FI$ , изображенная дважды, с наложением на одну ее часть ЛРП для СМПС (г); распределение знака СМПС и протонные события (д), положение вспышки «Бастилия» отмечено буквой *B*; сигнал СМПС и его кумулятивная сумма (е).



**Рис.2.** Долготно-временная диаграмма СМПС (а); распределение знака магнитного поля на поверхности квазиисточника (б); долготно-временная диаграмма знака ММП (в); диаграмма «долгота-время» потока протонов с энергией более 10 МэВ (г); изменения логарифма потока протонов (д).

Крупномасштабное магнитное поле Солнца, его эволюция и реорганизация в течение 22-летнего цикла определяют развитие активности и крупномасштабную структуру гелиосферы [2-4]. Сравнительное изучение гелиосферных параметров, вспышечной активности и протонных событий выявило руководящую роль крупномасштабного магнитного поля Солнца в их структуре.

СМПС является важным физическим параметром, который характеризует Солнце как звезду. Основной вклад в сигнал СМПС дают фоновые магнитные поля. Несмотря на то, что этот параметр измеряется достаточно просто, он очень информативен и во многом определяет структуру гелиосферы и космическую погоду.

Долготно-временное распределение полярностей СМПС показано на рис.2 (а). Фактически оказалось, что долготно-временная диаграмма СМПС характеризует крупномасштабное магнитное поле в короне Солнца. На рис.2 (б) в виде долготно-временной диаграммы показано распределение знака магнитного поля в экваториальном сечении синоптических карт рассчитанных в потенциальном приближении по данным о фотосферных магнитных полях [10]. Можно отметить, что долготно-временная диаграмма рассчитанных магнитных полей на поверхности квазиисточника с классическими граничными условиями в деталях повторяет долготно-временную диаграмму СМПС. Удивительно, что результаты сложных расчетов по экстраполяции магнитного поля в корону дают такой же результат как простое усреднение продольной компоненты поля вблизи центра диска Солнца, которое выполняется при измерении СМПС.

Далее было выполнено сравнение наблюдаемого и рассчитанного распределений полярностей с тем, которое измерялось вблизи Земли с помощью магнитометров, установленных на спутниках. Временной ряд среднесуточных значений радиальной компоненты межпланетного магнитного поля представленный в базе данных [11] был также обработан с помощью метода вейвлет-деконволюции. Полученная долготно-временная диаграмма изображена на рис.2 (в) в виде черно-белой картины, показывающей распределение полярностей. Несмотря на присутствие значительных шумов в этом распределении, можно видеть хорошее согласие, с диаграммами показанными на рис.2 (а,б) с учетом вертикального сдвига, который возникает из-за транспортного времени, в течение которого возмущения распространяется от Солнца до Земли.

Во время мощных солнечных вспышек генерируются потоки протонов ускоренных до высоких энергий. Поскольку вспышки имеют тенденцию концентрироваться вблизи линий раздела полярностей крупномасштабного магнитного поля и локализуются, главным образом, внутри долгоживущих структур, то следует ожидать, что солнечные протонные события будут иметь аналогичный характер распределения на долготно-временной диаграмме.

Тонкая структура временных изменений потока протонов была изучена с помощью метода вейвлет-деконволюции. На рис.2 (г) долготно-временная диаграмма, потока протонов приведена дважды. Исходный ряд, который использовался для построения долготно-временной диаграммы, показан на рис.2 (д) в виде логарифма среднесуточных значений потока

протонов с энергией более 10 МэВ. Долготно-временная диаграмма потока протонов нормирована и сглажена медианным фильтром. На диаграмме отдельные дискретные события укладываются в наклонные структуры, имеющие общие детали с аналогичным распределением для вспышек.

Циклические изменения характеристик вращения гелиосферы, которые наблюдаются в виде чередования медленных и быстрых мод определяются как изменениями режима вращения Солнца в цикле активности, так и изменением геометрии гелиосферы [12].

Таким образом, долгоживущие зоны повышенной вспышечной активности и протонные события концентрируются вблизи линии раздела полярностей крупномасштабных магнитных полей, следуют за их реорганизацией при всплывании новых магнитных полей и изменении режима их вращения. Моды жесткого вращения фоновых полей и вспышечного ансамбля сосуществуют и сменяют друг друга в течение 11-летнего цикла активности. Существует очевидная аналогия в поведении фоновых магнитных полей Солнца и ансамбля вспышек. Резкие изменения режима вращения магнитных полей и сосуществование различных мод вращения создают физические условия для пересоединения магнитных полей и усиления вспышечной активности Солнца.

Работа финансировалась грантом государственной поддержки ведущих научных школ НШ-733.2003.2, программой Минпромнауки РФ №1105, РФФИ 02-02-16044 и INTAS 2001 -0550.

### Литература

1. Wilcox J.M., Severny A.B., Colburn D.S. // Nature. 1969. V. 224. P. 353.
2. Hoeksema J.T. / Solar Wind. Eds Marsch E. and Schwenn R. Oxford, Pergamon, 1992. P. 191.
3. Веселовский И.С. // Солнечно-земная физика. Иркутск, 2002. Т. 2. С. 50.
4. Makarov V.I., Tlatov A.G., Callebaut D.K., Obridko V.N., and Shelting B.D. // Solar Phys. 2001. V. 198. P. 409.
5. Мордвинов А.В., Плюснина Л.А. // Астрон. журн. 2001. Т.78. С. 753.
6. Mordvinov A.V., Salakhutdinova I.I., Plyusnina L.A., Makarenko N.G., Karimova L.M. // Solar Phys. 2002. V. 211. P. 241.
7. Atac T., Ozguc A. <http://www.koeri.boun.edu.tr> . 2002.
8. Mordvinov A.V., Plyusnina L.A. // Solar Phys. 2000. V. 197. P. 1.
9. Kunches J.M. // <http://sec.noaa.gov>.
10. Hoeksema J.T., Scherrer P. <http://sun.stanford.edu/~wso> . 2002.
11. King J.H. <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/omniweb>. NASA. 2001.
12. Koudriavtsev I., Kocharov G., Ogurtsov M., and Jungner H. // Труды конф. *Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца*, Пулково, 2002. С. 267.

## СО Д Е Р Ж А Н И Е

<i>Абдусаматов Х.И.</i> О долговременных скоординированных вариациях активности, радиуса, светимости Солнца и климата.....	3
<i>Абдусаматов Х.И., Витер В.В.</i> Концепция создания специализированного космического аппарата наблюдения за Солнцем на основе малогабаритной унифицированной космической платформы 14П821.....	11
<i>Абрамов-Максимов В.Е.</i> Интернет-ресурс для представления данных наблюдений Солнца на Большом Пулковском Радиотелескопе.....	17
<i>Артамонова И.В., Пудовкин М.И., Гальцова Я.В., Зайцева С.А.</i> Циклические вариации Северо-Атлантических Осцилляций (NAO) и солнечная активность.....	23
<i>Бадалян О.Г., Обридко В.Н.</i> N-S асимметрия площадей и полного числа пятен и квазидвухлетние колебания.....	33
<i>Биленко И.А.</i> Отождествление источников высокоскоростных и низкоскоростных потоков солнечного ветра.....	41
<i>Вальчук Т.Е., Кононова Н.К., Чернавская М.М.</i> Экстремальные ливни в России в сопоставлении с солнечной активностью и геомагнитной возмущенностью.....	47
<i>Вандакуров Ю.В., Склярова Е.М.</i> О парадоксальной ситуации в теории дифференциального вращения Солнца.....	55
<i>Васильева В.В., Макаров В.И., Тлатов А.Г.</i> Условия возникновения кроссполярных корональных дыр.....	59
<i>Webber W.R., Krainev M.B.</i> On the residual, 11- and 22-year variations in the galactic cosmic ray intensity.....	65
<i>Веретененко С.В., Дергачев В.А., Дмитриев П.Б.</i> Долгопериодные эффекты космических лучей в вариациях приземного давления в Северной Атлантике.....	71
<i>Veretenenko S.V., Thejll P.</i> Influence of solar cosmic ray bursts on the cyclone evolution in the North Atlantic.....	77
<i>Vernova E.S., Tyasto M.I., Mursula K., Baranov D.G.</i> Longitudinal structure of solar activity in solar cycles 15-22.....	83

<i>Волобуев Д.М.</i> Модуляция дисперсии археомагнитных данных и солнечная активность.....	89
<i>Волобуев Д.М., Наговицын Ю.А.</i> Александрийский максимум солнечной активности по палеомагнитным данным.....	95
<i>Воротков М.В., Горшков В.Л., Миллер Н.О.</i> Солнечная активность и сейсмичность Земли.....	99
<i>Габис И.П., Трошичев О.А.</i> Влияние УФ излучения Солнца на квазидвухлетнюю цикличность в атмосфере Земли.....	105
<i>Гельфрейх Г.Б., Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю., Гольдварг Т.Б., Рябов Б.И.</i> Квазипериодические колебательные процессы над солнечными пятнами по данным радиогелиографа Нобеяма.....	111
<i>Гриб С.А.</i> Крупномасштабное гелиосферное магнитное облако как источник асимметричного возмущения плазмы.....	117
<i>Гусева С.А., Фатьянов М.П.</i> Построение синоптических карт корональных лучей по снимкам орбитального телескопа LASCO.....	121
<i>Давыдова Е.И., Давыдов В.В.</i> Вариации корреляционных размерностей в циклах солнечной активности.....	127
<i>Давыдова Е.И., Давыдов В.В., Макарова В.В.</i> О прогнозе числа солнечных полярных факелов с помощью нейронных сетей.....	131
<i>Делоне А.Б., Порфирьева Г.А., Смирнова О.Б., Якунина Г.В.</i> Магнитное поле и турбулентные скорости в солнечной короне.....	135
<i>Дергачев В.А., Дмитриев П.Б.</i> Спектральный и корреляционный анализ данных интенсивности космических лучей, геомагнитного поля и климата в течение последних ~50 тысяч лет.....	141
<i>Дергачев В.А., Дмитриев П.Б., Распопов О.М.</i> Космические лучи и климат Земли на большой временной шкале.....	145
<i>Ерофеев Д.В.</i> О причинно-следственной связи между циклами солнечных пятен и крупномасштабного магнитного поля.....	151
<i>Ефремов В.И., Ихсанов Р.Н.</i> Организация тонкой структуры поля яркости и лучевых скоростей в фотосфере Солнца.....	157
<i>Ефремов В.И., Ихсанов Р.Н., Парфиненко Л.Д.</i> Колебания лучевых скоростей и магнитного поля в тени солнечных пятен.....	165
<i>Зайцева С.А., Пудовкин М.И., Дробинина Т.А.</i> Вариации интенсивности DR-тока во время развития полярной суббури.....	171

<b>Иванов В.Г., Иванова К.Г., Наговицын Ю.А.</b> Продолжительность одиннадцатилетнего цикла солнечной активности по данным исторических хроник за последние два тысячелетия.....	177
<b>Иванов В.Г., Милецкий Е.В.</b> Пространственно-временные факторы геоэффективности солнечных вспышек.....	183
<b>Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.</b> Различия в эволюции крупномасштабного магнитного поля Солнца в 21-м, 22-м и 23-м циклах солнечной активности.....	189
<b>Ихсанов Р.Н., Милецкий Е.В.</b> Вариации потока солнечных нейтрино по данным станций HOMESTAKE, GALLEX и SAGE.....	195
<b>Callebaut D.K., Karugila G.K., Makarov V.I.</b> Coincidences in the time scale of solar phenomena .....	201
<b>Callebaut D.K., Makarov V.I.</b> Qualitative considerations on solar cycle.....	207
<b>Callebaut D.K., Makarov V.I., Tlatov A.G.</b> Relation between the suess cycle and the rest-latitudes of the large-scale unipolar magnetic field regions.....	211
<b>Кандрашов Э.В., Никифоров В.Г.</b> Исследование невозмущенных областей Солнца в линии He I 10830 Å по наблюдениям в Пулковке...	215
<b>Кануников И.Е., Волкова М.А., Киселев Б.В.</b> Влияние колебаний геомагнитного поля на электроэнцефалограмму человека.....	225
<b>Ким Гун-Дер, Макаров В.И., Тлатов А.Г.</b> Изменения яркости и нерадиальности корональных лучей по данным SOHO/LASCO-C2...	231
<b>Киселев Б.В., Волобуев Д.М.</b> Статистический R/S-анализ солнечной и геомагнитной активности.....	237
<b>Krainev M.B.</b> On the main phases of the solar cycle on the Sun and in the heliosphere.....	243
<b>Krainev M.B., Webber W.R.</b> On the galactic cosmic ray behavior during the maximum phase of the current (23-rd) solar cycle.....	249
<b>Крамынин А.П., Кузьменко И.В.</b> Связь вариаций приземной температуры воздуха в Приморье с 11-летним циклом солнечной активности.....	255
<b>Куандыков Е.Б., Каримова Л.М., Макаренко Н.Г.</b> Мультифрактальные методы редукции шума в палеоданных.....	261



<i>Koudriavtsev I.V., Kocharov G.E., Ogurtsov M.G., Jungner H.</i> On the mechanism of the long-term modulation of galactic cosmic rays in a heliosphere.....	267
<i>Лейко У.М.</i> Общее магнитное поле Солнца: вращение магнитных полей противоположной полярности.....	273
<i>Лотова Н.А., Владимирский К.В., Обридко В.Н., Субаев И.А.</i> Закономерности формирования сверхзвукового солнечного ветра.....	279
<i>Макаренко Н.Г., Каримова Л.М.</i> Алгебраическая топология $H$ - $\alpha$ карт.....	287
<i>Макаренко Н.Г., Куандыков Е.Б., Данилкина Е.Б.</i> Об обратимости временного ряда чисел Вольфа.....	293
<i>Махмутов В.С., Базилевская Г.А., Стожков Ю.И., Свиржеский Н.С.</i> Наблюдение высыпаний релятивистских электронов в полярную атмосферу: характеристики событий и условия их наблюдения.....	299
<i>Милецкий Е.В.</i> Индуктивные динамические модели долговременных вариаций солнечной активности.....	305
<i>Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А., Иванов В.Г.</i> Способы представления и методы обработки информации из объединенной базы данных магнитных полей солнечных пятен.....	313
<i>Миронова И.А., Пудовкин М.И.</i> Временные вариации атмосферного аэрозоля и солнечная активность.....	317
<i>Наговицын Ю.А., Огурцов М.Г.</i> Грандиозные минимумы и максимумы солнечной активности и климата Земли: последнее тысячелетие и картина будущего «в общих чертах».....	321
<i>Наговицын Ю.А., Огурцов М.Г.</i> О вариациях солнечной активности во время Маундеровского минимума.....	327
<i>Никольская К.И.</i> О природе корональных дыр на Солнце: два класса корональных дыр.....	333
<i>Obridko V.N., Shelting B.D.</i> Global solar magnetology and solar cycle reference points.....	339
<i>Ogurtsov M.G., Jungner H., Lindholm M., Eronen M.</i> Quasi 2.5 kyr climatic cycle and nodal precession of Taurid meteoroid stream.....	345
<i>Плюснина Л.А.</i> Северо-южная асимметрия и циклические изменения продуктивности активных долгот.....	353



<i>Подгорный А.И., Подгорный И.М.</i> Использование консервативной относительно магнитного потока разностной схемы для предсказания вспышек.....	359
<i>Подгорный И.М., Подгорный А.И., Минами Ш., Моримото М.</i> МГД модель гелиосферного токового слоя.....	365
<i>Понявин Д.И.</i> Солнечный цикл в космической погоде и климате.....	371
<i>Порфирьева Г.А., Якунина Г.В., Делоне А.Б.</i> Протонные вспышки и топология магнитного поля в активных областях на Солнце.....	377
<i>Пятигорский А.Г., Пятигорский Г.А.</i> Завершающие результаты обработки ряда чисел Вольфа месячного разрешения с 1749 по 1998 годы посредством обобщённого регрессионного частотно-временного анализа.....	383
<i>Распопов О.М., Дергачев В.А.</i> Проявление Маундеровской моды солнечной активности 2700 лет назад и ее климатический отклик.....	389
<i>Ривин Ю.Р.</i> Две проблемы анализа кривой чисел Вольфа.....	395
<i>Сивяков И.Н.</i> Положение края изображения диска Солнца.....	401
<i>Смирнов Р.В., Кононович Э.В., Матвейчук Т.В.</i> Солнечная и геомагнитная активность: частотная структура связи.....	405
<i>Смирнова О.Б., Кононович Э.В.</i> Аналитическое представление квазидвухлетних вариаций солнечной активности.....	411
<i>Соловьев А.А.</i> Новая модель солнечного магнитного цикла. I. Решение диффузионной задачи.....	417
<i>Соловьев А.А.</i> Новая модель солнечного магнитного цикла. II. Хэйловский цикл.....	424
<i>Соловьев А.А.</i> Новая модель солнечного магнитного цикла. III. Закон вращения и сильное магнитное поле.....	430
<i>Тлатов А.Г.</i> Колебания поляризации общего радиоизлучения Солнца на волне 1.76 см в период 1992-2003 гг. ....	437
<i>Тлатов А.Г.</i> Поляризация протуберанцев в радиодиапазоне на волне 17 ГГц.....	443
<i>Тлатов А.Г., Тавастшерна К.С.</i> Свойства корональных дыр в 23-м цикле активности.....	447

<i>Глатов А.Г., Шрамко А.Д.</i> Распределение интенсивности и поляризации радиоизлучения над лимбом Солнца по данным радиогелиографа Nobeyama на волне $\lambda = 1.76$ см.....	453
<i>Хлыстов А.И., Сомов Б.В.</i> Результаты 30-летнего астрофизического мониторинга содержания CO <sub>2</sub> в воздушном бассейне Москвы.....	459
<i>Ульев В.А., Тясто М.И., Данилова О.А.</i> Некоторые особенности эффекта полуденного восстановления поглощения ППШ и траекторные расчёты жёсткости геомагнитного обрезания.....	465
<i>Мордвинов А.В., Плюснина Л.А.</i> Крупномасштабные магнитные поля, долгоживущие структуры в распределении вспышечной активности и потоки протонов в гелиосфере.....	473
<b>Список авторов</b> .....	485

## СПИСОК АВТОРОВ

- Абдусаматов Х.И.* 3, 11  
*Абрамов-Максимов В.Е.* 17  
*Артамонова И.В.* 23  
*Бадалян О.Г.* 33  
*Базилевская Г.А.* 299  
*Baranov D.G.* 83  
*Биленко И.А.* 41  
*Вальчук Т.Е.* 47  
*Вандакуров Ю.В.* 55  
*Васильева В.В.* 59  
*Webber W.R.* 65, 249  
*Веретененко С.В.* 71, 77  
*Вернова Е.С.* 83  
*Витер В.В.* 11  
*Владимирский К.В.* 279  
*Волкова М.А.* 225  
*Волобуев Д.М.* 89, 95, 237  
*Воротков М.В.* 99  
*Габис И.П.* 105  
*Гальцова Я.В.* 23  
*Гельфрейх Г.Б.* 111  
*Гольдварг Т.Б.* 111  
*Горшков В.Л.* 99  
*Гриб С.А.* 117  
*Гусева С.А.* 121  
*Давыдов В.В.* 127, 131  
*Давыдова Е.И.* 127, 131  
*Данилкина Е.Б.* 293  
*Данилова О.А.* 465  
*Делоне А.Б.* 135, 377  
*Дергачев В.А.* 71, 141, 145, 389  
*Дмитриев П.Б.* 71, 141, 145  
*Дробинина Т.А.* 171  
*Ерофеев Д.В.* 151  
*Ефремов В.И.* 157, 165  
*Зайцева С.А.* 23, 171  
*Иванов В.Г.* 177, 183, 189, 313  
*Иванова К.Г.* 177  
*Ихсанов Р.Н.* 157, 165, 189, 195  
*Callebaut D.K.* 201, 207, 211  
*Кандрашов Э.В.* 215  
*Кануников И.Е.* 225  
*Каримова Л.М.* 261, 287  
*Karugila G.K.* 201  
*Ким Гун-Дер* 231  
*Киселев Б.В.* 225, 237  
*Кононова Н.К.* 47  
*Кононович Э.В.* 405, 411  
*Kocharov G.E.* 267  
*Kraïnev M.V.* 65, 243, 249  
*Крамынин А.П.* 255  
*Куандыков Е.Б.* 261, 293  
*Koudriavtsev I.V.* 267  
*Кузьменко И.В.* 255  
*Лейко У.М.* 273  
*Lindholm M.* 345  
*Лотова Н.А.* 279  
*Макаренко Н.Г.* 261, 287, 293  
*Макаров В.И.* 59, 201, 207, 211, 231  
*Макарова В.В.* 131  
*Матвейчук Т.В.* 405  
*Махмутов В.С.* 299  
*Милецкий Е.В.* 183, 195, 305, 313  
*Миллер Н.О.* 99  
*Минами Ш.* 365  
*Миронова И.А.* 317  
*Мордвинов А.В.* 473  
*Моримото М.* 365  
*Mursula K.* 83  
*Наговицын Ю.А.* 95, 111, 177, 313, 321, 327  
*Наговицына Е.Ю.* 111  
*Никифоров В.Г.* 215  
*Никольская К.И.* 333  
*Обридко В.Н.* 33, 279, 339  
*Огурцов М.Г.* 267, 321, 327, 345  
*Парфиненко Л.Д.* 165  
*Плюснина Л.А.* 353, 473  
*Подгорный А.И.* 359, 365  
*Подгорный И.М.* 359, 365  
*Понявин Д.И.* 371

*Порфирьева Г.А.* 135, 377  
*Пудовкин М.И.* 23, 171, 317  
*Пятигорский А.Г.* 383  
*Пятигорский Г.А.* 383  
*Распопов О.М.* 145, 389  
*Ривин Ю.Р.* 395  
*Рябов Б.И.* 111  
*Свиржевский Н.С.* 299  
*Сивяков И.Н.* 401  
*Склярова Е.М.* 55  
*Смирнов Р.В.* 405  
*Смирнова О.Б.* 135, 411  
*Соловьев А.А.* 417, 424, 430  
*Сомов Б.В.* 459  
*Стожков Ю.И.* 299  
*Субаев И.А.* 279  
*Тавастшерна К.С.* 447  
*Thejll P.* 77  
*Тлатов А.Г.* 59, 211, 231, 437, 443,  
447, 453  
*Трошичев О.А.* 105  
*Тясто М.И.* 83, 465  
*Ульев В.А.* 465  
*Фатьянов М.П.* 121  
*Хлыстов А.И.* 459  
*Чернавская М.М.* 47  
*Shelting B.D.* 339  
*Шрамко А.Д.* 453  
*Eronen M.* 345  
*Jungner H.* 267, 345  
*Якунина Г.В.* 135, 377